

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky



BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

**Realizace autonomního robota pro lokalizaci zdrojů
ionizujícího záření s využitím detektoru Timepix**

Autor: Matěj Prokop
Vedoucí práce: Ing. Jan Broulím, Ph.D.
Akademický rok: 2023/2024

FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ
KATEDRA FYZIKY

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Akademický rok: 2022/2023



Student: Matěj Prokop

Studijní program: Jaderná a částicová fyzika

Název práce: Realizace autonomního robota pro lokalizaci zdrojů ionizujícího záření
(česky) s využitím detektoru Timepix

Název práce: Realization of autonomous robot for localization of radiation sources
(anglicky) using Timepix type detectors

Jazyk práce: Čeština

Pokyny pro vypracování:

- 1) Prostudujte parametry ionizujícího záření a možnosti využití detektorů z rodiny Timepix
- 2) S využitím dostupných součástek na trhu sestavte pojízdného robota
- 3) Využijte minipočítač pro společné ovládání robota a akvizice detektoru
- 4) Implementujte alespoň jeden autonomní algoritmus mapování kontaminace prostředí
- 5) Funkcionalitu vhodně demonstруйте na hledání zdroje ionizujícího záření
- 6) Diskutujte možnost budoucího rozšíření práce

Doporučená literatura:

- [1] LLOPART, X. Timepix Manual v1.0. CERN, 2006.
- [2] BROULIM, J. et al. j-Pix - A multiplatform acquisition package for Timepix3, In: Journal of Instrumentation, IOP Publishing Ltd and Sissa Medialab, 2019.
- [3] MATHESSE, E. Python Crash Course. San Francisco: No Starch Press, 2016. ISBN 978-159-3276-034.
- [4] ACARNLEY, P. Stepping Motors: A guide to theory and practice. Stevenage: Institution of Engineering and Technology, 2002. ISBN 978-085-2964-170.
- [5] BRADSKI, G., KAEHLER, A. Learning OpenCV 3: computer vision in C++ with the OpenCV library. Sebastopol: O'Reilly Media, 2017. ISBN 978-149-1937-990.
- [6] BLOCH, J. Effective Java. Boston: Addison-Wesley, 2017. ISBN 978-013-4685-991.

Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:

Ing. Jan Broulím, Ph.D.

Kosmický výzkum, Ústav technické a experimentální fyziky ČVUT

Datum zadání bakalářské práce: 20.10.2022

Termín odevzdání bakalářské práce: 02.08.2023

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.

.....
garant studijního programu

.....
vedoucí katedry



.....
děkan

V Praze dne 20.10.2022

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Břehová 7
115 19 Praha 1



PROHLÁŠENÍ

Já, níže podepsaný(á)

Jméno a příjmení studenta: Matěj Prokop
Osobní číslo: 501138
Studijní program: Jaderná a částicová fyzika
Studijní obor: (/)
Specializace: (/)

prohlašuji, že jsem bakalářskou práci s názvem:

Realizace autonomního robota pro lokalizaci zdrojů ionizujícího záření s využitím detektoru Timepix

vypracoval(a) samostatně a uvedl(a) veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

Rovněž souhlasím s porovnáním textu mé kvalifikační práce s databází kvalifikačních prací Theses.cz provozovanou Národním registrem vysokoškolských kvalifikačních prací a systémem na odhalování plagiátů.

V Praze dne 7.1.2024

.....
podpis

Poděkování

Děkuji především vedoucímu mé práce doktoru Janu Broulímovi za odborné konzultace k tvorbě práce a veškerý čas věnovaný vedení práce. Dále bych chtěl poděkovat mým kolegům z Ústavu technické a experimentální fyziky. Děkuji Pavlu Skotákovi za zapůjčení základů pro robotické vozítko a konzultace týkající se robotické stránky práce. Děkuji také Milanu Malichovi a Mgr. Petru Mánkovi za poskytnutí konzultací k práci s detektorem Timepix. Závěrem děkuji své rodině a přátelům za velkou podporu při tvorbě této práce.

Matěj Prokop

Název práce: **Realizace autonomního robota pro lokalizaci zdrojů ionizujícího záření s využitím detektoru Timepix**

Autor: Matěj Prokop

Studijní program: Jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Jan Broulím, Ph.D., Fakulta biomedicínského inženýrství ČVUT

Abstrakt: V případě kontaminace prostředí radioaktivními látkami je třeba lokalizovat její zdroje a vyhodnotit nebezpečnost těchto zdrojů. V této práci jsme shrnuli základní vlastnosti ionizující záření a možnosti jeho detekce pomocí pixelových detektorů. K lokalizaci zdrojů ionizujícího záření jsme sestavili dálkově ovládané robotické vozítko vybavené detektorem Timepix3. Navrhli jsme algoritmus k autonomnímu mapování kontaminace prostředí a hledání jejích zdrojů. Pro případ úspěšného nalezení zdroje jsme také vytvořili proceduru k jeho hlubší analýze. Nakonec jsme provedli testování těchto algoritmů na sestaveném robotickém vozítku.

Klíčová slova: Ionizující záření, detektor Timepix3, lokalizace zdrojů kontaminace radioaktivitou, robotické vozítko

***Title:* Realization of autonomous robot for localization of radiation sources using Timepix type detectors**

Author: Matěj Prokop

Abstract: In a case of environment contamination with radioactive elements it is necessary to localize its sources and estimate their dangerousness. In this thesis, we have summarized the basic properties of ionizing radiation and the possibilities of its detection with pixel detectors. For the localization of ionizing radiation sources we have assembled a robotic vehicle equipped with Timepix3 detector. We have also devised an algorithm for radioactive contamination mapping and its sources seeking. For the case of successful source localization, we have designed a procedure for deeper source analysis. Finally, we have executed tests with the robotic vehicle.

Key words: Ionizing radiation, Timepix3 detector, localization of radioactivity contamination sources, robotic vehicle

Obsah

1	Teoretický úvod	13
1.1	Ionizující záření	13
1.1.1	Vlastnosti ionizujícího záření a jejich důsledky pro jeho detekci	14
1.1.2	Alfa záření	18
1.1.3	Beta záření	19
1.1.4	Gamma záření	20
1.1.5	Proud neutronů	21
1.1.6	Další typy ionizujícího záření	22
1.2	Pixelové detektory	25
1.2.1	Princip fungování	25
1.2.2	Typy pixelových detektorů	33
1.2.3	Morfologie typu částic	33
1.2.4	Klasifikace typů částic změřených pixelovým detektorem	34
1.2.5	Elektronika pro vyčítání	34
1.2.6	Charakteristika měření detektorem Timepix3	35
2	Realizace robotického vozítka	36
2.1	Použitý hardware	36
2.2	Softwarové řešení	41
2.2.1	Komunikace	41
2.2.2	Řízení robota	42
2.2.3	Mapování překážek	44

2.2.4	Zpracování dat z detektoru radiace	44
2.2.5	Automatické hledání zářiče	45
2.2.6	Automatické mapování radiační kontaminace	47
3	Naměřené výsledky	49
3.1	Mapování radiační kontaminace	49
3.1.1	Experiment bez překážek	49
3.1.2	Experiment s překážkami	51
3.2	Lokální hledání zářiče	55
3.2.1	Testování VFH algoritmu	55
3.2.2	Měření se zářičem	56
4	Závěr	60

Úvod

Hlavní riziko kontaminace radioaktivními látkami představuje jaderná energetika, příprava experimentů s ionizujícím zářením a aplikace v medicíně. Může k ní ale také dojít například i v průmyslu. V mnoha případech je lidská přítomnost v zamořené oblasti příliš riziková [1]. Mapování kontaminovaných oblastí je pak třeba provést dálkově. Tématem této práce je realizace vozítka a softwaru pro autonomní mapování. Toto vozítko může sloužit k mapování kontaminace v jednodušším rovinném terénu. Pro prostorové mapování jsou pak často používány drony [2]. Pixelový detektor byl zvolen především proto, že pixelový obraz nám může o zdrojích ionizujícího záření poskytnout dodatečné informace, zejména o typu částic a také směru jejich letu.

Cílem této práce bylo nejdříve sestavení robotického vozítka a jeho vybavení detektorem Timepix3 včetně readoutu Kathrine. Následně bylo třeba implementovat bezdrátové manuální ovládání vozítka a akvizici detektoru. Mapování kontaminace může být provozováno ve dvou režimech. Vozítko může být ovládáno manuálně za pomoci videa z kamery bezdrátově přenášeného do pracoviště operátora. Tento režim ovládání by ale zejména pro větší prostory zabral příliš času a při nehodě může být radiální pracovník zaneprázdněn i jinými úkony. Proto bylo dále třeba implementovat algoritmus pro autonomní řízení robota v prostředí s překážkami. Globální plánování trasy umožnilo mapování míry kontaminace. Lokální plánování trasy společně s daty z detektoru radiace bylo využito pro hledání zdrojů ionizujícího záření.

První kapitolou práce je teoretická část. Ta se nejdříve zaměřuje na základní vlastnosti ionizujícího záření. Následně shrnuje možnosti jeho detekce pomocí pixelových detektorů. Druhá kapitola nejdříve popisuje sestavení robotického vozítka a přidání potřebných hardwarových periférií (kamery, baterie, měniče napětí atd.). Dále se věnuje softwarové implementaci algoritmů pro mapování radiální kontaminace a hledání jejich

zdrojů. Třetí kapitola se věnuje provedení vlastního měření a analýze získaných výsledků.

Kapitola 1

Teoretický úvod

1.1 Ionizující záření

Ionizace je definovaná jako vyjmutí elektronu z atomového obalu. Jako ionizující záření označujeme obecně částice s energií dostatečnou pro ionizaci atomů typických materiálů. Jeho energie je tedy zespoda ohraničena vazebnou energií elektronu v atomu, která má řádově hodnotu 10 eV [3]. Základními typy ionizujícího záření jsou alfa záření (jádra helia), beta záření (elektrony či pozitrony), gamma záření (fotony) a proud neutronů.

Ionizaci rozdělujeme podle většinového procesu jejího vzniku na přímou a nepřímou. Pro nabitě částice jako jádra helia či elektrony je ionizace z podstatné části způsobena přímou Coulombovskou interakcí primární částice s elektrony materiálu [4]. Ionizaci pak označujeme jako přímou. Pro nenabitě částice jako fotony či neutrony je většinová ionizace sekundární [4]. Při ní materiál ionizují nabitě sekundární produkty interakce nenabitě částice s atomy materiálu. Jedná se například o sekundární produkty elektromagnetické interakce fotonů s atomy materiálu nebo silné interakce neutronů s jádry materiálu [5]. Rychlost ztráty energie ionizací je pak pro nabitě částice obecně větší než pro nenabitě [6]. Interakce částic ionizujícího záření s látkou ale závisí také na jejich hmotnosti a energii. Proto například nízkenergetické fotony ztrácí energii při průniku látkou poměrně rychle, i přestože jsou neutrální.

Proces ionizace je základem pro detekci ionizujícího záření. V živých organismech ionizace způsobuje poškození uvnitř organel buněk. Vlivem ionizace může navíc dojít k narušení genetické informace buňky. Pokud je poškození dostatečně malé, může ho buňka opravit. V opačném případě zahyne. Proces opravy však přináší chyby, což může přispívat k tvorbě kar-

cinomu [7]. Jedná se o stochastický jev, který se pro každého jedince liší, a prakticky tedy nelze jeho následky přesně předem určit.

V následujících několika kapitolách popíšeme základní typy ionizujícího záření, vlastnosti jejich interakce s látkou a jejich účinky na živé organismy.

1.1.1 Vlastnosti ionizujícího záření a jejich důsledky pro jeho detekci

Jedněmi ze základních vlastností ionizujícího záření jsou náboj, klidová hmotnost a energie. Interakce nabitých a neutrálních částic jsou typově odlišné. Klidová hmotnost částic ovlivňuje přenos hybnosti během jejich interakcí s atomy materiálu. Kinetická energie částic pak pro přímou ionizaci určuje maximální možný počet ionizovaných atomů. Energie částic pro nepřímou ionizaci ovlivňuje účinné průřezy daných interakcí. Základní dělení ionizujících částic podle vlastností interakce s látkou je zobrazeno v tabulce 1.1 převzaté z [3]. Pro tuto tabulku platí, že nepřímo ionizující

Nabité částice	Neutrální částice
Těžké nabité částice (Charakteristická vzdálenost = 10^{-5} m)	Neutrony (Charakteristická délka = 10^{-1} m)
Rychlé elektrony (Charakteristická vzdálenost = 10^{-3} m)	Rentgenové a γ záření (Charakteristická délka = 10 m)

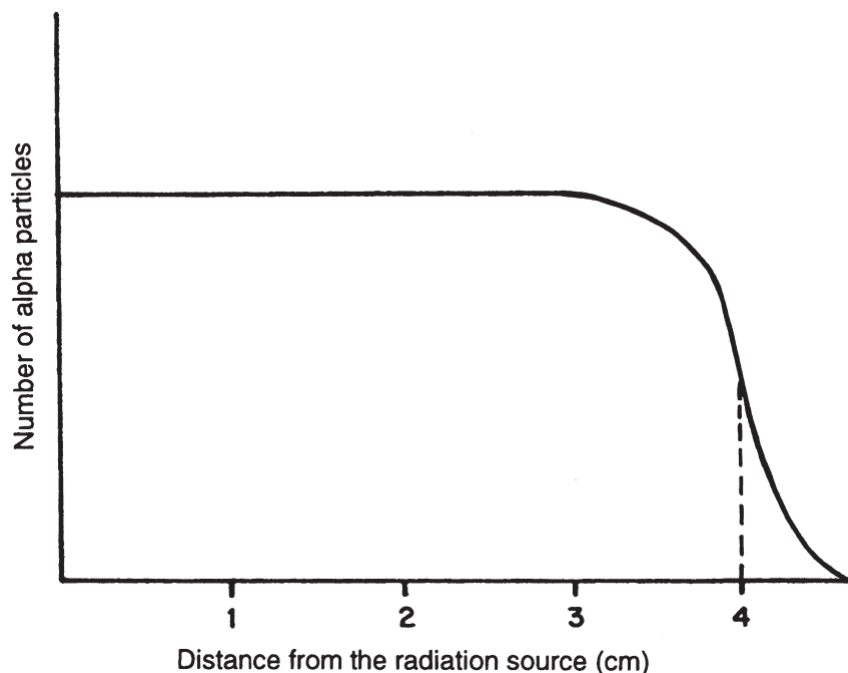
Tabulka 1.1: Dělení ionizujícího záření podle interakce s látkou

částice v pravé části tabulky vytváří přímou ionizaci prostřednictvím částic v levé části tabulky. Tabulka také obsahuje řádové hodnoty dosahu v pevných látkách pro nabité částice a střední hodnoty uražené vzdálenosti do zastavení v pevné látce pro nenabité částice.

Vlastnosti interakce nabitých částic

Nabité částice ztrácí v materiálu energii především velkým počtem Coloumbovských interakcí s orbitálními elektrony. To vede k excitaci či ionizaci atomů [8]. Pro ztrátu energie ionizací má dosah nabitých částic v materiálu až na malé fluktuace přesně stanovenou hodnotu [9]. Dosah nabitých částic se zvyšuje s jejich kinetickou energií.

Na obrázku 1.1 převzatém z [10] můžeme vidět závislost počtu α částic na vzdálenosti od zdroje na vzduchu. Pro svazek α částic je míra absorpce v materiálu velmi malá, proto je počet α částic při průletu materiálem do



Obrázek 1.1: Dosah α částic s kinetickou energií 5,5 MeV na vzduchu

určité hloubky téměř konstantní. Poté začne počet α částic klesat a poměrně rychle poklesne téměř na nulu, jelikož v dané hloubce již většina α částic ztratí veškerou kinetickou energii.

Částice s výrazně vyšší klidovou hmotností než orbitální elektrony ztrácí při jedné interakci s orbitálním elektronem v materiálu pouze malou část své celkové kinetické energie. Při interakcích s orbitálními elektrony se tedy příliš nemění směr jejich letu [3]. Trajektorie rychlých elektronů v materiálu oproti tomu mohou být více zakřivené. Nabité částice ale ztrácí energii v materiálu i dalšími procesy. Může se jednat například o vyzařování fotonů důležité pro vyšší kinetické energie částic.

Interakce fotonů

Fotony s materiálem interagují především absorpcí. Pokud předpokládáme, že rozptýlené fotony již nejsou součástí svazku, lze snižování počtu fotonů ve svazku N se zvětšující se tloušťkou stínění d popsat vztahem

$$N(x) = N_0 e^{-\mu d}, \quad (1.1)$$

kde N_0 značí počet fotonů ve svazku bez stínění [9]. Platí, že do faktoru μ přispívá fotoelektrická absorpce, rozptyl a produkce elektron-pozitronových párů. Ke ztrátě energie fotonu bez jeho absorpce pak může dojít při rozptylu. K tomu dochází typicky na elektronech v materiálu.

Interakce neutronů

Silně interagující neutrony s nulovým elektrickým nábojem reagují především s jádru materiálu. Neutrony s nižšími energiemi interagují v živé tkáni především pružným rozptylem na jádrech vodíku. Jádra vodíku skrze pružný rozptyl získávají energii a ionizují materiál s vysokým lineárním přenosem energie. Neutrony s vyššími energiemi (>50 MeV) pak v tkáni interagují primárně s těžšími jádru jako C, N, O nebo Ca [5].

Biologické účinky

Absorbovaná dávka D označuje absorbovanou energii ionizujícího záření na jeden kilogram tkáně. Biologické účinky radiace na živou tkáň však nezávisí pouze na absorbované dávce ale také na typu ionizujícího záření, jeho energii a typu zasažené tkáně. Radiační váhový faktor w_r je koeficient popisující sílu biologických účinku ionizujícího záření v závislosti na jeho typu a energii. Největší biologické riziko při průletu ionizujícího záření živou tkání představují částice s vysokou hodnotou lineárního přenosu energie. Ten je definován jako derivace ztracené energie v materiálu podle délky trajektorie částice. Biologické účinky ionizujícího záření jsou však závislé i na typu zasažené tkáně. Tkáň, ve které probíhá větší míra buněčného dělení, vykazuje větší náchylnost k radiačnímu poškození. Odolnost dané tkáně vůči ionizujícímu záření vyjadřuje váhový faktor w_t . Po započtení těchto účinků lze definovat ekvivalentní dávku $H = w_r D$ a efektivní dávku $E = w_t H$ [5].

