

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra dozimetrie a aplikace ionizujícího záření



## Diplomová práce

Radiografická analýza kosmických mionů v blízkém  
detektoru experimentu NOvA

Autor: Bc. Vít Jirutka  
Vedoucí práce: RNDr. Jan Smolík, Ph.D.  
Odborný konzultant: Mgr. Peter Filip, Ph.D.  
Akademický rok: 2023/2024



*Katedra:* KDAIZ

*Akademický rok:* 2022/2023

## ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

*Student:* Bc. Vít Jirutka

*Studijní program:* Jaderné inženýrství

*Specializace:* Aplikovaná fyzika ionizujícího záření

*Název práce:* Radiografická analýza kosmických mionů v blízkém detektoru  
(česky) experimentu NOvA

*Název práce:* Radiographic analysis of cosmic muons in NOvA Near Detector  
(anglicky)

*Pokyny pro vypracování:*

1. Popište experiment NOvA s důrazem na blízký detektor, jeho geometrii a akceptanci.
2. Shrňte interakci mionů s prostředím a vlastnosti mionů z kosmického záření.
3. Studujte časové změny toku kosmických mionů pozorované blízkým detektorem NOvA v závislosti na fázi výstavby budovy a infrastruktury pro detektor ICARUS.
4. Pokuste se o určení vzdálenosti výrazných nehomogenit podloží v oblasti blízkého detektoru NOvA pomocí stereoskopické analýzy dat.
5. Diskutujte dosažené výsledky.

*Doporučená literatura:*

- [1] ACERO, M. A., P. ADAMSON, L. ALIAGA, et al. Observation of seasonal variation of atmospheric multiple-muon events in the NOvA Near Detector. *Physical Review D* 2019, **99**(12). ISSN 2470-0010. DOI: 10.1103/PhysRevD.99.122004.
- [2] FILIP, Peter. Muon Radiography with the NOvA Near Detector. *Proceedings of 40th International Conference on High Energy physics — PoS(ICHEP2020)*. Trieste, Italy: Sissa Medialab, 2020, DOI: 10.22323/1.390.0800.
- [3] FILIP, Peter. *ICARUS Bump in NOvA ND Cosmic Muons Flux*. NOvA DocDB. NOvA Document 39283-v7.
- [4] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Muon Imaging*. IAEA-TECDOC-2012, IAEA, Vienna, 2022. ISBN 978-92-0-142722-9.

*Jméno a pracoviště vedoucího diplomové práce:*

RNDr. Jan Smolík, Ph.D.  
České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská  
Katedra dozimetrie a aplikace ionizujícího záření  
Břehová 7  
115 19 Praha 1

*Jméno a pracoviště konzultanta diplomové práce:*

Mgr. Peter Filip, Ph.D.  
Akademie věd České republiky  
Fyzikální ústav, v.v.i.  
Na Slovance 2  
182 21 Praha 8

*Datum zadání diplomové práce:* 14. 10. 2022

*Termín odevzdání diplomové práce:* 3. 5. 2023

*Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.*



  
.....  
garant programu

  
.....  
vedoucí katedry

  
.....  
děkan

*V Praze dne 14.10.2022*

## Poděkování

Rád bych poděkoval své rodině a nejbližším, kteří pro mě vytvořili ideální prostředí pro studium i práci. Dále děkuji Mgr. Peteru Filipovi, Ph.D. a RNDr. Janu Smolíkovi, Ph.D. za odborné vedení a trpělivost, se kterou se mi v průběhu zpracování diplomové práce věnovali, a Mgr. Viktoru Pěčovi, Ph.D. za konzultace ohledně pokročilých výpočetních metod.



*Název práce:* **Radiografická analýza kosmických mionů v blízkém detektoru experimentu NOvA**

*Autor:* Bc. Vít Jirutka

*Obor:* Dozimetrie a aplikace ionizujícího záření

*Druh práce:* Diplomová práce

*Vedoucí práce:* RNDr. Jan Smolík, Ph.D., FJFI ČVUT v Praze, Katedra dozimetrie a aplikace ionizujícího záření

*Odborný konzultant:* Mgr. Peter Filip, Ph.D., FZÚ AV ČR, v.v.i

*Abstrakt:*

V této diplomové práci jsou shrnuty hlavní vlastnosti kosmického záření, kterému je vystavena planeta Země. Toto záření po interakci s atmosférou generuje různé druhy částic. Jedním z nich jsou i miony. Jedná se o kladně nebo záporně nabitě částice s hmotností dvěstěsedmkrát větší, než je hmotnost elektronu, které se snadno detekují a díky své vysoké schopnosti pronikat látkovým prostředím mohou být detekovány i po průchodu mocnou vrstvou materiálu. Tato vlastnost umožňuje pro měření mionů generovaných kosmickým zářením využít blízký detektor experimentu NOvA (NuMI Off-axis electron-neutrino Appearance), který je umístěn ve stometrové hloubce pod povrchem. Tento detektor je díky své vnitřní struktuře schopen rozlišit směr, odkud jednotlivé miony přicházejí. Díky této schopnosti a postupnému zeslabování toku mionů při průchodu horninou nad detektorem je možné sledovat i změny georeliéfu nad detektorem.

*Klíčová slova:* částicová fyzika, kosmické záření, miony, mionová radiografie a tomografie, blízký detektor experimentu NOvA

*Title:* Radiographic analysis of cosmic muons in NO $\nu$ A Near Detector

*Author:* Bc. Vít Jirutka

*Abstract:*

This thesis summarises the main properties of cosmic rays to which the Earth is exposed. This radiation generates different types of particles when it interacts with the atmosphere. One of these secondary particles are the muons. These are charged particles which are easy to detect and, due to their high ability to penetrate significant volumes of matter, can be detected even after passing through a thick layer of material. This feature allows one to use the near detector of the NO $\nu$ A (NuMI Off-axis electron-neutrino Appearance) experiment, which is located 100 meters below the surface, to measure cosmic-ray-generated muons. Thanks to its internal structure, this detector is able to determine the direction from which individual muons arrive. Thanks to this ability and the gradual weakening of the muon flux as it passes through the rock above the detector, we are able to track changes in the georelief above the detector.

