

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV AUTOMATIZACE A MĚŘICÍ TECHNIKY

DEPARTMENT OF CONTROL AND INSTRUMENTATION

ODHAD AKTIVITY BODOVÉHO ZÁŘIČE Z DAT Z LETECKÉ SPEKTROMETRIE

ESTIMATION OF THE POINT RADIATION SOURCE ACTIVITY BASED ON THE AIRBORNE
SPECTROMETRY

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Tomáš Jurečka

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Tomáš Lázna

BRNO 2019

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor **Automatizační a měřicí technika**

Ústav automatizace a měřicí techniky

Student: Tomáš Jurečka

ID: 197714

Ročník: 3

Akademický rok: 2018/19

NÁZEV TÉMATU:

Odhad aktivity bodového zářiče z dat z letecké spektrometrie

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Cílem je návrh algoritmu pro detekci bodového zářiče z dat získaných při leteckém spektrometrickém průzkumu. Vstupem algoritmu jsou scintilační spektra, prostorové souřadnice, letová výška nad terénem, kalibrační konstanty. Výstupem algoritmu je lokalizace případného bodového zářiče a odhad jeho aktivity. Práce je řešena ve spolupráci s firmou NUVIA.

1. Seznamte se s problematikou letecké spektrometrie a se scintilačními detektory.
2. Proveďte rešerši algoritmů pro lokalizaci bodového zdroje ionizujícího záření a odhad jeho aktivity.
3. Zvolte vhodné algoritmy a ověřte je na datech, které dodá vedoucí nebo konzultant práce.
4. Zhodnoťte přesnost vypočítaných parametrů a posuďte, zda by bylo možné dosáhnout vyšší přesnosti změnou letové trajektorie.
5. Po dohodě s vedoucím se pokuste experimentálně ověřit své předpoklady.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] CASANOVAS, R., J. J. MORANT a M. SALVADO. Development and Calibration of a Real-Time Airborne Radioactivity Monitor Using Gamma-Ray Spectrometry on a Particulate Filter. IEEE Transactions on Nuclear Science. 2014, 61(2), 727-731. DOI: 10.1109/TNS.2014.2299715.

Termín zadání: 4.2.2019

Termín odevzdání: 20.5.2019

Vedoucí práce: Ing. Tomáš Lázna

Konzultant:

doc. Ing. Václav Jirsík, CSc.
předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

ABSTRAKT

Práce se zabývá problematikou lokalizace bodového zářiče a odhadu jeho aktivity za pomoci letecké spektrometrie. V teoretické části jsou uvedeny druhy ionizujícího záření, popsán princip měření gama záření pomocí scintilačních detektorů a vysvětlen postup letecké spektrometrie. Byla provedena rešerše algoritmů pro zpracování dat z letecké spektrometrie. V praktické části byla určena citlivost scintilačního detektoru v závislosti na výšce nad kalibrovaným zářičem. Proběhlo ověření matematických metod pro lokalizaci a odhad aktivity hledaného zářiče.

KLÍČOVÁ SLOVA

Ionizující záření, scintilační detektor, letecká spektrometrie gama záření, lokalizace bodového zářiče

ABSTRACT

The thesis deals with the localization of gamma-ray source and an estimation of its radiation activity with airborne spectrometry. In the theoretical parts are presented the types of ionizing radiation, the principles of measurement of gamma-ray by scintillation detectors and the explanation of airborne spectrometry. A revision of algorithms for data processing from aviation spectrometry was performed. In the practical part, the sensitivity of scintillation counter was determined depending on the height above the calibrated source. The mathematical methods for locating and estimating activity of the searched emitter were verified.

KEYWORDS

Ionizing radiation, scintillation counter, airborne gamma-ray spectrometry, localization of gamma-ray source

JUREČKA, Tomáš. Odhad aktivity bodového zářiče z dat z letecké spektrometrie [online]. Brno, 2019 [cit. 2019-05-17]. Dostupné z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/119223>. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav automatizace a měřicí techniky. Vedoucí práce Tomáš Lázná.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma odhad aktivity bodového zářiče z dat z letecké spektrometrie jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne

.....

(podpis autora)

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji vedoucímu semestrální práce Ing. Tomáši Láznovi. za trpělivost, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé semestrální práce.

Dále děkuji RNDr. Marcelu Oherovi za dodání podkladů, vysvětlení práce s daty letecké spektrometrie a za předání zkušeností z praxe.

V Brně dne

.....

(podpis autora)

OBSAH

Seznam zkratk	viii
Seznam obrázků	ix
Seznam tabulek	x
Úvod	1
1 Ionizující záření	2
1.1 Druhy ionizujícího záření	2
1.1.1 Záření alfa (α)	2
1.1.2 Záření beta (β).....	2
1.1.3 Záření gama (γ).....	3
1.1.4 Rentgenové záření (záření X)	3
1.1.5 Neutronové záření.....	4
1.2 Nejvýznamnější izotopy přirozeného ionizujícího záření	4
1.2.1 Kosmické ionizující záření	5
2 Scintilační detektory	6
2.1 Scintilátory.....	6
2.1.1 Anorganické scintilátory.....	6
2.1.2 Organické scintilátory.....	6
2.2 Fotonásobiče	7
2.2.1 Klasický fotonásobič.....	7
2.2.2 Polovodičové fotonásobiče	7
2.3 Obvody zpracování	8
2.3.1 Měření počtu impulsů	8
2.3.2 Spektrometrická analýza.....	8
2.4 Výhody použití scintilačních detektorů	8
2.5 Nežádoucí vlastnosti scintilačních detektorů.....	9
2.5.1 Fotopík.....	9
2.5.2 Energetické rozlišení R.....	10
2.5.3 Spektrum vzniklé Comptonovým rozptylem.....	10
2.5.4 X-únikové spektrum	10
2.5.5 Anihilační spektrum.....	10

2.5.6	Pile-up efekt.....	10
3	Letecká spektrometrie gama záření	11
3.1	Vlivy na počet naměřených impulsů scintilačního detektoru.....	11
3.1.1	Zdroje ionizujícího záření.....	11
3.1.2	Vzájemná pozice zdrojů a detektoru.....	11
3.1.3	Klimatické podmínky	11
3.1.4	Rychlost letu	12
3.2	Vlastnosti a kalibrace scintilačního detektoru:	12
3.2.1	Korekce vlivu kosmického záření.....	12
3.2.2	Korekce vlivu záření radonu.....	12
3.2.3	Zohlednění částečného zásahu fotopíku i do okolních kanálů	12
3.2.4	Přepočtení na efektivní výšku.....	13
3.2.5	Zohlednění mrtvé doby scintilačního detektoru	13
4	Rešerše algoritmů	14
4.1	Přibližný odhad	14
4.2	Přepočet výšky letu a regresní analýza	14
4.3	Regresní analýza	15
4.3.1	Gauss-Newtonova metoda	15
4.3.2	Metoda Monte Carlo	16
5	Analýza visů nad kalibrovaným zářičem	18
5.1	Zářič ^{137}Cs (2010)	18
5.2	Zářič ^{137}Cs (2014)	19
5.3	Srovnání visů z roku 2010 a 2014	20
6	Návrh programu	23
6.1	Vstupní data	23
6.1.1	Konstanty měření	23
6.1.2	Program PEIView	25
6.2	Použité metody	25
6.2.1	Aplikace Gauss-Newtonovy metody	26
6.2.2	Aplikace metody inspirované postupem Monte Carlo	26
6.3	Doplňkové funkce.....	27
6.3.1	Zdánlivý zdroj.....	28
6.3.2	Určení pravděpodobnosti zdroje.....	28

6.4	Spouštění programu	28
6.5	Kontrola paměti a otevřených souborů	29
7	Praktické ověření programu	30
7.1	Popis letů.....	30
7.2	Zobrazení výsledků.....	31
7.3	Analýza výsledků.....	35
8	Kompenzace posunu	37
8.1	Přiřazení minulých souřadnic	37
8.2	Korekce souřadnic	38
8.2.1	Hledání optimálního posunu.....	39
9	Ořezání analyzované oblasti	40
10	Ověření výsledků	43
10.1	Data pro ověření algoritmu	43
10.2	Analýza průletu ze dne 7. 6. 2011	44
10.3	Analýza průzkumu ze dne 7. 6. 2017.....	47
	Závěr	49
	Literatura	51
	Seznam příloh	53

SEZNAM ZKRATEK

Bi	bismut
Cs	cesium
Co	kobalt
CPS	počet impulsů za sekundu
GPS	globální lokalizační systém
In	indium
K	draslík
NaI(Tl)	jodid sodný s přídavkem thalia
Rn	radon
Th	thorium
Tl	thallium
U	Uran
UTM	Univerzální transversální Mercatorův systém souřadnic

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obrázek 1.1	Rozpadové řady thoria ^{232}Th a uranu ^{235}U a ^{238}U	5
Obrázek 2.1	Účinnostní kalibrační závislost spektrometru záření gama (byl použit scintilační krystal NaI(Tl) tloušťky 10mm, Al kryt $1\text{g}/\text{cm}^2$	9
Obrázek 4.1	Znázornění příkladu skutečné změny vzdálenosti při přepočtu leteckých dat na stejnou výšku.....	15
Obrázek 5.1	Vis z roku 2010 s odečteným pozadím (^{137}Cs).....	18
Obrázek 5.2	Vis z roku 2014 bez zářiče.....	19
Obrázek 5.3	Vis z roku 2014 s odečteným pozadím (^{137}Cs).....	19
Obrázek 5.4	Srovnání zjištěných citlivostí detektoru v závislosti na výšce visu, měřeno v roce 2010 a 2014, zářič ^{137}Cs	21
Obrázek 5.5	Úprava srovnání zjištěných citlivostí detektoru v závislosti na výšce visu, měřeno v roce 2010 a 2014, zářič ^{137}Cs	22
Obrázek 6.1	Průběh efektivity detektoru v závislosti na výšce z visu z roku 2010.....	24
Obrázek 7.1	Letecká fotografie oblasti letu s vyznačenými zářiči.....	30
Obrázek 7.2	Chyba odhadů souřadnic zdroje ^{137}Cs z průletů dne 9. 9. 2010.....	33
Obrázek 7.3	Chyba odhadů aktivity zdroje ^{137}Cs z průletů dne 9. 9. 2010.....	33
Obrázek 7.4	Chyba odhadů souřadnic zdroje ^{60}Co z průletů dne 9. 9. 2010.....	34
Obrázek 7.5	Chyba odhadů aktivity zdroje ^{60}Co z průletů dne 9. 9. 2010.....	34
Obrázek 7.6	Graf závislosti posunu odhadovaných souřadnic na rychlosti letu.....	35
Obrázek 7.7	Zobrazení grafů impulsů ve vybraných oknech spektra.....	36
Obrázek 8.1	Zjištění vektoru v potřebného pro korekci souřadnic.....	38
Obrázek 10.1	Trajektorie průzkumu oblasti se zdrojem ^{137}Cs ze dne 7. 6. 2017.....	43
Obrázek 10.2	Graf závislosti posunu odhadovaných souřadnic na rychlosti letu z kontrolních průletů.....	46
Obrázek 10.3	Graf závislosti posunu odhadovaných souřadnic na rychlosti letu při letové hladině 50 metrů.....	47
Obrázek 10.6	Grafické zobrazení naměřených impulsů v čase při průzkumu oblasti...	48

SEZNAM TABULEK

Tabulka 1.1	Přehled nejvýznamnějších izotopů obsažených v zemské kůře a v atmosféře.....	4
Tabulka 5.1	Srovnání citlivosti v závislosti na výšce visů z roku 2010 a 2014.....	20
Tabulka 5.2	Hledání rozdílu výšky pomocí kvadrátu odchylek.....	21
Tabulka 6.1	Výpis obecných konstant použitých v programu.....	23
Tabulka 6.2	Výpis konstant oken použitých v programu.....	24
Tabulka 6.3	Konstanty ovlivňující šíření gama záření v závislosti na typu zdroje.....	24
Tabulka 6.4	Výpis hodnot vhodných pro export z programu PEIView.....	25
Tabulka 7.1	Průlety nad dvěma zdroji dne 9. 9. 2010.....	31
Tabulka 7.2	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí Gauss-Newtonovy metody.....	31
Tabulka 7.3	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{60}Co pomocí Gauss-Newtonovy metody.....	32
Tabulka 7.4	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí metody Monte Carlo.....	32
Tabulka 7.5	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{60}Co pomocí metody Monte Carlo.....	32
Tabulka 7.6	Závislost chyby souřadnic na rychlosti letu.....	35
Tabulka 8.1	Závislost chyby odhadu při přiřazení minulých souřadnic.....	38
Tabulka 8.2	Konstanta p při minimální chybě odhadu souřadnic zdroje	39
Tabulka 9.1	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí Gauss-Newtonovy metody na ořezané oblasti.....	40
Tabulka 9.2	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{60}Co pomocí Gauss-Newtonovy metody na ořezané oblasti.....	40
Tabulka 9.3	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí metody Monte Carlo na ořezané oblasti.....	41
Tabulka 9.4	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{60}Co pomocí metody Monte Carlo na ořezané oblasti.....	41
Tabulka 9.5	Srovnání použití ořezaných a původních dat.....	42
Tabulka 10.1	Tabulka průletů ze dne 7. 6. 2011.....	44
Tabulka 10.2	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí Gauss-Newtonovy metody pro kontrolní průlety.....	44
Tabulka 10.3	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{60}Co pomocí Gauss-Newtonovy metody pro kontrolní průlety.....	45
Tabulka 10.4	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí metody Monte Carlo pro kontrolní průlety.....	45
Tabulka 10.5	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{60}Co pomocí metody Monte Carlo pro kontrolní průlety.....	45

Tabulka 10.6	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí Gauss-Newtonovy metody pro průzkumný let.....	48
Tabulka 10.7	Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí metody Monte Carlo pro průzkumný let.....	48

ÚVOD

Ionizující záření je spjato s člověkem po celou dobu jeho existence. Přirozené ionizující záření na Zemi je na drtivé většině míst na bezpečné úrovni. Vděčíme za to magnetickému poli Země a atmosféře. Pochopením chování a vzniku ionizujícího záření byly otevřeny nové možnosti, například v energetice a medicíně. S těmito novými možnostmi souvisí také nová rizika. Velké množství absorbovaného ionizujícího záření je zdraví nebezpečné.

Letecká spektrometrie slouží k zmapování radioaktivity ve zkoumané oblasti. Oblast je prolétávána s detektorem ionizujícího záření. Trajektorie může být různá, ale nejpoužívanější je let po rovnoběžných drahách napříč celou oblastí. Trajektorie je volena s přihlédnutím k algoritmu zpracování dat. Letecká spektrometrie se provádí například z důvodu geologického průzkumu oblasti nebo havarijního radiačního monitorování.

Klíčovými požadavky pro detektor při letecké spektrometrii jsou rozlišitelnost různých druhů zářičů, velká citlivost a krátký interval zotavení po detekci záření. Při detekci je nevhodnější se zaměřit na gama záření. Hlavní výhodou práce s gama zářením spočívá v dostatečné pronikavosti. Je nutné analyzovat detektory vhodné pro detekci gama záření a vybrat ideální typ pro leteckou spektrometrii.

Tato práce se zabývá lokalizací a odhadem aktivity bodového zářiče. Cílem je najít vhodný algoritmus zpracování dat z letecké spektrometrie. Algoritmus lze rozdělit do několika dílčích úkonů. Nejprve je nutné vyřešit načtení dat. Není vhodné opomenout úpravu dat, například odečtení radioaktivní pozadí, které negativně ovlivňuje výsledky. Nejdůležitější částí je použití samotné matematické metody. Hledané jsou tři parametry zdroje - aktivita, souřadnice x a souřadnice y . Je vhodné použít alespoň dvě metody výpočtu. Použité metody jsou v ideálním případě založeny na odlišném matematickém principu. V takovém případě je malá šance shody metod na chybných parametrech zdroje.

Zhodnotit metody lze z mnoha pohledů. Požadované vlastnosti jsou například robustnost, časová nenáročnost nebo přesnost.

1 IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ

Záření s dostatečnou energií k ionizaci hmoty je nazýváno ionizující záření. Při ionizaci jsou tvořeny kladné a záporné ionty v ozařované látce.

1.1 Druhy ionizujícího záření

Ionizující záření lze rozlišit podle druhu částic tvořící záření. Tyto částice lze rozdělit na přímo ionizující částice a nepřímo ionizující částice. Přímá ionizace je způsobena nabitými částicemi. Nepřímá ionizace uvolní v ozařované látce nabitě částice.

1.1.1 Záření alfa (α)

Částice alfa se skládá ze dvou protonů a dvou neutronů, což odpovídá jádru helia. Kvůli absenci elektronového obalu helia (dvou elektronů), můžeme částici alfa značit He^{2+} . Záření alfa vzniká při přeměně izotopů těžkého prvku.

Obecný předpis vzniku záření alfa je [1]:



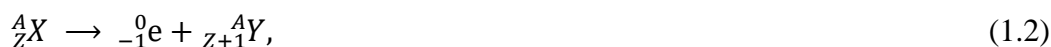
kde X je jádro izotopu před přeměnou, Y je jádro izotopu po přeměně a vyzářené částici alfa je udělena rychlost řádově 10^7 ms^{-1} .

Záření alfa má malou pronikavost, ale silné ionizující účinky. Proud alfa může být odstíněn i papírem.

1.1.2 Záření beta (β)

Existují dva druhy beta záření podle druhu emitovaných částic, β^- (elektrony) a β^+ (pozitrony). Záření vzniká při přeměnách radioaktivních jader. Nukleonové číslo zůstává stejné, mění se protonové číslo.

Obecný předpis vzniku záření β^- (přeměna neutronu na proton) [1]:



kde X je jádro izotopu před přeměnou, Y je jádro izotopu po přeměně, e^- je elektron a při přeměně je vyzářeno antineutrino.

Obecný předpis vzniku záření β^+ (přeměna protonu na neutron) [1]:



kde X je jádro izotopu před přeměnou, Y je jádro izotopu po přeměně, e^+ je pozitron a při přeměně je vyzářeno neutrino.

K absorbování většiny záření beta může být použita například tenká vrstva kovu.

1.1.3 Záření gama (γ)

Jedná se o fotony s vysokou energií, které vznikají při jaderných reakcích a při radioaktivním rozpadu. Pokud je jádro v excitovaném stavu, může se dostat do nižšího energetického stavu vyzářením fotonu. Do excitovaného stavu se jádro může dostat například při vyzáření alfa nebo beta záření.

Gama foton interaguje s okolní hmotou různými způsoby.

Fotoelektrický jev nastává, pokud gama foton předá svou veškerou energii elektronu obíhajícího kolem jádra atomu a dojde k jeho uvolnění. Kinetická energie elektronu je pak rovna původní energii gama fotonu zmenšená o vazebnou energii elektronu. Foton zaniká. Tento jev se uplatňuje především u fotonů s energií řádově desítek keV, ale je zřetelný i u fotonů s řádově vyššími energiemi.

Při **Comptonovu rozptylu** dochází k částečnému předání energie mezi fotonem a volným nebo slabě vázaným elektronem. Foton předá pouze část své energie. Zbytek energie je vyzářen ve formě fotonu s nižší energií. Rozptyl nastává především u gama fotonů s energií řádově stovek keV.

Vliv interakce za **vzniku elektron-pozitronového páru** roste s energií gama fotonu. Pokud prolétají gama fotony s energií větší než 1,02 MeV dostatečně blízko kolem jádra, může se gama foton přeměnit na elektron a pozitron. Kinetická energie vzniklých částic je rovna původní energii gama fotonu zmenšená o 1,02 MeV, což odpovídá energetickému ekvivalentu klidového elektronu a pozitronu. Pozitron téměř okamžitě anihiluje s volným elektronem za vzniku dvou gama fotonů o energiích po 511 keV s opačným směrem vyzáření.

Pro stínění gama záření jsou účinné materiály s vysokým protonovým číslem. Tloušťka materiálu nutná k utlumení záření se zvyšuje s rostoucí energií fotonů. Používá se například olovo a beton.

1.1.4 Rentgenové záření (záření X)

Záření je tvořeno fotony s vlnovou délkou přibližně od 10 pm až po 1 nm. Vlnová délka elektromagnetického záření se částečně překrývá s vlnovou délkou záření gama, ale liší se původem vzniku, zatímco záření gama vzniká při procesech uvnitř jádra, rentgenové záření vzniká interakcí rychle letícího elektronu s hmotou.

Rozlišujeme dva principy vzniku rentgenového záření.

Brzdné rentgenové záření vzniká při úbytku energie elektronu letícího od katody k anodě (terč). Při nárazu do katody elektron mění dráhu letu a je zpomalen. Energie vyzářeného fotonu odpovídá úbytku energie elektronu.