Princip detekce záření

Pro detekci ionizujícího záření lze využít procesy ionizace a excitace. Pro využití procesu ionizace dochází v materiálu detektoru k uvolňování volných nábojů působením ionizujícího záření. Volné náboje jsou poté v detektoru akumulovány působením externího napětí. Náboj je přiveden na nábojový předzesilovač. Ten integruje proud v detektoru a vytváří výstupní napěťový impuls. Ionizující záření je možné také detekovat využitím excitace elektronů materiálu detektoru s následnou produkcí fotonů. Tyto fotony mohou být dále například s využitím fotokatody převáděny na volné elektrony [11].

Typy detektorů záření

Lze rozlišit tři základní typy detektorů ionizujícího záření. Na principu ionizace jsou založeny detektory naplněné plynem a polovodičové detektory. Princip excitace využívají detektory scintilační. [12].

V plynových detektorech průlet ionizujícího záření vytváří volné náboje. Tyto volné náboje jsou pomocí elektrického pole sbírány na elektrodách. Tím vzniká ionizační proud, který je integrován a převáděn na nábojový impulz. V proudovém režimu pak detektor přímo měří velikost tohoto impulzu. V režimu čítače pulzů je zaznamenáván pouze počet pulzů převyšující určitou diskriminační hranici. Režimy fungování plynových detektorů lze rozdělit podle napětí na elektrodách. Pro malé hodnoty napětí funguje detektor jako ionizační komora. Zde je většina signálu vytvořena primární ionizací. Tu přímo vytváří detekovaná částice. Proporcionální komora využívá větší hodnotu napětí na elektrodách. Zde elektrony vzniklé primární ionizací získávají v elektrickém poli uvnitř detektoru dostatečnou energii pro vytvoření sekundární ionizace. Tím dochází k amplifikaci výstupního signálu. Velikost nábojového pulzu je pro oba tyto módy úměrná ztracené energii částice v detektoru. Pro vysoké hodnoty napětí funguje detektor v Geiger-Müllerově módu. Zde každou primární ionizací vzniká lavina sekundárních elektronů a velikost pulzu v detektoru již není úměrná energii detekovaného záření. Výhodou plynových detektorů obecně je jednoduchost jejich konstrukce. Výhodou ionizačních komor je přesná proporcionalita výstupního signálu. Mají také malou mrtvou dobu. Ta označuje dobu po detekci první události, po kterou má detektor nulovou citlivost na událost následující. Jsou tedy vhodné na přesné měření vyšších dávek. Nevýhodou ionizačních komor je především malá velikost výstupního signálu a pomalá odezva. Proporcionální komory mají oproti nim vyšší výstupní signál a jsou díky tomu vhodnější i na měření nižších dávek. Nevýhodou je silná závislost signálu na napětí na elektrodách a tedy nutnost přesné regulaci tohoto napětí. Geiger-Müllerovy čítače mají pak vysoký mrtvý čas a nejsou citlivé na energii detekované částice [13]. Jejich výhodou je vysoký výstupní signál a nízká závislost výstupního signálu na napětí na elektrodách.

Polovodičové detektory využívají ionizace v krystalové mřížce materiálu detektoru. Detektor je zapojen na externí napětí jako P-N přechod v závěrném směru. Ionizující záření zde vytváří volné náboje. Ty jsou sbírány na elektrodách a pomocí nábojového předzesilovače převáděny na na-

převý impuls, který je detekován. Nosiče volných nábojů jsou zde elektrony a díry. Polovodičové detektory mohou být organické či anorganické. Nejčastěji jsou využívány křemíkové a germaniové anorganické detektory. Nevýhodou polovodičových detektorů je složitost jejich výroby, malý detekční objem a silná závislost signálu na teplotě detektoru. Mezi jejich výhody patří vysoké energetické rozlišení, malý mrtvý čas a nízká odezva. Díky jejich kompaktním rozměrům mohou být také dobře rozděleny na několik menších detekčních buněk. Tento typ detektorů nazýváme pixelové detektory. Jejich výhodou je, že poskytují dodatečnou informaci o detekované částici prostřednictvím aktivace několika pixelů detektorů. To může být použito pro identifikaci částic a určení směru jejich letu.

Scintilační detektory využívají jevu luminiscence. Při ní deexcitace elektronů materiálu detektoru vytváří viditelné světlo či UV záření. Materiál detektoru může být anorganický či organický. Anorganické a některé organické scintilátory vykazují luminiscenci díky energetickým hladinám v krystalové mřížce. V organických scintilátorech pak může luminiscence vznikat také prostřednictvím excitace jednotlivých organických molekul. Pro detekci vzniklého UV záření jsou využívány fotonásobiče či fotodiody. Ve fotonásobiči vznikají volné elektrony na fotokatodě. Ty jsou následně urychleny externím napětím a signál je amplifikován sekundárními elektrony. Fotodioda je P-N přechod, na němž při dopadu fotonů vzniká proudový impuls. Výhodou anorganických scintilátorů (například NaI) je kvalitní energetické rozlišení a citlivost především pro gamma záření. Scintilátory umožňují také využití většího detekčního objemu a mají nižší výrobní náklady než polovodičové detektory. Nevýhodou NaI scintilátorů je horší citlivost vůči nízkoenergetickému gamma záření a nulová citlivost vůči alfa záření či beta záření [14]. Ve scintilátorech využívajících plastových materiálu pak může vznikat nežádoucí Čerenkovo záření [15].

1.1.2 Alfa záření

Alfa záření je tvořeno jádry ${}^4_2\text{He}$. Vzniká při α rozpadu těžkého jádra X popsaném rovnicí



kde Y označuje jádro vzniklé α rozpadem.

Při přirozeném rozpadu mnoha těžkých jader je energeticky výhodné uvolnění kladného náboje právě pomocí α částice [16]. Ta má totiž vyso-

kou vazebnou energii na nukleon, což zvyšuje energii reakce.

Základní vlastnosti

Částice α jsou klasifikovány jako ionizující záření s vysokou klidovou hmotností. Společně s jejich kladným nábojem jsou díky tomu silně ionizující a mají nízkou pronikavost materiálem. Na vzduchu rychle ztrácí energii a k jejich odstínění postačuje například list papíru či vrstva mrtvé lidské kůže. Biologické riziko tedy představují především při vnitrotělním kontaktu se zdrojem [17]. Pokud k němu však dojde jsou díky jejich ionizačním vlastnostem velmi nebezpečné pro živou tkáň.

Teorie α rozpadu

K teoretickému popisu α rozpadu se ukazuje jako vhodné předpokládat, že α částice již ve sféricky symetrickém jádře existuje a interaguje se zbytkem jádra [16]. Díky repulzivní Coulombovské síle pak vzniká za okrajem jádra potenciálová bariéra. Při α rozpadu je však typicky kinetická energie α částic menší než výška této bariéry. Může ho tedy vysvětlit pouze kvantové tunelování.

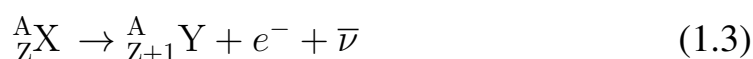
Energetický popis

Energie α částice je závislá pouze na počátečním a konečném stavu jádra. Uvolňované α částice jsou tedy téměř monoenergetické, přičemž jemná struktura je dána energetickými rozdíly mezi stavy dceřiného jádra.

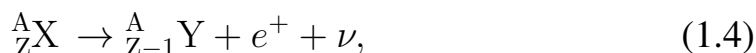
Kinetická energie uvolňovaných α částic se pohybuje přibližně mezi 4-6,5 MeV [3]. Pro nižší energie je typicky pravděpodobnost protunelování bariéry příliš nízká a zdroje jsou díky dlouhému poločasu rozpadu nevýznamné. Pro vyšší energie je pak poločas rozpadu příliš krátký a tyto zdroje jsou tedy málo dostupné.

1.1.3 Beta záření

Beta záření je tvořeno elektrony či pozitrony vznikajícími při jaderném rozpadu. Jedná se o β^- rozpad



a β^+ rozpad



kde ν a $\bar{\nu}$ značí neutrino a antineutrino.

Tyto procesy tedy převádí v jádře neutrony na protony a naopak. Nestabilita jádra je zde tedy způsobena přebytkem či nedostatkem neutronů. Klíčovou roli hraje slabá interakce, která umožňuje změnu vůně kvarků při tomto procesu.

Základní vlastnosti

Částice β mají mnohonásobně nižší klidovou hmotnost než částice α . Díky tomu mají obecně nižší ionizační účinky a větší pronikavost materiálem. Částice β^- mají ve vodě dosah v cm roven přibližně polovině jejich kinetické energie v MeV [18]. Především β částice s vyššími energiemi tedy mohou penetrovat lidské tělo a způsobit poškození. Pořád ale platí, že největší riziko představují při vnitrotělním kontaktu se zdrojem [19].

Energetická bilance

Pokud zanedbáme zpětný ráz jádra, energie uvolněná při procesu je rozdělena mezi β částici a neutrino. Spektrum kinetické energie β částic je spojité. Kinetická energie β částic může nabývat hodnot od 0 do E_{max} , kde maximální energie je určena energií reakce. Maximální četnost β částic získává kinetickou energii přibližně $\frac{1}{3} E_{max}$ [10].

1.1.4 Gamma záření

Gamma záření je tvořeno fotony vzniklými deexcitací atomového jádra. Tento proces lze vyjádřit rovnicí



Jádro může do excitovaného stavu přejít po α rozpadu, β rozpadu a dalších jaderných reakcích jako například neutronový záchyt. Pro některé γ zdroje probíhá deexcitace jádra téměř okamžitě ($< ns$). Poločas rozpadu je pak určen samotným procesem vzniku excitovaných jader. V opačném případě jádra označujeme jako metastabilní [10].

Základní vlastnosti

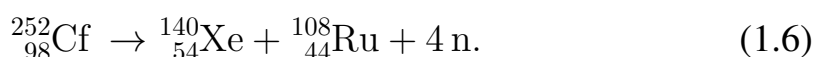
Elektricky neutrální fotony ionizují materiál především nepřímo skrze procesy jako fotoelektrický jev, Comptonův rozptyl [20] a produkce elektron-pozitronových párů. Jejich ionizační účinky jsou slabší a mají vysokou pronikavost materiálem. Na jejich efektivní odstínění je třeba použít materiály s velkou hustotou jako například olovo. Pouhý nepřímý kontakt se zdrojem tedy představuje biologické riziko.

Energetická bilance

Energie γ kvant může nabývat hodnot od 10 keV do několika desítek MeV [5]. Typicky je závislá pouze na počátečním a konečném stavu jádra. Spektrum energie je tedy diskrétní. Malé spojité odchylky však mohou vznikat, pokud excitované jádro není v klidu, a vyzáření fotonu je ovlivněno Dopplerovým posunem [3].

1.1.5 Proud neutronů

Vznik ionizujících neutronů přirozeným rozpadem radionuklidů je poměrně vzácný proces. Může k němu však dojít při takzvaném spontánním štěpení. Při něm se jádro rozštěpí na dva fragmenty a uvolní se několik volných neutronů. Coulombovská bariéra tohoto procesu je však vysoká, a proto je významnější pouze pro velmi těžká jádra ($A \geq 230$) [21]. Pro izotop ^{252}Cf je jedním z možných režimů spontánního štěpení popsán rovnicí



Neutrony mohou být přirozenou cestou dále uvolňovány při interakci jader molekul vzduchu s vysokoenergetickým kosmickým zářením. Uměle lze volné neutrony získat reakcemi vyvolanými α částicemi jako například



Spojením alfa zářiče jako například ^{241}Am s izotopem ^9_4Be tedy lze získat zdroj volných neutronů [16]. K produkci volných neutronů dochází také při neutrony vyvolaném štěpení těžkých jader.

Základní vlastnosti

Neutrony mají nulový elektrický náboj a nepatrně vyšší hmotnost než protony, na které se ve vakuu rozpadají. Nepřímá ionizace materiálu nastává, pokud neutrony prostřednictvím silné interakce předají pružným rozptylem energii jádrům materiálu. Jádra pak materiál ionizují přímo. Dále může dojít k neutronovému záchytu jádrem materiálu a následnému vyzáření gama kvanta vzniklým excitovaným jádrem. K excitaci jádra může také dojít po nepružné srážce s neutronem. Penetrační účinky neutronů rostou s jejich energií. Vysokoenergetické a rychlé neutrony mají penetrační účinky podobné γ záření [18]. Tedy i nepřímý kontakt se zdrojem neutronů může představovat biologické riziko. Radiační váhový faktor neutronů nabývá maxima pro kinetickou energii přibližně 1 MeV [5].

Energetická bilance

Neutrony vzniklé spontánním štěpením mají energie v rozsahu 0-10 MeV v závislosti na štěpícím se izotopu a výsledných produktech. Jejich energetické spektrum je pro tento vícečásticový problém spojitě. Neutrony vznikající reakcemi vyvolanými α zářením mají kinetické energie v rozsahu 0-5.5 MeV [10], přičemž energetické spektrum je také spojitě.

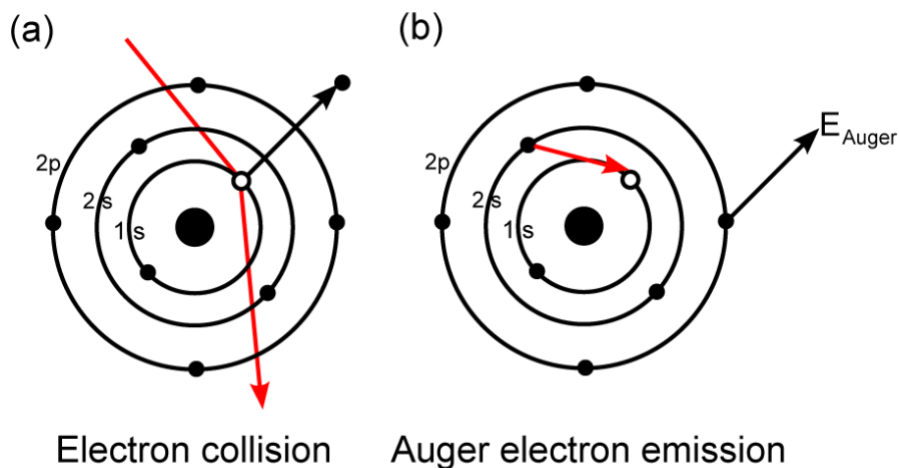
1.1.6 Další typy ionizujícího záření

Protony

Rozpad jádra za uvolnění ionizujícího protonu je poměrně vzácný proces. Přirozeně k němu dochází především pro jádra s velkým přebytkem protonů [22]. Uměle lze ionizující protony získat ionizací vodíku a následným urychlením protonů urychlovačem částic [23]. Vlastnosti protonů jsou podobné α částicím. Mají však nižší ionizační účinky a vyšší dosah v materiálu.

Těžké ionty

Jako těžké ionty rozumíme v kontextu jaderných reakcí kladná jádra splňující $A > 4$. Hlavním přirozeným rozpadem, při kterém vznikají těžké ionty, je spontánní štěpení. Mohou ale také vznikat uvolněním clusteru



Obrázek 1.2: Schématické znázornění Augerova efektu

nukleonů z jádra [24]. Tento proces je analogický alfa rozpadu. Jedná se například o uvolnění clusteru ^{14}C z izotopu $^{222}_{86}\text{Ra}$, ke kterému dochází přibližně jednou na milion konkurenčních α rozpadů [22]. Těžké ionty mají vyšší ionizační účinky a nižší pronikavost materiálem než α částice.

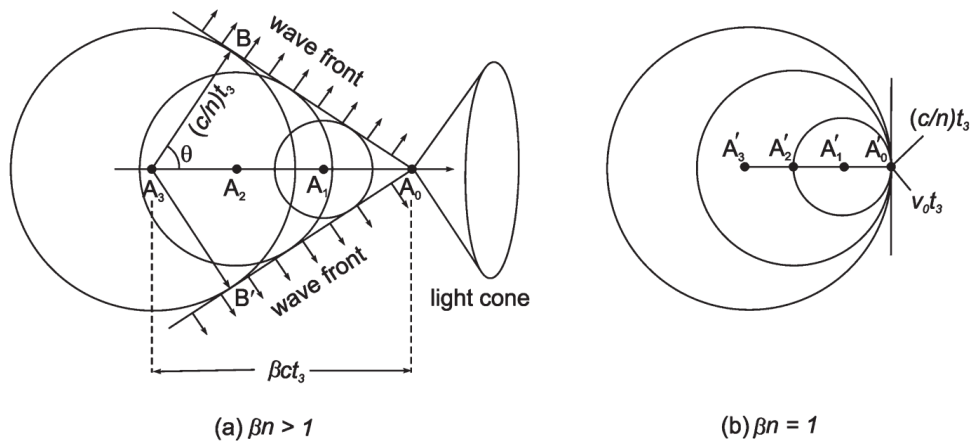
Elektrony

Při vnitřní konverzi jádro v excitovaném stavu předá svou energii orbitálnímu elektronu, čímž naruší jeho vazbu v elektronovém obalu. Uvolněný elektron poté získá energii E_{e^-} danou vztahem

$$E_{e^-} = E_{ex} - E_b, \quad (1.8)$$

kde E_{ex} označuje energii excitace jádra a E_b označuje vazebnou energii elektronu v elektronovém obalu [21].

Pokud je v atomu prázdné místo ve vnitřní části elektronového obalu, může být zaplněno elektronem z vnější části elektronového obalu. Uvolněná energie může být pak přímo předána jinému elektronu z vnější části elektronového obalu, což způsobí narušení jeho vazby v atomu. Vzniklý volný elektron pak nazýváme jako Augerův. Tento jev je znázorněn na obrázku 1.2 převzatém z [25]. Levá část obrázku označená (a) ukazuje vytvoření prázdného místa v elektronovém obalu po interakci atomu s vysokoenergetickým ionizujícím elektronem. V pravé části (b) lze pak vidět zaplnění tohoto volného místa orbitálním elektronem z vyšší hladiny a následné uvolnění Augerova elektronu.



Obrázek 1.3: Huygensova konstrukce sférických vln retardovaného potenciálu vytvořeného nabitou částicí pohybující se v refraktivním prostředí s indexem lomu n z bodu A_3 do bodu A_0 rychlostmi (a) $\beta n > 1$ a (b) $\beta n = 1$

V elektromagnetickém poli jádra může také dojít k párové produkci. Při ní se foton s dostatečně vysokou energií (minimálně $2 \cdot 511 \text{ keV}$) přemění na elektron-pozitronový pár.