*Keywords:* particle physics, cosmic rays, muons, muon radiography and tomography, NO $\nu$ A experiment Near Detector

# Obsah

Úvod	9
<b>1 Kosmické záření</b>	<b>11</b>
1.1 Historie	11
1.2 Složení kosmického záření	12
1.2.1 Primární kosmické záření	13
1.2.2 Sekundární kosmické záření	14
1.3 Geomagnetická rigidita	16
1.4 Energetické spektrum	18
<b>2 Miony generované kosmickým zářením</b>	<b>20</b>
2.1 Experiment Mion g-2	20
2.2 Vznik mionů v atmosféře	22
2.2.1 Produkce mionů přes rozpad pionu	22
2.2.2 Produkce mionů přes rozpad kaonu	23
2.3 Energetické spektrum kosmických mionů	23
2.4 Variace mionového toku	25
2.5 Absorpce mionů v materiálech	27
2.5.1 Mionová radiografie a tomografie	27
<b>3 Blízký detektor experimentu NOvA</b>	<b>33</b>
3.1 Přední část blízkého detektoru	33

3.2	Mionový catcher . . . . .	35
3.3	Buňka v blízkém detektoru . . . . .	36
3.4	Lavinová fotodioda . . . . .	37
<b>4</b>	<b>Mionový tok v blízkém detektoru experimentu NO<math>\nu</math>A</b>	<b>40</b>
4.1	DDActivity Trigger . . . . .	40
4.2	Rekonstrukce drah částic . . . . .	43
4.3	Užívané simulace . . . . .	45
4.4	Struktura dat . . . . .	45
4.5	Časové variace v blízkém detektoru NO $\nu$ A . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Praktická část diplomové práce práce</b>	<b>47</b>
5.1	Detektor experimentu ICARUS . . . . .	48
5.2	Časové změny úhlového rozdělení v důsledku exkavace . . . . .	48
5.2.1	Nastavení parametrů detekce . . . . .	49
5.2.2	Získání a selekce dat . . . . .	50
5.2.3	Analýza dat . . . . .	50
5.3	Časové změny úhlového rozdělení v důsledku plnění argonem . . . . .	59
5.3.1	Nastavení parametrů detekce . . . . .	59
5.3.2	Získání a selekce dat . . . . .	59
5.3.3	Analýza dat . . . . .	60
5.3.4	Ověření validity signálu ze směru detektoru ICARUS . . . . .	65
5.4	Neočekávaná časová změna úhlového rozdělení . . . . .	71
5.4.1	Časové určení změny toku . . . . .	72
5.4.2	Určení polohy objektu způsobující deficit mionů . . . . .	73
5.4.3	Identifikace příčiny deficitu mionů . . . . .	80
	<b>Závěr</b>	<b>87</b>

# Úvod

S miony, kosmickým zářením generovanými částicemi, se můžeme setkat na celém zemském povrchu, a dokonce i stovky metrů pod ním. Jsou elektricky nabité, mají dvěstěsedmkrát větší hmotnost než elektrony, pohybují se rychlostmi blízkými rychlosti světla a každou minutu na centimetr čtvereční zemského povrchu dopadne v průměru jedna tato částice. Tyto vlastnosti z mionů dělají částice, které jsou široce studované vědci po celém světě.

Zachytit kosmické miony dokáže i blízký detektor experimentu NOvA. Jeho primárním účelem je zkoumat oscilace neutrin prostřednictvím jejich interakcí. Kvůli malé pravděpodobnosti těchto interakcí je klíčovou znalostí přesné stanovení pozadí. Ač se detektor nachází asi sto metrů pod povrchem, miony s vysokou energií dokáží touto vrstvou stínění projít a zanechat v detektoru signál. Díky vnitřní struktuře detektoru mají fyzikové možnost určit i směr, odkud miony do detektoru přiletěly.

Při monitorování toku mionů detektorem lze určit jeho variace. Může se jednat jak o variace časové, kdy v zimě přichází v průměru větší počet částic, tak i o změny toku z různých úhlů. Detekovaný tok mionů je totiž závislý na vrstvě stínění, kterou částice musí projít. V případě blízkého detektoru se jedná o dráhu, kterou musí mion vykonat ve skále nad detektorem. Pokud by se mocnost vrstvy snížila, v detektoru by byl ihned zachycen nárůst intenzity signálu od těchto částic.

Právě tato odezva se stala tématem zkoumání praktické části této diplomové práce. V roce 2015 se dvě stě metrů od detektoru začal připravovat nový experiment ICARUS. Přípravné práce a následné zprovoznění detektoru zahrnovaly vyhloubení jámy, do které měl v budoucnu být umístěn detektor tohoto experimentu, později i plnění detektoru kapalným argonem. Zaznamená blízký detektor experimentu NOvA změnu toku mionů, i když se jedná o tak vzdálenou stavbu? Tuto hypotézu mám za úkol ověřit.

Pro toto ověření je nutné vybrat data z měření v době před zmíněnými změnami a po nich, vyhodnotit jejich kvalitu, správně je upravit, aby se od sebe daly naměřené histogramy odečíst. Pokud se v datech zabývajících se vlivem exkavace horniny bude nalézat oblast nadbytečného toku mionů, měl bych určit, o kolik více detekcí se zde

nachází. V případě, že se prokáže vliv načerpání kapalného argonu do detektoru, lze očekávat velmi malou změnu toku mionů, proto analýza tohoto jevu bude obnášet precizní přístup ke statistickým datům.

Dalším úkolem je pomocí stereoskopické analýzy určit příčinu deficitu mionů, který jsem objevil během analýzy vlivu naplnění detektoru ICARUS tekutým argonem. Tento druh analýzy ovšem vyžaduje uskutečnit měření z více stanovišť pro získání dat z více úhlů, což není vzhledem k podmínkám možné. Z tohoto důvodu bude nutné detektor NO $\nu$ A virtuálně rozdělit přepracováním analyzačního makra. Veškerou analýzu dat budu provádět v programu ROOT vyvinutém pro analýzu dat v částicové fyzice.



# 1. Kosmické záření

Protože je téma této diplomové práce úzce navázáno na částice ionizujícího záření, které na Zemi přichází z kosmu, je první kapitola věnována stručnému uvedení do problematiky kosmického záření.

## 1.1 Historie

Za prvního člověka, který si uvědomil existenci ionizujícího záření, se obecně považuje W. C. Röntgen, který roku 1895 pozoroval působení elektromagnetického záření s vlnovou délkou 10 nm až 1 pm. Za tento svůj objev získal Röntgen roku 1901 vůbec první Nobelovu cenu. Už o rok později H. Becquerel objevil přirozenou radioaktivitu uranových solí a pověřil zkoumáním tohoto jevu M. Curie-Sklodowskou a jejího muže P. Curie. Všichni tři za tuto práci dostali roku 1903 Nobelovu cenu. Díky těmto objevům tedy bylo známo, že ionizující záření může být produkováno jak lidmi, tak vzniká i v některých minerálech [1].