Energie vyzářeného fotonu **charakteristického rentgenového záření** závisí pouze na materiálu anody, protože letící elektron při nárazu na anodu předá veškerou svou energii vázanému elektronu. Dochází k ionizaci nebo excitaci. Po ionizaci dochází k zaplnění prázdného místa elektronem (vzdálenějším od jádra) z elektronového obalu. Po excitaci dochází k návratu elektronu do základního energetického stavu. Obě tyto možnosti doprovází vyzáření fotonu charakteristického rentgenového záření.

1.1.5 Neutronové záření

Proud neutronů způsobující záření je produktem jaderných reakcí. Ionizace, tak jak ji známe u záření nabitých částic, nastává nepřímo až při absorpci neutronu, kdy dochází například k vyzáření gama fotonu, který může dále ionizovat okolí.

Jako stínění může být využita kupříkladu voda nebo beton.

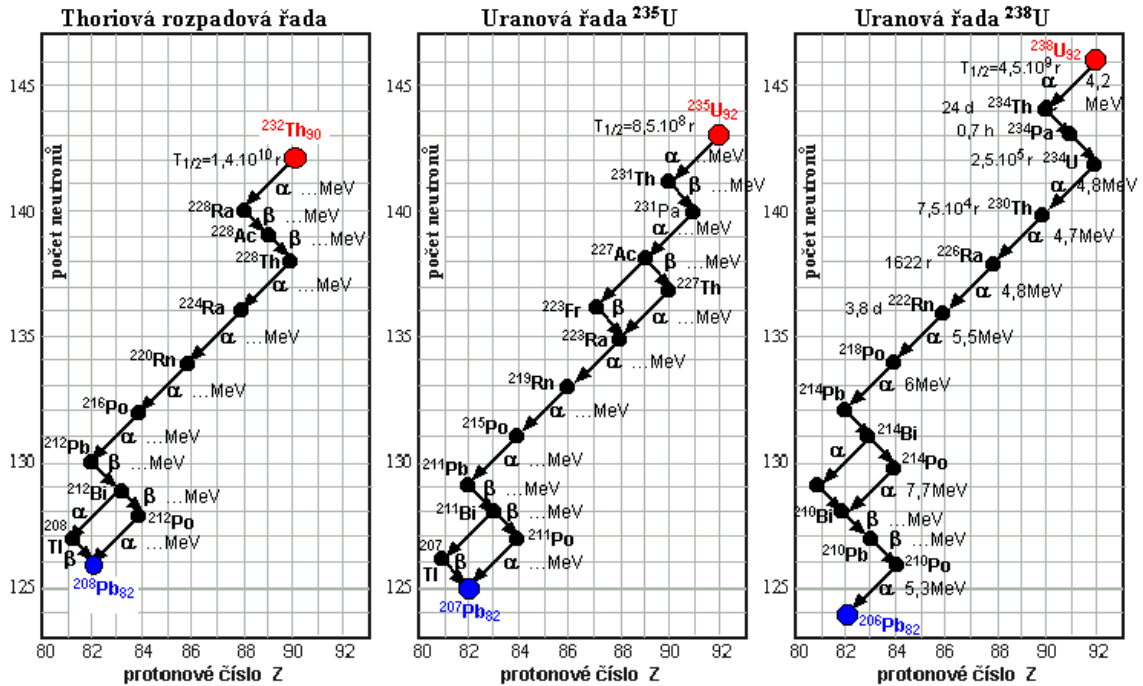
1.2 Nejvýznamnější izotopy přirozeného ionizujícího záření

Ionizující záření na Zemi, vznikající přirozeně bez zásahu člověka, můžeme dělit podle místa vzniku. První skupinou jsou radioaktivní izotopy obsaženy v zemské kůře, další skupinou jsou izotopy vyskytující se v atmosféře a do třetí skupiny lze zařadit kosmické záření.

Tabulka 1.1 Přehled nejvýznamnějších izotopů obsažených v zemské kůře a v atmosféře [3]

Izotop	typ přeměny	zastoupení [%]	Poločas rozpadu
Draslík (^{40}K)	β^-	89,28	$1,28 \cdot 10^9$ let
	β^+	0,001	
	γ	10,72	
Thorium (^{232}Th)	α	100	$1,41 \cdot 10^{10}$ let
	Spontánní štěpení	$1,8 \cdot 10^{-9}$	
Uran (^{235}U)	α	100	$7,04 \cdot 10^8$ let
	Spontánní štěpení	$7 \cdot 10^{-9}$	
	^{20}Ne	$8 \cdot 10^{-10}$	
Uran (^{238}U)	α	100	$4,47 \cdot 10^9$ let
	Spontánní štěpení	$5,45 \cdot 10^{-5}$	
	$\beta\beta$	$2,2 \cdot 10^{-10}$	
Radon (^{222}Rn)	α	100	3,82 dnů

Existují tři radioaktivní rozpadové řady, které vznikají bez přičinění člověka. Charakteristikou těchto rozpadových řad je poločas rozpadu miliony až miliardy let u primárních mateřských nuklidů. Obrázek 1.1 zobrazuje rozpad s vývojem počtu neutronů a protonů v jádře nuklidů.



Obrázek 1.1 Rozpadové řady thoria ^{232}Th a uranu ^{235}U a ^{238}U [4]

1.2.1 Kosmické ionizující záření

Největší část kosmického záření přichází ze Slunce. Země je částečně chráněna svým magnetickým polem proti zásahu nabitých částic ionizujícího záření.

Základním dělením tohoto záření je na primární a sekundární záření. Primární záření je tvořeno především protony s vysokou energií. Interakcí primárního záření s atmosférou vzniká sekundární záření.

2 SCINTILAČNÍ DETEKTORY

Detektor se skládá ze scintilátoru, obvodu převádějící světelný tok na elektrický signál a obvodů zpracování signálu. Pro převod světelného toku na elektrický signál je nejčastěji použit fotonásobič. Pokud dojde k pohlcení kvant ionizujícího záření ve scintilátoru, nastává scintilace (záblesk). Tato scintilace je způsobena radioluminiscencí scintilátoru. Fotonásobič světelný signál převede na elektrický signál a následně jej zesílí. K převodu na elektrický signál dochází při vyražení elektronů z fotokatody pomocí fotonů ze scintilací. Mechanismus zesílení se liší podle typu fotonásobiče. Zesílený signál se dále zpracovává. Vzniká elektrický impuls s určitou amplitudou. Z amplitudy impulsu můžeme odvodit energii pohlceného záření ve scintilátoru. U záření gama odpovídá energie fotonu určitému izotopu. Po zpracování impulsů je výsledkem spektrometrická analýza gama záření.

2.1 Scintilátory

Nejpoužívanějšími scintilátory jsou anorganické scintilátory, ale používají se i organické scintilátory a jiné materiály. Hlavním parametrem scintilátoru je konverzní účinnost. Jedná se o poměr mezi energií světla získaných ze scintilací a energií gama fotonů absorbovaných ve scintilátoru. Udává se v procentech. Důležitou vlastností je luminiscenční spektrum scintilátoru. V ideálním případě je vlnová délka maxima luminiscenčního spektra stejná, jako u maxima citlivosti fotokatody použitého fotonásobiče. Pro určité aplikace je klíčovým parametrem detektoru mrtvá doba, která je ovlivněna scintilačním dosvitem, což udává dobu trvání scintilace, ale většinou je mrtvá doba ovlivněna hlavně elektronikou. Procentuální absorpce gama fotonu ve scintilátorech je ovlivněna kromě geometrických rozměrů hustotou použité látky.

2.1.1 Anorganické scintilátory

Základem anorganických scintilátoru je krystalová mřížka s určitými „povolenými“ energetickými pásy. Ostatní energetické hladiny zůstávají v ideální krystalové mřížce vždy neobsazené, tyto hladiny nazýváme „zakázanými“. Vodivostní pás je v základním stavu neobsazen. Aktivací ionty vhodných prvků nebo defekty v krystalové mřížce se vytvoří energetické pásy, které se v původní krystalové mřížce nachází v „zakázané“ oblasti. Do nově vzniklých energetických pásů mohou přeskakovat elektrony z ostatních pásů. Takto vznikají excitační centra. Pokud je elektron vyražen do vodivostního pásu vlivem například dopadajícího gama fotonu a následně zachycen excitačním centrem, dochází k vyzáření fotonu při přechodu elektronu do nižšího energetického pásma. Anorganické scintilátory lze použít pouze v pevném skupenství. V kapalném skupenství krystalová mřížka zaniká a materiál nemá scintilační vlastnosti.

2.1.2 Organické scintilátory

V organickém scintilátoru dochází k excitaci a deexcitaci samotných molekul látky. Při použití vhodného organického rozpouštědla lze použít tyto scintilátory i v kapalném podobě.

2.2 Fotonásobiče

Úkolem fotonásobiče je detekce a zesílení signálu ze scintilátoru. Vstupní veličinou je světelný tok a výstupní veličinou je elektrický impuls.

2.2.1 Klasický fotonásobič

První částí fotonásobiče je fotokatoda vyrobená z materiálu s nízkou výstupní prací pro fotoefekt. Výstupní práce elektronu určuje potřebnou energii pro uvolnění elektronu z atomu. Dále fotokatoda musí být co nejtenčí, aby nedocházelo k zachycení uvolněných elektronů ve fotokatodě. Citlivost fotokatomy se udává podle poměru počtu uvolněných elektronů z fotokatomy k počtu dopadajícího počtu fotonů na fotokatody. Tato účinnost dále závisí na frekvenci dopadajících fotonů a na tom, jestli spektrální maxima luminiscence scintilátoru a účinnosti fotokatomy kolidují.

Druhou částí je elektronový násobič. Jedná se o soustavu dynod. Dynoda je elektroda s tenkou vrstvičkou kovu s nízkou výstupní prací elektronu. Emitované elektrony z fotokatomy jsou urychlovány ve vakuu k první dynodě. Klasický fotonásobič zvětšuje počet emitovaných elektronů z fotokatomy pomocí soustavy dynod tak, aby docházelo k pohybu emitovaných elektronů od první dynody ke druhé, od druhé dynody ke třetí atd. Na dynody je připojeno napětí, které se postupně zvětšuje ve směru od fotokatomy k anodě. Na první dynodě je přivedeno napětí X V (X může být například 100 V). Na druhé dynodě bude napětí $2X$ V, na třetí $3X$ V, a tak dále. Poslední dynoda se nazývá anodou. Dynody mají nízkou výstupní práci elektronu. Pro docílení zesílení signálu musí být poměr počtu emitovaných elektronů z dynody k počtu elektronů dopadajících na dynodu větší než 1. Z anody je výstupní signál odebírán přes rezistor R (v řádů $M\Omega$).

Vzorec pro výpočet zesílení dynod je [6]:

$$G = \Delta I^N, \quad (2.1)$$

kde ΔI je zesílení jedné dynody a N je počet dynod v zapojení fotonásobiče.

Vzorec pro výpočet citlivosti fotonásobiče je [6]:

$$S = G \cdot S_F \quad (2.2)$$

kde G je zesílení dynod a S_F je citlivost fotokatomy

2.2.2 Polovodičové fotonásobiče

Čistě polovodičové detektory světla (například fotonásobiče) jsou používány pro vyšší světelné toky. Lze použít fotoodpory, fotodiody, nebo fototranzistory. Výhodou je přibližně lineární závislost mezi vstupním světelným tokem a výstupním elektrickým impulsem.

Pro citlivější detekci se používají tzv. lavinové diody. Jedná se o křemíkovou diodu s připojeným napětím v inverzním směru. Foton uvolní elektron z tenké povrchové vrstvičky typu „P“. Uvolněný elektron je urychlován připojeným napětím na diodě a uvolňuje další elektrony. Vzniká „lavina“ elektron-děrových párů dopadající na vrstvu typu „N“. V sérii s diodou je připojen rezistor o velikosti desítek $k\Omega$. Úbytek napětí na tomto rezistoru zajistí přerušení elektrického průrazu. Výstupem diody je elektrický impuls, nevýhodou je nezávislost tohoto impulsu na počtu absorbovaných fotonů. Tento

nedostatek lze nahradit větším počtem lavinových diod na jedné ploše.

2.3 Obvody zpracování

Cílem obvodů zpracování signálu je sestavení spektrometrické analýzy ze signálu na výstupu fotonásobiče.

2.3.1 Měření počtu impulsů

Amplituda výstupního signálu z fotonásobiče je přímo úměrná energii pohlceného gama fotonu v scintilátoru. Přijaté signály jsou rozděleny podle amplitudy do jednotlivých kanálů. Kanál má nastavenou minimální a maximální hodnotu amplitudy. Přijatý signál je vždy zachycen pouze jedním kanálem. Každý kanál má vlastní počítadlo zachycených impulsů. Zpravidla se počítá počet impulsů zachycených za jednu sekundu, ale může být zvolena i jiná doba integrace. Naměřené hodnoty impulsů jsou zapsány do paměti a počítadla jsou vynulována.

2.3.2 Spektrometrická analýza

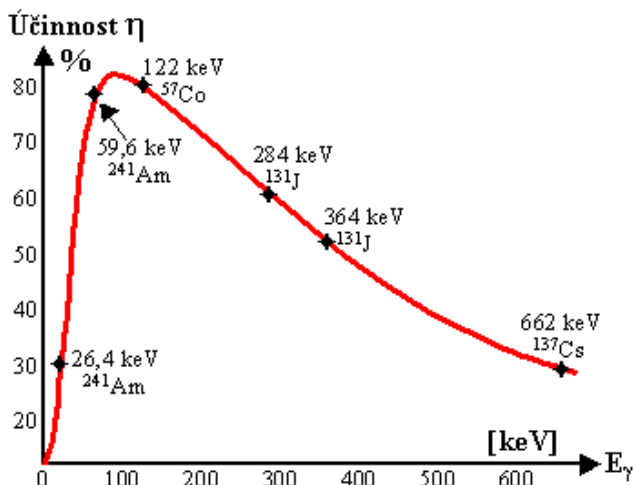
Pro sestavení diskrétního scintilačního spektra pomocí naměřených hodnot impulsů v jednotlivých kanálech je potřeba znát přepočtení amplitudy na energii gama fotonů. Výhodou je teoretický lineární průběh této závislosti. Amplituda zpracovaného signálu je přímo úměrná energii dopadajících gama fotonů. Pro určení této závislosti je vhodné použít kalibrovaný gama zářič.

2.4 Výhody použití scintilačních detektorů

Detekční účinnost je závislá na účinnosti scintilátoru a účinnosti fotokatody. Účinnost scintilátoru je závislá také na energii dopadajících gama fotonů. Celkově je detekční účinnost velmi vysoká, řádově se pohybuje v desítkách procent na energetickém rozsahu scintilačního detektoru. Pro vybrané energie se může u některých scintilačních detektorů detekční účinnost dopadajících gama fotonů blížit i sto procentům, jak je zobrazeno na obrázku 2.1.

Mrtvá doba je u scintilačních detektorů velmi krátká, řádově se pohybuje v oblasti 10^{-6} s. Vždy se jedná o kompromis mezi mnoha faktory. Pokud je potřeba měření s mrtvou dobou řádově 10^{-8} s, je nezbytné použít dostatečně rychlé obvody zpracování signálu. Pokud chceme dále zkracovat mrtvou dobu, stane se omezujícím článkem fotonásobič.

Výstupní amplituda signálu ideálního scintilátoru a fotonásobiče je přímo úměrná energii dopadajících gama fotonů. Gama foton způsobuje záblesk o stejné energii jako byla energie původního fotonu. V ideálním případě všechny fotony ze scintilace vyrazí elektron z fotokatody. Tyto elektrony jsou násobeny zesílením fotonásobiče a generují impuls měřený v obvodech zpracování.



Obrázek 2.1 Účinnostní kalibrační závislost spektrometru záření gama (byl použit scintilační krystal NaI(Tl) tloušťky 10mm, Al kryt $1\text{g}/\text{cm}^2$ [6])

2.5 Nežádoucí vlastnosti scintilačních detektorů

V praxi samozřejmě nelze počítat s ideálním průběhem procesů popsaných v předchozí podkapitole o výhodách scintilačních detektorů. Výsledná spektrometrická analýza je ovlivněna také nežádoucími vlastnosti scintilačních detektorů.

2.5.1 Fotopík

Zobrazuje zvýšený výskyt absorpce gama fotonů o daném kmitočtu. Ideální fotopík je diskrétní, protože je úměrný pouze jedné energii fotonů gama. V praxi však pozorujeme fotopík zasahující i do okolních kanálů.

Důvody způsobující detekování fotopíku i v ostatních kanálech [6]:

- Statistická fluktuace počtu uvolněných fotonů při scintilaci.
- Nelinearita světelného výtěžku v scintilátoru.
- Nehomogenní účinnost sběru scintilačních fotonů na fotokatodu (více fotonů dopadne na fotokatodu ze scintilace ve středu scintilátoru než při vzniku scintilací na okraji).
- Statistická fluktuace účinnosti a temného proudu fotokatody. Temný proud je způsoben termoemisí elektronů a vzniká i při neozářené fotokatodě. Tento proud roste při narůstající teplotě. V malé míře vzniká i při pokojové teplotě.

Primární omezení přesnosti je způsobeno počtem uvolněných elektronů N . Vzorec 2.3 udává nejlepší možnou pološířku fotopíku bez zahrnutí dalších výše zmíněných zdrojů nepřesností.

Vzorec pro polovinu fotopíku v závislosti na počtu uvolněných elektronů [6]:

$$R_1 = \frac{2,35}{\sqrt{N}} \cdot 100, \quad (2.3)$$

kde, R_1 polovina fotopíku v procentech, N je počet uvolněných elektronů při scintilaci.

2.5.2 Energetické rozlišení R

Pokud je zobrazen fotopík, lze odečíst maximální hodnotu impulsů. Energetické rozlišení R odpovídá polovině šířky oblasti kolem fotopíku, na které je hodnota impulsů větší než polovina maximální hodnoty impulsů. Pokud je scintilační detektor ozařován gama fotony, jejichž rozdíl energií je menší než rozlišení R , potom dva fotopíky splynou v jeden.

Vzorec 2.4 slouží pro výpočet energetického rozlišení pro různé energie gama. Je zvykem energetické rozlišení udávat pro hodnotu $E\gamma = 662\text{keV}$, což odpovídá energii gama fotonu nuklidu ^{137}Cs .

Vzorec pro energetické rozlišení v závislosti na energii gama záření [6]:

$$R_2 = \frac{\Delta l/2}{E\gamma} \cdot 100, \quad (2.4)$$

kde, R_2 je energetické rozlišení v procentech, $\Delta l/2$ je šířka poloviny fotopíku a $E\gamma$ je energie gama fotonu.

2.5.3 Spektrum vzniklé Comptonovým rozptylem

Část gama fotonů neuvolní svou veškerou energii v scintilátoru, kupříkladu při odrazu s úhlem 180° od elektronu a následném opuštění scintilátoru. Na začátku scintilačního spektra proto lze registrovat spojitou oblast s poměrně vysokým průměrným počtem naměřených impulsů. Ve speciálních případech je možné spatřit i pík zpětného rozptylu.

2.5.4 X-únikové spektrum

Při absorpci gama fotonu může vzniknout záření X. Ve většině případů je tento foton pohlcen a jeho energie je přičtena k měřenému impulsu. Pokud foton ze scintilátoru unikne, vzniklá amplituda bude o tuto energii menší. Jedná se o charakteristické rentgenové záření. Velikost uniklé energie X záření je závislá na složení scintilátoru.

2.5.5 Anihilační spektrum

Pro gama fotony s energií větší než $1,02\text{ MeV}$ existuje šance vzniku elektron-pozitronového páru. Pokud je energie tohoto páru absorbovaná, neovlivní velikost výstupní amplitudy signálu. Pokud dojde k úniku jednoho nebo dvou fotonů vzniklých při anihilaci pozitronu s elektronem, je pozorována amplituda výstupního signálu snižená o 511 keV , popřípadě o $1,02\text{ MeV}$. Dále může vzniknout samostatný impuls na výstupu úměrný energii 511 keV , který odpovídá fotonu uvolněného při anihilaci.

2.5.6 Pile-up efekt

Dva a více gama fotonů dopadajících na scintilační detektor ve stejný čas nelze oddělit. Jejich energie se sčítají a vytvoří jediný impuls s amplitudou odpovídající součtu energií dopadajících gama fotonů.

3 LETECKÁ SPEKTROMETRIE GAMA ZÁŘENÍ

Umístěním senzoru gama záření na létající prostředek lze jednoduše prozkoumat i těžko přístupný terén o rozlehlé ploše. Nejčastěji je použit scintilační detektor v kombinaci s vrtulníkem nebo dálkově či autonomně řízenou kvadrokoptérou. Oblast je prolétána rovnoběžnými trajektoriemi s konstantním rozestupem mezi jednotlivými trajektoriemi. Může být použita i jiná trajektorie letu. Pro přesnější zpracování je vhodné letět v přibližně stejné výšce nad terénem po celou dobu měření.

3.1 Vlivy na počet naměřených impulsů scintilačního detektoru

Výsledný počet impulsů je ovlivněn použitým scintilačním detektorem a dále vlivy popsány v této kapitole.