Fotony

Při přeskočení elektronu z vnější do vnitřní slupky atomu může být energetický rozdíl uvolněn také ve formě elektromagnetického záření. Takto vzniklé fotony nazýváme charakteristické Rentgenové záření. Jejich energetické spektrum je diskrétní. Přesně definované hodnoty těchto energií jsou využívány pro energetickou kalibraci různých typů detektorů.

Pokud dochází k akceleraci nabitě částice v externím elektrickém poli či při průletu materiálem, ztrácí energii vyzařováním fotonů. Takto vzniklé fotony nazýváme brzdné záření. Jejich energetické spektrum je spojitě.

V případě letu nabitě částice materiálem rychlostí větší než rychlost světla v tomto materiálu dochází ke tvorbě Čerenkova záření. Polarizace materiálu takovou částicí vytváří nerovnoměrné rozložení dipólů. Návratem nerovnoměrného dipólového rozložení do klidového stavu dochází v případě $\beta n > 1$ ke konstruktivní interferenci a vzniká elektromagnetické záření [26]. Tento jev je znázorněn na obrázku 1.3 převzatém z [10]. Pravá část obrázku ukazuje pohyb nabitě částice z bodu A_3 do bodu A_0 rychlostí rovnou rychlosti světla v materiálu a levá část pohyb částice rychlostí větší než rychlost světla v materiálu. Levá část obrázku také ukazuje konstrukci vlnoplochy pro Čerenkovo záření.

Během interakce volného pozitronu s elektronem v materiálu může dojít k takzvané anihilaci. Při ní je součet jejich celkové energie přeměněn na dva fotony. Ve většině případů se pozitron v materiálu nejdříve zbrzdí a poté dojde k anihilaci v klidu. Při ní je energie fotonů dána součtem klidové energie elektronu a pozitronu. Vzácně ale může dojít i k takzvané anihilaci za letu, při níž do energie vyzářených fotonů výrazněji přispívá i kinetická energie letícího pozitronu.

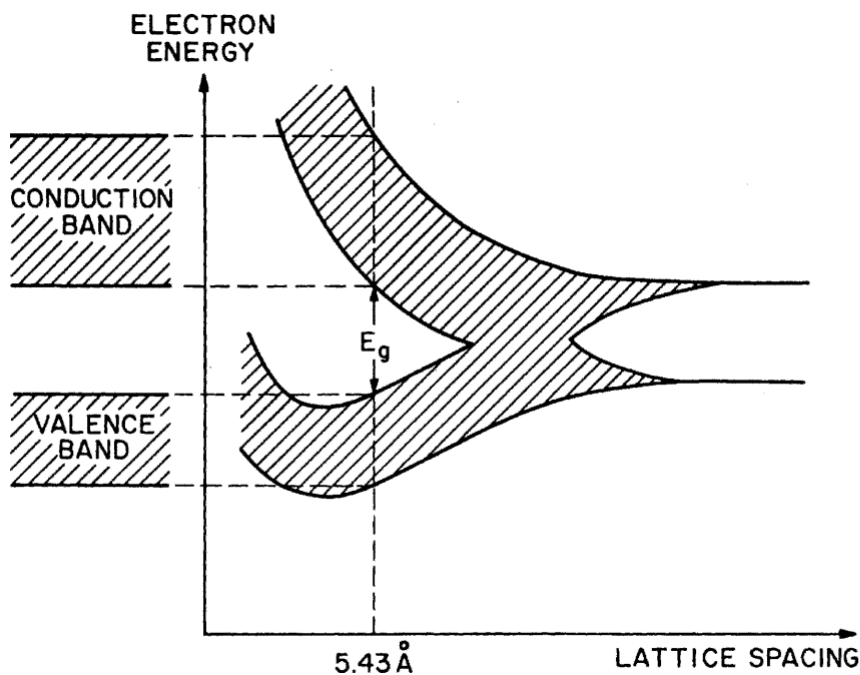
1.2 Pixelové detektory

Využití polovodičových pixelových detektorů v částicové fyzice opodstatňuje především jejich schopnost rozpoznávání typů částic, vysoké energetické rozlišení a možnosti přesného určení časové stopy měřených událostí. Typicky se skládají z čtvercové pixelové matice, přičemž každý pixel obsahuje nezávislý elektronický čítač. Díky tomu poskytují možnost vizualizace stop zanechaných ionizujícím zářením v detektoru, čehož je často využíváno v biomedicínských oborech [27].

1.2.1 Princip fungování

Energetické pásy

Atomy v pevných látkách jsou vázány v krystalové mřížce. Sousedící atomy v mřížce spolu sdílí elektrony, čímž dochází k jejich provázání. Pokud získá valenční elektron vázaný v mřížce dostatečnou energii, může se z ní uvolnit. Tím vznikne volný elektron a prázdné místo v mřížce nazývané jako díra. Na obrázku 1.4 převzatém z [28] jsou znázorněny dvě energetické hladiny v krystalové mřížce křemíku v závislosti na vzdálenosti atomů v mřížce. Je zde také vykreslena skutečná hodnota vzdálenosti atomů v mřížce křemíku. Tato závislost byla odvozena z kvantové mechaniky. Z obrázku 1.4 vidíme, že pro vzdálenost atomů v mřížce jdoucí do nekonečna je lze považovat za nezávislé. Při zanedbání energetických hladin s nižšími energiemi lze pak uvažovat, že atomy mají pouze valenční a vodivostní hladinu. Po přiblížení N atomů v mřížce vzniká pro valenční a vodivostní elektrony N blízkých energetický hladin. Pro $N \rightarrow \infty$ přechází tyto hladiny ve spojitý valenční a vodivostní energetický pás. V reálných krystalech jsou jednotlivé hladiny v energetickému pásu hustě zastoupené,

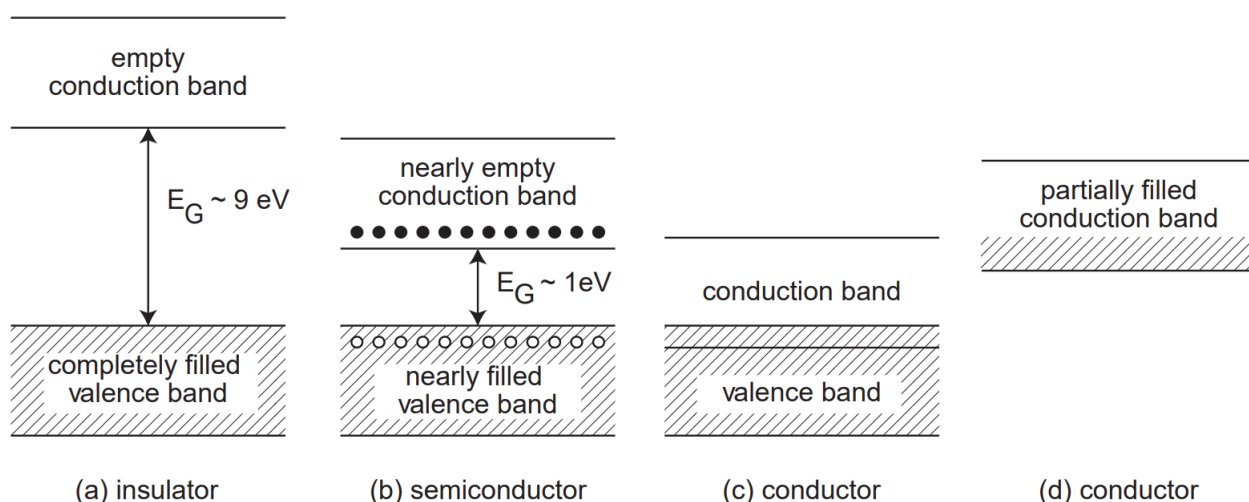


Obrázek 1.4: Energetické hladiny křemíkových atomů uspořádaných do struktury diamantu jako funkce vzdálenosti atomů v mřížce

přičemž jejich rozdíly mohou být malé až jako 1 meV [27]. Oblast mezi valenčním a vodivostním pásem nazýváme zakázaná oblast. Šířka zakázané oblasti označovaná E_g pak odpovídá rozdílu mezi nejnižší energií vodivostního pásu a nejvyšší energií valenčního pásu. Obrázek 1.5 převzatý z [27] znázorňuje valenční a vodivostní pásy v izolantech, polovodičích a vodičích. V izolantech je velmi široký zakázaný pás. Proto je valenční pás plně zaplněn a vodivostní pás je prázdný. Pravděpodobnost termálního přechodu elektronu z valenčního do vodivostního pásu je prakticky nulová. V polovodičích při pokojové teplotě malý počet elektronů přejde do vodivostní vrstvy, čímž ve valenční vrstvě vznikne stejný počet děr. Ve vodičích je vodivostní vrstva částečně zaplněná, nebo se valenční a vodivostní vrstva překrývají. Energie potřebná pro přechod elektronů z valenční do vodivostní vrstvy je tedy velmi malá či nulová.

Krystalová struktura polovodičů

V polovodičích sdílí každý atom své valenční elektrony s vedlejšími atomy kovalentní vazbou. Tím vzniká provázaná krystalická mřížka. Obrázek 1.6 převzatý z [28] schématicky znázorňuje krystalickou mřížku v



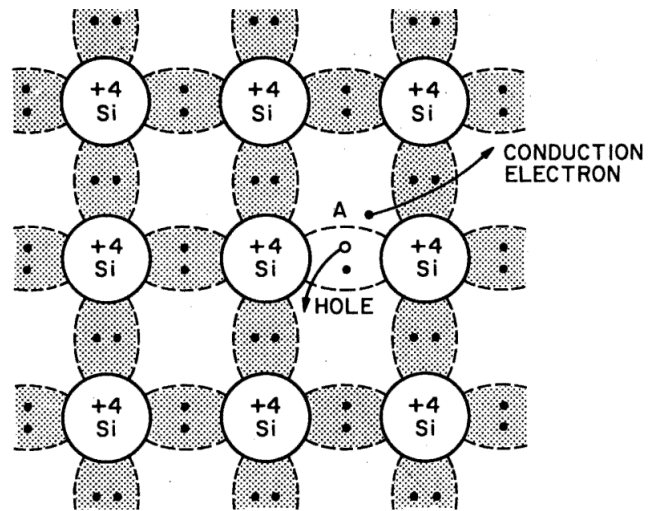
Obrázek 1.5: Schématické znázornění struktury energetických pásů v izolantech (a), polovodičích (b) a vodičích (c,d)

křemíku. Křemík je totiž jedním z nejčastějších polovodičů používaných pro detektory. Obrázek 1.6 také ukazuje jeden elektron, který narušil svou vazbu, a přešel do vodivostního pásu. Ve valenční pásu byla tedy zanechána díra.

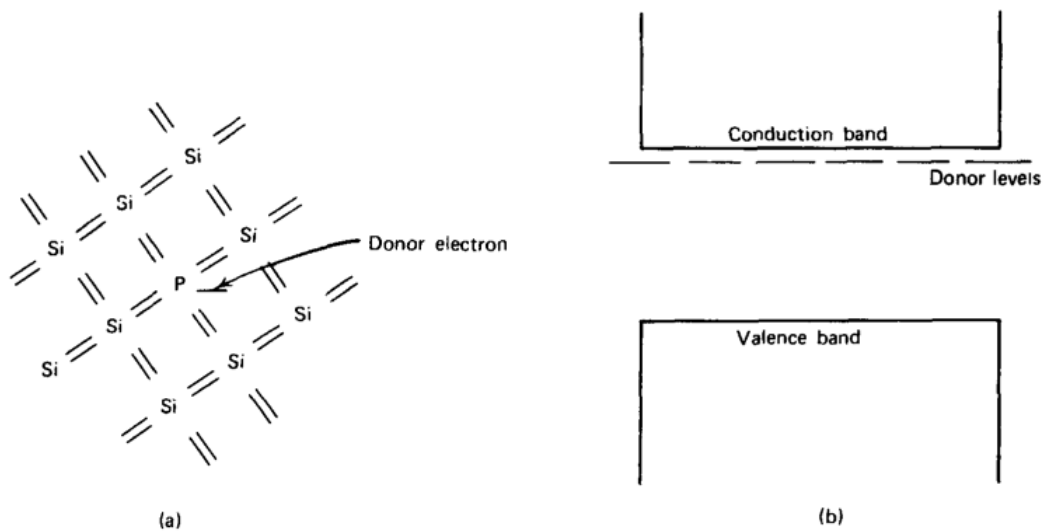
Dopování polovodičů

Polovodič bez přidaných příměsí se označuje jako intrinsický. V praxi ale není možné dosáhnout absolutní čistoty polovodiče. Navíc je ve většině aplikací výhodné upravit vlastnosti polovodiče přidáním vhodné příměsi. Tento proces se nazývá dopování. Polovodič upravený dopováním je nazýván extrinsický. Proces dopování popíšeme na konkrétním příkladu křemíku. Pro ostatní polovodiče funguje dopování analogicky.

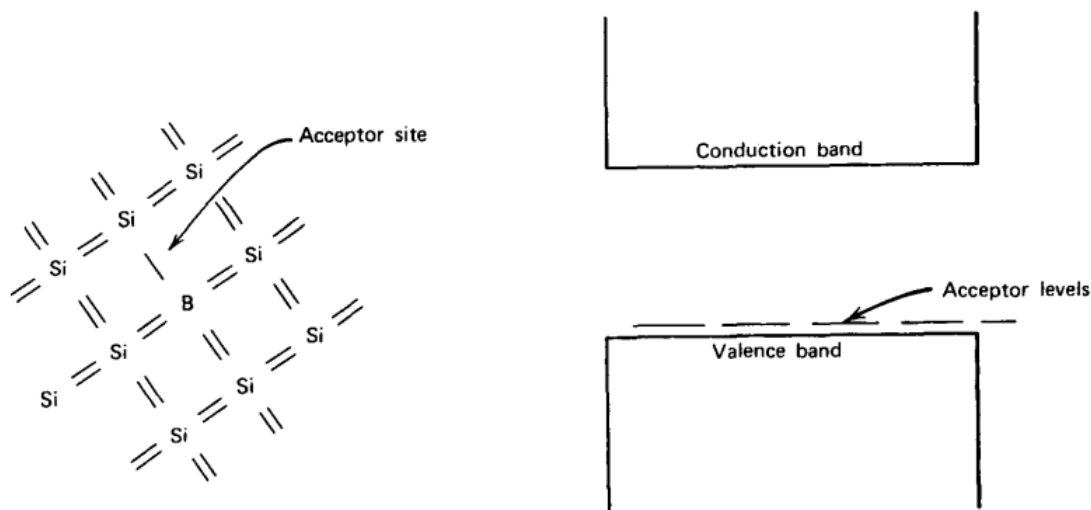
První možností dopování křemíku se čtyřmi valenčními elektrony je přidání příměsi s větším počtem valenčních elektronů. Tím vzniká polovodič typu n. Přidání fosforu s pěti valenčními elektrony do krystalové mřížky křemíku je znázorněno na obrázku 1.7 převzatém z [3]. Dochází k tomu, že 4 valenční elektrony fosforu se zapojí do kovalentní vazby v křemíkovém krystalu. Přebývajících pátý elektron je ale v atomu fosforu vázán mnohem slabší vazbou než elektrony v krystalu křemíku. Proto je jeho energetická hladina uvnitř zakázaného pásu velmi blízko vodivostnímu pásu, viz obrázek 1.7 (b). Může se tedy i při relativně nízké energii uvolnit do vodivostního pásu. Fosfor je v tomto případě proto nazýván donor. Pro polovodiče typu n je pak typicky koncentrace elektronů ve vodivostním pásu z většiny



Obrázek 1.6: Schématické znázornění vazeb v krystalu křemíku s jednou narušenou vazbou ve středu obrázku



Obrázek 1.7: (a) Reprezentace donorové nečistoty (fosfor) obsazující místo v křemíkovém krystalu, (b) příslušné energetické hladiny donoru vytvořené v zakázaném pásu křemíku



Obrázek 1.8: (a) Reprezentace akceptorové nečistoty (fosfor) obsazující místo v křemíkovém krystalu, (b) příslušné energetické hladiny akceptoru vytvořené v zakázaném pásu křemíku

daná koncentrací donoru [29].

Druhým typem extrinsického polovodiče je typ p. Zde je intrinsický polovodič dopován prvkem s menším počtem valenčních elektronů. Prvek použitý jako dopování je pak označován jako akceptor. Tato situace je pro dopování křemíku bórem s 3 valenčními elektrony znázorněna na obrázku 1.8 převzatém z [3]. Všechny 3 valenční elektrony bóru jsou navázány do krystalové mřížky křemíku. Sousedící atomy křemíku jsou ale čtyřvazebné. Na místě akceptoru tedy chybí jeden elektron pro vytvoření kovalentní vazby. Elektrony z valenčního pásu pak mohou i s relativně nízkou energií přejít na místo akceptoru a zaplnit toto prázdné místo. Tomu odpovídá energetická hladina akceptoru blízko valenčního pásu zobrazená obrázku 1.8 (b). Pro polovodiče typu p pak analogicky k typu n typicky platí, že koncentrace děr ve valenčním pásu je z většiny daná koncentrací donoru.