Měření po světě prokazovala, že ionizující záření se vyskytuje všude. Tyto výsledky byly interpretovány tak, že se jedná o vliv obsahu radioaktivních prvků v zemské kůře. Tato interpretace měření ovšem dlouho neobstála. Již v roce 1912 uskutečnil rakouský fyzik V. Hess pokus, v jehož rámci za pomoci elektroskopu uskutečnil měření ve výšce téměř šest tisíc metrů, kam vystoupal ve vodíkem plněném balónu. Výsledkem jeho měření bylo zjištění, že s rostoucí výškou roste i míra ionizace. Tento pokus Hess zopakoval i během slunečního zatmění a tím zjistil, že zdrojem kosmického záření nemůže být pouze Slunce. Hessovy pokusy byly v dalších letech zopakovány W. Kohlhörstem a R. Millikanem, který jako první použil pojem „kosmické záření“ [2].

Během následujících let byla zpřesňována veškerá měření, byly nacházeny nové

možnosti měření ionizujícího záření a v neposlední řadě byla prováděna měření při různých lidských činnostech. To vedlo nizozemského fyzika J. Claye k měření ionizace během plavby ze své domoviny na ostrov Jáva. Měření ukazovala, že míra ionizace, a tedy i tok kosmického záření klesá se snižující se zeměpisnou šířkou. Tento jev, který dnes nazýváme geomagnetická rigidita, je následkem nehomogenity magnetického pole Země a existencí tzv. geomagnetického cutoff [3].

Se zdokonalujícími se detektory mohli vědci určit, jaké částice způsobují onu měřenou ionizaci. Do roku 1947 byly v kosmickém záření dopadajícím na povrch identifikovány pozitrony, miony, piony, kaony, a dokonce i hyperony [4]. Při zkoumání P. Augera se dvěma detektory, které byly vzdáleny několik stovek metrů od sebe, vyšlo najevo, že částice, která interaguje s atmosférou, vyvolá spršku sekundárních částic. Auger dále také vypočítal, že částice, která vyvolala jím detekovanou spršku, musela mít energii okolo  $10^{15}$  eV [5].

Roku 1952 se ve článku [6] objevila první zmínka o vlivu teploty na počet detekovaných mionů. Autor článku P. H. Barrett vyslovil domněnku, že mezi teplotou a množstvím detekovaných mionů je nepřímá úměra. V témže článku navíc stanovil metodu výpočtu efektivní teploty  $T_{eff}$ , která je nutná ke stanovení podmínek v atmosféře.

S rostoucím povědomím o existenci kosmického záření se fyzikové v druhé půlce 20. století začali zajímat i o to, co toto záření tvoří a jakých energií dosahuje. Výsledky měření publikované v roce 1991 v článku [7] ukazují, že primární kosmické záření, které interaguje s magnetickým polem Země a atmosférou, tvoří hlavně fotony, protony a alfa částice. Byla zjištěna ale i přítomnost jader některých prvků, zejména uhlíku a kyslíku.

## 1.2 Složení kosmického záření

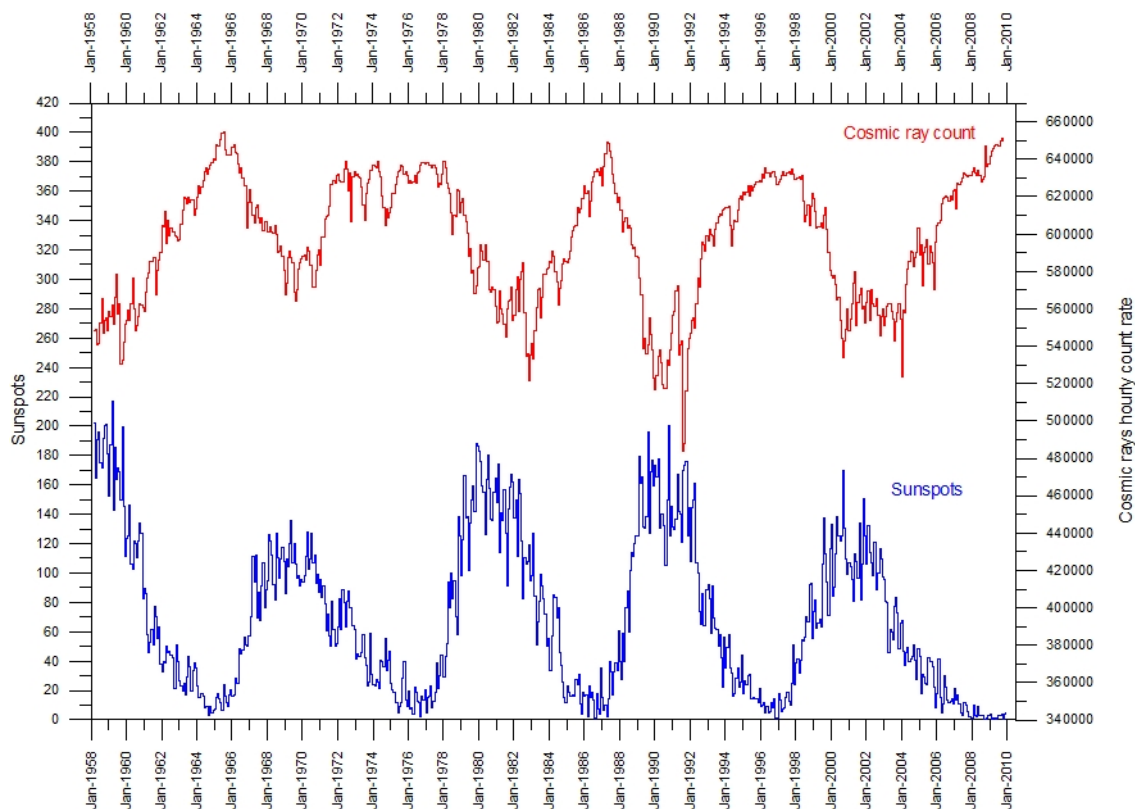
Na kosmické záření se lze dívat ze dvou různých pohledů. Pod tímto označením mohou být myšleny částice, které přilétají k Zemi z okolního vesmíru, dále označované jako primární kosmické záření, ale také tím můžeme rozumět částice, které vznikají až interakcí primárního kosmického záření s magnetickým polem a zemskou atmosférou. V této kapitole bude popsán původ, složení a vlastnosti obou těchto skupin.