3.1.1 Zdroje ionizujícího záření

Největší podíl naměřených impulsů je způsoben zkoumaným objektem letecké spektrometrie. Nejčastěji se jedná o ionizující záření izotopů na povrchu Země nebo o bodový zářič. Impulsy detekované z těchto zdrojů jsou výstupem letecké spektrometrie a jsou dále zpracovávány. Před dalším zpracováním je nutné odečíst impulsy způsobeny radiačním pozadím.

Radiační pozadí může být způsobeno více zdroji:

- U kosmického záření s původem mimo naši Zemi je energie gama záření různá. Impulsy způsobené kosmickým zářením jsou připočtené ke kanálům zářičů odpovídající energie a způsobují nepřesnosti měření. Pro správné výsledky je nutné tyto přírůstky odečíst od měřeného scintilačního spektra.
- Ionizující záření způsobené Radonem ^{222}Rn a jeho rozpadové řady způsobuje další přírůstek impulsů v kanálech scintilačního detektoru. Radon se nachází v atmosféře v proměnlivém množství.
- Záření z vrtulníku

3.1.2 Vzájemná pozice zdrojů a detektoru

Počet zachycených gama fotonů je ovlivněn vzdáleností od zdroje/zdrojů záření. Tuto závislost ovlivňuje geometrická vzdálenost od zdroje a dále je nutno počítat s útlumem ve vzduchu. Stínění vzduchu není stejné pro různé energie gama záření.

3.1.3 Klimatické podmínky

Měření je závislé na teplotě, tlaku a vlhkosti. Největší vliv z těchto podmínek má vlhkost. Prach obsahující radon při dešti klesá k zemi a nepoletuje v atmosféře, ale vyskytuje se na povrchu země. Pro odstranění tohoto vlivu je nutné létat až několik hodin po dešti.

3.1.4 Rychlost letu

Při průzkumu je důležitá rychlost pohybu. Pokud je zvolena příliš vysoká rychlost, dochází vzhledem k dynamickým vlastnostem detektoru záření k optickému posunu zdroje ve směru pohybu. Důležité je zvolit kompromis mezi rychlostí a přesností pro každý průzkum zvlášť.

3.2 Vlastnosti a kalibrace scintilačního detektoru:

Většinou je použito více samostatných scintilačních detektorů. Případná závada nebo opotřebení detektoru je rychle odhaleno. Pro kalibraci detektorů je použit známý zářič. U všech použitých detektorů musí být impulsy zářiče registrovány ve stejných kanálech. Pro kalibraci může být použit například izotop ^{137}Cs . Dále je nutné stanovit účinnosti detekce gama záření pro různé energie fotonu.

3.2.1 Korekce vlivu kosmického záření

Prvním způsobem je zjištění závislosti detekce kosmického záření na výšce. S rostoucí výškou roste počet detekovaných impulsů exponenciálně. Tuto závislost lze zjistit ve výškách nad 1,5 km, kde už nás neovlivňuje ionizující záření ze zemského povrchu a ani záření radonu. Ze zjištěné závislosti lze dopočítat přibližnou hodnotu přírůstku impulsů vlivem kosmického záření.

Druhým způsobem je použití kanálu odpovídajícího energiím nad 3 MeV. Fotony gama nad touto energetickou hladinou předpokládáme pouze jako složku v kosmickém záření. Z hodnot impulsů v tomto kanálu lze odhadnout vliv kosmického záření i v ostatních kanálech scintilačního detektoru.

3.2.2 Korekce vlivu záření radonu

Stanovení vlivu radonu je možné mnoha způsoby. Jedním z nich je provedení mnoha letů v různé dny ve stejné výšce alespoň 800 m. Výška je důležitá kvůli nezávislosti na ionizujícím záření ze zemského povrchu. Rozdíly ve výsledných scintilačních spektrech jsou způsobeny radonem.

Dalším způsobem je provedení prvního letu nad pevninou, opět ve výšce alespoň 800 m. Druhý let je proveden nad mořem nebo jinou velkou vodní plochou ve stejné výšce. Do scintilačního spektra prvního letu se promítne radon, kosmické záření a záření z vrtulníku. Scintilační spektrum druhého letu odpovídá pouze kosmickému záření a záření z vrtulníku/dronu. Při odečtení spekter zůstává pouze scintilační spektrum radonu.

Vliv radonu lze také určit při opakovaných průletech v různé dny nad přesně stanovenou trasou. Let musí být proveden vždy stejnou rychlostí a ve stejné výšce. Rozdíly ve scintilačních spektrech jsou způsobeny změnami koncentrace radonu ve vzduchu.

3.2.3 Zohlednění částečného zásahu fotopíku i do okolních kanálů

Je nutné na základě použitého scintilačního detektoru s energetickým rozlišením R počítat s ovlivněním okolních kanálů kolem fotopíku.

3.2.4 Přepočtení na efektivní výšku

Výška při měření je přepočítána na efektivní výšku, která odpovídá standartní teplotě a tlaku. Přepočet se uplatňuje u oblastí s proměnnou nadmořskou výškou. Důvodem výpočtu je rozdíl ve stínění efektivní a skutečné výšky.

Vzorec pro přepočet na efektivní výšku je [7]:

$$h_e = \frac{h \cdot P \cdot 273}{1013 \cdot (T + 273)}, \quad (3.1)$$

kde h_e je efektivní výška, h je naměřená výška, P je naměřený tlak a T je naměřená teplota.

3.2.5 Zohlednění mrtvé doby scintilačního detektoru

Mrtvá doba po detekovaném impulsu zamezí registraci dalších impulsů. Výsledný počet impulsů je nutné přepočítat po zohlednění počtu detekovaných impulsů a délky mrtvé doby.

Vzorec pro získání přepočítaného počtu impulsů je [7]:

$$N = \frac{n}{1 - t \cdot n}, \quad (3.2)$$

Kde N je přepočítaný počet impulsů, n je naměřený počet impulsů a t je časová konstanta mrtvé doby.

4 REŠERŠE ALGORITMŮ

Vstupem pro řešení jsou data z letecké spektrometrie. Tato data obsahují scintilační spektra, prostorové souřadnice, letovou výšku nad terénem a kalibrační konstanty. Výstupem je lokalizace bodového zářiče a odhad jeho aktivity, pokud je bodový záříč detekován.

Algoritmy lze hodnotit podle několika kritérií. Algoritmy lze srovnávat například podle výpočetní náročnosti, robustnosti a přesnosti lokalizace a určení aktivity zdroje.

4.1 Přibližný odhad

Za prostorové souřadnice bodového zářiče jsou prohlášeny souřadnice s největším počtem naměřených impulsů v analyzovaném „okně“, popřípadě s největším počtem impulsů ve všech kanálech scintilačního detektoru. „Okno“ je množina „sousedících“ kanálů, ve kterých registrujeme impulsy daného zdroje. Pro zachování maximální jednoduchosti nejsou hodnoty impulsů přepočteny na stejnou výšku, což s rostoucí fluktuací výšky snižuje přesnost metody. Při zanedbání ostatních zdrojů chyb, které vznikají při letecké spektrometrii, je výsledek stále zatížen velkou nejistotou měření. Uzavřená smyčka ohraničuje oblast bodů, jejichž vzdálenost je menší od souřadnice s největším počtem naměřených impulsů než od libovolné jiné souřadnice s naměřenými impulsy. Bodový záříč se může nacházet uvnitř oblasti určené uzavřenou smyčkou.

Aktivita zářiče je počítána pouze ze souřadnice s největším počtem impulsů a záříč předpokládáme na stejných souřadnicích. Pro tento případ vzdálenost od zářiče odpovídá údajům výškoměru.

Vztah pro šíření gama záření v atmosféře je [8]:

$$N = \frac{B \cdot f \cdot A \cdot e^{-\mu h}}{4 \cdot \pi \cdot h^2}, \quad (4.1)$$

kde N je počet dopadajících gama fotonů na detektor, B je aktivita bodového zářiče, f je podíl gama záření na celkové aktivitě zářiče, A je plocha detektoru, μ je koeficient tlumení gama záření vzduchu a h je výška letu (vzdálenost od bodového zářiče).

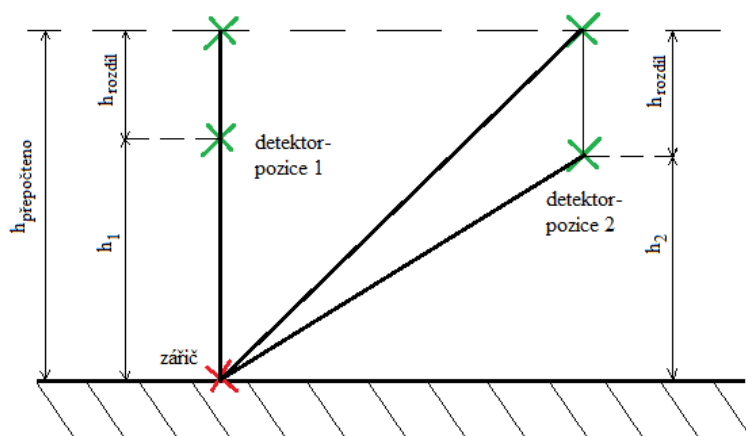
Je nutné brát v úvahu také účinnost scintilačního detektoru. Výsledná aktivita může být použita pouze orientačně. Problémem je značná nejistota vzdálenosti scintilačního detektoru od zářiče. Dále je výsledek závislý pouze na jediném naměřeném scintilačním spektru, což zvyšuje nejistotu odhadu.

4.2 Přepočet výšky letu a regresní analýza

Data jsou přepočtena na stejnou výšku nad terénem pro všechny scintilační spektra. Tímto krokem je úloha o jeden rozměr jednodušší. Tento postup se používá při geologickém průzkumu horniny a havarijním radiačním monitorování.

Při přepočtu dat naměřených v okolí bodového zářiče na stejnou výšku pomocí obecného přepočtu dochází k značné chybě, protože změna výšky přímo nad záříčem ovlivňuje relativní počet impulsů daleko více než změna výšky při měření vzdáleného zářiče. To je

zakresleno na obrázku 4.1. V pozici detektoru číslo 1 je přepočtená vzdálenost součtem skutečné vzdálenosti a rozdílu mezi výškou po přepočtení a výškou měření. Komplikovanější situace nastává u pozice detektoru číslo 2 a obecně v případech, kdy detektor není přímo nad zářičem. Vzdálenost od zářiče už není stejná jako výška, ale odpovídá přeponě v pravoúhlém trojúhelníku. Odvěsnami jsou výška měření a vzdálenost souřadnic zářiče a pozice měření. Na obrázku je problém zakreslen pouze ve 2D prostoru a nepočítá s fluktuací terénu. Úprava je vhodná pro data s malou změnou výšky nad povrchem.



Obrázek 4.1 Znárodnění příkladu skutečné změny vzdálenosti při přepočtu leteckých dat na stejnou výšku

Úloha je dále řešena pomocí regresní analýzy. Maximum na dané oblasti odpovídá prostorovým souřadnicím zdroje.

4.3 Regresní analýza

Úlohu lze řešit použitím regresní analýzy na naměřené data bez dalších úprav a přepočtů. Samozřejmě je počítáno s nezbytnou korekcí dat. Metoda regresní analýzy je volena podle stanovených požadavků. Pro zpracování může být klíčová například robustnost, přesnost nebo výpočetní náročnost. Vhodná může být například Gauss-Newtonova metoda. Výhodou této metody je efektivita při řešení zadání s více rozměry.

4.3.1 Gauss-Newtonova metoda

Metoda slouží k odhadu parametrů a_1, a_2, \dots, a_n pro nelineární modely. Cílem je minimalizovat součet čtverců odchylek.

Vzorec pro výpočet součtu čtverců odchylek [9]:

$$S(\mathbf{a}) = \sum_{j=1}^m [f(\mathbf{x}^j, \mathbf{a}) - y^j]^2 = \sum_{j=1}^m q_j^2(\mathbf{a}), \quad (4.2)$$

kde, S je součet čtverců odchylek, \mathbf{a} jsou parametry, q_j je reziduum j -tého měřeného bodu

Vždy s další iterací je požadavek minimalizace součtu čtverců odchylek [9]:

$$S(\mathbf{a}^{k+1}) < S(\mathbf{a}^k). \quad (4.3)$$

Pro provedení iterace je nutná znalost Jacobiho matice.

Obecný zápis Jacobiho matice [9]:

$$\mathbf{\Gamma}(\mathbf{a}) = \begin{pmatrix} \frac{\partial f(\mathbf{x}^1, \mathbf{a})}{\partial a_1} & \cdots & \frac{\partial f(\mathbf{x}^1, \mathbf{a})}{\partial a_n} \\ \vdots & \cdots & \vdots \\ \frac{\partial f(\mathbf{x}^m, \mathbf{a})}{\partial a_1} & \cdots & \frac{\partial f(\mathbf{x}^m, \mathbf{a})}{\partial a_n} \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

Přírůstek iterace je vypočten podle [9]:

$$\Delta^+ \mathbf{a}^k = -[\mathbf{\Gamma}^T(\mathbf{a}^k)\mathbf{\Gamma}(\mathbf{a}^k)]^{-1} \mathbf{\Gamma}^T(\mathbf{a}^k)\mathbf{q}(\mathbf{a}^k), \quad (4.5)$$

kde, $\mathbf{q}^T = (q_1, q_2, \dots, q_m)$.

Výsledkem iterace jsou nové parametry \mathbf{a} [9]:

$$\mathbf{a}^{k+1} = \mathbf{a}^k + \gamma \Delta^+ \mathbf{a}^k, \quad (4.6)$$

kde, \mathbf{a}^{k+1} je následující hodnota parametrů \mathbf{a} , γ má zpravidla hodnotu 1, ale může být voleno od 0 do 1.

Pokud je absolutní hodnota přírůstku menší než předem zadaná požadovaná přesnost, je počítání ukončeno. Gauss-Newtonova metoda rychle konverguje v blízkosti minima součtu čtverců odchylek, ale pokud není k dispozici přesný odhad, je vhodné používat Gauss-Newtonovu metodu v kombinaci s jinou metodou.

4.3.2 Metoda Monte Carlo

Není určena žádná přesná definice této metody. Jako inspirace posloužila práce [10]. Při analýze je použit vliv náhody. Většinou se jedná o časově náročnou metodu a tato náročnost se zvyšuje s požadavkem vyšší přesnosti. S rostoucím výpočetním výkonem počítačů se rozšiřuje pole působnosti metody. Ideálně lze využít v případech, kdy dochází k náročnému numerickému postupu nebo je obtížné tento postup vymyslet.

Metoda Monte Carlo je využita při hledání neznámých souřadnic a neznáme aktivity zdroje. Souřadnice a aktivita zdroje jsou několikrát náhodně určeny. Před začátkem generování náhodných parametrů je nutné stanovit oblast pro hledání souřadnic a maximální očekávanou hodnotu zdroje. Z těchto vygenerovaných dat je postupně spočten odhad očekávaných impulsů v bodech, ve kterých jsou naměřeny hodnoty impulsů pomocí letecké spektrometrie. Srovnání očekávaných impulsů a naměřených impulsů je vyhodnoceno pomocí kvadrátu odchylek. Skutečné poloze a aktivitě zdroje se blíží náhodně zvolená data s nejmenší chybou. Tyto data slouží v následující iteraci jako odhad pro generování nových náhodných parametrů. Oblast hledání ideálních parametrů se zmenší, což při zachování stejného počtu generování náhodných dat taktéž zmenší nejistotu odhadu.

V ideálním případě se jedná o velmi účinnou metodu, ale musí se brát zřetel i na nevýhody. Hlavní nevýhodou je jednoznačně časová náročnost. Dále je těžké určit ideální počet náhodně vygenerovaných dat. Pokud bude příliš nízký, nemusí dojít ke konvergenci ke skutečným parametrům zdroje. Při zbytečně vysokém počtu vygenerovaných dat je zvýšena časová náročnost, což umocňuje hlavní nevýhodu této metody. Další nevýhodou je vybírání nejlepších odhadů pouze podle kvadrátů odchylek, což může při jistých okolnostech zabránit konvergenci ke skutečným parametrům.

Dále je nutné použít generátor náhodných čísel. Většinou lze použít i pseudonáhodná čísla, ale pokud se použitý generátor podstatně odlišuje od ideálního generátoru náhodných čísel, může tato skutečnost negativně ovlivnit výsledky výpočtů.

5 ANALÝZA VISŮ NAD KALIBROVANÝM ZÁŘIČEM

Visy nad kalibrovaným zářičem byly dodány firmou Nuvia. Při visu se létající prostředek drží ve stejné výšce nad kalibrovaným zdrojem. V tomto případě se jednalo o vrtulník. Z dodaných visů byly vybrány dva se zářičem ^{137}Cs . Rozdílný je rok provedení visu. Pro obě měření byly využity čtyři scintilační krystaly s rozměry $10\text{ cm} \times 40\text{ cm}$. V kalibrovaném zářiči probíhá radioaktivní rozpad. Aktuální aktivitu je nutné doložit.

Vztahu pro obecný radioaktivní rozpad [11]:

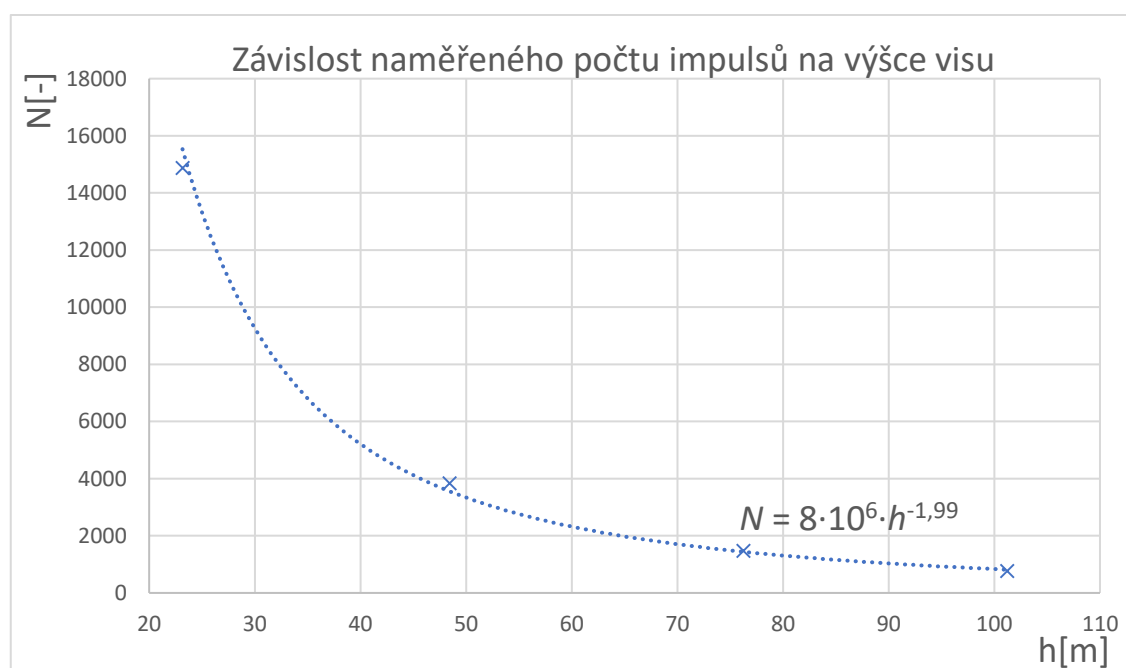
$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t}, \quad (5.1)$$

kde, $N(t)$ je počet jader před přeměnou, N_0 je původní počet jader, $T_{1/2}$ je poločas rozpadu a t je uplynulý čas.

Při zpracování byly vždy vybrány úseky visů s minimální změnou výšky. Z tohoto úseky byly aritmetickým průměrem vypočteny výška a počet naměřených impulsů. Z průměrných hodnot byl vytvořen graf závislosti počtu naměřených impulsů na výšce visu. Přibližná rovnice průběhu byla získána ze spojnice trendu.