Nosiče náboje

V polovodičích se řídí pravděpodobnosti výskytu elektronu ve stavu s energií E Fermi-Diracovým rozdělením (spin $\frac{1}{2}$) [15]

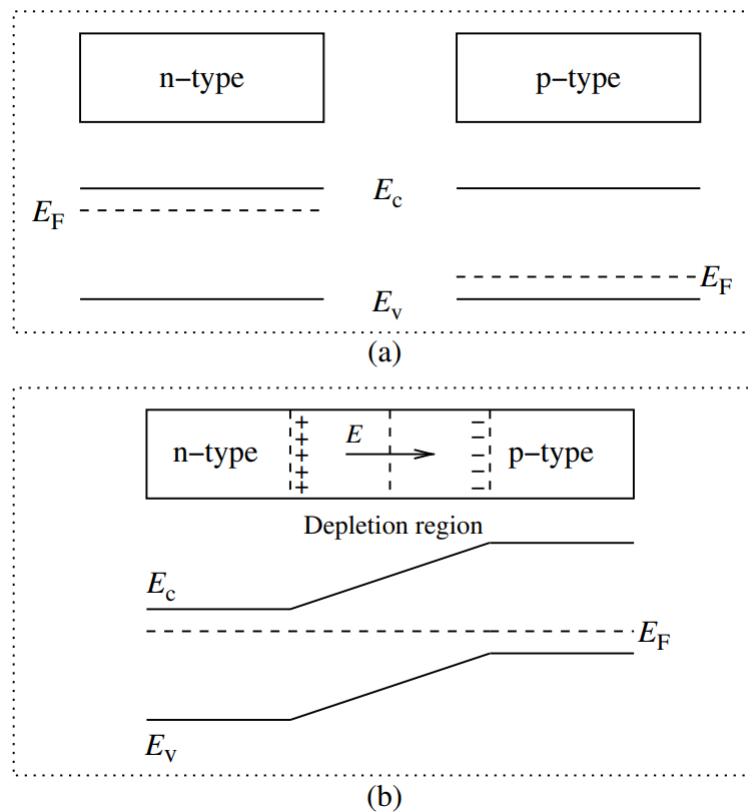
$$f_n(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{k_b T}}}$$

kde T značí absolutní teplotu. Energie E_f je nazývána Fermiho energie. Pro rozdělení pravděpodobnosti okupace stavů děr platí $f_p(E) = 1 - f_n(E)$ [27]. Hodnota Fermiho energie tedy odpovídá pravděpodobnosti okupace stavu elektronem či dírou rovné $\frac{1}{2}$. V intrinsických polovodičích je Fermiho energie přibližně rovna energii v polovině zakázaného pásu. Pro polovodiče typu n je pak Fermiho energie posunuta blíže k vodivostnímu pásu. Pro polovodiče typu p je Fermiho energie umístěna blíže valenčnímu pásu.

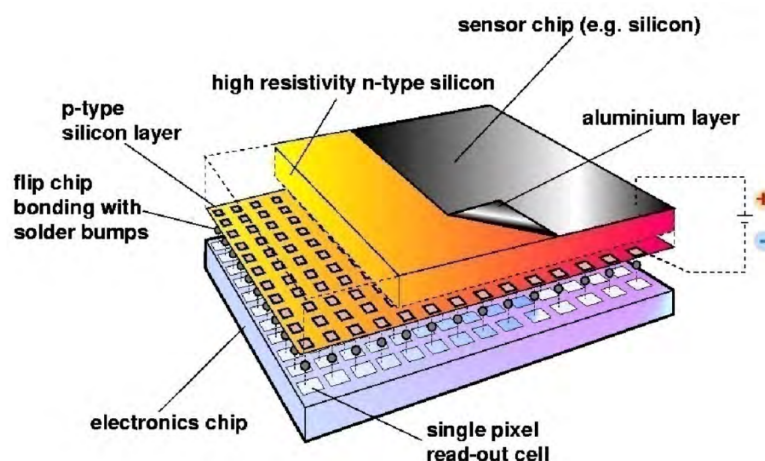
Vodivost v polovodičích může být zprostředkována pohybem elektronů ve vodivostním pásu. Tento typ vodivosti nazýváme elektronová a je analogická procesům ve vodičích. Polovodič ale také obsahuje díry ve valenčním pásu. Ty mohou být zaplněny elektrony vedlejších atomů v krystalu, čímž dojde k přesunu díry. Tento typ vodivosti nazýváme děrová. V polovodičích typu n jsou pak majoritní nosiče náboje elektrony a minoritní nosiče náboje díry. V polovodičích typu p jsou majoritními nosiči náboje díry a minoritními nosiči elektrony. Nosiče náboje jsou pak v polovodičích generovány excitací elektronu z valenčního do vodivostního pásu. Potřebná energie může být získána termálně, ale může být dodána elektronu také prostřednictvím externích procesů jako interakce s fotonem či nabitou částicí [28]. K zániku nosičů náboje může dojít rekombinací. Při ní elektron z vodivostního pásu zaplní díru ve valenčním pásu. Při rekombinaci dochází k uvolnění energie. Pohyb nosičů náboje v polovodiči může být dvojího typu. Při difuzi dochází k pohybům nosičů náboje proti směru gradientu jejich koncentrace. Drift je způsobený externím elektrickým polem. Díry se při driftu pohybují ve směru elektrické intenzity a elektrony proti směru elektrické intenzity.

p-n přechod

Základní polovodičovou strukturou je takzvaný p-n přechod. Ten vzniká propojením vrstev polovodičů typu n a p. Jeho fungování je znázorněno na obrázku 1.9 převzatém z [15]. Polovodiče typu n mají vyšší koncentraci elektronů ve vodivostní vrstvě. Polovodiče typu p mají naopak vyšší koncentraci děr ve valenční vrstvě. Pokud jsou tyto dva materiály kontaktně propojeny, začne se difuzí tento rozdíl koncentrací vyrovnávat. Na rozhraní materiálů začne docházet k rekombinaci, čímž se vytvoří vyprázdněná oblast s velmi malým počtem volných nábojů. Tokem difuzního proudu pak dochází ke kladnému nabití polovodiče typu n a zápornému nabití polovo-



Obrázek 1.9: Polovodiče a jejich energetické hladiny. (a) Separované krystaly polovodičů typu n a p. (b) Vytvoření p-n přechodu. Pokud jsou polovodiče typu n a p přivedeny do kontaktu, začne mezi nimi téct proud, který protéká až do vyrovnání Fermiho hladiny těchto dvou materiálů



Obrázek 1.10: Schématické znázornění čipu detektoru Timepix3

diče typu p. Vzniklé elektrické pole začne bránit difuzi, čímž přejde p-n přechod do rovnovážného stavu.

Připojené externího napětí s kladným pólem na polovodiči typu p a záporným pólem na polovodič typu n je nazýváno dopředné napětí. Dopředné napětí zmenší šířku vyprázdňené zóny a umožní větší tok proudu p-n přechodem. Pro konstrukci radiačních detektorů je důležitý především případ opačné polarity externího napětí. To je nazýváno jako zpětné napětí. Zpětné napětí rozšíří vyprázdňenou oblast. Skrze p-n přechod pak protéká pouze velmi malý proud daný pohybem minoritních nosičů náboje [27].

Detekce ionizujícího záření pixelovými detektory

V základním zjednodušení fungují polovodičové detektory jako p-n přechod zapojený na zpětné napětí. Na obrázku 1.10 převzatém z [30] je schématicky znázorněna struktura křemíkového čipu detektoru Timepix3. Ionizující záření generuje v p-n přechodu páry elektron-díra. Ty se v zapojeném externím napětí driftem pohybují k elektrodám, kde jsou dále detekovány. V případě čipu Timepix3 obsahuje každý pixel detektoru samostatnou vyčítací elektroniku. Každý pixel je pak vodivě připojen k vrstvě polovodiče typu p, která je nanášena přes celý čip. Vrstva polovodiče typu p je kontaktně spojena s vrstvou polovodiče typu n. Na vrstvě polovodiče typu n je pak nanášena vrstva hliníku. Ta vytváří kontakt polovodiče kov, který dále upravuje vlastnosti celého detektoru. Tato vrstva hliníku je připojena ke kladné elektrodě externího napětí. Vrstva po-

lovodiče typu p je pak připojena k záporné elektrodě.

1.2.2 Typy pixelových detektorů

Monolitické detektory

Monolitický detektor obsahuje vyčítací elektroniku a polovodičový čip v jednom dílu. Nelze tedy změnit materiál ani tloušťku čipu. Je ale kompaktnější než hybridní detektor a nevyžaduje bondování čipu. Příkladem monolitického detektoru je detektor Spacepix [31]. Pro aplikaci ve vesmírném výzkumu je používán monolitický detektor z důvodu jeho větší spolehlivosti.

Hybridní detektory

Hybridní polovodičový detektor se vyznačuje tím, že elektronika pro vyčítání pixelů a polovodičový čip jsou oddělené prvky. Polovodičový čip je vodivě připojen k vyčítací elektronice procesem zvaným bondování. Výhodou hybridních detektorů je, že lze zvolit materiál a tloušťku čipu. Konkrétní čip je poté nabondován na vyčítací elektroniku. Nevýhodou je zvýšená komplexita detektoru a nutnost bondování. Příkladem hybridního detektoru je Timepix3.

1.2.3 Morfologie typu částic

Velkou výhodou pixelových detektoru je, že lze za pomoci časové a prostorové sousednosti rekonstruovat pixely aktivované konkrétní částicí. Stopa částice v detektoru je nazývána cluster. Pomocí obrazové či případně i energetické analýzy lze vypočítat různé parametry clusteru. Jako morfologické parametry jsou označovány parametry související s tvarem tracku. Morfologické parametry jsou používány i při dalších aplikacích využívajících zpracování obrazu.

V této části jsou definovány některé základní morfologické parametry tracků převzaté z [33]. Plocha tracku označuje celkový počet pixelů. Pixely na obvodu lze z tracku získat odstraněním pixelů mající všechny sousedy nenulové. Obvod tracku pak lze získat sečtením vzdáleností mezi sousedními pixely obvodu. Tyto vzdálenosti mohou nabývat hodnot 1 či $\sqrt{2}$. Body konvexního perimetru lze pro pixelový obraz definovat jako vrcholy

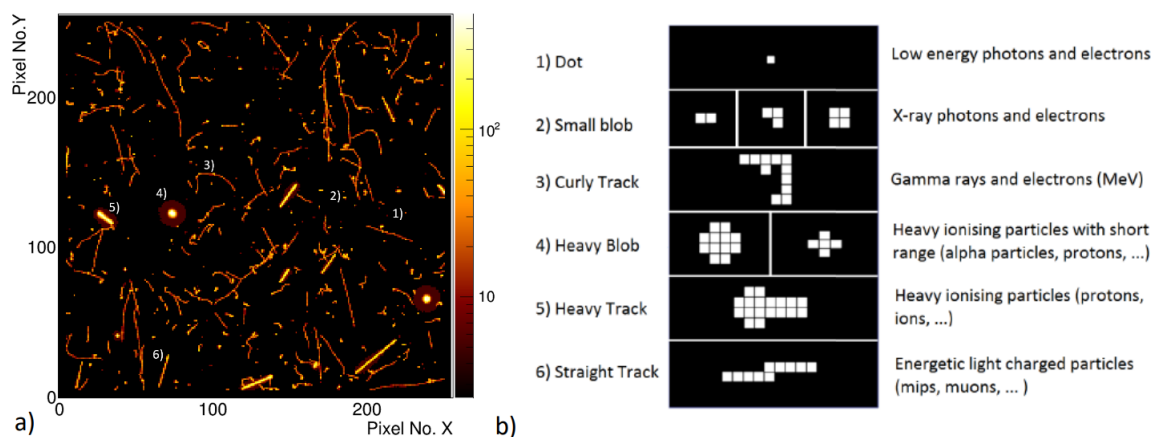
konvexního polygonu s minimální plochou, který uzavírá všechny pixely tracku. Konvexní perimetr tracku je pak součtem vzdáleností mezi těmito vrcholy. Kulatost je definovaná jako podíl plochy tracku a obsahu kruhu s poloměrem rovným hodnotě konvexního perimetru tracku. Kompaktnost je pak definovaná analogicky kulatosti, ale v jejím vzorci se plocha dělí obsahem kruhu s poloměrem rovným velikosti obvodu tracku. Linearita tracku souvisí s elongací. Ta je dána jako poměr kratší a delší strany obdélníku s minimální plochou uzavírající celý pixelový obraz. Perimetr a elonganci lze spočítat využitím binární eroze pixelů tracku.

1.2.4 Klasifikace typů částic změřených pixelovým detektorem

Na základě hodnot morfologických parametrů tracku se můžeme pokusit určit typ částice. V některých situacích je ale velmi těžké rozlišit mezi několika různými typy částic. Tento případ nastává například pro nízkoenergetické fotony a elektrony. Oba případy totiž zanechávají stopu s velmi malým počtem pixelů. Proto lze zavést kategorie clusterů odpovídající jednomu či více typům částic. Tracky s velkým počtem pixelů a vysokou kulatostí nazýváme bloby. Jsou zanechány alfa částicí či těžším iontem. Tyto částice totiž při generaci párů elektron-díra v polovodiči příliš nemění směr svého letu. Navíc se zastaví detektoru na poměrně malé dráze. Okolo jejich trajektorie v detektoru se proto vytvoří stopa s přibližnou středovou symetrií. Pro stopy částic s vyšší klidovou hmotností je tato symetrie narušena, pokud mají větší dosah v detektoru. Elektrony s vyššími energiemi naopak při průletu detektoru rapidně mění svůj směr, mají nižší lineární přenos energie a větší dosah. Jejich stopy mají proto tvar delší křivky s vyšší křivostí. Takto zahnuté stopy vytváří i fotony s vyšší energií. Vysokoenergetické nabitě částice s nižší klidovou hmotností jako například muony zanechávají v detektoru víceméně lineární stopu. Snímek z pixelového detektoru Timepix3 a znázornění různých typů tracků lze vidět na obrázku 1.11 převzatém z [32].

1.2.5 Elektronika pro vyčítání

Čip pixelového detektoru je přibondován na PCB spoj představující vyčítací elektroniku detektoru Timepix3. Z tohoto PCB spoje je vyveden datový kabel. Typicky je používán LVDS konektor [34]. Ten je kompatibilní s vyčítacím počítačem zvaným Katherine. Ten má za úkol generovat po-



Obrázek 1.11: a) Kompozice radiačního pole změřeného v laboratoři CERN 0,25 sekund dlouho akvizicí detektoru Timepix3, b) Klasifikační schéma částic změřených pixelovým detektorem

třebné externí napětí pro detektor, zpracovat data příšlá z Timepix3 a převést je na datovou sběrnici k dalšímu zpracování. Pro připojení ke Katherine je typicky používán Ethernet či USB.

1.2.4 Charakteristiky měření detektorem Timepix3

Detektor Timepix3 může fungovat ve dvou módech. První měřicí mód po předem nastavený čas integruje všechny zasažené pixely do jednoho snímku. Druhý měřicí mód odesílá zasažené pixely v reálném čase [42]. Detektor pak může pro každý pixel měřit zároveň hodnotu TOA (time of arrival) odpovídající času dopadu částice a hodnotu TOT (time over threshold) odpovídající energii částice. Hodnota TOT je převáděna na energii zanechanou v pixelu pomocí nelineární kalibrační křivky.

Kapitola 2

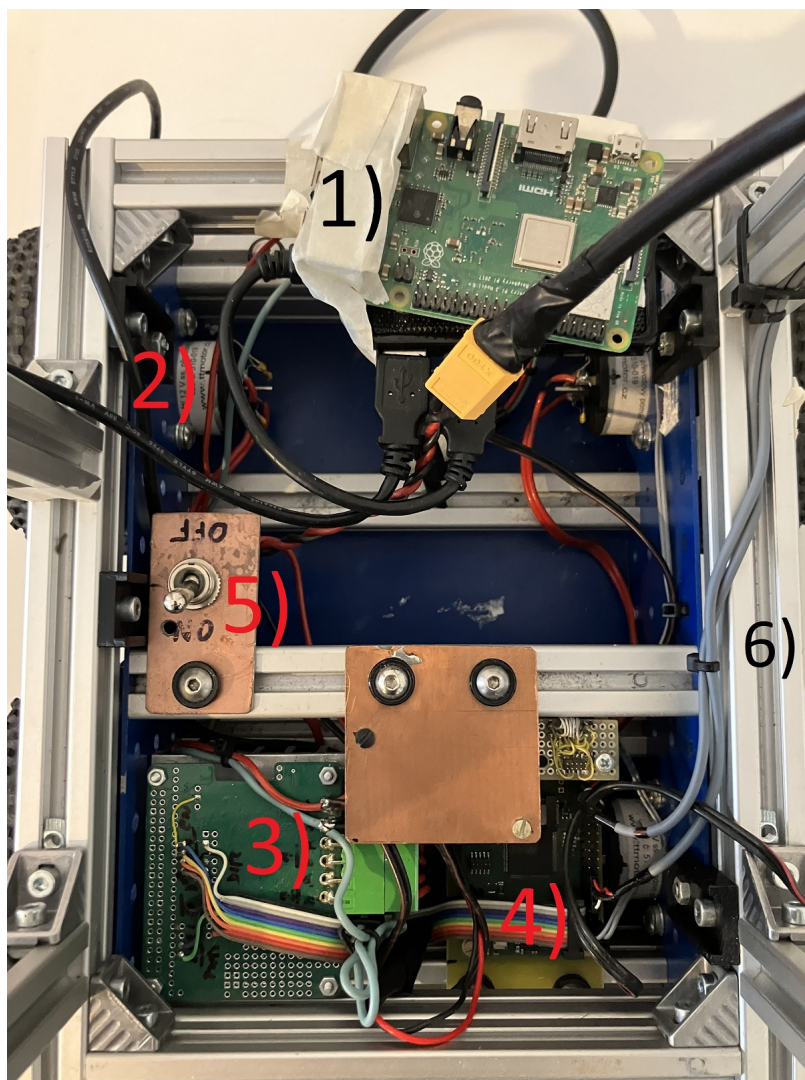
Realizace robotického vozítka

Prvním úkolem praktické části práce bylo sestavit robotické vozítko, vybavit ho potřebným hardwarem a uvést do provozu s využitím kompatibilních sběrnic. Dále jsme se věnovali softwarové stránce. Ta zahrnovala komunikaci s robotem, mapování překážek a zpracování dat z detektoru Timepix3.

2.1 Použitý hardware

V této části popíšeme využitý hardware pro konstrukci robota. Jako základ pro konstrukci samotného robota jsem použil podvozek MOB03 s několika přidanými součástkami. Ten jsem si pro snížení nákladů a náročnosti celé práce zapůjčil od mého kolegy Pavla Skotáka. Celý podvozek již obsahoval průmyslové profily Bosch, na které lze pomocí T šroubů připevnit další komponenty. Tyto profily jsou pak mezi sebou propojeny úhelníky přišroubovanými pomocí T šroubů. Podvozek byl také vybaven motory a motorovým shieldem pro Raspberry Pi. Dvojice motorů v levé a pravé části jsou připojeny k motorovému shieldu paralelně. Motorový shield je pak ovládán mikrokontrolérem CortexPilot. Ten byl navržen samotným Pavlem Skotákem. S podvozkem jsem si také zapůjčil hloubkovou a polohovou kameru. Ty jsou více popsány dále v textu. Fotku vnitřku robota můžeme vidět na obrázku 2.1 pořízeném před zakrytím vnitřku robota plastovým krytem.