### 1.2.1 Primární kosmické záření

Primární kosmické záření je tvořeno dvěma složkami, které se liší zejména svým původem. Jsou jimi složky galaktického kosmického záření a slunečního kosmického záření.

Galaktické kosmické záření má původ vně Sluneční soustavy a jeho zdroji jsou výbuchy supernov, pulsary, kvasary, aktivní galaktická jádra a patrně i srážky galaxií. Právě díky extrémním okolnostem provázejícím jejich vznik, které jsou nejenergetičtějšími událostmi ve vesmíru, mohou částice galaktického kosmického záření mít energie až  $10^{19}$  eV a tvoří tak nejenergetičtější část spektra částic kosmického záření [8]. Dalším důsledkem extrémních podmínek vzniku galaktického kosmického záření je i jeho složení. Toto záření je tvořeno nejen protony, částicemi alfa a jádry lehkých prvků, ale právě i prvky těžšími, než je železo. Tento fakt je navíc přímým důkazem, že toto záření pochází ze zdrojů mimo Sluneční soustavu, neboť Slunce během svého vývoje nebude s to fúzovat těžší prvky, než je právě železo [9]. Těmito těžšími jádry, která k Zemi přilétají z vesmíru jsou například kobalt, arsen, yttrium nebo zirkonium [10].

Druhou složkou primárního kosmického záření je záření přicházející ze Slunce. Jak již bylo popsáno výše, jedná se o částice s menší maximální energií, než jsou ty pocházející z galaktických zdrojů. Sluneční kosmické záření je z více než 90 % tvořeno protony, které se stejně jako většina ostatních složek tohoto záření tvoří ve sluneční koruně. Spolu s protony přilétají ze Slunce i elektrony a těžší nabitě částice. Energie částic obvykle nepřekračuje 100 MeV a během slunečních erupcí jednotky GeV [11], [12]. Na intenzitu sluneční složky kosmického záření má velký vliv i sluneční cyklus. Během tohoto obvykle jedenáctiletého období projde Slunce čtyřmi aktivními lety, kdy je na Slunci pozorovatelný velký počet skvrn, které jsou způsobeny místním zvýšením magnetického pole, a sedmi lety minima aktivity, během nichž emituje více nabitých částic [13]. Tento fenomén je ilustrován na obrázku 1.1. Toto období je vymezeno přepólováním slunečních magnetických pólů. Z toho tedy vyplývá, že počet emitovaných částic je řízen magnetickým polem Slunce.

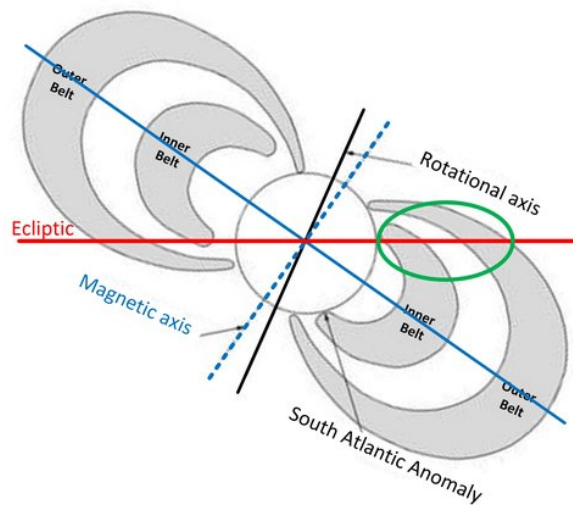


Obrázek 1.1: Graf průběhu počtu emitovaných částic (Data z pozemního detektoru kosmických částic, zkr. GCRM, v Kielu) a počtu slunečních skvrn [14].

## 1.2.2 Sekundární kosmické záření

Sekundární kosmické záření je tvořeno částicemi, které vzniknou při interakci primárního kosmického záření s atomy atmosféry Země. Nicméně než se kosmické záření vůbec dostane na hranici atmosféry, musí projít magnetickým polem Země, které jako každé jiné magnetické pole zakřivuje dráhu elektricky nabitých částic. Pozorovatelné je působení magnetického pole například přes tzv. east–west efekt. Tento název označuje přebytek primárních částic dopadajících na Zemi ve směru ze západu na východ [15].

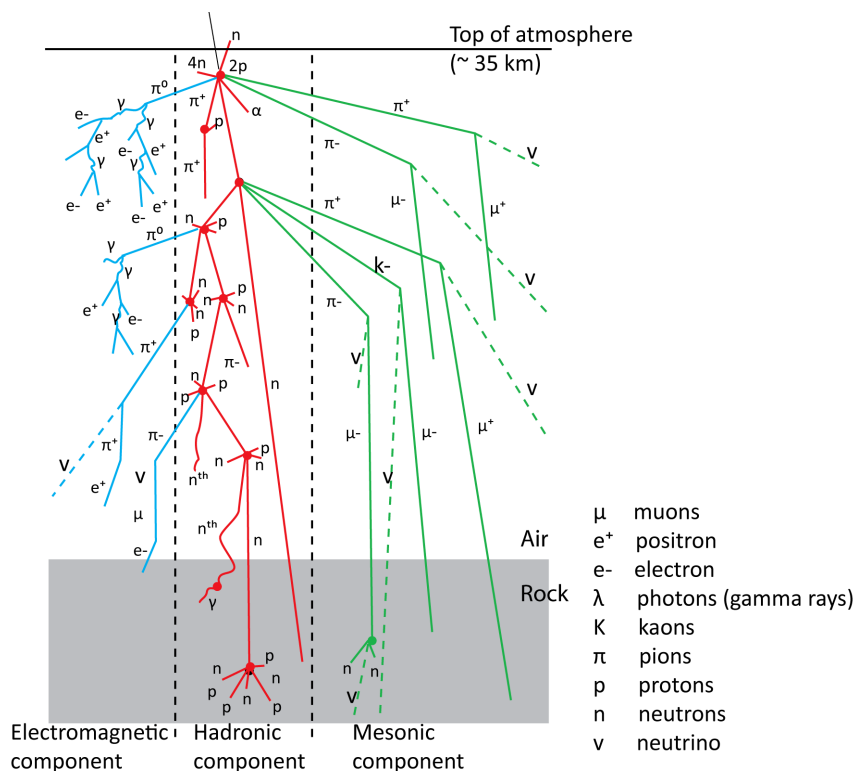
Magnetické pole způsobuje nejen selekci dopadajících částic (vizte kapitolu Geomagnetická rigidita), ale i jejich kumulování v tzv. Van Allenových pásch (na obrázku 1.2). Tyto dva pásy, nebo spíše mračna částic, které obklopují Zemi, také přispívají k stínění přicházejícího záření. Protože v nich jsou ale zachyceny pohybující se elektrony a protony, je v nich zvýšený dávkový příkon až 465 mSv/h. Tento fakt je nutné brát v potaz při cestách do vesmíru a při konstrukci satelitů [16], [17].