5.1 Zářič ^{137}Cs (2010)

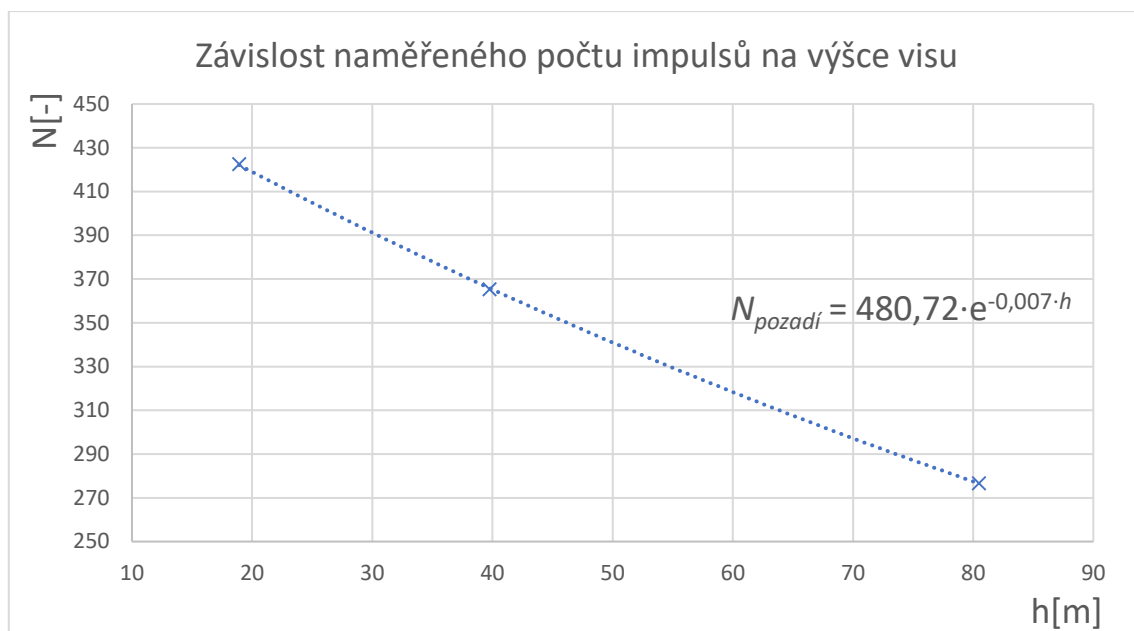
Aktivita zářiče k datu 7. 9. 2010 byla $B=3,089\text{ GBq}$. Rovnice pro odečtení pozadí byla $N_{\text{pozdí}} = 214,18 \cdot e^{-0,0063 \cdot h}$. Rovnice byla dodána spolu s visy. Z grafu 5.1 byla opatřena rovnice počtu naměřených impulsů pro daný zářič $N = 8 \cdot 10^6 \cdot h^{-1,99}$.



Obrázek 5.1 Vis z roku 2010 s odečteným pozadím (^{137}Cs)

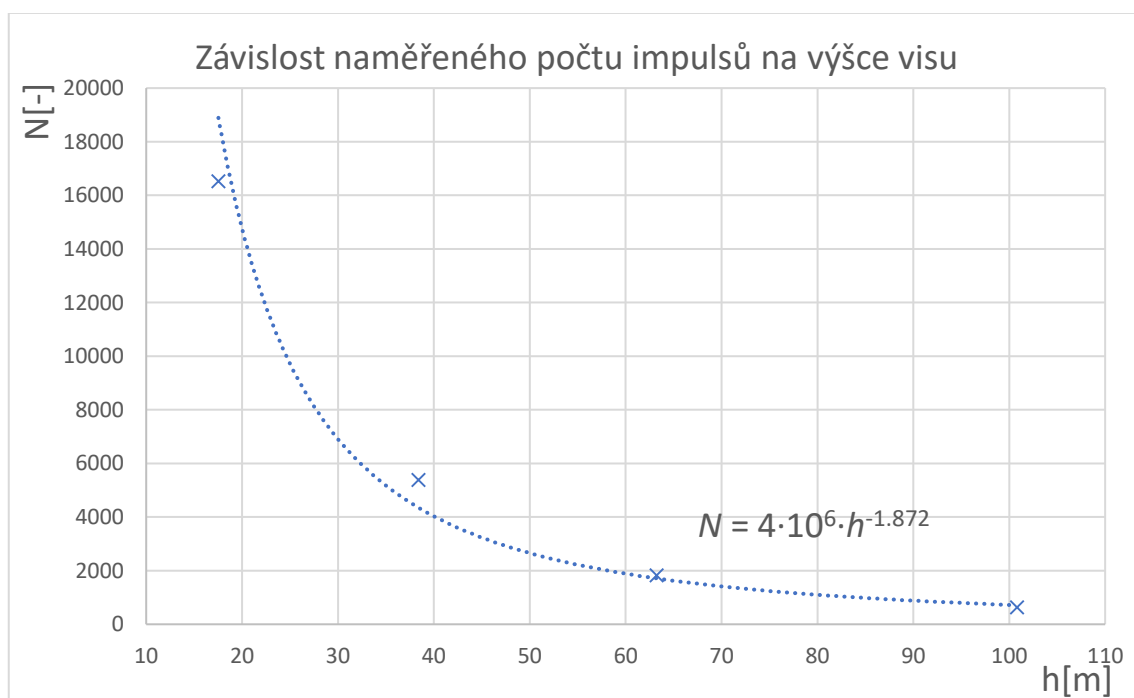
5.2 Zářič ^{137}Cs (2014)

Aktivita zářiče k datu 4. 6. 2014 byla $B=2,834$ GBq. Rovnice pro odečtení pozadí byla získána z visů bez umístění zářiče. Z grafu 5.2 byla opatřena rovnice počtu naměřených impulsů pozadí $N_{\text{pozadí}} = 480,72 \cdot e^{-0,007 \cdot h}$.



Obrázek 5.2 Vis z roku 2014 bez zářiče

Z grafu 5.3 byla prokladem dat stanovena rovnice $N = 4 \cdot 10^6 \cdot h^{-1,872}$ pro výpočet počtu naměřených impulsů pro daný zářič.



Obrázek 5.3 Vis z roku 2014 s odečteným pozadím (^{137}Cs)

5.3 Srovnání visů z roku 2010 a 2014

Přestože byl použit stejný zářič, aktivita při druhém záření byla nižší vlivem radioaktivního rozpadu.

Vzorec pro výpočet citlivosti je:

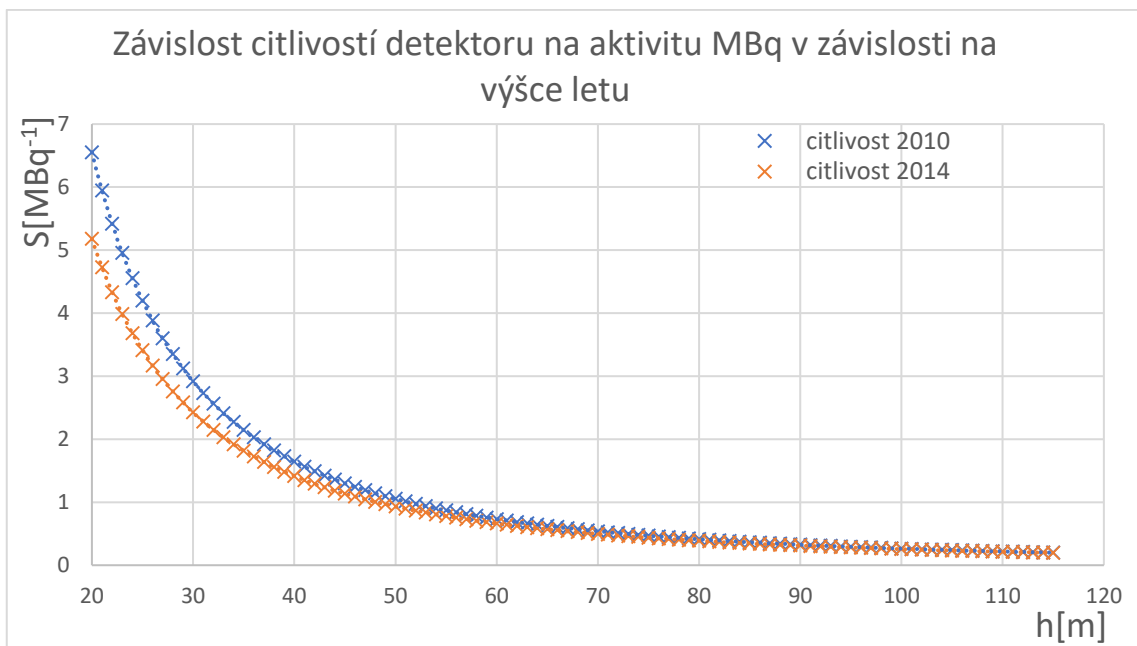
$$S = \frac{N}{B}, \quad (5.2)$$

kde, S je citlivost měření, N je počet naměřených impulsů a B je aktivita zářiče

Aktivita zářiče byla $B_{2010}=3,089$ GBq a $B_{2014}=2,834$ GBq.

Tabulka 5.1 Srovnání citlivosti v závislosti na výšce visů z roku 2010 a 2014

h [m]	Vis z roku 2010		Vis z roku 2014	
	$N_{\text{proložení}}$ [-]	S [MBq-1]	$N_{\text{proložení}}$ [-]	S [MBq-1]
20	20241,10	6,553	14673,44	5,178
25	12965,87	4,197	9663,10	3,410
30	9010,65	2,917	6868,93	2,424
35	6624,15	2,144	5147,12	1,816
40	5074,32	1,643	4008,70	1,415
45	4011,23	1,299	3215,48	1,135
50	3250,47	1,052	2639,90	0,932
55	2687,36	0,870	2208,52	0,779
60	2258,92	0,731	1876,55	0,662
65	1925,37	0,623	1615,42	0,570
70	1660,64	0,538	1406,17	0,496
75	1447,00	0,468	1235,79	0,436
80	1272,10	0,412	1095,15	0,386
85	1127,12	0,365	977,66	0,345
90	1005,59	0,326	878,45	0,310
95	902,72	0,292	793,89	0,280
100	814,87	0,264	721,21	0,254
105	739,26	0,239	658,25	0,232
110	673,71	0,218	603,35	0,213
115	616,51	0,200	555,18	0,196

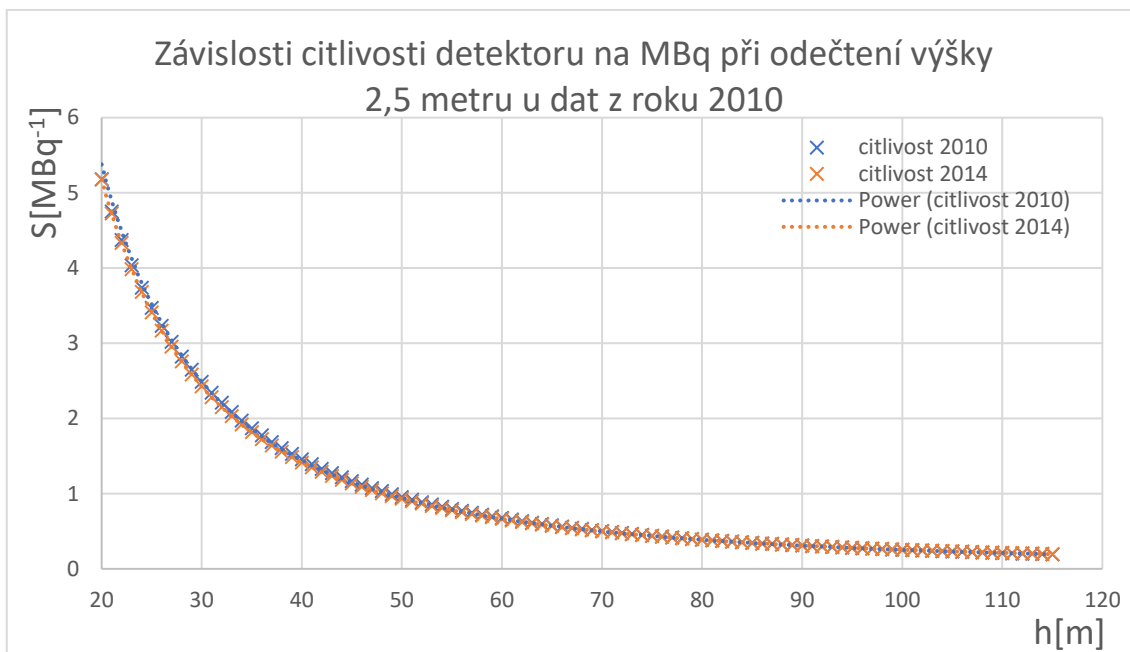


Obrázek 5.4 Srovnání zjištěných citlivostí detektoru v závislosti na výšce visu, měřeno v roce 2010 a 2014, zářič ^{137}Cs

Průběh obou závislostí je přibližně stejný. Největší rozdíl je pravděpodobně způsoben odchylkou údaje výškoměru. Tato odchylka mezi naměřenými výškami je přibližně 2,5 metru. Pro demonstraci je na grafu v obrázku 5.5 odečtena výška 2,5 metru. Není však možné z těchto dat určit, při kterém měření vznikla chyba. Citlivost scintilačního detektoru, která je zobrazena v tabulce 5.1, platí pouze pro zářič ^{137}Cs . Ostatní zdroje záření mají jinou energii vyzařovaných gama fotonu a poměr gama záření ku celkové aktivitě zdroje může být také jiný. Přibližný odhad rozdílu výšky 2,5 metru byl určen z tabulky 5.2.

Tabulka 5.2 Hledání rozdílu výšky pomocí kvadrátu odchylek

Korekce výšky 2010 [m]	-0.0	-0.5	-1.0	-1.5	-2.0	-2.5	-3.0
Součet kvadrátu odchylek [%]	100.00	62.36	35.08	16.58	5.50	0.70	1.21



Obrázek 5.5 Úprava srovnání zjištěných citlivostí detektoru v závislosti na výšce visu, měřeno v roce 2010 a 2014, zářič ^{137}Cs

6 NÁVRH PROGRAMU

Cílem je vytvořit program, který je schopen ze vstupních dat určit souřadnice bodového zářiče a odhadnout jeho aktivitu. K této realizaci je použit jazyk C. Detekované gama spektrum lze kvůli snadnému rozlišení energie záření rozdělit do oken odpovídající jednotlivým nuklidům. Odhad souřadnic a aktivity zdroje je proveden pro všechna okna samostatně. Jedno okno může obsahovat i několik kanálů scintilačního detektoru.

Dále je nutné počítat se zářením pozadí, které taktéž přispívá k počtu impulsů naměřených v oknech. Odečítán je medián naměřených impulsů. Kompenzace změny úhlu mezi zdrojem a detektorem v závislosti na pozici nevedla k lepším výsledkům. Zřejmě z důvodu absence znalosti přesné pozice zdroje, což degraduje výsledky korekce. Proto byla kompenzace odebrána. Pokud se žádný zdroj v dané oblasti nevyskytuje nebo je jeho aktivita příliš nízká, aby jej bylo možné rozeznat od pozadí oblasti, je nutné tuto skutečnost ošetřit.

Výstup je vhodné tisknout do textového souboru z důvodu zpětného prohlížení výsledků. Pro vylepšování programu je nutné ukládat i proměnné vedoucí k výsledku.

6.1 Vstupní data

Potřebné data lze rozdělit na konstanty a data samotného měření. Konstanty není potřeba pokaždé načítat do programu. Dále je možné rozdělit konstanty na obecné a vztahující se k danému oknu spektra. Mezi obecné konstanty, které lze použít u všech oken, můžeme řadit například číslo π nebo Eulerovo číslo. Jako příklad konstanty okna, lze použít koeficient tlumení gama záření o dané energii.

Data samotného měření jsou čteny z textového souboru. Soubor je vytvářen pomocí programu PEIView. V tomto programu je možné vybrat okna, které je potřeba analyzovat a zvolit další měřené hodnoty z daného letu. Nakonec je soubor exportován.

6.1.1 Konstanty měření

Mezi konstanty obecné jsou započítány i konstanty použitého scintilačního detektoru. Důvodem je předpoklad opakovaného použití stejného detektoru. Při neplatnosti tohoto předpokladu lze vytvořit třetí kategorii konstant vztahující se k scintilačnímu detektoru.

Tabulka 6.1 Výpis obecných konstant použitých v programu

Proměnná	Význam
π	matematická konstanta: π
E	matematická konstanta: Eulerovo číslo
A	konstanta detektoru: obsah plochy detektoru [m^2]

Tabulka 6.2 Výpis konstant oken použitých v programu

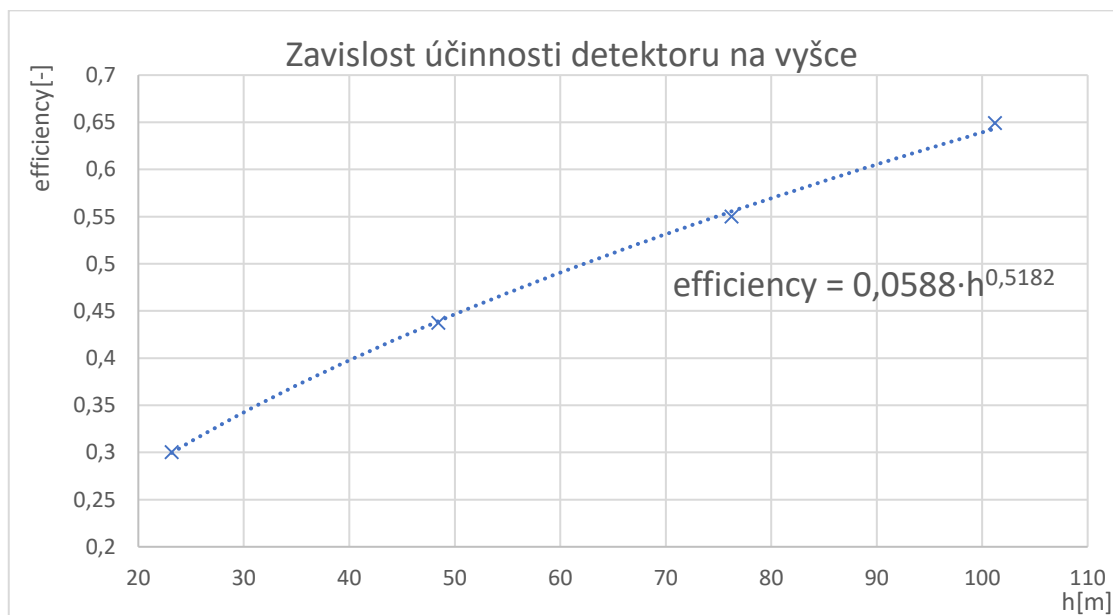
Proměnná	Význam
<i>attenuation_coefficients</i>	konstanta útlumu gama záření ve vzduchu
<i>f</i>	poměr energie gama záření k celkové aktivitě zdroje
<i>efficiency_of_detector</i>	poměr detekovaných impulsů k celkovém počtu dopadajících gama fotonů na scintilační detektor

V tabulce 6.3 jsou vypsány konstanty jednotlivých typů zdrojů, které jsou používány v programu. Parametry jednotlivých oken byly přednastaveny v programu PEIView.

Tabulka 6.3 Konstanty ovlivňující šíření gama záření v závislosti na typu zdroje

zdroj	Energie [keV]	kanály	<i>attenuation_coefficien</i> [8] [12]	<i>f</i> [3]
Th (²⁰⁸ Tl)	2614	420-470	0.00435008	1
U (²¹⁴ Bi)	1764	280-320	0.00618896	0,154
⁴⁰ K	1461	230-270	0.00679934	0,11
⁶⁰ Co	1170	180-220	0.0076898	1
¹³⁷ Cs	662	100-120	0.0100063	0,8512
¹³¹ I	364	50-70	0.012804	0,8176

Proměnná *efficiency_of_detector* závisí na výšce letu a nejedná se tedy přímo konstantu. V ideálním případě je známá rovnice pro výpočet tohoto parametru pro každé okno. Momentálně je v programu používána pouze jedna rovnice vycházející z visů zpracovaných v bodě 5. Tato rovnice je stanovena pouze z jednoho visu a navíc hrozí riziko změny parametrů scintilačního detektoru. Hlavní úlohou použití rovnice je tedy nastínit konečné řešení. V ideálním případě se jedná o konstantu a nezávisí na výšce.



Obrázek 6.1 Průběh efektivity detektoru v závislosti na výšce z visu z roku 2010

Graf zobrazen v obrázku 5.5 je vytvořen pomocí vzorce 6.1.

Vzorec pro efektivitu scintilačního detektoru je:

$$efficiency = \frac{naměřené\ impulsy}{teoretické\ impulsy} \quad (6.1)$$

kde *naměřené impulsy* jsou hodnoty naměřené při visech a *teoretické impulsy* jsou vypočteny podle vztahu pro šíření gama záření (4.1).

6.1.2 Program PEIView

Pro prvotní prohlížení dat po uskutečněném letu je vhodné použít program PEIView. Grafické vykreslení hodnot umožní odhadem určit pozici případných zdrojů gama záření a o jaký druh zdroje se jedná. Okna nejběžnějších zdrojů gama záření jsou již přednastaveny, což značně zjednodušuje práci.

Při prohlížení grafů lze vyčíst spoustu dat z letu. V tabulce 6.3 jsou uvedeny data, která se vyplatí exportovat do souboru, který bude použit jako vstupní data pro lokalizaci a určení aktivity zdroje. Data jsou následně dělena na požadovaná a doplňková.