Robota jsem vybavil mikropočítačem Raspberry Pi 3B+. Ten je využíván pro všechny složitější úkony jako je mapování překážek, vyčítání Katherine (interface pro Timepix senzor), plánování trasy robota, atd. Raspberry Pi sériově komunikuje s CortexPilotem. Po sériové komunikaci mu může

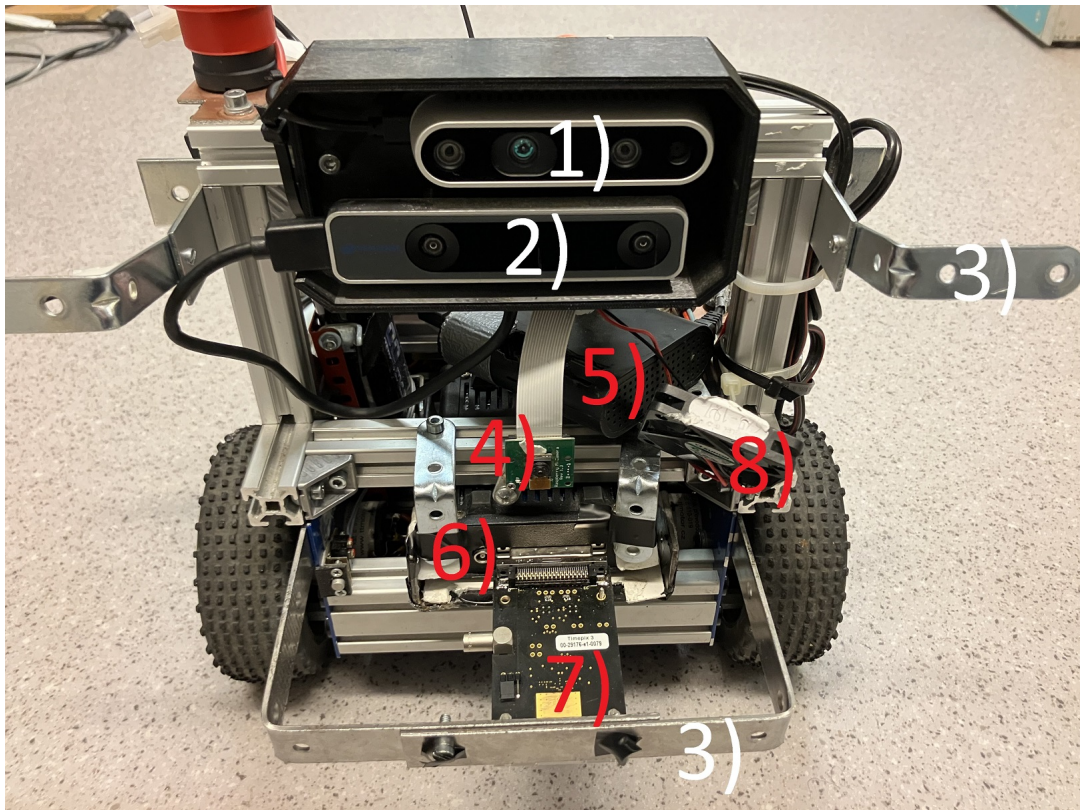


Obrázek 2.1: Vnitřek robotického vozítka. 1) Raspberry Pi, 2) jeden ze čtyř DC motorů, 3) Raspberry Pi motor shield, 4) mikrokontrolér CortexPilot, 5) páčka na přepínání zapojení baterií, 6) jeden z průmyslových profilů na podvozku robota

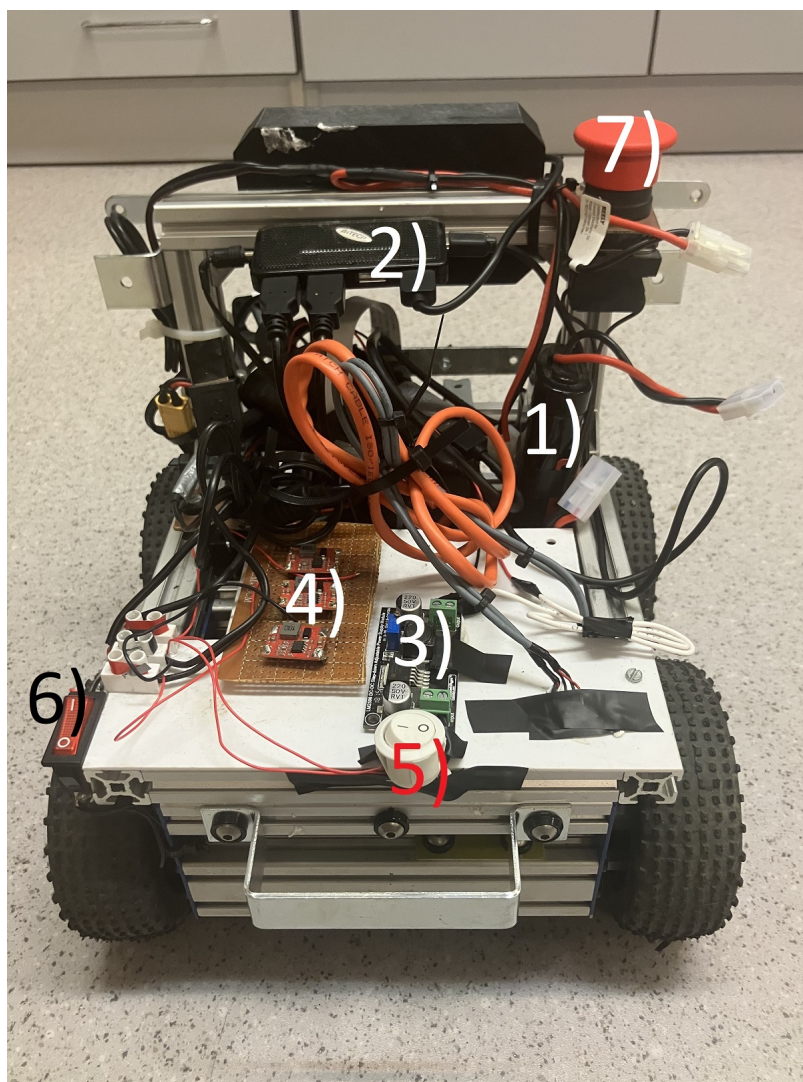
posílat příkazy k ovládní motorů a dotazy na stav některých jednoduchých periférií robota (baterie, tlačítko pro nouzové zastavení).

Na obrázku 2.2 lze vidět přední část robota. Tento obrázek již ukazuje robota ve finální formě. Odometrie pro robota je zajišťována polohovou kamerou Intel Realsense T265. Tato kamera posílá do Raspberry Pi 200 krát za sekundu polohu a rotaci robota. Změny své polohy dokáže kamera určovat na základě porovnávání obrazů ze dvou streamů (čočka rybiho oka) s daty z vnitřních senzorů kamery. Pro mapování překážek jsem použil kameru Intel Realsense D435. Tato kamera využívá taktěž dva video streamy. Na základě rozdílů těchto dvou streamů dokáže kamera pro každý pixel odhadnout hodnotu jeho hloubku [35]. Kamery jsou vhodně umístěny rovnoběžně nad sebou. Díky tomu lze využitím polohové kamery transformovat data z hloubkové kamery ze soustavy robota zpět do laboratorní soustavy. Raspberry Pi je chráněno plastovým krytem. Ochrana detektoru a samotného robota proti kolizi s překážkami je zajištěna několika kovovými nárazníky. Dále je v přední části robota umístěn readout Katherine připevněný do kovového krytu. Ke Katherine je připojen detektor Timepix3. Ten využívá křemíkový čip s tloušťkou 300 μm . Výhodou použitého zapojení detektoru rovnoběžně s podlahou je prakticky nulová závislost měřené radiační intenzity na rotaci robota. Nevýhodou tohoto zapojení je ovšem zmenšení aktivní plochy detektoru při měření zdroje, který se nenachází přímo pod detektorem. Chlazení detektoru je zajištěno malým větrákem přidělaným T šroubem do průmyslového profilu na robotovi. Chlazení Katherine pro robota zajištěno nebylo, ale bylo by to jistě vhodné vylepšení.

Na obrázku 2.3 lze vidět zadní část robota. Robotické vozítko využívá jako zdroj napětí 2 sériově zapojené NiMH články s nominálním napětím každého článku 7,2 voltu. Kapacita článků je pak 5 Ah. Jeden z článků můžeme vidět na obrázku 2.3 značka (1). Druhý článek je zabudovaný ve vnitřku robota. Tento typ článku byl zvolen, jelikož poskytuje dostatečný proud pro napájení motorů robota a Katherine. Napětí z NiMH článků je převáděno třemi paralelně spojenými měniči napětí na 5 V. Tato hodnota napětí je potřebná pro napájení Katherine a Raspberry Pi. Robot také využívá měnič napětí na 12 V. To je napětí potřebné k napájení větráku určeného k chlazení detektoru.



Obrázek 2.2: Přední část robotického vozítka. 1) hloubková kamera D435, 2) polohová kamera T265, 3) nárazníky pro ochranu robota a detektoru, 4) barevná Raspberry Pi kamera, 5) Raspberry Pi v plastovém krytu, 6) Katherine, 7) detektor Timepix3, 8) větrák k chlazení detektoru



Obrázek 2.3: Pohled na robotické vozítko zezadu. 1) jeden ze dvou NiMH článků napájejících robota, 2) externě napájená USB rozbočka připojená k Raspberry Pi, 3) měnič napětí na 12 voltů použitý pro napájení větráku detektoru, 4) tři měniče napětí na 5 V použité pro napájení Raspberry Pi a Katherine, 5) vypínač k větráku detektoru, 6) vypínač ke Katherine, 7) tlačítko pro nouzové zastavení robota

2.2 Softwarové řešení

2.2.1 Komunikace

Prvním úkolem softwarové části práce bylo zprovoznění ovládání motorů robota lokálně pomocí Raspberry Pi. K tomu je třeba poslat přes sériovou komunikaci do CortexPilotu vhodně zakódovanou zprávu ve formě několika bytů. Pro zapnutí motorů robota je nejprve nutné do zprávy zakódovat správný 1 bytový flag. Z 8 bitů flagu byl v našem případě použit pouze první bit kontrolující mód zatáčení a druhý bit sloužící k povolení jízdy robota. Následně zpráva obsahuje 4 bytové hodnoty rychlosti robota a úhlového řízení. Nakonec je zakončena kontrolní sumou. V našem případě byl používán pouze lokální mód zatáčení. Při něm je hodnota úhlového řízení úměrná úhlové rychlosti robota. Raspberry Pi bylo poté také naprogramováno pro vyčítání hodnoty napětí baterií pomocí CortexPilotu. Jejich kapacita byla však pro účely našeho měření vždy dostatečná, proto ve finálním programu nebyla tato funkcionality implementována. Následně byla navržena komunikace mezi počítačem operátora a Raspberry Pi na robotovi. Ta byla prováděna přes wifi využitím TCP protokolu. Raspberry Pi může být buď samotné nastavené jako wifi hotspot, nebo může být wifi hotspot vytvořen počítačem operátora. Navržený TCP protokol má následující strukturu. První byte je flag představující typ zprávy. Následně může být dalším bytem zakódována vnitřní struktura daného typu zprávy. Nakonec mohou být zakódována data zprávy. Typy flagů a jejich význam jsou znázorněny v tabulce 2.1. Komunikace probíhala formou master slave.

Hodnota flagu	Význam zprávy
0	Ukončení kontrolního skriptu
1	Spuštění motorů
2	Zastavení robota
3	Nastavení proměnných ovládajících procesy běžící na Raspberry Pi (mapování překážek, měření radiační mapy, atd.)
4	Resetování radiační mapy a mapy překážek
5	Spuštění a zastavení automatického řízení robota
6	Dotaz na data z Raspberry Pi (poloha a rotace robota, mapa překážek, histogram polárních hustot překážek, radiační mapa)
7	Nastavení parametrů map překážek a radiace

Tabulka 2.1: Popis typů zpráv posílaných z počítače operátora do Raspberry Pi

Zprávy tedy posílal pouze počítač operátora. Raspberry Pi v případě dotazu

na naměřené data pak pouze odeslalo zakódovanou odpověď. Pro vyčítání příkazů přicházejících z počítače operátora byla na Raspberry Pi naprogramována jednoduchá smyčka. Ta byla spuštěna pomocí SSH protokolu. Na řídicím počítači bylo poté pomocí grafického rozhraní prováděno manuální ovládání robota, zobrazení zpracovávaných dat a spuštění automatizačních skriptů. Grafické rozhraní bylo naprogramováno v knihovně Tkinter jazyka Python. Veškerý další potřebný software byl také programován čistě v jazyce Python.

2.2.2 Řízení robota

V celé práci jsme využili značné zjednodušení pohybu robota. Bylo totiž uvažováno, že se robot v ose y pohybuje pouze v jedné konstantní výšce dané rovinou podlahy. Data o y poloze robota a hodnoty jeho rotace kolem os x a z tedy používány nijak nebyly.

Pro řízení robota byla využita zpětná regulace založená na hodnotách polohy a rotace získané z polohové kamery. Pro posunutí robota o danou vzdálenost či jeho rotaci o daný úhel byl použit P regulátor. Ten reguluje rychlost a úhlovou rychlost robota lineárně na základě rozdílu aktuální a cílové hodnoty. Pro regulaci polohy a úhlu robota jsme tedy použili kontrolu jeho rychlosti v a úhlové rychlosti ω ve tvaru

$$v = k_1 d \quad (2.1)$$

$$\omega = k_2 \Delta\varphi, \quad (2.2)$$

kde k_1 a k_2 značí řídicí konstanty. Vzdálenost do cíle je označena d a $\Delta\varphi$ značí rozdíl cílového a aktuálního úhlu. Tato metoda přímo umožnila kontrolu polohy robota do cíle. Převedením souřadnic cíle z laboratorní soustavy do soustavy robota můžeme vypočítat hodnoty d a $\Delta\varphi$ vztahy

$$d = \sqrt{x^2 + z^2} \quad (2.3)$$

$$\Delta\theta = \left(\operatorname{arctg2}(z, x) - \frac{1}{2}\pi \right) \operatorname{mod}(2\pi), \quad (2.4)$$

$$\Delta\varphi = \begin{cases} \Delta\theta - 2\pi & \text{pokud } \Delta\theta > \pi \\ \Delta\theta + 2\pi & \text{pokud } \Delta\theta < -\pi \end{cases} \quad (2.5)$$

Ve vzorcích 2.3, 2.4 značí x , z souřadnice cíle v soustavě robota. Funkce $\operatorname{arctg2}(z,x)$ vrací pro bod v prostoru se souřadnicemi x , z jeho úhel od

osy x měřený proti směru hodinových ručiček. Jedná se tedy o úhel bodu v polárních souřadnicích nazývaný polární úhel. Úhel $\Delta\theta$ značí úhel cíle od osy z měřený proti směru hodinových ručiček. Tento úhel musí být pro účely řízení robota převeden na úhel $\Delta\varphi$ z intervalu $[-\pi, \pi)$. Vzorec je nastaven tak, že v soustavě robota je směr vpřed daný osou z . Navíc jsme k řízení přidali možnost couvání do cíle. Při couvání bylo pak nutné posunout cílový úhel o π a analogicky přepočítat $\Delta\varphi$.

Kamera robota velmi přesně určuje polohu a úhel rotace robota. Nevýhodou ovšem je, že kamera není umístěna ve středu otáčení robota. Pro získání souřadnic detektoru a středu otáčení robota jsme odhadli příslušné vzdálenosti od kamery v rovině xz . Vzdálenost detektoru od kamery byla určena přímým měřením jako $d_{dec} = 9,5$ cm. Vzdálenost středu otáčení od kamery byla pak odhadnuta kombinací přímého měření a dat z polohy kamery při otáčení robota s nulovou rychlostí vpřed. Polohy z kamery byly proloženy pro tento účel kružnicí a z fitu byl vyčten její poloměr. Střed otáčení se však pomalu pohyboval i při jízdě s nulovou rychlostí vpřed. To zanášelo do fitu velké chyby. Vzdálenost středu otáčení od kamery byla určena jako $d_{rot} = 11$ cm. Se znalostí těchto vzdáleností jsme pak mohli převádět polohu z kamery na polohu detektoru a polohu středu otáčení robota. To umožnilo pro hledání a mapování radiace přímo regulovat polohu detektoru.

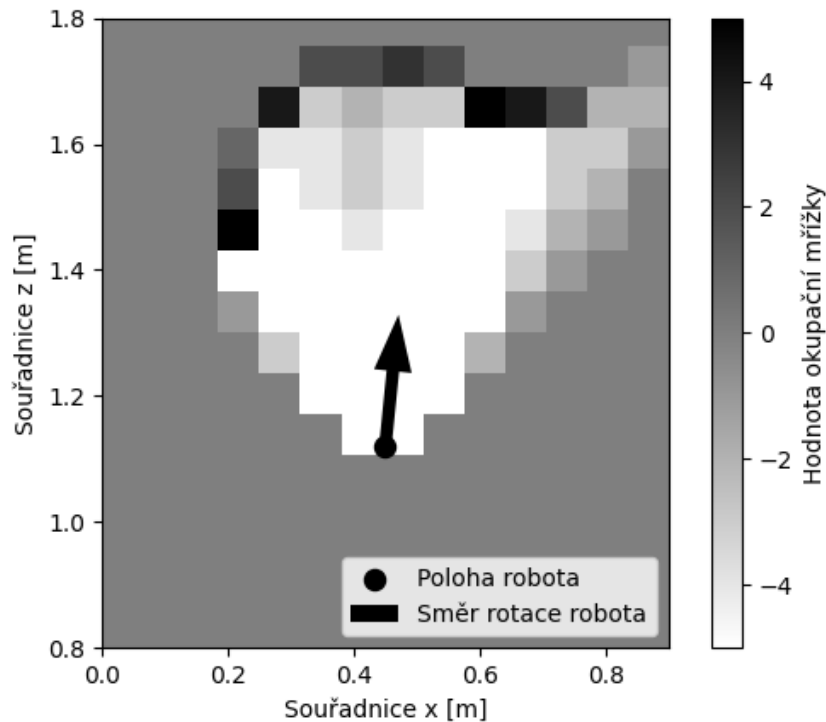
Především při regulaci polohy detektoru vznikaly blízko cíle problémy s výpočtem řízení robota. Při výpočtu hodnoty úhlového řízení v blízkosti cíle dosazujeme do vzorce 2.4 do argumentů funkce $\arctg2$ velmi malé hodnoty. I malá změna souřadnic cíle v souřadné soustavě robota proto může vést na radikální změny vypočteného úhlového řízení. To vytvářelo problémy s řízením úhlové rychlosti robota blízko cíle. V poměrně vzácných případech pak docházelo k nedosažení konvergenční podmínky pro posunutí detektoru a smyčka pak nebyla nikdy ukončena. Tento problém jsme vyřešili sledováním změn polohy z kamery. Pokud byly změny příliš malé, byl robot posunut o malou konstantní vzdálenost vzad. Tím se zvětšila vzdálenost od cíle a tedy i přesnost v řízení úhlové rychlosti. S využitím této techniky již robot vždy úspěšně zkonvergoval do cíle.