Obrázek 1.2: Schéma rozložení Van Allenových pásů [16].

Při interakcích primární složky s atomy ve vnějších vrstvách atmosféry vznikají částice sekundárního kosmického záření. Přilétající protony a jádra atomů během srážek s atmosférou produkují nové prvky. Takto vzniká mnoho radionuklidů, které přispívají k ozáření osob na povrchu Země. K těmto radionuklidům patří zejména  $^3\text{H}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{22}\text{Na}$  a  $^{10}\text{Be}$  [20]. Spolu s nimi se ve velkém množství tvoří piony a kaony. Oba tyto mezony existují ve více variantách, které se od sebe liší svojí vnitřní kvarkovou strukturou. Jak piony, tak i kaony se s maximálním poločasem v řádech desítek nanosekund rozpadají a vznikají spršky kosmického záření [18].

U spršek obecně hovoříme o třech složkách - hadronové, mionové a elektromagnetické. Jejich označení plyne z převládajícího druhu částic generovaných ve spršce. Všechny tyto typy jsou zobrazeny na obrázku 1.3. Jak je z obrázku zřejmé, hadronové spršky jsou tvořeny zejména protony, neutrony a částicemi alfa. Mionové spršky, někdy nazývané mezonové, obsahují hlavně miony a neutrina, které vznikají při rozpadech mezonů. Elektromagnetické spršky jsou tvořeny z největší části elektrony, pozitrony, fotony a neutrina [19].



Obrázek 1.3: Schéma jednotlivých komponent spršky kosmického záření [18].

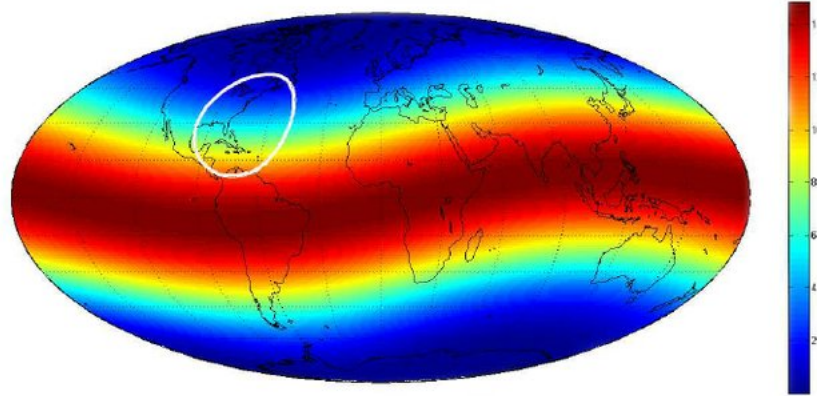
### 1.3 Geomagnetická rigidita

Důležitým jevem spojeným s magnetickým polem Země je geomagnetická rigidita, jinak také geomagnetický cutoff. Magnetické pole ohýbá dráhu nabitých částic a tím odstiňuje částice s malou kinetickou energií pryč od Země. Díky této znalosti můžeme říct, které nabité částice přilétající z vesmíru budou budit sekundární kosmické záření. Jelikož magnetické pole není homogenní okolo celé planety, tak ani toto magnetické stínění nestíní všude stejnou měrou. Nejintenzivnější je magnetické pole v oblastech na rovníku a směrem k pólům slábne, přesně jak je to zobrazeno na obrázku 1.4. Z něj je také zřejmé, že vůbec nejsilnější je v oblasti jihovýchodní Asie. Za povšimnutí stojí také tzv. severoamerická anomálie (na obrázku 1.4 označena kroužkem), která označuje posun magnetického pole směrem k jihu, což znamená, že na území Severní Ameriky dopadají částice, které by ve stejné zeměpisné šířce například v Asii byly odstíněny [22].

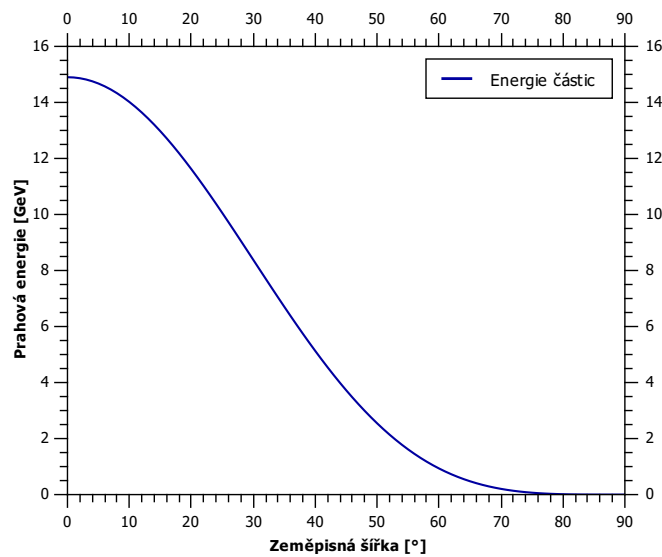
Z hlediska kosmického záření je magnetické pole Země schopné odstínit částice o energii až 14,9 GeV. Tuto minimální energii musí mít částice na rovníku, aby



polem pronikly. Jak ale vidíme z obrázku 1.5, v oblasti České republiky částicím stačí mít energii pouze 2,5 GeV. Na magnetických pólech není magnetické pole dokonce schopné odstínit žádné částice.



Obrázek 1.4: Vypočtená data geomagnetického cutoff pro částice v jednotkách GeV [21].