Tabulka 6.4 Výpis hodnot vhodných pro export z programu PEIView

Proměnná	Popis	Význam
<i>Line</i>	číslo průletu (rozděleno na lajny)	doplňková
<i>RECS</i>	číslo měření	doplňková
<i>UsedAlt_m</i>	výška letu	požadovaná
<i>GHead_deg</i>	horizontální úhel letu	doplňková
<i>XCo_m</i>	souřadnice X	požadovaná
<i>YCo_m</i>	souřadnice Y	požadovaná
<i>Lat_deg</i>	zeměpisná šířka	doplňková
<i>Lon_deg</i>	zeměpisná délka	doplňková
<i>Galt_m</i>	výška letu nad mořem	doplňková
<i>Gtm_sec</i>	greenwichský čas v sekundách	doplňková
<i>Epoch_sec</i>	čas v sekundách (od roku 1970)	doplňková
<i>GPSFix</i>	oprava GPS	doplňková
<i>Th_cps</i>	impulsy v daném okně	Požadovaná pro Th okno
<i>K_cps</i>	impulsy v daném okně	Požadovaná pro K okno
<i>Co_cps</i>	impulsy v daném okně	Požadovaná pro Co okno
<i>Cs_cps</i>	impulsy v daném okně	Požadovaná pro Cs okno

6.2 Použité metody

Pro realizaci odhadu souřadnic a aktivity zdroje jsou použity Gauss-Newtonova metoda a metoda inspirovaná postupem Monte Carlo. Obě metody používají jako odhad počátečního stavu určení souřadnic a aktivity z bodu s největším počtem impulsů podle podkapitoly 4.1.

6.2.1 Aplikace Gauss-Newtonovy metody

Vývoj funkce byl inspirován implementací [13]. Pro odhad počátečních souřadnic jsou použity souřadnice v bodě s největším počtem naměřených impulsů. Počáteční odhad aktivity zdroje B je získán po vyjádření z rovnice pro šíření záření gama 4.1.

Vztah pro výpočet aktivity zdroje:

$$B = \frac{4 \cdot \pi \cdot h^2 \cdot N}{f \cdot A \cdot e^{-\mu h}}, \quad (6.2)$$

kde N je počet dopadajících gama fotonů na detektor, B je aktivita bodového zářiče, f je podíl gama záření na celkové aktivitě zářiče, A je plocha detektoru, μ je koeficient tlumení gama záření vzduchu a h je výška letu (vzdálenost od bodového zářiče).

Ve vzorci 6.2 je část $k = 4 \cdot \pi / (f \cdot A)$ pouze konstanta a proto ve funkci `void first_guess()` není potřeba prozatím tuto část počítat.

Dalším krokem je sestavení samotné Gauss-Newtonovy funkce. Postup této metody je matematicky popsán v podkapitole 4.3.1. Parciální derivace pro realizace Jacobiho matice jsou tvořeny pomocí přibližné derivace podle vzorce 6.3. Tento způsob derivace je velmi rozšířený v počítačových programech z důvodu jednoduchého zápisu a relativně nízké časové náročnosti výpočtu.

Vztah pro výpočet přibližné derivace [14]:

$$\frac{\partial u}{\partial x}(\bar{x}) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{u(\bar{x} + \Delta x) - u(\bar{x} - \Delta x)}{2\Delta x}, \quad (6.3)$$

kde, u je funkce parciálně derivovaná podle proměnné x .

Počet iterací je nastaven na 50. Parametr gama je možné nastavit různý.

Jméno funkce je `void Gauss_Newton()`.

Automatické vyzkoušení různých parametrů gama se spustí pomocí funkce `void complete_function_GN()`, funkce dále zapisuje informace potřebné k pozdějšímu určení pravděpodobnosti umístění zdroje na zkoumané oblasti a odečte pozadí před použitím samotné Gauss-Newtonovy funkce. Hodnoty zjištěné při volání funkce `void Gauss_Newton()` s nejmenším kvadrátem odchylek od naměřených dat se uloží do výstupních proměnných.

Výstupní parametry funkce jsou *odhad souřadnic*, *odhad aktivity zdroje*, *počet iterací*, *kvadrát odchylek od naměřených hodnot*, *parametr gama*, *odečtené pozadí na dané oblasti*, dále jsou uloženy proměnné *průměrné hodnoty kolem maxima* a *výška při naměřeném maximu impulsů*, jejíž použití bude popsáno v podkapitole 6.3.2.

6.2.2 Aplikace metody inspirované postupem Monte Carlo

Teoretický úvod a nástin řešení byl proveden v podkapitole 4.3.2. V této části bude uveden detailní popis realizace metody.

V první iteraci metody je nutné zvolit rozsah parametrů, kterých hledaný zdroj může nabývat. Rozmezí souřadnic je vhodné volit na oblasti zkoumané leteckou spektrometrií. Nejjednodušší určení oblasti je pomocí nalezení maximálních a minimálních hodnot souřadnic x a y . Tímto vymezením získáme obdélníkovou plochu. Rozmezí aktivity zdroje je možné určit z bodů měření s nejvyšším počtem impulsů. Předpoklad je skutečná

aktivita zdroje v rozmezí od nuly po dvojnásobek myšleného zdroje přímo pod místem měření s maximálním počtem impulsů. Rozmezí bylo stanoveno při testování na průletech ze dne 9. 9. 2010. Horní mez musí být větší než jedna, protože přepočten se vztahuje k pozici zdroje přímo na souřadnicích měření. Pokud se zdroj nachází mimo body měření, skutečná aktivita je větší než předpokládaná. Při předpokladu větších rozestupů mezi měřenými body je vhodné horní mez intervalu rovněž zvětšit.

Volba parametrů pro generování vzorků začíná výpočtem parametrů v místech měření, kde byl naměřen největší počet impulsů, maximálně bude vytvořeno tři sta vzorků a změřené impulsy musí být kladné i po odečtení pozadí. Souřadnice budou shodné se souřadnicemi měření a parametr aktivity je poté spočten podle vzorce 6.2 s předpokladem zdroje přímo pod místem měření a bez zřetele na konstantu $k = 4 \cdot \pi / (f \cdot A)$. Následně jsou generovány vzorky náhodně na rozmezí popsaném výše. Výsledný počet vzorků je dvacet tisíc. Funkce inicializace metody je *int initialization_positions_of_MC()*.

Dále je potřebná funkce pro generování nových vzorků na základě minulých výsledků. Volána je pomocí *void step_position_of_MC()*. Z dvaceti tisíc vzorků je vybráno sto s nejmenší chybou. Tyto vzorky slouží jako výchozí parametry pro generování nových vzorků. Je vygenerováno dvě stě nových bodů v okolí bodů výchozích. Parametr aktivity je náhodně vybrán v rozmezí 0,8 až 1,2 výchozího parametru. Rozmezí zabezpečuje flexibilitu aktivity výchozího vzorků. Souřadnice leží v kruhu o poloměru r se středem ve výchozím bodě. Pokud je zkoumaná oblast čtvercová, r je rovno setině její strany. Předpoklad je zmenšování analyzované oblasti. Důvodem je překrývání obsahu kruhů, protože výchozí body se blíží ke skutečným souřadnicím zdroje.

Vztah pro výpočet poloměru oblasti pro souřadnice nového vzorku:

$$r = \frac{\sqrt{(x_{max}-x_{min}) \cdot (y_{max}-y_{min})}}{100}, \quad (6.4)$$

kde r je poloměr kruhu, x_{max} je maximální hodnota souřadnic x , x_{min} je minimální hodnota souřadnic x , y_{max} je maximální hodnota souřadnic y , y_{min} je minimální hodnota souřadnic y .

Výsledná funkce *void complete_function_MC()* postupně vypočte odhad souřadnic a aktivity skutečného zdroje. Nejprve je zavolána funkce pro vytvoření prvních vzorků *int initialization_positions_of_MC()*. Pokud tato inicializace proběhne úspěšně, je zahájena optimalizace výsledků pomocí funkce *void step_position_of_MC()*. Optimalizace je zastavena, pokud není dosaženo menšího minima kvadrátu odchylek než u předcházející iterace. Z důvodu časové náročnosti metody je maximální počet iterací optimalizace nastaven na tři. Výstupní hodnoty jsou aktualizovány vždy při zmenšení minima kvadrátu odchylek. Výstupní parametry jsou *odhad souřadnic*, *odhad aktivity zdroje*, *počet iterací*, *kvadrát odchylek od naměřených hodnot*, *odečtené pozadí na dané oblasti*.

6.3 Doplnkové funkce

Funkce popsané v kapitole 6.2 jsou stěžejní pro samotné fungování programu. Dále je však užitečné vytvořit i funkce pro usnadnění orientace ve výsledcích. Je vhodné varovat uživatele při zjištění dvou různých zářičů na téměř totožných souřadnicích. Může se jednat o tentýž zdroj. Ze spektrometrických dat je možné stanovit přibližnou pravděpodobnost výskytu zářiče na dané oblasti.

6.3.1 Zdánlivý zdroj

Skutečný zdroj s vysokou aktivitou záření způsobuje nezanedbatelný počet naměřených impulsů i mimo vlastní energetické okno spektra. Tato skutečnost vyplývá z fyzikální podstaty scintilačního detektoru popsaného v kapitole 2. Dochází hlavně k ovlivnění oken s nižšími energetickými hladinami kanálů. Důvodem je občasná absorpce pouze části energie fotonu.

Pokud jsou odhadnuty dva zdroje na téměř stejných souřadnicích, bude uživatel varován. V tomto případě je pravděpodobný výskyt pouze jednoho zdroje. Zdánlivý výskyt druhého zdroje může být způsoben například spektrem vzniklým Comptonovým rozptylem popsaném v podpodkapitole 2.5.3. Pro zachování jednoduchosti funkce je předpokládáno ovlivnění oken pouze nuklidy se stejnou nebo s vyšší energií fotonů.

Funkce pro výpis varování je *void warning_close_to_source()*. Pokud je vzdálenost odhadnutých souřadnic zdrojů menší než výška letu, bude o této skutečnosti informován uživatel. Varování se zobrazí pouze u okna s menší energetickou hladinou kanálů.

6.3.2 Určení pravděpodobnosti zdroje

Nejjednodušší metodou určení pravděpodobnosti umístění zdroje na dané oblasti je porovnání maximálního počtu naměřených impulsů k odhadu impulsů způsobených pozadím. Při náhradě maximální hodnoty za průměr impulsů předcházejícího a následujícího po naměření maximální hodnoty, se metoda stává robustnější. Metoda udělí nízkou pravděpodobnost zdroje, pokud je zvýšená hodnota naměřených impulsů pouze v jednom bodě měření.

Realizace metody je provedená ve funkci *void probability_of_source_in_area()*. Výstupem je přibližný odhad pravděpodobnosti zdroje na oblasti vyjádřený v procentech.

6.4 Spouštění programu

Program lze klasicky spustit přes příkazový řádek. Zároveň je při spuštění nutné zadat soubor s daty a nastavení programu. Pokud uživatel zná pozici nebo údaj o aktivitě, může být přidán soubor s předpoklady.

Nejprve je v příkazovém řádku nastaveno umístění programu jako aktuální pozice. Důvodem je otevírání a vytváření souborů v adresáři programu. Následuje volání programu. Prvním argumentem je cesta k programu končící souborem *.exe*. Následuje soubor s naměřenými daty vytvořenými v programu *PeiView*. Přípona dat je *.b*. Další argument je celočíselný od nuly do tří. Při zvolení hodnoty nula nedochází ke korekci souřadnic, volba 1 přepočítává souřadnice, volba 2 hledá optimální posunutí souřadnic, volba 3 přesouvá hodnoty naměřených impulsů o *n* měření zpět. Následující argument je opět celočíselný, ale v rozmezí od nuly do jedné. Hodnota 0 provede základní program, hodnota 1 vykoná základní program a pokračuje výpočtem na ořezaných datech. Poslední parametr nastavení je reálné číslo. Udává konstantu pro přepočtení souřadnic. Není vždy využit, ale musí být obsažen při každém volání. Posledním argumentem je textový dokument s předpoklady. Povinný je pouze pro hledání ideálního posunutí souřadnic. Všechny čtené soubory musí být umístěny ve složce programu, výstupní soubory budou rovněž uloženy ve složce programu. Před novým voláním je nutné výstupní soubory

přesunout. Pokud zůstanou v adresáři programu, budou přepsány novými výsledky.

Samotné volání v příkazovém řádku může vypadat takto:

```
cd C:\Users\<konkretni_cesta>\localizationC_beta
```

```
C:\Users\<konkretni_cesta>\localizationC_beta.exe prelet711p12.b 3 0 1 prelet71x.txt,
```

kde, *prelet711p12.b* je vstupní soubor, *3* je nastavení korekce posunu (posunutí o *n* souřadnic), *0* je nastavení ořezu dat (bez ořezu), *1* je konstanta posunu dat, *prelet71x.txt* je soubor se správnými údaji o zdroji.

Výstupem je textový dokument *<jmeno_vstupniho_souboru>_result.txt*, pokud je k dispozici i soubor s předpoklady, je porovnání předpokladů a spočtených hodnot uloženo do souboru *<jmeno_vstupniho_souboru>_comparison.txt*.

6.5 Kontrola paměti a otevřených souborů

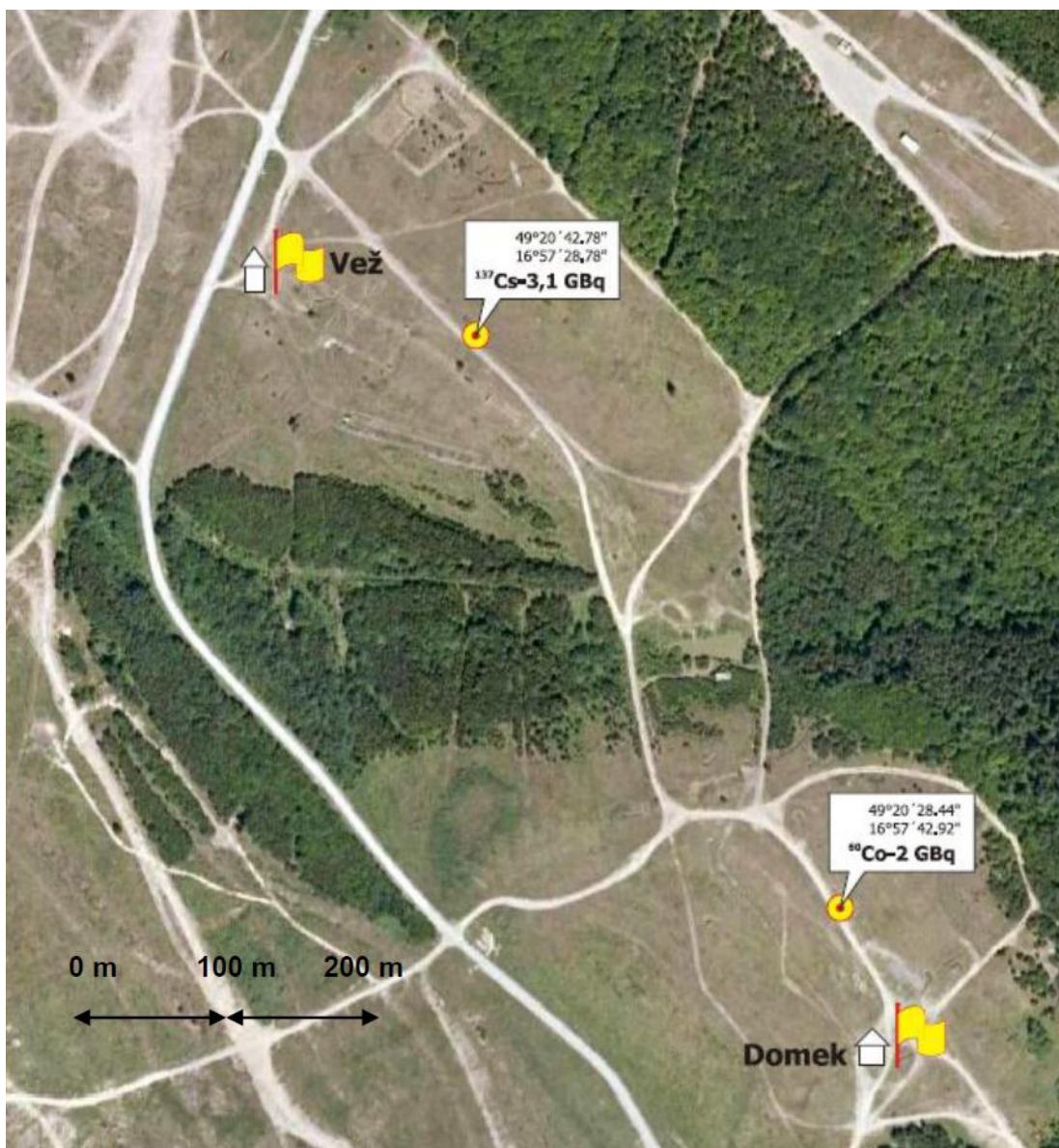
Při vyvíjení programu byl použit checker [15]. Checker kontroluje dynamicky alokovanou paměť a správu otevřených souborů. Pro samotné spuštění programu není checker potřeba. Při změně v kódu a následném testování je vhodné zkontrolovat, jestli je přístupováno k paměti podle předepsaných pravidel. Dále je jednodušší odhalit případnou chybu, pokud jsou k dispozici informace o případném porušení paměti.

7 PRAKTICKÉ OVĚŘENÍ PROGRAMU

Pro ověření programu je nutný záznam letu se známými souřadnicemi a parametry zdrojů vyskytujících se na dané oblasti. Pro detailnější analýzu je nutné vyzkoušet různé rychlosti průletů a výšky letů. Tyto průlety byly poskytnuty firmou NUVIA. Použité zdroje jsou ^{137}Cs a ^{60}Co .

7.1 Popis letů

Všechny lety proběhly nad stejnou oblastí. Tato oblast je zobrazena na obrázku 6.2. U pozic zářičů je informace o souřadnicích a jejich aktivitě. Směr průletů byl od zdroje záření ^{60}Co ke zdroji ^{137}Cs . Trajektorie byla vždy přibližně stejná a vedla přímo nad zdroji.



Obrázek 7.1 Letecká fotografie oblasti letu s vyznačenými zářiči [16]

Aktivity zdrojů zapsané na obrázku 6.2 jsou pouze orientační, je nutné aktivity zdroje přepočíst k datu 9. 9. 2010. Aktivita zářičů byla $B_{Cs-137} = 3,089$ GBq a $B_{Co-60} = 1,824$ GBq.

Pro všechny měření byly použity čtyři scintilační krystaly s rozměry 10 cm × 40 cm.

Rychlost a výška vrtulníku byla po dobu letu vždy konstantní. Byly odzkoušeny rychlosti od 50 km/h do 150 km/h a výška letu od 25 m do 75 m. Program byl vyzkoušen na datech vypsáných v tabulce 7.1.

Tabulka 7.1 Průlety nad dvěma zdroji dne 9. 9. 2010

Označení letu	Číslo	Výška [m]	Rychlost [km/h]
B0090910.P59	1	25	50
B0090911.P01	2	25	100
B0090911.P02	3	25	150
B0090911.P04	4	50	50
B0090911.P06	5	50	100
B0090911.P07	6	50	150
B0090911.P09	7	75	50
B0090911.P11	8	75	100

7.2 Zobrazení výsledků

Všechna data byla zpracována v programu. Odhad souřadnic a parametrů zdrojů jsou zapsány do tabulek 7.2 až 7.5.

Odhad souřadnic a aktivit zdroje byl porovnán se skutečnými hodnotami. Souřadnice jsou použity ve formátu UTM. První zdroj ^{60}Co se nacházel na souřadnicích $x = 642512,9$ m a $y = 5467241,5$ m. Druhý zdroj ^{137}Cs byl umístěn na souřadnicích $x = 642216,1$ m a $y = 5467676,9$ m. Souřadnice jsou uloženy ve formátu UTM. Pro lepší čitelnost jsou všechny výsledky v tabulkách vztaženy k referenčnímu bodu $x = 642000$ m a $y = 5467000$ m. Zjištěné hodnoty jsou zapsány v tabulkách 7.2 až 7.5.