2.2.3 Mapování překážek

Základem pro mapování překážek byly hodnoty hloubek pixelů přijímané z hloubkové kamery. S využitím intrinsických parametrů kamery jsme převáděli hodnoty těchto hloubek na trojrozměrné souřadnice bodů překážek detekovaných jednotlivými pixely kamery. Pro snížení výpočetní náročnosti algoritmu jsme zpracovávali pouze tenký výřez z obrazu kamery. Pro zachování plného zorného úhlu byl však obraz zpracováván v plné šířce. Pro reprezentaci překážek jsme využili okupační mřížku. Její použití a vytvoření bylo inspirováno prací [36]. Okupační mřížka je matice popisující přítomnost překážek v dané buňce mřížky. Vysoká kladná hodnota buňky okupační mřížky představuje velkou jistotu překážky v této buňce. Buňka s vysokou zápornou hodnotou pak s velkou jistotou nepředstavuje překážku. Pro vytvoření okupační mřížky z bodů překážek získaných z hloubkové kamery byla použita metoda navržená v [37]. Body překážek jsou nejdříve promítnuty do roviny xz . Body se souřadnicí y mimo limity umožňující kolizi s robotem jsou poté odstraněny. Následně je přítomnost bodů v každé buňce digitizována do matice překážek. Pomocí této matice by bylo možné přímo konstruovat okupační mřížku. V našem případě byla však následně použita pro konstrukci okupační mřížky metoda inverzního modelu detektoru. Pro tento účel byl použit takzvaný line traversal algoritmus. Jedná se o algoritmus, který převádí přímku mezi dvěma body na pixely, do kterých přímka zasahuje. Přes celý zorný úhel hloubkové kamery jsou vysílány paprsky do krajních bodů pravdivostní matice překážek. Paprsky prochází buňkami, pokud v nich nebyly detekovány překážky. Tím se sníží hodnota okupační mřížky o jedna. Paprsek se pak zastaví v buňce, kde překážky detekovány byly. Při tom je o jedna zvýšena hodnota buňky okupační mřížky. Tím je inverzně rekonstruován výhled robota a nemůže tedy dojít k detekci překážek v místech, které jsou již zakryty bližší překážkou. Znázornění vytvořené okupační mřížky ukazuje obrázek 2.4.

2.2.4 Zpracování dat z detektoru radiace

Pro akvizici Katherine jsme použili knihovnu `libkatherine` vytvořenou Petrem Mánkem [38],[39]. Pro všechna měření jsme pak používali datově řízený mód. Na měřených datech byl proveden časový clustering. Pro něj byla zvolena tolerance časového rozpětí pixelů v jednom clusteru o hod-

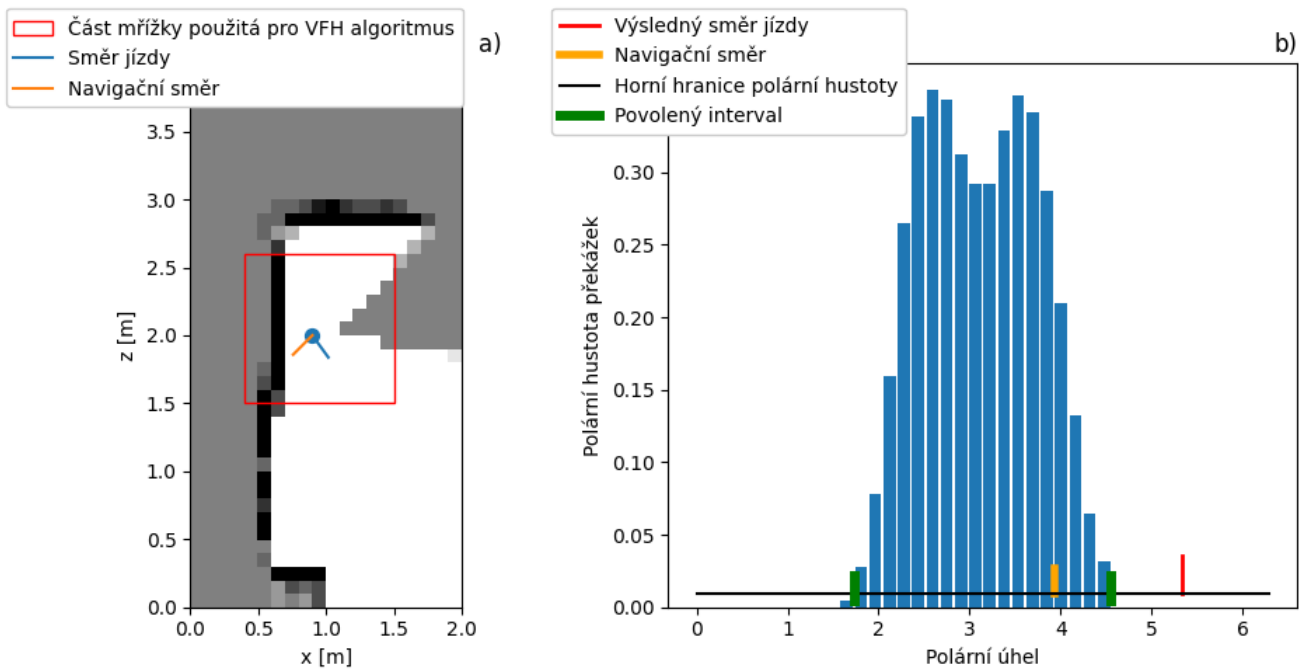


Obrázek 2.4: Vizualizace okupační mřížky. V okupační mřížce je také znázorněna poloha robota a směr jeho rotace.

notě 1000 ns. Následně byly počty změřených clusterů na základě známé polohy detektoru integrovány do mapy počtu detekovaných událostí. Současně byly do časové mapy integrovány převrácené hodnoty časů, po které byl detektor přítomen v jednotlivých buňkách. Vynásobením mapy počtu událostí s mapou převrácených hodnot časů strávených v jednotlivých buňkách jsme vytvořili radiační mapu. Hodnota každé buňky radiační mapy odpovídala počtu detekovaných clusterů za jednu sekundu.

2.2.5 Automatické hledání zářiče

Pro automatické hledání zářiče bylo nejprve třeba implementovat algoritmus pro lokální vyhýbání překážkám. Pro tento účel jsme použili algoritmus zvaný Virtual Force Histogram (VFH) navržený v [40]. Tento algoritmus vytváří histogram polárních hustot překážek na základě vzdálenosti a hodnoty zaplněných buněk okupační mřížky. Pro vytvoření histogramu je používána pouze část okupační mřížky v blízkosti robota. Na vytvořený histogram je aplikována vyhlazovací funkce. Poté jsou pomocí předem zvolené hranice nalezeny intervaly polárních úhlů s dostatečně nízkou hustotou překážek. Intervaly jsou přijmuty pouze, pokud je jejich šířka



Obrázek 2.5: a) Znázornění okupační mřížky a polohy robota včetně navigačního směru a výsledného směru získaného z VFH algoritmu. b) Polární histogram hustot překážek. Znázornění povolených intervalů, navigačního směru a směru jízdy. Maximální absolutní hodnota buněk okupační mřížky nastavena jako 20.

větší než určitá předem zvolená dolní hranice. Nakonec je nalezen interval nejbližší navigačnímu směru robota. Výsledný polární úhel jízdy je pak určen jako úhel nejbližší navigačnímu směru, který zároveň splňuje podmínku na minimální vzdálenost od okrajů zvoleného intervalu. Tato minimální vzdálenost je daná polovinou dolní hranice pro šířku intervalu.

Pro řízení robota pomocí VFH algoritmu jsme hodnotu získaného polárního úhlu dosadili do vzorce 2.4 namísto vyčíslování funkce $\arctg 2$. To nám umožnilo vypočítat úhlové řízení robota. Nalezení bezpečného směru jízdy využitím tohoto algoritmu je znázorněno na obrázku 2.5.

Pro hledání zářiče jsme do VFH algoritmu vložili jako navigační směr gradient radiační mřížky. Tento gradient jsme určovali fitem oblasti radiační mřížky v blízkosti robota dvourozměrnou kvadratickou funkcí. Její funkční hodnota je dána předpisem

$$f(\vec{x}) = \vec{x}^T \mathbf{A} \vec{x} - 2\vec{x}^T \cdot \vec{b} + c, \quad (2.6)$$

kde \mathbf{A} značí matici kvadratické funkce a \vec{b} její posunutí. Pro gradient kvadratické funkce platí

$$\nabla f = 2(\mathbf{A} \vec{x} - \vec{b}). \quad (2.7)$$

Pro Hessovu matici kvadratické funkce platí

$$\mathbf{H} = 2\mathbf{A}. \quad (2.8)$$

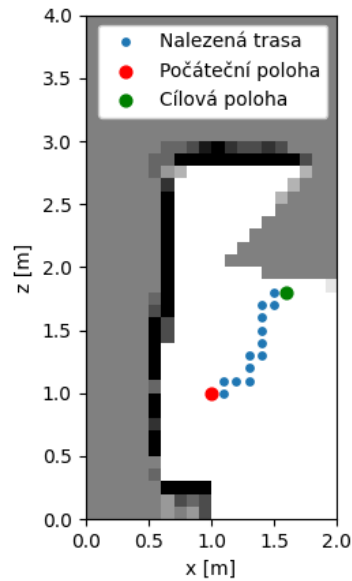
Byla také testována konvergenční podmínka pro hledání zářiče založená na detekci maxima této kvadratické funkce. Kvadratická funkce má maximum pouze tehdy, pokud je konstantní matice A negativně definitní. Negativní definitnost jsme určovali Sylvestrovým kritériem. V případě existence maxima \vec{x}_{max} je pak splněno

$$\vec{x}_{max} = \mathbf{A}^{-1}\vec{b}. \quad (2.9)$$

Navržená konvergenční podmínka vyžadovala existenci maxima nafiťované kvadratické funkce a jeho umístění uvnitř oblasti radiační mřížky použité pro fit. Tato konvergenční podmínka dokázala identifikovat přítomnost zářiče, ale byla často splněna i pro náhodný šum v radiační mapě. Proto se nám její fungující implementaci pro hledání zářiče vytvořit nepodařilo.

2.2.6 Automatické mapování radiační kontaminace

Pro mapování radiační kontaminace v prostředí s překážkami bylo nutné globálně plánovat trasu v okupační mřížce. Pro tento účel jsme využili A-Star algoritmus. Ten prováděl plánování trasy mezi nezaplňnými body okupační mřížky. Algoritmus také dokázal určit, zda do cílového bodu existuje trasa bez kolize s překážkami. Do A-Star algoritmu navíc bylo přidáno vylepšení navržené v [41]. Tím bylo použití binární dilatace na kladné hodnoty okupační mřížky. Nastavení dimenze jádra binární dilatace nám umožnilo měnit maximální vzdálenost robota od překážek. Plánování trasy A-Star algoritmem bylo znázorněno na obrázku 2.6. Pro automatické mapování radiace jsme nejdříve spustili nezávislé měření radiační mřížky. Robot byl pak postupně navigován A-Star algoritmem do všech přístupných bodů okupační mřížky. V každém dosaženém bodě se po určitý čas zastavil a prováděl měření.



Obrázek 2.6: Plánování trasy mezi dvěma body okupační mřížky pomocí A-Star algoritmu. Vyznačení počáteční polohy robota a cíle.

Pro nalezení zářiče z naměřené radiační mřížky jsme použili fit naměřených dat dvourozměrnou Gaussovou funkcí. Ta měla tvar

$$y(x, z, A, x_0, y_0, \sigma) = A \exp \left(-\frac{(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2}{2\sigma^2} \right), \quad (2.10)$$

kde x, z označují prostorový argument Gaussovy funkce. Ostatní proměnné modelují zdroj radiace. Parametr A označuje amplitudu zdroje v použitém modelu měření. Směrodatná odchylka Gaussovy funkce je označena σ . Hodnota σ je závislá na rychlosti poklesu počtu detekovaných částic s rostoucí vzdáleností od zdroje. Souřadnice x_0, z_0 označují polohu zdroje. Parametry zdroje jsme určovali použitím metody nejmenších čtverců na naměřenou radiační mřížku.

Kapitola 3

Naměřené výsledky

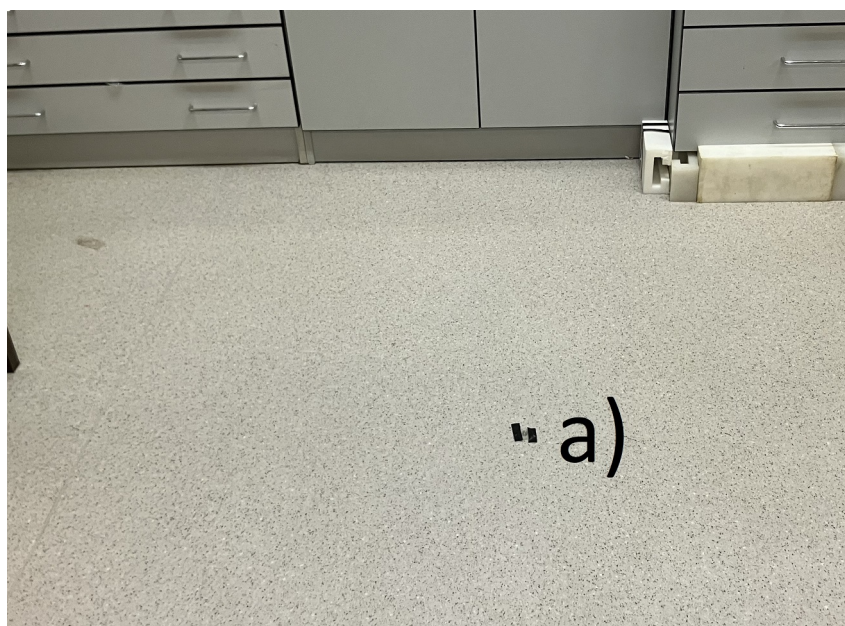
3.1 Mapování radiační kontaminace

Hledání zářiče pomocí mapování radiační kontaminace bylo testováno na dvou experimentech. V prvním experimentu bylo testováno hledání zářiče bez překážek. Tím byla posouzena kvalita modelu použitého pro hledání zářiče. V druhém experimentu byl zářič hledán v prostředí s překážkami.

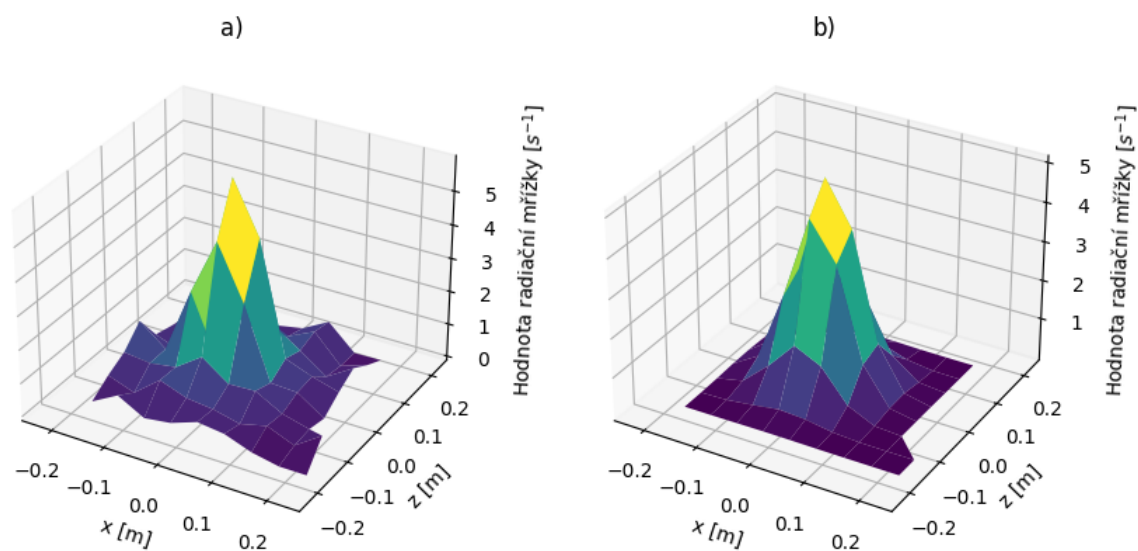
3.1.1 Experiment bez překážek

Pro mapování radiační kontaminace bez překážek byl použit zářič Cs-137 s uvedenou aktivitou 322,5 kBq. Zdroj jsme umístili na podlahu místnosti. Robot byl umístěn polohovou kamerou přímo nad zářič. Poloha zářiče v laboratorní soustavě byla tedy $x_0 = 0$ m a $z_0 = 0$ m. Snímek z nastavení tohoto experimentu můžeme vidět na obrázku 3.1.

Po umístění robota nad zářič byl spuštěn skript pro automatické mapování radiační kontaminace, přičemž robot byl ve středu každé dosažené buňky na 3 s zastaven. Průměrnou dobu akvizice v proměřených buňkách radiační mapy jsme získali jako průměr aktivovaných buněk časové mapy. Výsledná hodnota byla 11,4 s. Naměřenou kontaminační mapu a získaný fit jsme znázornili na obrázku 3.2.



Obrázek 3.1: Snímek z nastavení experimentu testujícího hledání zářiče Cs-137 s aktivitou 322,5 kBq v prostředí bez překážek. (a) Vyznačení polohy zářiče.



Obrázek 3.2: (a) Naměřená radiální mřížka s rozpětím 5 cm a rozměrem 10x10 pro hledání zářiče Cs-137 (aktivita 322,5 kBq, $x_0 = 0$ m, $z_0 = 0$ m) v prostředí bez překážek. Buňkám radiální mřížky příslušela průměrná doba akvizice 11,4 s. (b) Zobrazení funkčních hodnot fitu Gaussovou funkcí ve tvaru.

$$y(x, z) = Ae^{-\frac{(x-x_0)^2+(z-z_0)^2}{2\sigma^2}}.$$

Parametr	Hodnota	Chyba určení
A	5	0,3
x_0 [m]	-0,01	0,003
z_0 [m]	0,01	0,003
σ [m]	0,05	0,002

Tabulka 3.1: Parametry fitu radiační mřížky pro měření bez překážek včetně chyb parametrů získaných z kovarianční matice.