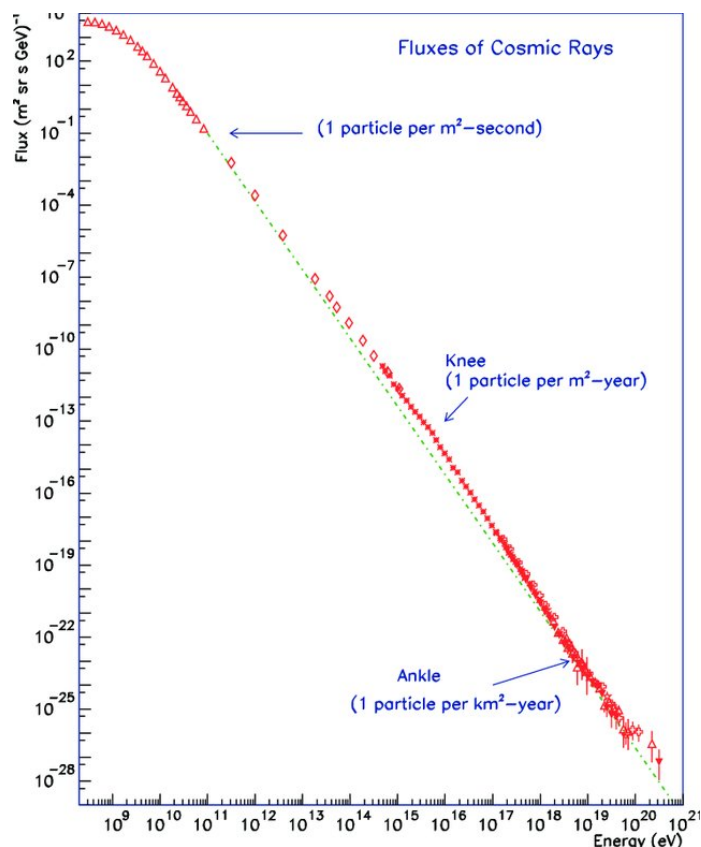
Obrázek 1.5: Vypočtená prahová energie částice, která je nutná pro projití magnetickým polem v určité zeměpisné šířce (Zjednodušený výpočet dle

$$E_R = 14,9 \cdot (\cos(\lambda))^4.$$

## 1.4 Energetické spektrum

Energie nejenergetičtějších částic dosahují hodnot až  $10^{19}$  eV. V minulosti bylo pro stanovení energie primárních částic nutno provést výpočty podle dat z malých detektorů, které zachytily jen několik částic ze spršky na zemském povrchu, což vnášelo do tohoto stanovení nejistoty. V současné době již je možné tyto spršky detekovat pomocí obrovských detektorů, jakými disponují například experimenty IceCube nebo Pierre Auger [23], [24].

Díky dlouhodobému měření více experimentů se podařilo naměřit závislost toku částic na jejich energii. Tato závislost je na grafu 1.6 [25].



Obrázek 1.6: Graf závislosti toku částic na jejich energii změřený experimenty LEAP, Proton, Akeno AGASA, Fly's EYE, Haverah Park a Yakutsk [25].

Z grafu 1.6 vyplývá, že částice s ultra vysokou energií přicházejí v daleko menším množství než částice s nižšími energiemi. Je to důsledkem raritnosti okolností jejich vzniku, ale také tím, že při cestě k Zemi částice ztrácejí energii interakcemi s části-

cemi ve vesmíru. Na grafu jsou vyznačeny také důležité body, které se označují jako knee (koleno) a ankle (kotník). Tyto body odpovídají dopadu částice s příslušnou energií za rok na plochu  $1 \text{ m}^2$  v případě kolena a na  $1 \text{ km}^2$  v případě kotníku. Podle zkoumání provedeného na experimentu KASCADE mají částice v oblasti kolena původ v Mléčné dráze, avšak ty okolo kotníku byly urychleny mimo ni [26].

## 2. Miony generované kosmickým zářením

Miony, značka  $\mu^-$ , jsou elementární částice ze skupiny leptonů, tedy nemají vnitřní strukturu. Jsou to částice se záporným elektrickým nábojem stejným jako mají elektrony. Jejich hmotnost činí  $1,884 \cdot 10^{-28}$  kg neboli  $105,658 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$  a jsou tak asi dvěstěsedmkrát těžší než elektrony. Miony jsou nestabilní a přeměňují se s poločasem  $2,197 \cdot 10^{-6}$  s. Mion se působením slabé interakce rozpadá na mionové neutrino, elektron a elektronové antineutrino. Antičásticí je antimion  $\mu^+$ .

### 2.1 Experiment Mion g-2

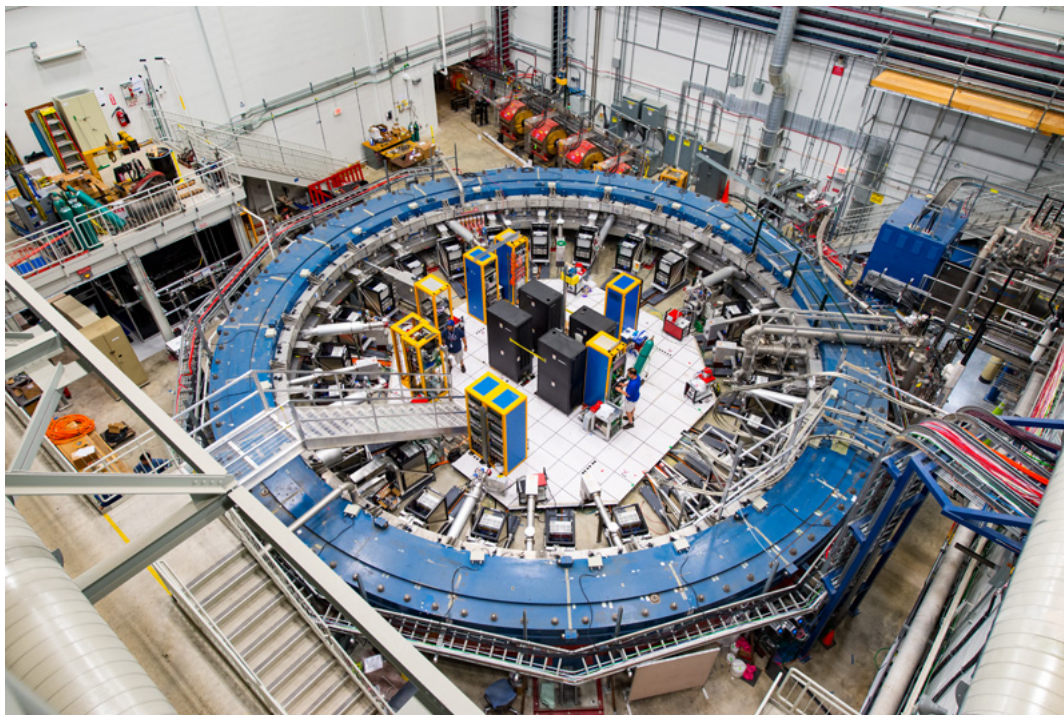
Z předchozího odstavce, který vyjmenovává fyzikální vlastnosti mionů, by se mohlo zdát, že tento druh částic je již detailně zdokumentován a je o něm vše známo. Opak je však pravdou a miony jsou stále předmětem vědeckého zkoumání. Jedním z experimentů, který se jim věnuje, je Mion g-2.