Tabulka 7.2 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí Gauss-Newtonovy metody

lety	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
1	209,1	687,0	2,23	12,29	-27,74
2	195,7	707,4	2,04	36,69	-33,96
3	171,3	728,3	1,41	68,18	-54,41
4	199,8	693,9	2,61	23,55	-15,67
5	194,4	708,1	3,03	38,00	-1,83
6	183,4	730,3	2,82	62,62	-8,64
7	218,3	705,2	2,47	28,39	-20,18
8	201,8	711,7	2,79	37,62	-9,69

Tabulka 7.3 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{60}Co pomocí Gauss-Newtonovy metody

lety	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
1	518,0	253,7	1,24	13,22	-32,13
2	489,6	276,8	1,21	42,30	-33,84
3	487,8	285,0	1,51	50,22	-17,38
4	504,7	253,7	1,92	14,70	5,51
5	490,3	269,3	2,00	35,83	9,46
6	478,3	297,2	1,19	65,57	-34,99
7	508,3	254,0	1,61	13,32	-11,82
8	529,0	274,0	1,43	36,27	-21,73

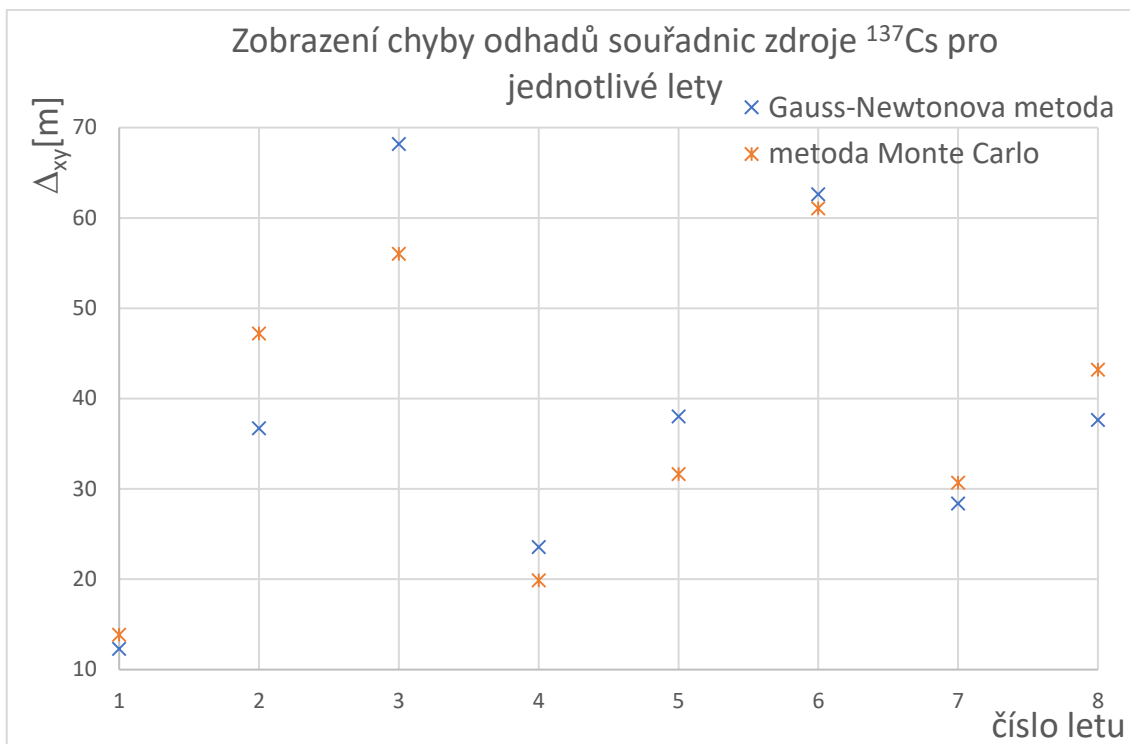
Tabulka 7.4 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí metody Monte Carlo

lety	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
1	202,8	680,7	3,53	13,83	14,19
2	193,3	718,2	2,62	47,18	-15,26
3	186,9	724,7	2,25	56,01	-27,26
4	201,0	689,8	2,73	19,86	-11,75
5	199,0	703,5	3,17	31,62	2,56
6	182,1	727,6	2,85	61,04	-7,89
7	220,1	707,3	2,54	30,66	-17,71
8	201,4	717,5	2,85	43,18	-7,76

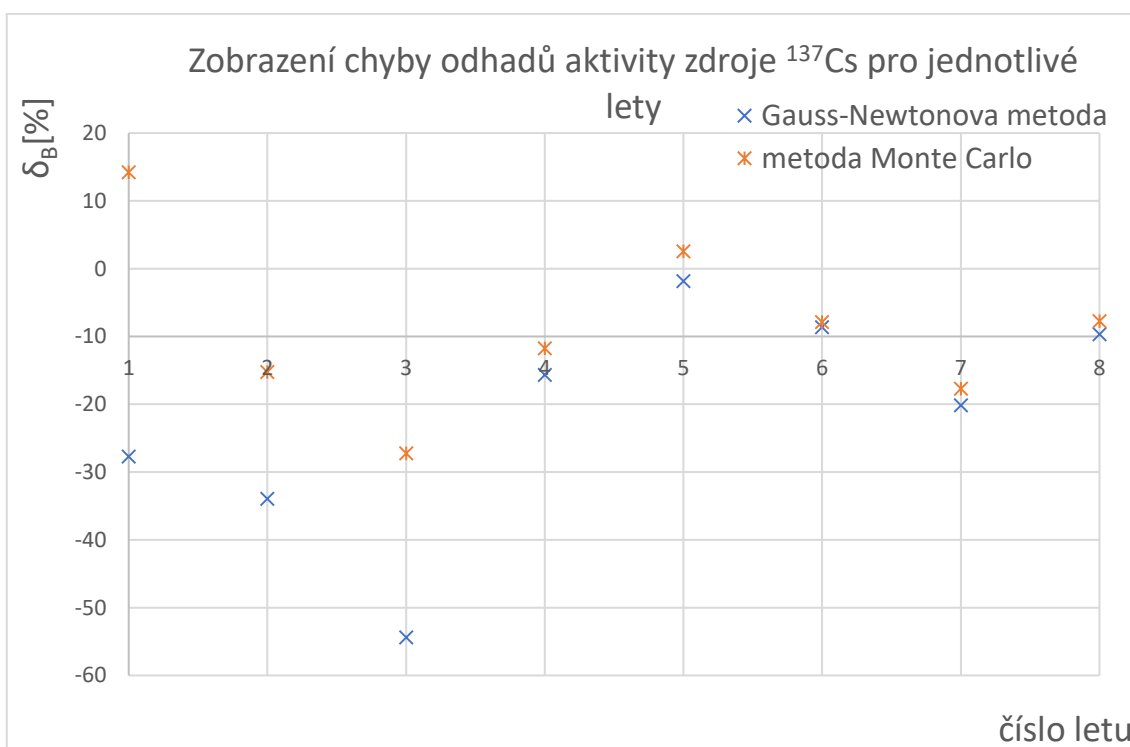
Tabulka 7.5 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{60}Co pomocí metody Monte Carlo

lety	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
1	531,3	265,1	1,95	29,93	7,13
2	509,4	277,3	2,90	35,97	59,09
3	477,5	292,0	2,14	61,67	17,34
4	505,7	253,5	1,89	13,99	3,87
5	489,8	268,9	2,02	35,84	10,58
6	466,2	276,5	1,91	58,36	4,98
7	508,1	253,7	1,63	13,11	-10,78
8	529,3	274,3	1,43	36,67	-21,59

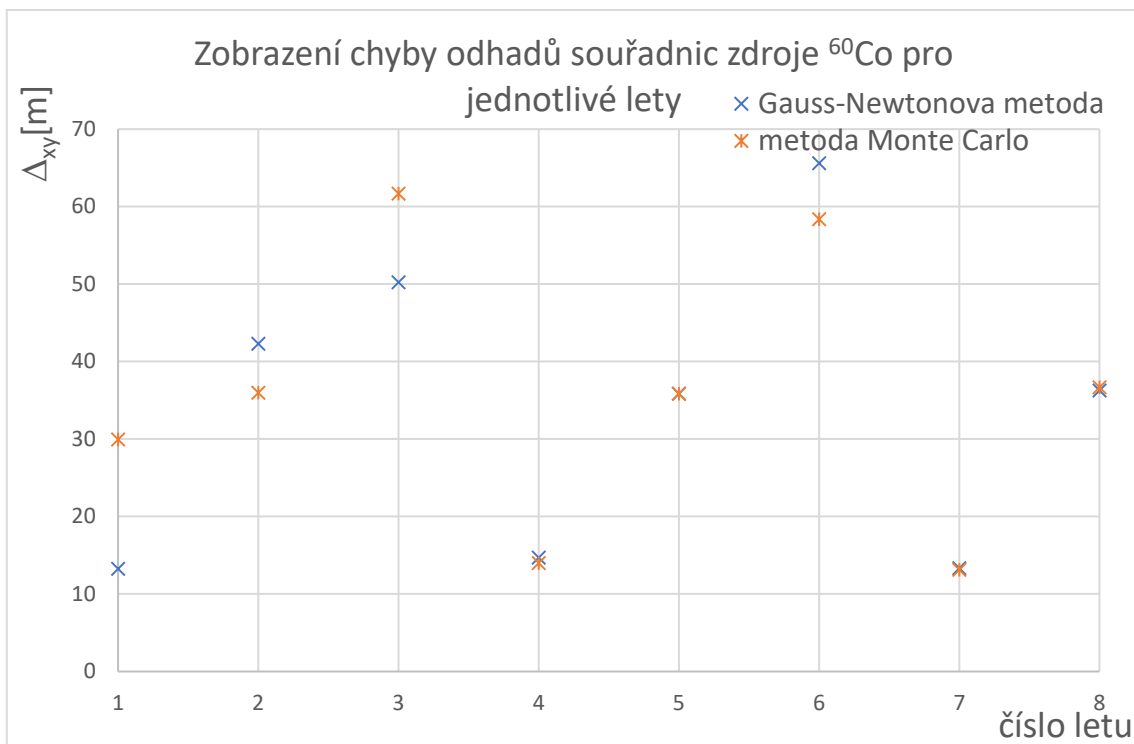
Pro zlepšení přesnosti programu je nutná analýza výsledků. Vhodným začátkem je graficky zobrazit chyby výpočtů z tabulek 7.2 až 7.5. Grafy jsou vykresleny na obrázcích 7.2 až 7.5.



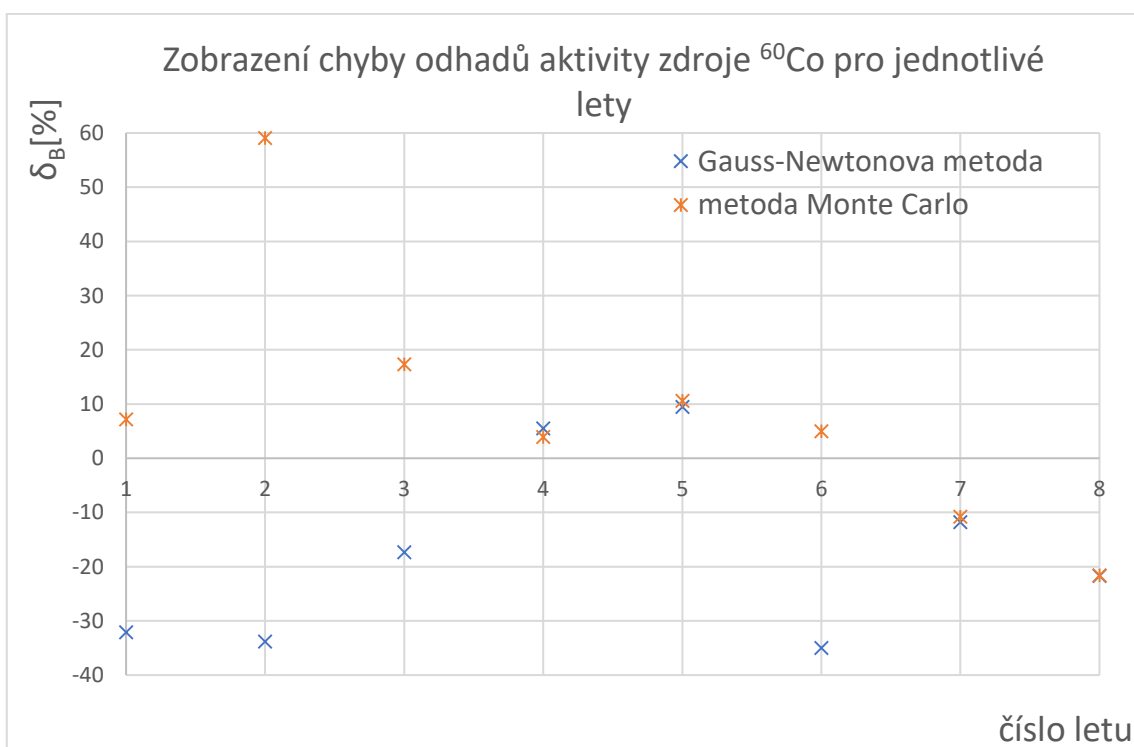
Obrázek 7.2 Chyba odhadů souřadnic zdroje ^{137}Cs z průletů dne 9. 9. 2010



Obrázek 7.3 Chyba odhadů aktivity zdroje ^{137}Cs z průletů dne 9. 9. 2010



Obrázek 7.4 Chyba odhadů souřadnic zdroje ^{60}Co z průletů dne 9. 9. 2010



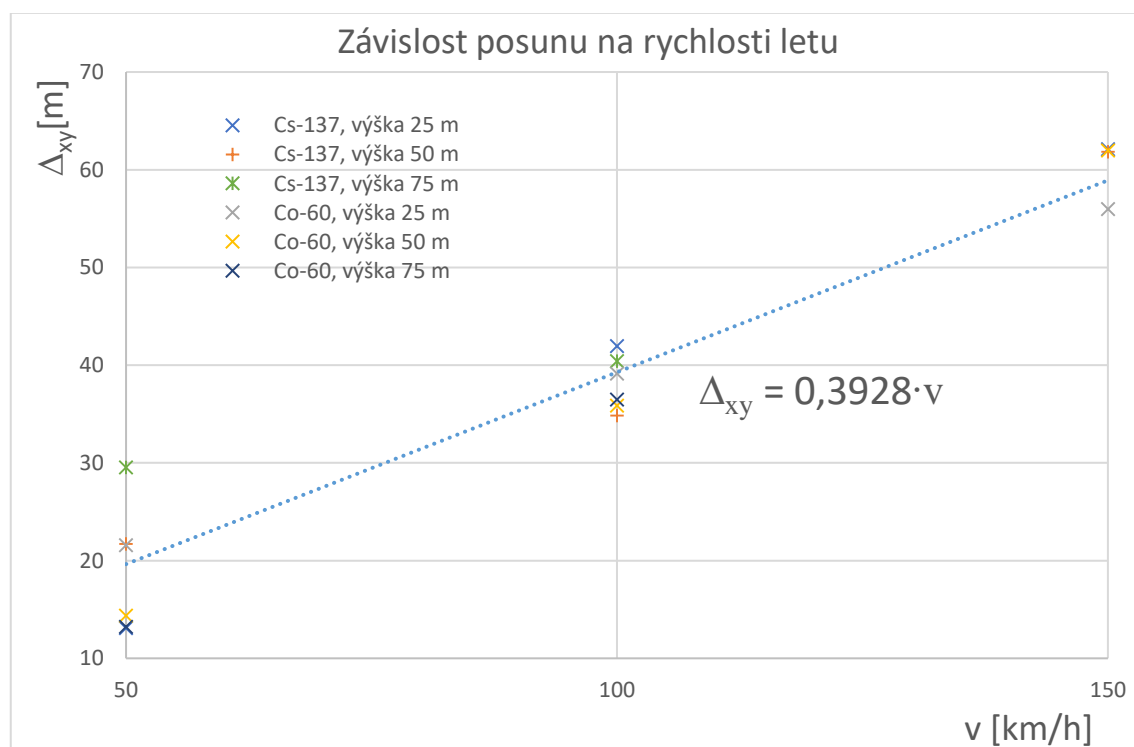
Obrázek 7.5 Chyba odhadů aktivity zdroje ^{60}Co z průletů dne 9. 9. 2010

7.3 Analýza výsledků

Z grafů odhadů souřadnic zdroje lze vyčíst nárůst chyby při větších rychlostech průletů. Do tabulky 7.6 jsou promítnuty chyby odhadu souřadnic v závislosti na rychlosti letu. Jsou použity všechny průlety. Chyba souřadnic v tabulkách je chyba získána zpřůměrováním výsledků obou metod. Závislost je vynesena do grafu 7.6. Oba zdroje jsou zobrazeny zvlášť.

Tabulka 7.6 Závislost chyby souřadnic na rychlosti letu

lety	v [km/h]	chyba xy [m]	
		¹³⁷ Cs	⁶⁰ Co
1	50	13,06	21,57
2	100	41,93	39,13
3	150	62,10	55,95
4	50	21,71	14,35
5	100	34,81	35,83
6	150	61,83	61,97
7	50	29,52	13,21
8	100	40,40	36,47

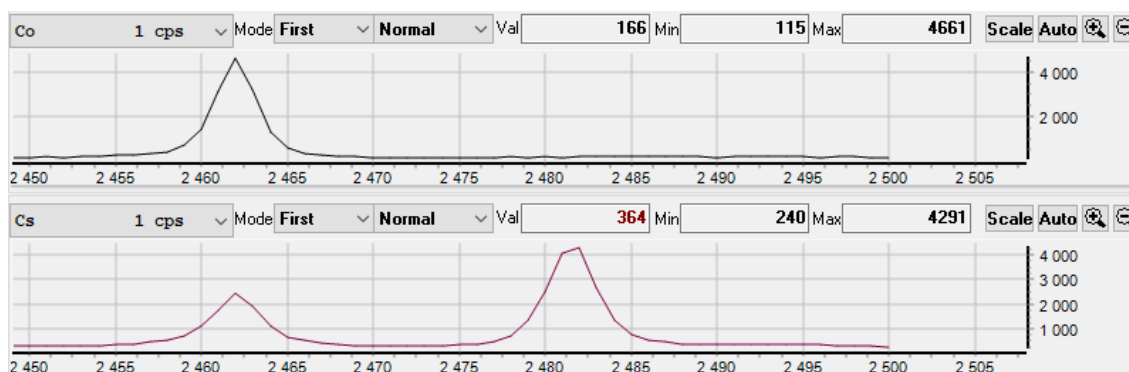


Obrázek 7.6 Graf závislosti posunu odhadovaných souřadnic na rychlosti letu

Posunutí dat lze řešit fixním přesunem naměřených dat o n souřadnic zpět. Druhou možností je přepočítání souřadnic realizovaný jako odečet vektoru pohybu vynásobený

konstantou od původních souřadnic. Postup a realizace kompenzace posunu odhadu souřadnic je provedena v následující kapitole číslo 8.

Při analýze grafů číslo 7.3 a 7.5 zabývající se chybami odhadů nelze rozeznat korelaci mezi parametry přeletu a chybou měření. Při hledání způsobu zlepšení algoritmu odhadu aktivity zářiče je tedy nutné použít odlišný pohled. Na obrázku číslo 7.7 jsou zobrazeny grafy impulsů v okně cesia ^{137}Cs a kobaltu ^{60}Co naměřených při letu číslo 6. Zobrazení je provedeno v program PEIView. Na první pohled je patrné, že vliv jednotlivých zdrojů se projeví zhruba ve čtvrtině naměřených vzorků. Nabízí se otázka, jestli je možné dosáhnout vyšší přesnosti, pokud bude analyzována pouze oblast, která je ovlivněna hledaným zdrojem. Výhodou je zmenšená závislost algoritmu na radioaktivitě pozadí. Realizace ořezu pozadí je popsána a realizovaná v kapitole číslo 9



Obrázek 7.7 Zobrazení grafů impulsů ve vybraných oknech spektra

8 KOMPENZACE POSUNU

Kvůli ovlivnění odhadu souřadnic v závislosti na rychlosti měření, je zapotřebí vybavit program kompenzací tohoto jevu. Problém spočívá v přiřazení souřadnic k naměřenému počtu impulsů s časovým posunem. To znamená posun modelu o určitou vzdálenost ve směru letu. Předpoklad je lineární růst posunu v závislosti na rychlosti. Nejjednodušším způsobem je posunout naměřené impulsy o n souřadnic. Druhým způsobem je odečíst od původních souřadnic záporný vektor pohybu vynásobený konstantou p . Výsledkem je přepočtená souřadnice. Pokud je použita konstanta $p = 1$, výsledný model je téměř totožný s posunem o jednu souřadnici.

8.1 Přiřazení minulých souřadnic

Pro začátek je předpokládáno použití $n-1$ souřadnic pro n -té měření. Jedná se o stejné průlety jako v kapitole 7, proto není potřeba sledovat jiné parametry výsledků. Odhad aktivity je předpokládán téměř stejný, protože se jednalo pouze o jednosměrný přelet, při kterém jsou všechny souřadnice posunuty stejným směrem. Ve skutečnosti je možné zpozorovat změny i v odhadu aktivity, ale ty jsou způsobeny principy výpočetních metod. U gradientních metod a metod využívající náhodná čísla je potřeba počítat s fluktuací výsledků i při zdánlivě nepodstatné změně vstupních dat.

Z proložení závislosti odhadu chyby v grafu z obrázku 7.6 je možné odhadovat o kolik bodů zpět je vhodné souřadnice posunout. Vhodnější je rychlost volit v m/s, v tomto případě je konstanta vynásobena 3,6krát. Rovnice 8.1 udává tuto závislost.

$$\text{chyba} = 1,4 \cdot \text{rychlost}, \quad (8.1)$$

kde *chyba* je rozdíl odhadu souřadnic a skutečné umístění a *rychlost* je letový údaj.

Vzdálenost mezi měřeními je úměrná rychlosti letu. Při průletech byla data generována každou sekundu. Vhodnou korekcí je proto posun naměřených impulsů o jedno až dvě měření dozadu.