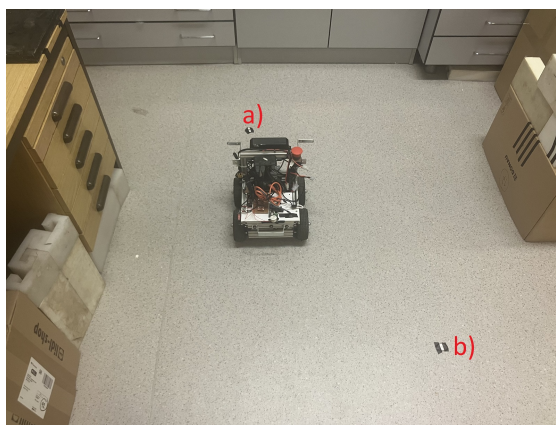
Získané parametry fitu Gaussovou funkcí jsme zobrazili do tabulky 3.1. Poloha zářiče s reálnými souřadnicemi $x_0 = 0$ m a $z_0 = 0$ m tedy v rámci chyby nebyla určena přesně. Důvodem mohlo být zanedbání chyb daných integrací hodnot do radiační mřížky, neodhadnutá chyba v měření aktuální polohy detektoru polohovou kamerou či zanedbání chyby měření hodnot radiační mřížky. Odhadnutí chyby vytvořené integrací měřených hodnot do radiační mřížky by zřejmě bylo možné získat použitím ortogonální metody nejmenších čtverců. Pro tuto metodu by bylo totiž možné specifikovat i chybu v souřadnicích jednotlivých naměřených hodnot. Chyby v naměřených hodnotách radiační mřížky by pak bylo možné odhadnout měřením fluktuací hodnot počtu měřených clusterů a uvážením časů strávených v jednotlivých buňkách.

3.1.2 Experiment s překážkami

Pro testování mapování radiační kontaminace s překážkami jsme zvolili měření se zářiči Am-241 s aktivitou 1,4 MBq a Co-60 s aktivitou 204,3 kBq. Americiový zářič byl umístěn na souřadnice o hodnotách $x_0 = -3.5$ cm, $z_0 = 28$ cm v laboratorní soustavě. Kobaltový zářič byl pak umístěn na souřadnice $x_1 = 58$ cm, $z_1 = -71$ cm. Snímek z provedení tohoto experimentu můžeme vidět na obrázku 3.3.

Robot v tomto experimentu navštívil pouze buňky, do kterých byla nalezena trasa pomocí A-Star algoritmu. Ve středu každé dosažené buňky byl robot na 2 s zastaven. Do A-Star algoritmu byla zvolena binární dilatace okupační mřížky maticí s rozměrem 7x7. Jako nepřístupné byly také nastaveny krajní buňky mapy překážek do hloubky 3. To bylo provedeno, aby robot nemohl narazit do překážek umístěných mimo okupační mřížku.

Pro tento experiment bylo zvoleno rozpětí radiační i okupační mřížky o hodnotě 10 cm a jejich rozměr 20x20. Byla vypočtena průměrná doba



Obrázek 3.3: Snímek z nastavení experimentu testujícího hledání zářičů Am-241 (aktivita 1,4 MBq) a Co-60 (aktivita 204,3 kBq) v prostředí s překážkami. (a) Vyznačení polohy americiového zářiče, (b) Vyznačení polohy kobaltového zářiče.

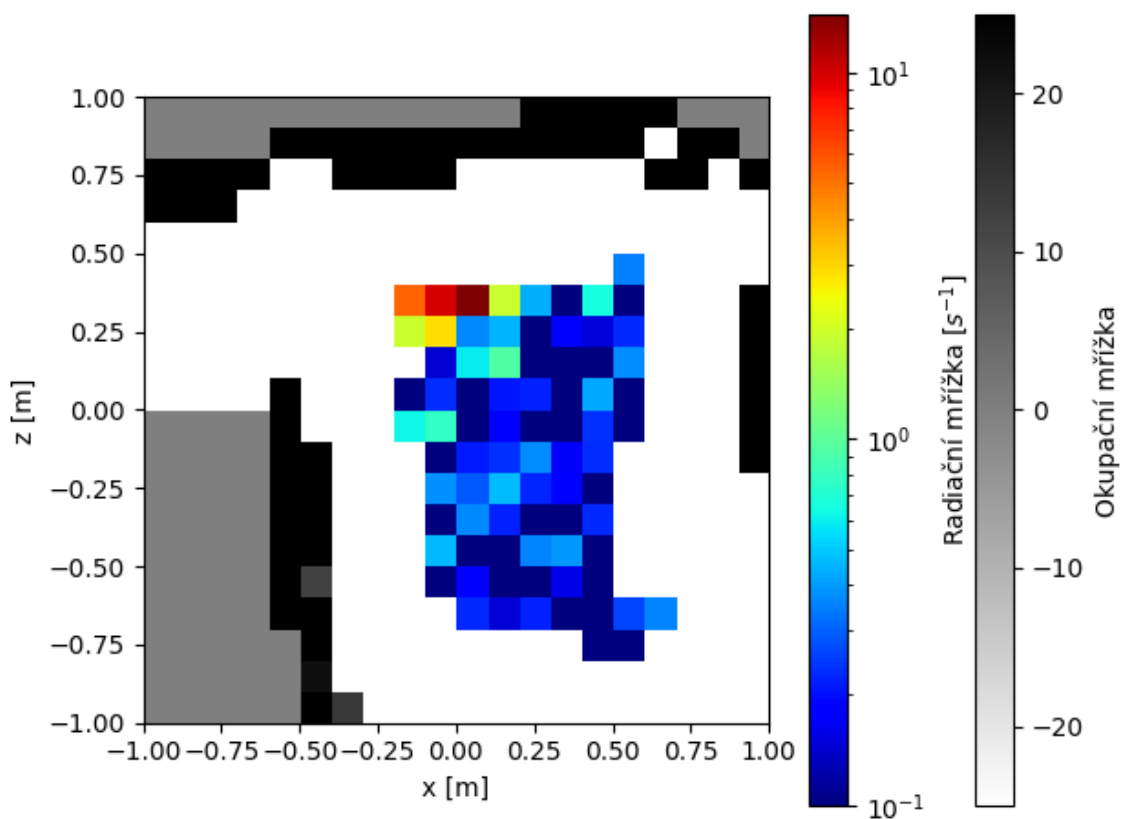
akvizice v jedné buňce radiační mřížky jako 5,2 s. Naměřenou radiační a okupační mřížku jsme ve 2D znázornili do obrázku 3.4.

Dále jsme tyto data společně s fitem pro hledání zářiče znázornili ve 3D do obrázku 3.5. Okupační mapa byla v tomto případě naškálována faktorem 0,2 pro zlepšení přehlednosti obrázku. V naměřených hodnotách lze identifikovat peak odpovídající americiovému zářiči. Kobaltový zářič se nám nepodařilo odlišit od pozadí vzhledem k nedostatečné citlivosti měření a jeho blízkému umístění u neprůjezdných oblastí okupační mřížky. Proto byl finálně použit fit Gaussovou funkcí pouze pro jeden zářič. Parametry fitu jsme zobrazili do tabulky 3.2.

Parametr	Hodnota	Chyba určení
A	30	3
x_0 [m]	0,006	0,001
z_0 [m]	0,34	0,004
σ [m]	0,04	0,002

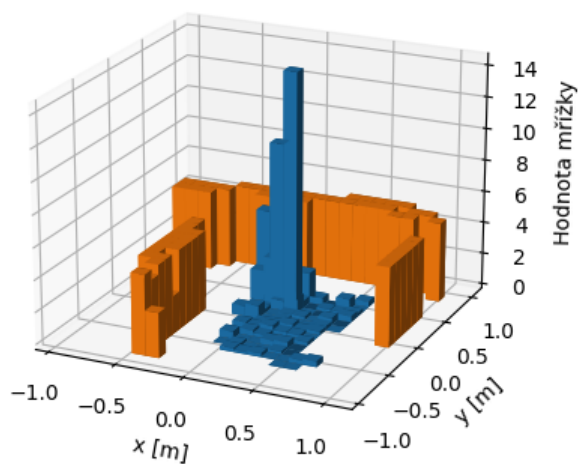
Tabulka 3.2: Parametry fitu radiační mřížky pro měření s překážkami včetně chyb parametrů získaných z kovarianční matice.

Polohu americiového zářiče s reálnými souřadnicemi $x_0 = -3,5$ cm, $z_0 = 28$ cm se nám v rámci chyby určit nepodařilo. Důvody jsou analogické experimentu bez překážek. Dalším problémem pro toto měření bylo umístění zářičů blízko nepřístupných míst okupační mapy. Ani pro jeden zářič tedy nebyla možnost naměřit peak v dostatečné šířce. V experimentu byl testován i fit součtem Gaussových funkcí pro dva zářiče, ale ten dokázal identifikovat pouze Americiový zářič. Druhá Gaussova funkce však fitovala pouze pozadí a šum v naměřených datech.

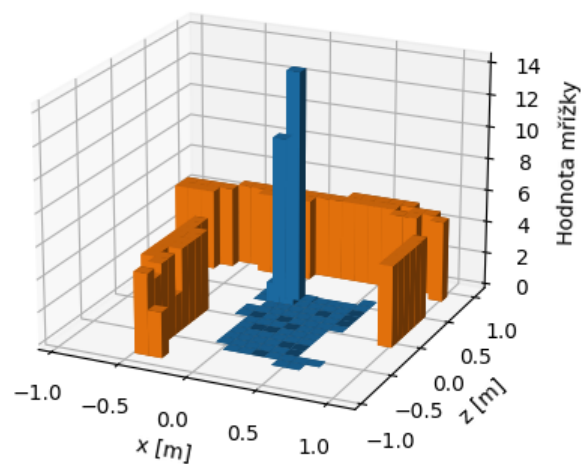


Obrázek 3.4: Naměřená radiační a okupační mřížka s rozpětím 10 cm a rozměrem 20x20 pro hledání zářičů Am-241 a Co-60 v prostředí s překážkami. Pro barevnou mapu radiační mřížky použito logaritmické měřítko. Americiový zářič umístěn na souřadnicích $x_0 = -0,035$ m, $z_0 = 0,28$ m, kobaltový zářič na $x_1 = 0,58$ m, $z_1 = -0,71$ m. Průměrná doba akvizice v navštívených buňkách radiační mřížky 5,2 s.

a)



b)



Obrázek 3.5: Hledání zářičů Am-241 (aktivita 1,4 MBq, $x_0 = -0,035$ m, $z_0 = 0,28$ m) a Co-60 (aktivita 204,3 kBq, $x_1 = 0,58$ m, $z_1 = -0,71$ m) v prostředí s překážkami. Průměrná doba akvizice v navštívených buňkách radiční mřížky 5,2 s.

(a) Naměřené hodnoty okupační mřížky (oranžová) a radiční mřížky (modrá) s rozpětím 10 cm a rozměrem 20x20. Okupační mřížka je naškálovaná faktorem 0,2 z důvodu zlepšení přehlednosti obrázku.

(b) Zobrazení funkčních hodnot fitu Gaussovou funkcí (modrá) ve tvaru $y(x, z) = Ae^{-\frac{(x-x_0)^2+(z-z_0)^2}{2\sigma^2}}$. Naškálovaná okupační mřížka (oranžová).



Obrázek 3.6: Snímek z prostředí s překážkami použitého pro testování VFH algoritmu.

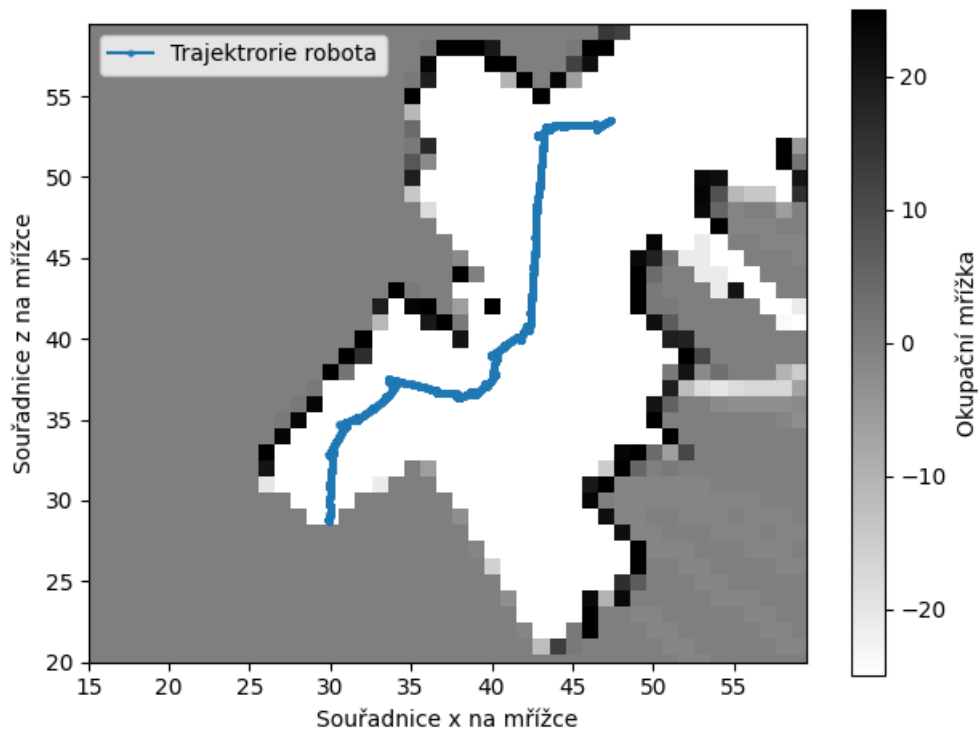
3.2 Lokální hledání zářiče

Pro lokální hledání zářiče jsme nejdříve testovali vyhýbání překážkám pomocí VFH algoritmu. Následně jsme provedli měření s kombinací Americiového a Cesiového zářiče umístěných do těsné blízkosti. Nepodařilo se nám však implementovat funkční konvergenční podmínku pro nalezení zářiče. Robot byl tedy k zářiči algoritmem pouze navigován a poté byl manuálně zastaven.

3.2.1 Testování VFH algoritmu

Pro testování VFH algoritmu jsme zvolili prostředí s překážkami ukázané na obrázku 3.6.

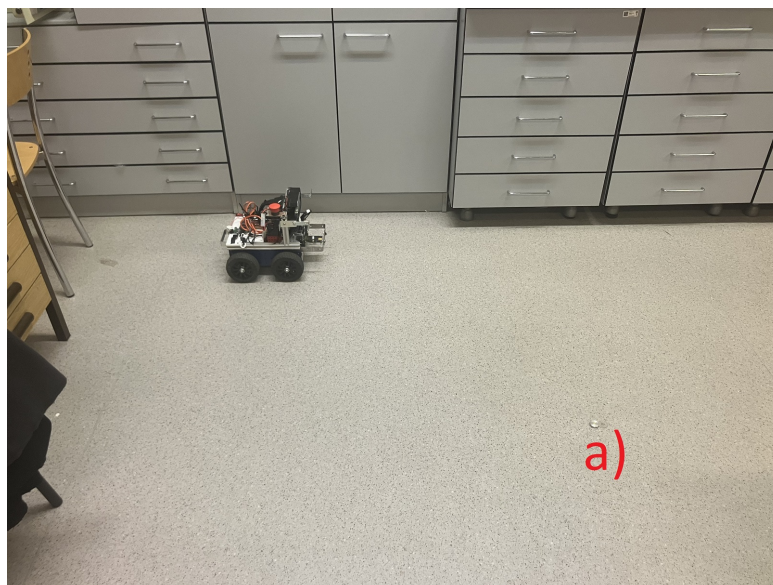
Do algoritmu byl zadáván konstantní navigační směr daný počátečním směrem robota vpřed. Trajektorii středu otáčení robota jsme znázornili na obrázku 3.7. Vidíme, že robot dokázal s použitím VFH algoritmu udržovat konstantní odstup od překážek. Tím jsme prokázali funkčnost použité implementace VFH algoritmu.



Obrázek 3.7: Vytvořená okupační mřížka při testu VFH algoritmu. Konstantní navigační směr shodný s osou z okupační mřížky. Znáznornění trajektorie středu otáčení robota.