Tento experiment, nacházející se jen asi šest set metrů od blízkého detektoru experimentu NOvA, z jehož měření pochází data pro praktickou část této diplomové práce, má za úkol zkoumat magnetický moment mionu. Magnetickým momentem leptonů se zabýval již P. Dirac. Ten odhadl, že jejich gyromagnetický poměr (zn. g), vztah mezi magnetickým momentem a spinem, na rovný dvěma. Tento odhad se postupem času zpřesňoval na základě nových poznatků o hyperjemné struktuře atomů, a na základě zahrnutí nových částic (zejména nově objevených těžkých bosonů) do Standardního modelu částic apod. Díky všem těmto objevům byli vědci s to vypočítat hodnoty odchylky leptonů od hodnoty Diracova odhadu, které jsou charakteristické pro každý druh leptonů. Vypočtená hodnota magnetického momentu pro

elektron se perfektně shoduje s experimentálně získanými výsledky. To ovšem neplatí pro miony [28].

Experiment, který probíhal mezi lety 1997 a 2001 v Brookhaven National Laboratory (zkr. BNL), odhalil drobnou odchylku od vypočtené hodnoty magnetického momentu mionu na osmém desetinném místě [29]. Jelikož toto měření proběhlo s maximální možnou přesností té doby a nejistota měření byla zdatelně menší než rozdíl mezi vypočtenou a experimentálně získanou hodnotou, bylo nutné tento závěr, který by znamenal obrovský vědecký objev, ověřit v rámci jiného experimentu. Proto bylo rozhodnuto, že se ve Fermiho národních urychlovačových laboratořích (zkr. Fermilab) uskuteční nové měření magnetického momentu mionu, které bude mít ještě vyšší přesnost, v rámci experimentu Mion g-2.

V roce 2018 začali vědci nabírat fyzikální data. Miony jsou v rámci experimentu získávány z rozpadu pionů, které vznikají při srážkách protonového svazku s terčíkem a jsou vedeny do akumulárního prstence, na obrázku 2.1, kde je drží výkonný supra-  
vodivý magnet. Na základě znalosti aplikovaného magnetického pole a frekvence precese spinu mionů, kterou lze měřit díky jejímu vlivu na kinematiku radioaktivní přeměny mionu, mohou vědci zkoumat fyzikální parametry částic [30].



Obrázek 2.1: Akumulační prsteneč experimentu Mion g-2 [27]

První výsledky měření odpovídaly těm, které byly učiněny v BNL, a bylo jich dosaženo s vyšší přesností. Rozdíl oproti hodnotě teoreticky vypočítané na základě Standardního modelu byl  $3,3\sigma$  [28]. Zatím bylo provedeno a zanalyzováno pouze jedno ze šesti naplánovaných měření experimentu Mion g-2, takže definitivní výsledky budou uveřejněny až po analýze všech měření [31]. Nicméně v roce 2023 vědci zveřejnili výsledky, které se zakládaly na měřeních i v letech 2019 a 2020, a konstatovali, že díky lepším podmínkám experimentu, stabilnějšímu svazku a větší znalosti magnetického pole dokázali zpřesnit svůj odhad anomálie magnetického momentu mionu o faktor 2. Nyní z měření provedených ve Fermilabu plyne, že tato anomálie (zn.  $a_\mu$ ), která je brána jako polovina rozdílu změřeného gyromagnetického poměru  $g$  a Diracova odhadu, tedy  $a_\mu = \frac{(g-2)}{2}$ , se rovná  $116592055(24) \cdot 10^{-11}$  [32].

## 2.2 Vznik mionů v atmosféře

K produkci mionů a antimionů v zemské atmosféře dochází zejména prostřednictvím rozpadu mezonů  $\pi$  a  $K$ , které se produkují během primárních hadronických interakcí ve stratosféře [33]. Miony vznikající při rozpadu kaonu mohou mít vyšší energii oproti těm, které vznikají při rozpadu pionu, a to díky větší hmotnosti původní částice. Co se týče četnosti dopadů mionů na zemský povrch, každou minutu dopadne na jeden centimetr čtvereční v průměru jeden mion [34].

### 2.2.1 Produkce mionů přes rozpad pionu

V této části bude pojem pion označovat piony  $\pi^\pm$ . Ty se podílejí na produkci mionů nebo jejich antičástic, zatímco neutrální pion  $\pi^0$  se rozpadá za vzniku dvou fotonů [35]. Po interakci primárního kosmického záření vzniká velké množství pionů, které se s poločasem asi  $2,603 \cdot 10^{-8}$  s rozpadají na méně hmotné leptony. V rozpadovém kanále  $\pi^-$  vzniká buď mion, nebo elektron a k němu patříčné antineutrino. Pro  $\pi^+$  platí vše podobně pro antimion, pozitron a k nim příslušná neutrina.

V důsledku V-A struktury slabých interakcí v 99,9 % rozpadů leptonickým kanálem dochází k produkci mionů [36]. Vznik elektronu a pozitronu je silně potlačen vůči vzniku mionu faktorem cca. 1:8000. Vznik mionů a antimionů probíhá v drtivé většině případů uvedenými kanály v 2.1.



$$\begin{aligned}
\pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\
\pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu
\end{aligned}
\tag{2.1}$$

### 2.2.2 Produkce mionů přes rozpad kaonu

Nabité kaony se rozpadají v porovnání s piony ještě rychleji, a to s poločasem  $1,238 \cdot 10^{-8}$  s. Rozpadový proces kaonu je oproti pionu o mnoho složitější. Díky jeho hmotnosti se nemusí tvořit pouze miony, elektrony, neutrina a jejich částice, ale může docházet i k produkci pionů. Nejběžnější kanály rozpadů významné pro produkci mionů jsou zde uvedeny 2.2.

$$\begin{aligned}
K^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\
K^- &\rightarrow \pi^- + \pi^0 \\
K^- &\rightarrow \pi^0 + \mu^- + \bar{\nu}_\mu \\
K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\
K^+ &\rightarrow \pi^+ + \pi^0 \\
K^+ &\rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu
\end{aligned}
\tag{2.2}$$

Nejzajímavější kanály z pohledu produkce mionů jsou v 2.2 (z článku [36] a knihy [37]) uvedeny na prvním a třetím řádku, jelikož dohromady popisují téměř 67 % všech rozpadů záporně nabitého kaonu [38]. K produkci antimionů při rozpadu kladně nabitých kaonů dochází hlavně kanály na čtvrtém a šestém řádku. Kanály, jejichž rovnice jsou uvedeny v 2.2, ovšem nejsou zdaleka jediné. Kaony se mohou vzácně rozpadat například za produkce fotonů nebo různých kombinací již zmíněných částic. Více rozpadových kanálů obsahuje článek [39] a úplný seznam rozpadových kanálů kaonu je k dispozici v tabulkách [36].