V tabulce 8.1 jsou vypsány chyby odhadu souřadnic po přiřazení naměřených impulsů k minulým souřadnicím. Vyhodnocení úspěšnosti modifikace algoritmu je realizováno jako poměr chyby po korekci souřadnic k chybě bez korekce. Pokud je číslo ve sloupcích srovnání menší než jedna, odhad souřadnic po korekci je blíže skutečné hodnotě. V ideálním případě se tato hodnota blíží nule, avšak chyba odhadu souřadnic není způsobena pouze posunem souřadnic.

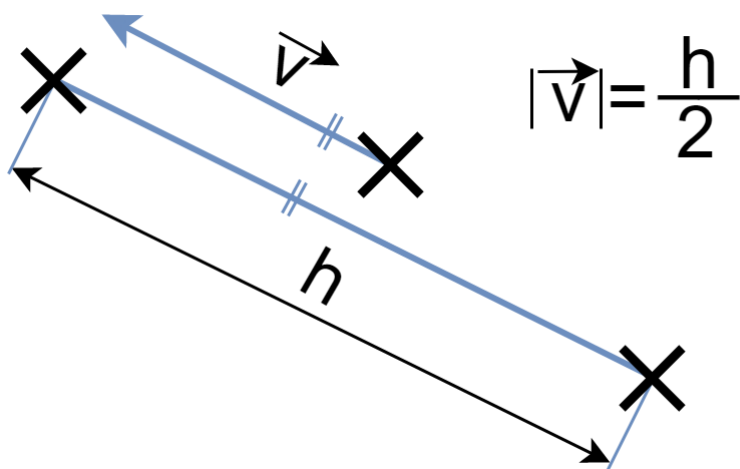
Z výsledků je patrné zlepšení odhadu souřadnic zdrojů pomocí posunu souřadnic. Většina odhadů dosahuje lepších hodnot při posunu naměřených impulsů o jedno měření zpět. Je nutné prozkoumat další možnosti optimalizace posunu.

Tabulka 8.1 Závislost chyby odhadu při přiřazení minulých souřadnic

lety	metoda	v [km/h]	chyba xy [m]		srovnání [-]	
			^{60}Co	^{137}Cs	^{60}Co	^{137}Cs
1	Gauss-Newton	50	12,00	3,64	0,91	0,30
2		100	15,53	6,77	0,37	0,18
3		150	8,55	29,36	0,17	0,43
4		50	3,34	6,62	0,23	0,28
5		100	6,96	15,70	0,19	0,41
6		150	23,57	19,29	0,36	0,31
7		50	9,39	26,52	0,71	0,93
8		100	32,39	16,23	0,89	0,43
1	Monte Carlo	50	3,56	6,48	0,12	0,47
2		100	13,94	16,37	0,39	0,35
3		150	15,13	19,09	0,25	0,34
4		50	1,77	3,22	0,13	0,16
5		100	7,30	7,75	0,20	0,25
6		150	28,89	16,81	0,49	0,28
7		50	11,19	22,96	0,85	0,75
8		100	36,91	18,66	1,01	0,43

8.2 Korekce souřadnic

Druhou možností je přepočítání souřadnic pomocí vektoru pohybu \vec{v} a konstanty p . Zjištění vektoru \vec{v} je naznačeno na obrázku 8.1. Křížkem jsou označeny jednotlivé body měření.



Obrázek 8.1 Zjištění vektoru v potřebného pro korekci souřadnic

Přepočítané souřadnice jsou výsledkem odečtení vektoru \vec{v} vynásobeného konstantou p od původních souřadnic. Výhodou oproti posunutí o n souřadnic je možnost volit konstantu p i mimo obor přirozených čísel.

8.2.1 Hledání optimálního posunu

Nalezení konstanty p pro dosažení nejmenší chyby při odhadu souřadnic zdroje je možné pomocí funkcí `void variable_shift_GN()` a `void variable_shift_MC()`. Tyto funkce jsou modifikace základních funkcí realizující Gauss-Newtonovu metodu a metodu Monte Carlo. Ve funkcích je postupně vyzkoušena konstanta p od 0,2 až po 2 s krokem 0,2. Na konci metody jsou vybrány výstupní hodnoty parametrů, které obsahují odhad souřadnic s nejmenší chybou, ostatní hodnoty jsou zahozeny. Pro využití těchto funkcí je nutná znalost umístění zdrojů. V tabulce 8.2 jsou zapsány zjištěné optimální konstanty p .

Tabulka 8.2 Konstanta p při minimální chybě odhadu souřadnic zdroje

lety	konstanta p			
	^{60}Co		^{137}Cs	
	Gauss-Newton	Monte Carlo	Gauss-Newton	Monte Carlo
1	0,8	1,0	1,2	1,2
2	1,6	1,8	1,2	1,4
3	1,2	1,6	1,6	1,8
4	1,0	1,0	1,4	1,6
5	1,4	2,0	1,6	1,6
6	1,6	1,8	1,4	1,6
7	0,6	0,8	0,6	2,0
8	1,0	0,2	1,2	2,0

Průměrná hodnota optimální konstanty je $p = 1,34$. Z výsledků optimalizace lze odhadnout ideální konstantu $p = 1$ až 1,5.

9 OŘEZÁNÍ ANALYZOVANÉ OBLASTI

Pokud je požadavek na ořezání oblasti, je potřeba odhad souřadnic a aktivity zdroje. Pro tento účel je použit základní program. Ořezání oblasti je nadstavba nad tímto programem. Druhá část programu začíná funkcí *void part_with_source()*, která je zodpovědná za vytvoření nové řady dat. Nová data obsahují pouze měření, která podle prvotního modelu detekuje záření ze zdroje alespoň o hodnotě 0,5% pozadí. Ostatní data jsou zahozena.

Dále je nutné stanovit novou hodnotu pozadí. Po ořezání dat je už pouze směrodatná hodnota pozadí v okolí zdroje. Pozadí je stanoveno jako průměr z hodnot v oblasti ovlivněné aktivitou vypočteného zdroje méně než 1% původního pozadí. Dále je postupováno podobně jako při základním algoritmu.

Pro testování výsledků ořezu dat byla současně použita zjištěná data z kapitoly 7. Hodnoty chyb z tabulek 7.2 až 7.5 slouží pro porovnání výsledků před a po ořezu dat.

Tabulka 9.1 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí Gauss-Newtonovy metody na ořezané oblasti

lety	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
1	209,0	686,9	2,33	12,26	-24,57
2	195,5	707,2	2,03	36,64	-34,42
3	171,3	728,3	1,60	68,18	-48,29
4	199,7	692,7	2,83	22,77	-8,48
5	194,9	707,5	3,07	37,23	-0,47
6	185,0	730,0	2,89	61,54	-6,28
7	206,5	691,5	2,80	17,47	-9,34
8	202,0	710,7	2,76	36,62	-10,61

Tabulka 9.2 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{60}Co pomocí Gauss-Newtonovy metody na ořezané oblasti

lety	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
1	517,9	253,6	1,16	13,09	-36,68
2	489,6	276,8	1,18	42,30	-35,37
3	487,8	285,0	1,46	50,22	-19,81
4	505,2	253,9	1,88	14,60	2,88
5	495,1	273,7	1,80	36,79	-1,57
6	478,3	297,2	1,26	65,57	-30,68
7	505,9	252,5	1,63	13,04	-10,50
8	532,7	275,7	1,47	39,52	-19,48

Tabulka 9.3 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí metody Monte Carlo na ořezané oblasti

lety	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
1	202,7	680,6	3,68	13,90	19,14
2	196,5	721,1	2,83	48,35	-8,50
3	186,0	723,8	2,53	55,73	-18,02
4	201,0	689,8	2,86	19,86	-7,35
5	198,1	702,8	3,26	31,54	5,40
6	176,0	723,3	3,06	61,33	-0,87
7	233,9	723,3	3,49	49,70	13,00
8	199,4	715,4	2,75	41,97	-11,02

Tabulka 9.4 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{60}Co pomocí metody Monte Carlo na ořezané oblasti

lety	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
1	509,0	246,3	1,76	6,18	-3,51
2	482,0	259,4	2,70	35,71	47,79
3	488,4	298,5	2,19	62,04	20,19
4	506,3	253,6	1,86	13,78	1,94
5	507,0	279,1	1,98	38,06	8,59
6	462,9	274,3	2,29	59,80	25,79
7	505,3	252,2	1,65	13,12	-9,42
8	531,3	275,2	1,45	38,40	-20,58

Tabulka 9.5 Srovnání použití ořezaných a původních dat

Lety	metoda	v [km/h]	výška [m]	srovnání Δ_{xy} [-]		srovnání δ_B [-]	
				^{60}Co	^{137}Cs	^{60}Co	^{137}Cs
1	Gauss-Newton	50	25	0,99	1,00	1,14	0,89
2		100	25	1,00	1,00	1,05	1,01
3		150	25	1,00	1,00	1,14	0,89
4		50	50	0,99	0,97	0,52	0,54
5		100	50	1,03	0,98	0,17	0,26
6		150	50	1,00	0,98	0,88	0,73
7		50	75	0,98	0,62	0,89	0,46
8		100	75	1,09	0,97	0,90	1,09
1	Monte Carlo	50	25	0,21	1,01	1,14	1,35
2		100	25	0,99	1,02	1,05	0,56
3		150	25	1,01	0,99	1,14	0,66
4		50	50	0,98	1,00	0,53	0,63
5		100	50	1,06	1,00	1,32	2,11
6		150	50	1,02	1,00	0,88	0,11
7		50	75	1,00	1,62	0,53	0,73
8		100	75	1,05	0,97	0,75	1,42

Srovnání bylo provedeno jako poměr výsledku s ořezanými daty k výsledům bez ořezu. Pokud je poměr menší než jedna, výsledky byly přesnější s ořezem dat. Tato pole jsou podbarvena zeleně. Pokud lépe vychází výsledek původních dat, je pole podbarveno červeně. U Gauss-Newtonovy metody bylo dosaženo nepatrně lepších výsledků po ořezu dat. U metody inspirované postupem Monte Carlo byla dosažená přesnost přibližně stejná při použití ořezaných i původních dat. V případě ořezu dat je použit velmi přesný odhad souřadnic vygenerovaný na základě původních dat. Vzhledem k tomu, že nedošlo k výraznému zpřesnění výsledků, není vhodné používat ořez dat pouze za účelem přesnějšího odhadu. Na druhou stranu, původní data obsahují poměrně krátký průlet a velmi výrazný nárůst impulsů okolo umístěného zdroje. Nevýhodou je také pouze jeden průlet nad zdrojem. Pokud bude použit jednodušší odhad pro provedení ořezu, celková časová náročnost může být výrazně snížena - zvláště při velkém počtu naměřených vzorků, což je hlavní výhoda použití ořezu dat.

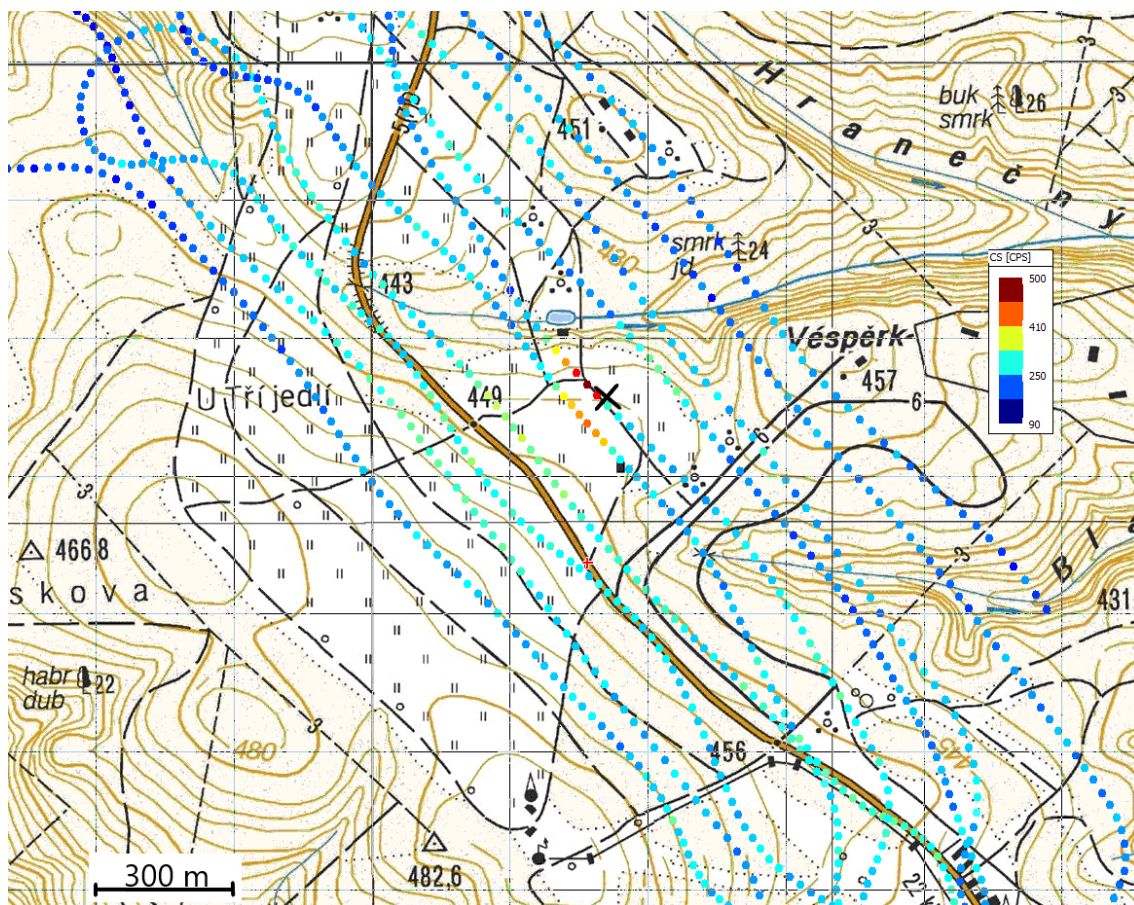
10 OVĚŘENÍ VÝSLEDKŮ

Předpoklady zjištěné v předchozích kapitolách je nutné ověřit na nových datech. Program byl totiž testován a optimalizován na průletech z kapitoly 7. Pro ověření robustnosti výpočtů, je nutné analyzovat data, která nebyla použita pro ladění programu.

10.1 Data pro ověření algoritmu

Bylo použito dvou druhů dat. Prvním typem dat jsou série průletů nad zdroji při různých rychlostech a výškách. Tyto průlety jsou obdobné jako v kapitole 7. Není nutné tento typ dále rozbírat. Trajektorie a popis průletů byly popsány v předchozích kapitolách. Měření bylo provedeno 7. 6. 2011.

Druhým typem je průzkum oblasti s jedním zdrojem ^{137}Cs . Tento průzkum se blíží praktickému nasazení v terénu. Je známa pouze přibližná oblast, která je prolétána po rovnoběžných trajektoriích. Průlet s údajem naměřených impulsů v okně ^{137}Cs je zobrazen na obrázku 10.1. Data jsou promítnuta pomocí programu PEIconvert, který byl rovněž dodaný firmou Nuvia. Zdroj se nachází na UTM souřadnicích $x = 642503$ m a $y = 5467273$ m a je označen černým křížkem.



Obrázek 10.1 Trajektorie průzkumu oblasti se zdrojem ^{137}Cs ze dne 7. 6. 2017

10.2 Analýza průletu ze dne 7. 6. 2011

Postup analýzy byl totožný jako u průletů ze dne 9. 9. 2010. Nejprve byla nalezena závislost mezi rychlostí letu a posunem odhadů souřadnic. Dále byla určena přesnost odhadů aktivity zdrojů. Cílem bylo prokázat přibližně stejné chování programu i pro jiná data, než na kterých byl algoritmus optimalizován. Nové průlety jsou vypsány v tabulce 10.1.

Tabulka 10.1 Tabulka průletů ze dne 7. 6. 2011

Označení letu	Číslo	Výška [m]	Rychlost [km/h]
B1060711.P12	9	50	50
B1060711.P15	10	50	100
B1060711.P17	11	50	150
B1060711.P18	12	100	50
B1060711.P20	13	100	100
B1060711.P22	14	100	150
B1060711.P24	15	125	50
B1060711.P26	16	125	100
B1060711.P27	17	125	150

Program byl spuštěn s výchozím nastavením. Postup byl shodný s podkapitolou 7.2 z důvodu následujícího srovnání výsledků. Vypočtené hodnoty odhadů jsou k dispozici v tabulkách 10.2 až 10.5.

Tabulka 10.2 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí Gauss-Newtonovy metody pro kontrolní průlety

lety	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
9	478,4	321,5	0,60	387,29	-80,15
10	203,4	678,1	1,79	71,24	-41,19
11	222,8	671,3	2,23	50,93	-26,42
12	260,8	670,4	2,31	25,18	-24,07
13	237,4	692,3	2,31	54,95	-23,83
14	386,0	802,7	17,02	196,76	460,75
15	251,4	650,1	2,71	16,13	-10,78
16	244,0	669,8	2,49	33,10	-18,07
17	227,8	698,9	2,82	65,84	-6,99

Tabulka 10.3 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{60}Co pomocí Gauss-Newtonovy metody pro kontrolní průlety

lety	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
9	478,4	321,5	1,15	22,04	-30,18
10	454,6	339,0	1,09	51,54	-33,83
11	453,0	357,5	1,29	65,68	-21,78
12	485,4	334,3	1,46	28,94	-11,52
13	463,9	347,6	1,32	51,14	-19,88
14	481,2	380,0	1,44	74,29	-12,41
15	487,3	320,7	1,05	15,72	-36,32
16	463,7	364,0	0,74	65,03	-55,25
17	460,4	364,5	0,93	67,11	-43,30

Tabulka 10.4 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí metody Monte Carlo pro kontrolní průlety

lety	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
9	455,9	307,1	1,45	387,99	-52,21
10	216,5	670,0	1,96	55,91	-35,31
11	216,6	689,7	2,62	66,71	-13,77
12	257,9	674,4	2,18	29,82	-28,08
13	241,7	682,5	2,21	44,41	-27,26
14	344,7	776,8	8,66	152,14	185,12
15	252,9	659,9	2,97	19,80	-2,26
16	235,6	682,4	3,45	48,07	13,52
17	215,1	697,3	3,56	72,97	17,26

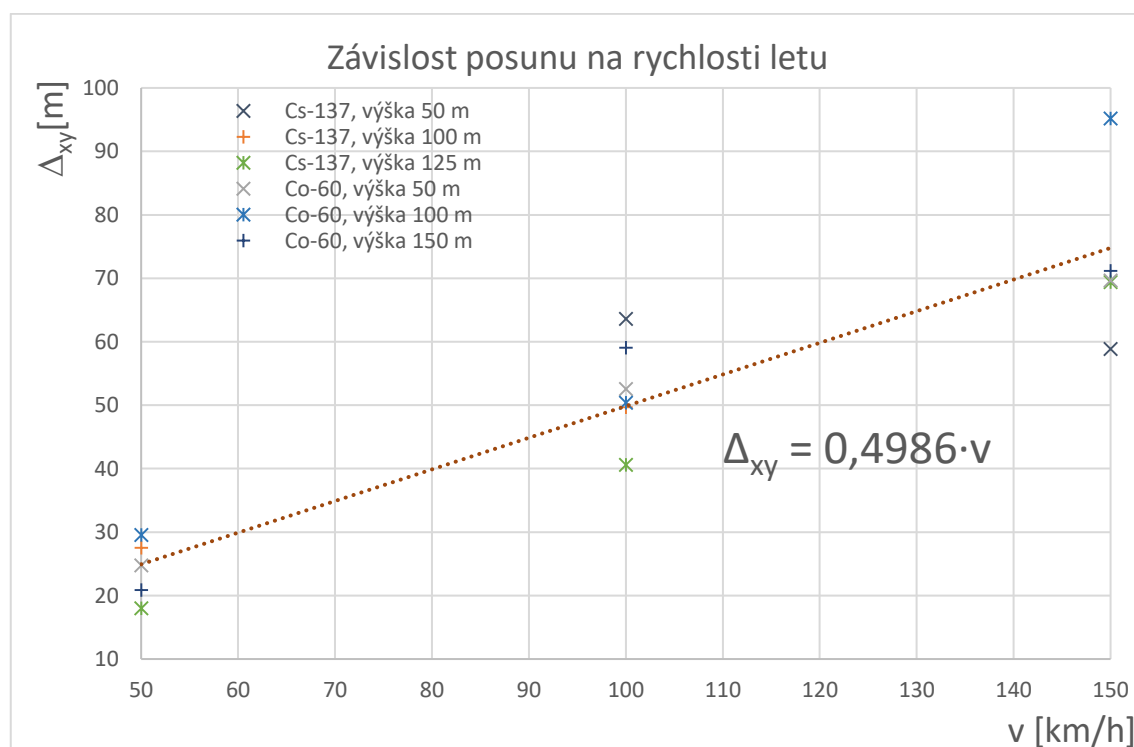
Tabulka 10.5 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{60}Co pomocí metody Monte Carlo pro kontrolní průlety

lety	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
9	490,1	334,0	1,82	27,44	10,13
10	474,5	356,4	1,78	53,48	8,02
11	432,0	345,0	1,95	73,57	18,17
12	484,6	335,3	1,49	30,15	-9,36
13	491,5	356,5	1,63	49,62	-1,39
14	535,0	415,9	2,48	116,01	50,53
15	473,8	322,1	1,68	26,03	2,17
16	482,7	358,6	1,72	53,05	4,54
17	474,7	379,4	2,33	75,19	41,07

V tabulkách 10.2 a 10.4 jsou červeně označeny chyby souřadnic a aktivity zdroje.