3.2.2 Měření se zářičem

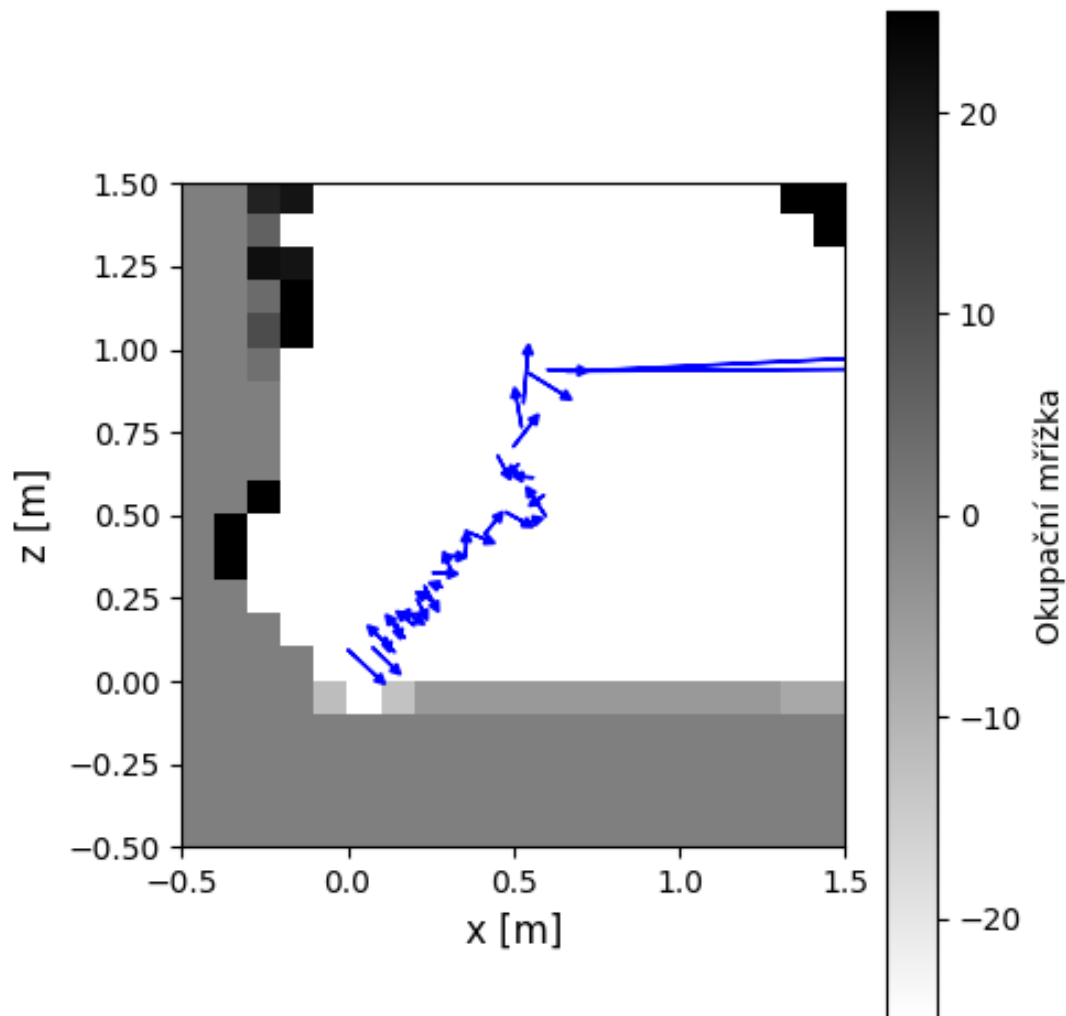
Pro testování hledání zářiče jsme umístili zářiče Am-241 (aktivita 1,4 MBq) aktivita (322,5 kBq) téměř do stejné pozice na souřadnicích $x_0 = 0,85$ m a $z_0 = 1,01$ m. Prostředí experimentu s hledáním zářiče jsme zobrazili na snímku 3.8.



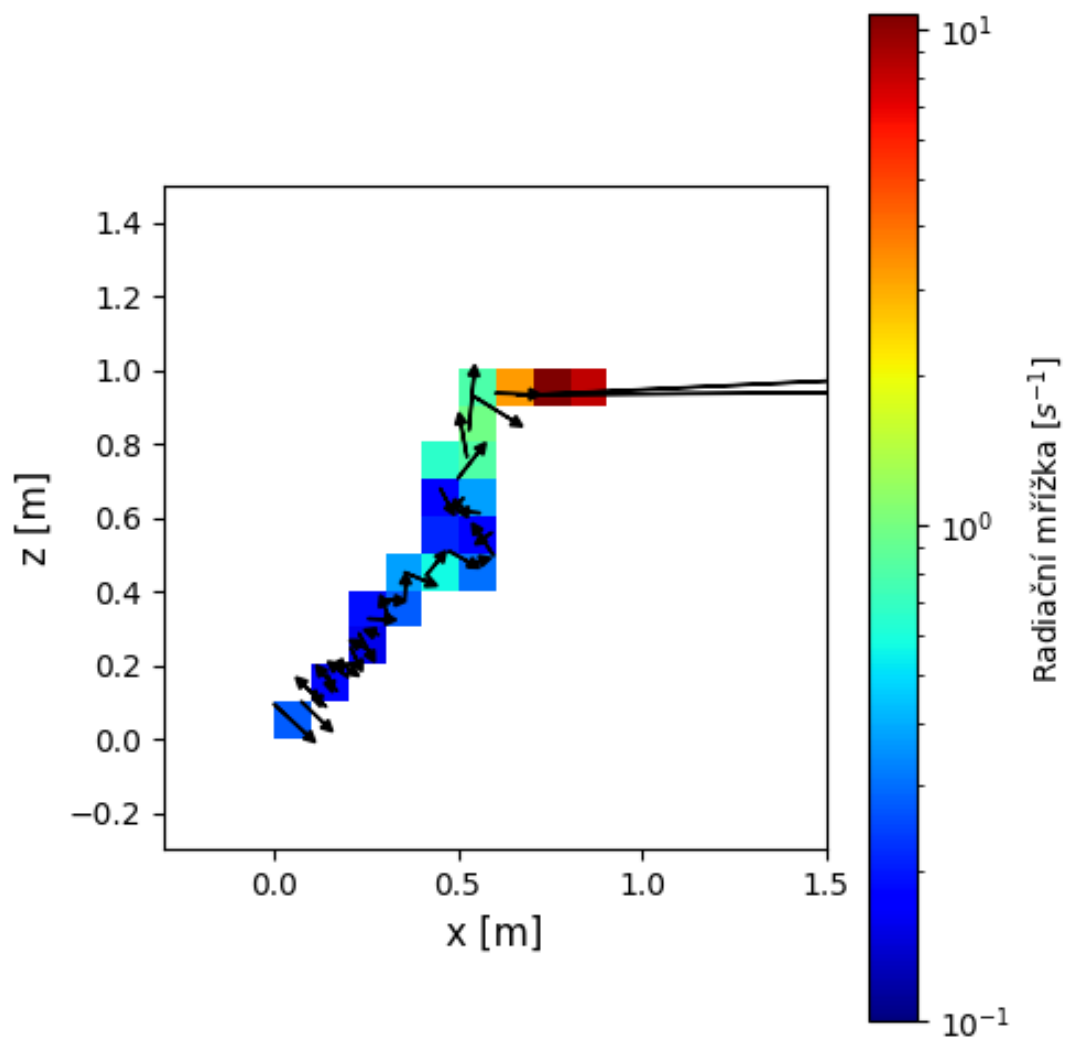
Obrázek 3.8: Snímek zobrazující prostředí použité pro testování lokálního hledání zářiče. (a) Vyznačení vedle sebe umístěných zářičů Am-241 a Cs-137

Pro navigaci k zářiči jsme posouvali detektor o fixní vzdálenost ve směru gradientu vypočteného v aktuální poloze detektoru. Tato metoda je analogická klasické optimalizaci metodou gradientního sestupu. Narozdíl od klasické optimalizace však vzhledem k diskrétní struktuře velmi hrubé radiační mřížky nebylo vhodné měnit velikost kroku na základě velikosti gradientu. Jeho velikost byla totiž nejvyšší v místech buněk obsahujících zdroj. Pro algoritmus byl zvolen krok robota 7,5 cm. Robot se po každém kroku na 5 sekund zastavil za účelem zpřesnění změřených dat. Průměrnou dobu akvizice v jedné buňce radiační mřížky jsme vypočítali jako 8,7 s. Omezili jsme také maximální otočení robota v jednom kroku na 1 radián. Tím jsme zabránili zacyklení pohybu robota v gradientech daných pouhým šumem či pozadím. Pro radiační a okupační mřížku bylo zvoleno rozpětí 0,1 m a rozměr 30x30. Získanou okupační a radiační mřížku včetně počtených gradientů po trajektorii robota jsme znázornili na obrázcích 3.9 a 3.10. Gradienty byly pro přehlednost obrázku naškálovány faktorem 0,2.

Z radiační mřížky je vidět, že se robotovi úspěšně podařilo lokalizovat zářiče umístěné na souřadnicích $x_0 = 0,85$ m a $z_0 = 1,01$ m. V místě nalezených zářičů musel být však robot manuálně zastaven z důvodu nefunkčnosti konvergenční podmínky.



Obrázek 3.9: Okupační mřížka získaná při hledání zářičů Am-241 a Cs-137 umístěných v téměř identické pozici o souřadnicích $x_0 = 0,85$ m a $z_0 = 1,01$ m. Vypočtené gradienty radiační mřížky použité pro navigaci robota naškalované faktorem 0,2. Aktivita amerického zářiče 1,4 MBq a aktivita cesiového zářiče 322,5 kBq.



Obrázek 3.10: Znázornění radiační mřížky získané hledáním zářičů Am-241 a Cs-137 umístěných v téměř identické pozici o souřadnicích $x_0 = 0,85$ m a $z_0 = 1,01$ m. Vypočtené gradienty radiační mřížky použité pro navigaci robota naškálované fakorem 0,2. Pro barevnou mapu radiační mřížky bylo použito logaritmické měřítko. Buňkám radiační mřížky přísluší průměrná doba akvizice 8,7 s.

Kapitola 4

Závěr

Nejdříve jsme se v práci věnovali teoretickému popisu vlastností ionizujícího záření. Popsali jsme základní typy ionizujícího záření, způsoby jeho vzniku, vlastnosti interakce s látkou a jeho účinky na zdraví. Dále jsme popsali pixelové detektory, vysvětlili princip jejich fungování, používanou vyčítací elektroniku a klasifikaci typů částic na základě jejich stopy v pixelovém detektoru. Dále jsme sestavili samotného robota a vybavili ho detektorem Timepix3. Finální verze robota je v práci podrobně popsána. V softwarové části práce jsme popsali bezdrátovou komunikaci s robotem, metody použité k jeho řízení a možnosti manuálního či autonomního hledání zdrojů radioaktivní kontaminace. Nakonec jsme otestovali funkčnost autonomního hledání zářiče na několika předem připravených experimentech. Analyzovali jsme získané výsledky a pokusili se objasnit možné zdroje chyb.

Přínosem autora k řešení problematice bylo samotné sestavení robotického vozítka, naprogramování softwaru pro ovládání robota a analýza získaných výsledků. Nakonec autor přispěl k řešení problematice otestováním různých algoritmů využívaných v robotice obecně na aplikaci v mapování radiační kontaminace a hledání jejich zdrojů. Hledání zářiče v prostředí s překážkami bylo úspěšně implementováno pomocí mapování radiační kontaminace a následného fitu Gaussovským modelem zářiče. Hledání zářiče pohybem ve směru gradientu radiační mřížky bylo úspěšné, ovšem už se nám nepodařilo implementovat fungující konvergenční podmínku, a proto plně automatizované určení polohy zářiče nebylo možné. Dosažené výsledky mohou sloužit jako základ pro budoucí vývoj a testování automatizovaného hledání zdrojů ionizujícího záření s využitím detektoru Timepix3, případně i jiných.

Důležitým rozšířením práce by byla implementace funkční konvergenční podmínky pro automatizované hledání zářičů v radiální mřížce. Dále by bylo vhodné kvalitativně analyzovat snímky z pixelového detektoru. Touto analýzou by bylo například vytvoření energetického histogramu či klasifikace typů detekovaných částic. Následně by bylo možné práci rozšířit vytvořením programu pro Comptonovskou kameru, který by nám s využitím čipu s větší tloušťkou či z materiálu citlivějšího na fotony umožnila také určení směru jejich letu. Díky tomu by bylo možné implementovat efektivnější algoritmus pro hledání zdrojů gamma záření.

Bibliografie

1. CERESO, Laura. Radiation accidents and incidents. What do we know about the medical management of Acute Radiation Syndrome? *Reports of Practical Oncology & Radiotherapy*. 2011, roč. 16, č. 4, 119–122.
2. KATREINER, Hédi; HORVÁTH, Ákos; VÖRÖS, Fanni; PÁL, Márton; TÓTH, Szabolcs; VÁRHEGYI, András; KOVÁCS, Béla. *Proceedings Vol. 2, 8th International Conference on Cartography and GIS*. Mapping gamma dose rates of an area with elevated natural radioactivity using a drone-mounted safecast sensor. Nessebar, Bulgaria, 2022.
3. KNOLL, Glenn F. *Radiation Detection and Measurement*. 3. vyd. John Wiley & Son, 2000.
4. ÇALIŞKAN, Betül; ÇALIŞKAN, Ali Cengiz. *Ionizing Radiation Effects and Applications*. Interaction with Matter of Ionizing Radiation and Radiation Damages (Radicals). Rijeka: IntechOpen, 2018.
5. THE INTERNATIONAL AGENCY FOR RESEARCH ON CANCER. *Monographs on the Evaluation of Carcinogenic Risks to Humans, Ionizing Radiation, Part 1: X- and Gamma-Radiation, and Neutrons*. Sv. 75. 2000.
6. PLATZMAN, Rober L. What is Ionizing Radiation? *Scientific American*. 1959, 74–83.
7. SHAH, Dhiren J.; SACHS, Rainer K.; WILSON, David J. Radiation-induced cancer: a modern view. *The British journal of radiology*. 2012, e1166–e1173.
8. LECHNER, Anton. Particle interactions with matter. *CERN Yellow Rep. School Proc*. 2018, roč. 5, 47–68.
9. KOLANOSKI, Hermann; WERMES, Norbert. *Particle Detectors: Fundamentals and Applications*. Oxford University Press, 2020.
10. L'ANNUNZIATA, Michael F. *Radioactivity: Introduction and History*. 1. vyd. Elsevier, 2007.
11. SILVA, Marcia Dutra R. *Evolution of Ionizing Radiation Research*. Ionizing Radiation Detectors. Ed. NENOI, Mitsuru. Rijeka: IntechOpen, 2015.
12. VIITANEN, P. *Encyclopedia of Analytical Science*. Radiochemical methods, Radiotracers. 2. vyd. Ed. WORSFOLD, Paul; TOWNSHEND, Alan; POOLE, Colin. Oxford: Elsevier, 2005.
13. ULLMAN, Vojtěch. *Detekce a spektrometrická analýza fotonového a korpuskulárního záření pro výzkum, technologické aplikace a medicínu*. Detekce a spektrometrie ionizujícího záření. Dostupné online z <https://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm>.

14. OFFICE OF HEALTH, SAFETY AND SECURITY U.S. DEPARTMENT OF ENERGY. Fundamental Academic Training Instructor's Guide Phase I; Radiological Control Technician Training. 2009.
15. AHMED, Syed Naeem. *Physics and Engineering of Radiation Detection*. 2. vyd. Elsevier, 2015.
16. KRANE, Kenneth S. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, 1988.
17. HILL, John W.; MCCREARY, Terry W.; KOLB, Doris K. *Chemistry for Changing Times*. LibreTex, 2023.
18. SCOTT, Bobby R.; GUILMETTE, Raymond A. *Encyclopedia of Toxicology*. Radiation Toxicology, Ionizing and Nonionizing. 2. vyd. New York: Elsevier, 2005.
19. TURNER, James. Interaction of Ionizing Radiation with Matter. *Health physics*. 2004, roč. 86, 228–252.
20. CESAREO, Roberto. X-ray physics: Interaction with matter, production, detection. *La Rivista del Nuovo Cimento*. 2000, roč. 23, 1–231.
21. L'ANNUNZIATA, Michael F. *Handbook of Radioactivity Analysis*. 3. vyd. Academic Press, 2012.
22. PRÁŠEK, Adam. Alfa rozpad, jaderné klastrování a vznik uhlíku ve hvězdách. *Aldebaran Bulletin*. 2023, roč. 21, č. 29.
23. HUI, Liu; JOE, Chang. Proton therapy in clinical practice. *Chinese journal of cancer*. 2011, roč. 30, 315–26.
24. MIREA, Mihail; BUDACA, Radu; SANDULESCU, Aureliu. Spontaneous fission, cluster emission and alpha decay of ²²²Ra in a unified description. *Annals of Physics*. 2017, roč. 380, 154–167.
25. MURPHY, Barry E. *The physico-chemical properties of fullerenes and porphyrin derivatives deposited on conducting surfaces*. 2014. PhD thesis. Trinity College Dublin.
26. PENG, Chin-Tzu; HORROCKS, Donald L.; ALPEN, Edward L. (ed.). *Liquid Scintillation Counting: Recent Applications and Development*. Sv. 1, Physical Aspects. New York: Academic Press, 1980.
27. WERMES, Norbert. Pixel detectors for particle physics and imaging applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2003, roč. 512, č. 1, 277–288. Proceedings of the 9th European Symposium on Semiconductor Detectors: New Developments on Radiation Detectors.
28. LUTZ, Gerhard. *Semiconductor Radiation Detector: Device Physics*. 1. vyd. Springer, 1999.
29. TAVERNIER, Stefaan. *Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics Radiation Detector: Device Physics*. 1. vyd. Springer, 2010.
30. CAMPBELL, Michael et al. *Charged particle detection using the Timepix and Timepix3 chips and future plans* [Presentation]. 2012.
31. VANČURA, Pavel et al. *SpacePix3 SOI MAPS detector for space radiation monitoring* [Presentation]. 2023.

32. BERGMANN, Benedikt. *Development of advanced detector systems for particle identification in particle and nuclear physics experiments*. 2017.
33. WIRTH, Michael A. *Shape Analysis & Measurement* [Presentation]. 2004.
34. BURIAN, Petr et al. *General-Purpose Solution for Timepix3 – Katherine Readout* [Presentation]. 2017. TWEPP 2017 Topical Workshop on Electronics for Particle Physics.
35. SCHMID, Phillip. Intel® RealSense™ Tracking Camera T265 and Intel® Real-Sense™ Depth Camera D435 - Tracking and Depth [Online <https://dev.intelrealsense.com/docs/depth-and-tracking-cameras-alignment>]. 2019. Převzato z 3.1.2024.
36. BERLIN, Filip; GRANATH, Sebastian. *Obstacle Detection and Avoidance for an Automated Guided Vehicle*. 2021. Diplomová práce. Linköping University.
37. PATRUNO, Cosimo et al. *A robust method for 2D occupancy map building for indoor robot navigation*. 2021. Conference: Multimodal Sensing and Artificial Intelligence: Technologies and Applications II.
38. MÁNEK, Petr. *A system for 3D localization of gamma sources using Timepix3-based Compton cameras*. 2018. Master's thesis. Faculty of Mathematics a Physics, Charles University.
39. BROULÍM, Jan et al. *A concept for spatially and time correlated single event effect detection in semiconductors using Timepix type pixel detectors*. Nucl. Instrum. Meth. A.2020, roč. 980.
40. BORENSTEIN, Jonann; KOREN, Yoram. *The vector field histogram-fast obstacle avoidance for mobile robots*. IEEE Transactions on Robotics and Automation. 1991, roč. 7, č. 3, 278–288.
41. BOCHUN, Cao; YANG, Zijing; YOU, Lan; ZHANG, Yizhi. *2023 IEEE International Conference on Control, Electronics and Computer Technology (ICCECT). Research on the star algorithm for safe path planning*. 2023.
42. POIKELA, Tuomas; LLOPART, Xavier. *Timepix3 Manual v 1.0*. 2013. CERN.