Důvodem chyby určení je záměna zdroje ^{60}Co za ^{137}Cs . Program je primárně koncipován pro hledání pouze jednoho zdroje. Pokud by vznikl požadavek na hledání více různých zdrojů současně, bylo by nutné použít robustnější prvotní odhad pozice a aktivity předpokládaného zdroje. Dále by bylo vhodné nezahrnout oblast v blízkosti zdroje ^{60}Co do dat pro výpočet ^{137}Cs . Obecný postup je nejdříve vypočíst souřadnice a aktivitu zdroje s největší energií jednotlivých gama fotonů, poté odstranit data v blízkém okolí spočteného zdroje a pak pokračovat ve výpočtu zdrojů s nižší energií fotonů, dokud nebudou spočteny všechny požadované zdroje.

Posun souřadnic v závislosti na rychlosti byl graficky zobrazen v obrázku 10.2. Z obou použitých metod byl vypočten aritmetický průměr. Tato data byla následně použita v grafu. Aplikován byl stejný postup jako v kapitole 7.



Obrázek 10.2 Graf závislosti posunu odhadovaných souřadnic na rychlosti letu z kontrolních průletů

Proklad chyby souřadnic v závislosti na rychlosti letu je zapsán v rovnici 10.2. Původně zjištěná hodnota z kapitoly 7 je zapsána v rovnici 10.1

$$\Delta_{xy} \doteq 0,3928 \cdot v \tag{10.1}$$

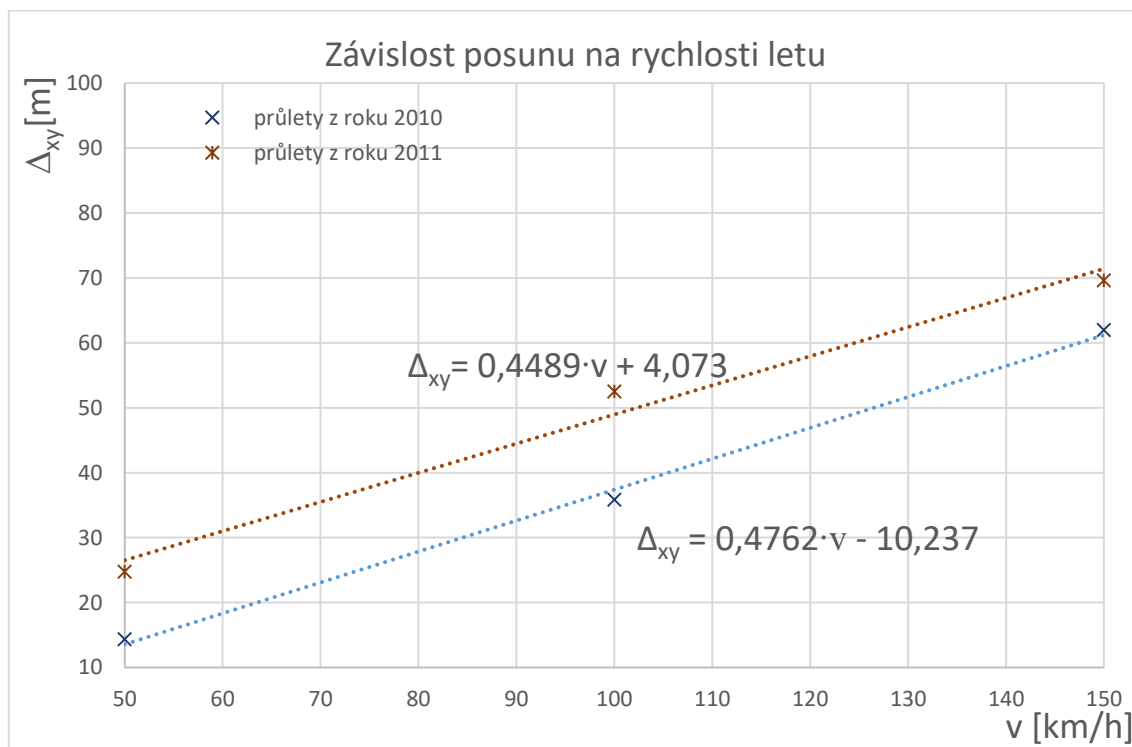
$$\Delta_{xy} \doteq 0,4986 \cdot v, \tag{10.2}$$

kde, Δ_{xy} je chyba souřadnic, v je rychlost letu.

Rozdíl ve výsledcích konstant posunu byl způsoben nejspíše vyšší letovou výškou u průletů ze 7. 6. 2011. Při vyšší letové hladině zpravidla vzniká větší chyba určení souřadnic. Tento nárůst není způsoben rychlostí letu, ale promítne se při proložení dat.

Z důvodu rovnocenného srovnání průletů z roku 2010 a 2011 byla vybrána letová hladina

50 metrů nad terénem. Jedná se o jedinou výšku, která byla prolétána v roce 2010 i 2011. Srovnání je provedeno pro oba zdroje. Výsledek je zobrazen na obrázku 10.3.



Obrázek 10.3 Graf závislosti posunu odhadovaných souřadnic na rychlosti letu při letové hladině 50 metrů

Z grafu lze vyčíst přibližně stejný nárůst chyby v závislosti na rychlosti. Rozdíl je způsoben celkově nižší přesností průletů z roku 2011. Bohužel důvod není znám. Rozdíl může být způsoben například průletem, který nevede přímo nad zdroji záření. Z tohoto důvodu může vzniknout větší odchylka od skutečných parametrů.

10.3 Analýza průzkumu ze dne 7. 6. 2017

Průzkum obsahuje pouze jeden letový soubor. Rychlost letu se pohybovala převážně mezi 100 až 150 km/h. Výška letu nad terénem oscilovala kolem hodnoty 100 metrů. Z těchto parametrů lze očekávat horší přesnost než u analýzy průletů. Výhodou je více přeletů v blízkosti zdroje v jednom souboru.

Bylo použito pět různých nastavení programu. Možnost bez korekce souřadnic je označena jako *základ*. Posun $+n$ symbolizuje posun naměřených impulsů k předešlým souřadnicím. Posun s konstantou $p = 1,4$ byl proveden pomocí přepočtu souřadnic. Ořezání oblasti bylo provedeno s použitím odhadu z možnosti *základ*. Výsledky jsou zapsány v tabulce 10.6 a 10.7.

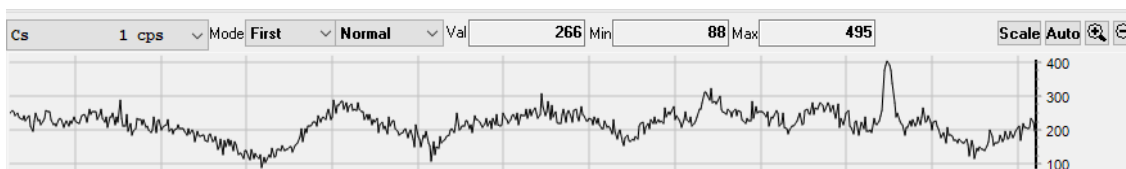
Tabulka 10.6 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí Gauss-Newtonovy metody pro průzkumný let

nastavení	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
<i>základ</i>	441,7	250,8	1,92	65,50	-27,36
<i>posun +1</i>	435,6	226,7	1,71	82,07	-35,19
<i>posun +1,4</i>	435,2	216,2	1,63	88,75	-38,40
<i>posun +2</i>	451,5	188,9	1,54	98,88	-41,96
<i>ořezání oblasti</i>	443,3	252,9	1,84	63,29	-30,44

Tabulka 10.7 Odhad pozice a aktivity zářiče ^{137}Cs pomocí metody Monte Carlo pro průzkumný let

nastavení	odhad			chyba xy a B	
	x [m]	y [m]	B [GBq]	Δ_{xy} [m]	δ_B [%]
<i>základ</i>	441,2	251,9	1,93	65,60	-26,87
<i>posun +1</i>	435,7	226,7	1,70	81,99	-35,76
<i>posun +1,4</i>	435,3	215,7	1,65	88,99	-37,74
<i>posun +2</i>	451,4	188,9	1,55	98,93	-41,52
<i>ořezání oblasti</i>	442,4	250,9	1,85	64,81	-30,10

Paradoxně bylo dosaženo nejlepších výsledků bez korekce souřadnic. Na obrázku 10.1 je zobrazena trajektorie letu s naměřenými počty impulsů v okně ^{137}Cs . Zdroj je ztelně promítnut pouze do dvou průletů. Z těchto informací není téměř možné určit přesnou polohu zdroje. Korekce souřadnic byla tedy provedena na nepříliš přesném odhadu. Pokud je chyba daleko větší než provedený posun, může dojít i ke zhoršení odhadu po korekci. Pokud je potřeba přesnější určení, je vhodné proletět oblast kolem potenciálního zdroje podruhé. Zmenšení rychlosti a mezer mezi průlety zpravidla zaručuje větší přesnost odhadu. Výška letu ovlivňuje počet naměřených impulsů. Kvůli vyšší vzdálenosti a útlumu gama záření ve vzduchu dochází ke snižování rozdílu mezi maximálním počtem impulsů a průměrnou hodnotou impulsů způsobených pozadím. Při prováděném průletu byla maximální hodnota přibližně dvojnásobná než pozadí, což je poměrně malý rozdíl. Tato skutečnost je zobrazena na obrázku 10.6.



Obrázek 10.6 Grafické zobrazení naměřených impulsů v čase při průzkumu oblasti

ZÁVĚR

V první kapitole jsou rozebrány nejvýznamnější druhy ionizujícího záření. Důležitou částí je popis interakcí mezi jednotlivými druhy ionizujícího záření a hmotou. V závěru kapitoly jsou uvedeny hlavní zdroje vzniku přirozeného ionizujícího záření.

Jako nejvhodnější nástroj k detekci ionizujícího záření při letecké spektrometrii byly vyhodnoceny scintilační detektory. Pozornost byla věnována vlastnostem, výhodám a nevýhodám použití těchto detektorů.

Byl objasněn princip letecké spektrometrie. Při zpracování dat je klíčové provést korekci naměřených dat, například odečtení vlivu radiačního pozadí.

Lze nalézt spoustu algoritmů zpracování dat letecké spektrometrie za účelem nalezení bodového zářiče a určení jeho aktivity. Pro účely této práce se jeví jako nejschůdnější cesta použití regresní analýzy. Použita může být například Gauss-Newtonova metoda.

Byly zpracovány dva vybrané visy nad kalibrovaným zářičem Cesia ^{137}Cs . Zářič byl pro obě měření stejný, ale bylo nutné počítat s nižší aktivitou u druhého visu, protože v době mezi měřeními docházelo k radioaktivnímu rozpadu jader. Největší rozdíl mezi vypočtenými citlivostmi scintilačního detektoru byl nejspíše způsoben odchylkou výšky. Tento rozdíl může být způsobený rozdílným uspořádáním měřící aparatury nebo chybou samotného výškoměru.

Byl napsán program v jazyce C. Program lze spustit a nastavit přes příkazový řádek. Kromě základního programu lze nastavit korekci posunu. Posun je závislý na rychlosti průletu. Dále je možné ořezat vstupní data. Poslední možností je optimalizační algoritmus pro nalezení ideální korekce posunu. Výsledky jsou ukládány do textových souborů z důvodu porovnávání a archivace. Odhady souřadnic a aktivity zdrojů jsou realizovány pomocí dvou typově odlišných metod. Gauss-Newtonova gradientní metoda a metoda inspirovaná postupem Monte Carlo.

Z průletů ze dne 9. 9. 2010 nad dvěma zdroji typu ^{137}Cs a ^{60}Co byla získána data pro analýzu funkčnosti a přesnosti programu. Z výsledků vyvstal požadavek na korekci posunu odhadu souřadnic. Odhady byly posunuty ve směru letu od skutečných souřadnic. Graficky byla zjištěna lineární závislost mezi rychlostí letu a délkou posunu odhadů souřadnic. Výsledky přesnosti odhadu aktivity zdroje nevedly k jednoznačné závislosti na parametrech letu. Z tohoto důvodu byla provedena analýza průletu v programu PEIView. Z grafů naměřených impulsů v závislosti na čase je patrné slabé místo programu. Většinou je zdroj jednoduše rozpoznatelný pouze na zlomku letu. Vymazání dat obsahující pouze impulsy zachycené z radioaktivního pozadí teoreticky zlepší přesnost metody a sníží výpočetní náročnost. Důvodem je potlačení radiačního pozadí, které se může na analyzované oblasti výrazně měnit. Tato skutečnost zvyšuje nejistoty použitých metod. Řešením je ořezat oblast. V ořezané oblasti zůstanou pouze data přínosné pro výpočet.

Pro realizaci korekce posunu byly použity dva základní postupy. Prvním je přiřazení naměřených impulsů k minulým souřadnicím. Posun může být uskutečněn o n bodů. Druhá metoda používá korekci samotných souřadnic s volbou konstanty p . Pro tento postup lze zvolit konstantu p i mimo obor celých čísel. Z analýzy průletů z 9. 9. 2010 byla graficky zjištěna ideální konstanta $p = 1,4$. Při hledání ideální konstanty p pomocí optimalizace s krokem 0,2 byla průměrná hodnota zjištěné konstanty $p = 1,34$.

Pro ořezání byla stanovena hranice pro zachování dat jako poměr spočtených impulsů způsobených z odhadovaného zdroje k mediánu naměřených impulsů. Medián naměřených impulsů přibližně odpovídá impulsům způsobeným pozadím oblasti. Výsledek poměru musí být alespoň 0,005. Tímto velmi mírným kritériem je téměř nemožné odstranit potřebnou část dat i při nepřesném prvotním odhadu. Zároveň zahrnutí více dat přináší předpoklad konstantních výsledků programu. Momentálně jsou data ořezaná až po dokončení základního programu, který obstarává počáteční odhad souřadnic a aktivity zdroje. Pokud bude použit méně náročný výpočet počátečního odhadu, sníží se časová náročnost programu. Při použití ořezu dat na analyzované průlety ze dne 9. 9. 2010 bylo dosaženo přibližně stejné přesnosti odhadu jako v případě použití základního programu.

Dosažené poznatky z testování průletů ze dne 9. 9. 2010 bylo nutné ověřit na nových datech. Důvodem je ověření robustnosti metody a vyzkoušení jiného typu dat. Pro kontrolu byly vybrány průlety z roku 7. 6. 2011 a průzkumný let z roku 7. 6. 2017. Průlety potvrdily lineární závislost posunu souřadnic na rychlosti. Důležitým zjištěním bylo špatné určení souřadnic zdroje ^{137}Cs pro dva zkoumané průlety. Maximum okna ^{137}Cs se nacházelo v místě zdroje ^{60}Co . Výsledkem bylo vypočtení odhadu zdroje ^{137}Cs na chybné části dat. Program může být dále zdokonalen v oblasti určení počátečního odhadu zdroje, což by snížilo pravděpodobnost chybného určení souřadnic. Momentálně program vypíše hlášení o jiném zdroji v blízkém okolí odhadu. Průzkumný let ze dne 7. 6. 2017 simuluje reálné použití programu. Oblast byla prolétána po rovnoběžných trasách. Výsledky byly zkeslené z důvodu poměrně vysoké rychlosti letu mezi 100 a 150 km/h a použití výšky kolem 100 metrů nad terénem. Pro zlepšení odhadu by bylo nutné oblast okolo zdroje znovu proletět. Princip volby trajektorie může zůstat stejný. Klíčová je velikost mezery mezi rovnoběžnými průlety. Přesnost lze také zvýšit snížením výšky letu nad terénem nebo omezením rychlosti průletu. Z důvodu použití vrtulníku by změna trajektorie nejspíše způsobila více problémů než užitku. Změna trajektorie může být efektivní především při použití řádově menších kvadroptér, které disponují větší obratností.

Přesnost a robustnost použitých matematických metod byla přibližně stejná. Z omezeného počtu analyzovaných dat nelze v této oblasti rozhodnout. Přesnost a robustnost záležela především na provedení letu. Co se týče časové náročnosti, Gauss-Newtonova metoda je nesrovnatelně rychlejší než metoda Monte-Carlo. Z tohoto důvodu je celkově výhodnější Gauss-Newtonova metoda. Je však vhodné používat obě metody pro potvrzení předpokladu.

LITERATURA

- [1] ŠVEC, Jiří. Radioaktivita a ionizující záření [online]. Ostrava, 2005 [cit. 2018-11-27]. Dostupné z: <https://www.fbi.vsb.cz/export/sites/fbi/050/.content/sys-cs/resource/PDF/studijni-materialy/zareni.pdf> . Doplnující učební text.
- [2] ULLMAN, Vojtěch. Jaderné a radiační metody - obecné vlastnosti. Astro Nukl Fyzika [online]. [cit. 2018-11-27]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/JadRadMetody.htm#2>
- [3] CHU, S.Y.F., L.P. EKSTRÖM a R.B FIRESTONE. Nuclide search. The Lund/LBNL Nuclear Data Search[online]. April 29, 1998 [cit. 2018-11-27]. Dostupné z: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nucSearch.asp>
- [4] ULLMAN, Vojtěch. Radionuklidy. Astro Nukl Fyzika [online]. [cit. 2018-05-12]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika4.htm>
- [5] ULLMAN, Vojtěch. Kosmické záření. Astro Nukl Fyzika [online]. [cit. 2018-05-12]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika6.htm#KosmickeZareni>
- [6] ULLMAN, Vojtěch. Scintilační detektory. Astro Nukl Fyzika [online]. [cit. 2018-11-27]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm#4>
- [7] GRASTY, R.L. a B.R.S MINTY. A Guide to the Technical Specification for Airborne Gamma-Ray Surveys. 60. Australia: Australian Geological Survey Organisation, 1995. ISBN 0 642 22366 1. ISSN 1039-0073.
- [8] Airborne Gamma Ray Spectrometer Surveying. No. 323. Vienna: International Atomic Energy Agency, 1991. ISBN 92-0-125291-9. ISSN 0074-1914.
- [9] KUBÍČEK M., DUBCOVÁ M., JANOVSÁ D.: Numerické metody a algoritmy. 2. vyd. Vysoká škola chemicko-technologická v Praze, Praha 2005. Str. 133. ISBN 80-7080-558-7
- [10] KUPČÍK, Jakub. Statistická metoda Monte Carlo. Zlín, 2009. [cit. 2019-05-11]. Dostupné také z: https://digilib.k.utb.cz/bitstream/handle/10563/10535/kup%C4%8D%C3%ADk_2009_dp.pdf. Diplomová práce. Univerzita Tomáše Bati ve Zlíně. Vedoucí práce Ing. Bronisla Chramcov, Ph.D.
- [11] ULLMAN, Vojtěch. Radioaktivita. Astro Nukl Fyzika [online]. [cit. 2018-12-31]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika2.htm>
- [12] WHITE GRODSTEIN, Gladys. X-ray Attenuation Coefficients From 10 keV to 100 MeV. U.S. Department of Commerce, 1957, 57 s. Dostupné také z: <https://apps.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a278139.pdf>
- [13] AMINI, Ata. Implementation of Gauss-Newton Algorithm in Java. 2017. Dostupné také z: <https://www.codeproject.com/Articles/1175992/Implementation-of-Gauss-Newton-Algorithm-in-Java>

- [14] KUZMIN, Dmitri. A Guide to Numerical Methods for Transport Equations [online]. In: . Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2010, s. 226 [cit. 2019-05-17]. Dostupné z: <http://www.mathematik.uni-dortmund.de/~kuzmin/Transport.pdf>
- [15] ŠABATKA, P. Tvorba úloh pro výuku předmětu: Praktické programování v C++. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2008. 68s.
- [16] Vyhodnocení výsledků letecké gamaspektrie. 5 s. Dostupné v příloze.
- [17] LÁZNA, Tomáš Autonomous Robotic Gamma Radiation Measurement: master's thesis. Brno: Brno University of Technology, Faculty of Electrical Engineering and Communication, Department of Control and Instrumentation, 2017. 100 p. Supervised by prof. Ing. Luděk Žalud, Ph.D.

SEZNAM PŘÍLOH

složka	podložka	popis
lety	info	informace o pozici a aktivitě zdrojů
	excel	tabulky a grafy výsledků z letů
	výsledky	textové soubory s výsledky
obrázky	-	obrázky použité v bakalářské práci
program	-	komprimovaný program i se vstupními daty
visy	pomocné	excel soubory s dílčími výsledky
	výsledky	excel soubor s významnými výsledky
zdroje	-	údaje o použitých kalibrovaných zdrojích