## 2.3 Energetické spektrum kosmických mionů

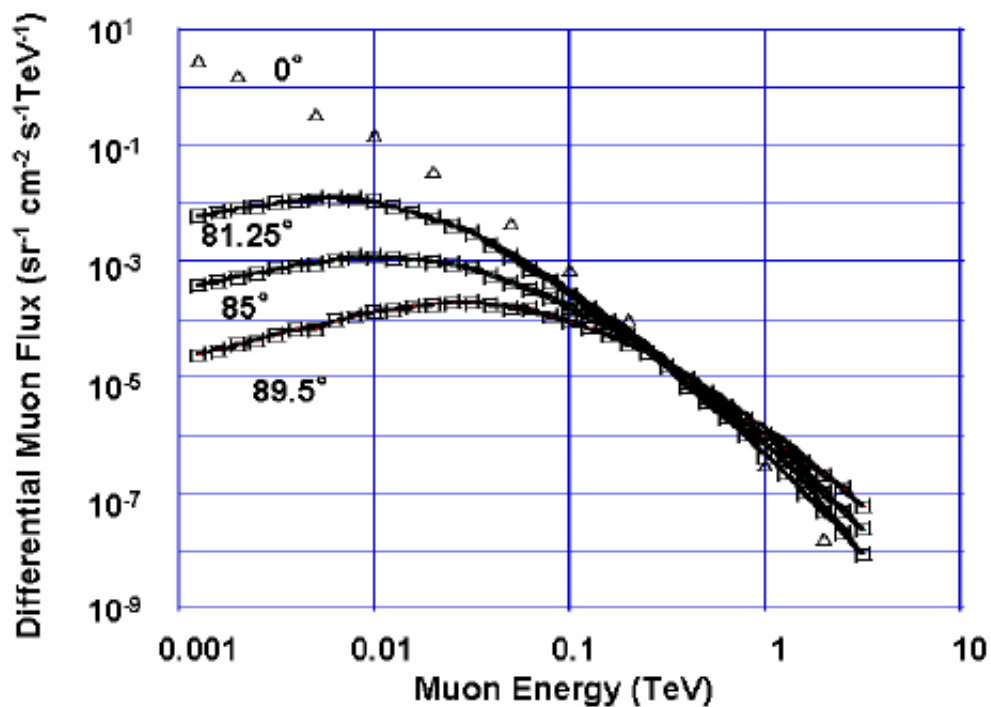
Podoba energetického spektra mionů závisí na energetickém spektru přicházejícího primárního kosmického záření, jeho složení a také na typu interakcí vedoucích k produkci kosmických mionů. Díky své relativně dlouhé střední době života a velké rychlosti blízké rychlosti světla, kterou jsou doslova vystřeleny z místa rozpadu mezonu, mohou nejen dopadat na zemský povrch, ale dokonce pronikat i desítky metrů

pod něj, kde je možné je detekovat. Doba života, a tedy i dráha, kterou miony stihnou absolvovat, než se rozpadnou, je velmi ovlivněna jejich energií. Při relativistických rychlostech roste Lorentzův faktor  $\gamma$ , což způsobuje, že v soustavě vnějšího pozorovatele vypadá jejich střední doba života delší [40].

Spektrum vznikajících mionů může být rozděleno do tří částí. První část, nejenergetičtější miony, které měří zejména detektory pod zemí, mohou mít energii o mnoho větší, než je kritická energie potřebná k interakci s dalšími mezony, což je pro kaon 850 GeV. Miony o těchto energiích navazují svou dráhou na dráhu mezonu, tedy pokračují ve směru původního letu. Při těchto vysokých energiích jsou reinterakční procesy mezonů v atmosféře nezanedbatelné. Druhou částí spektra jsou miony s energií větší, než je 1 GeV. Při těchto energiích již mezony v atmosféře neinteragují a zároveň se tam samotné miony nestihnou rozpadnout, než dorazí k zemi. Produkce těchto mionů již není nijak závislá na dráze mezonu a emitují se izotropně. Třetí část energetického spektra vznikajících mionů je v oblasti energií pod 1 GeV, kdy se miony rozpadají i dříve, než dorazí k zemi, a tak nelze zanedbat ztrátu jejich energie již v atmosféře [41].

Při měření energetického spektra mionů je třeba brát v úvahu závislost jejich energie na směru jejich pohybu. Nejvíce mionů bude detekováno v kolmém směru vzhledem k povrchu. Tento fakt lze zdůvodnit tím, že kolmo dopadající miony prošly nejtenčí možnou vrstvou atmosféry, a tak ztratily pouze nutné minimum ze své energie. Tento jev je zobrazen na obrázku 2.2.

Z téhož obrázku je vidět, že se podařilo detekovat i miony o energiích v řádech jednotek TeV. V rámci dalších měření ovšem byly změřeny miony o energiích přesahujících 10 TeV [43] a během měření v rámci experimentu AGASA (zkr. Akeno Giant Air Shower Array) byly změřeny i miony s energií přes 100 TeV [44]. Je zřejmé, že změřené energetické spektrum bude velmi záležet na poloze a uložení detektoru. Z tohoto důvodu nelze přesně porovnávat data z různých detektorů, zejména pak z detektorů na povrchu a v podzemí. Pro korekci naměřených dat z detektorů v podzemí je nutné brát v potaz hloubku, ve které se detektor nachází, a složení horniny nacházející se nad detektorem. Jako příklad může posloužit porovnání spektra na obrázku 2.2, které bylo naměřeno spektrometrem DEIS nacházejícím se v Tel Avivu na úrovni moře [45], a závěrem článku [46] vědců z Laboratori Nazionali del Gran Sasso uvádějícím, že průměrný mion, který byl detekován v tamějším detektoru MACRO TRD, měl energii 320 GeV.



Obrázek 2.2: Energetické spektrum kosmických mionů v závislosti na odklonu vůči vertikální ose (tzv. zenitního úhlu) [42] a [45]

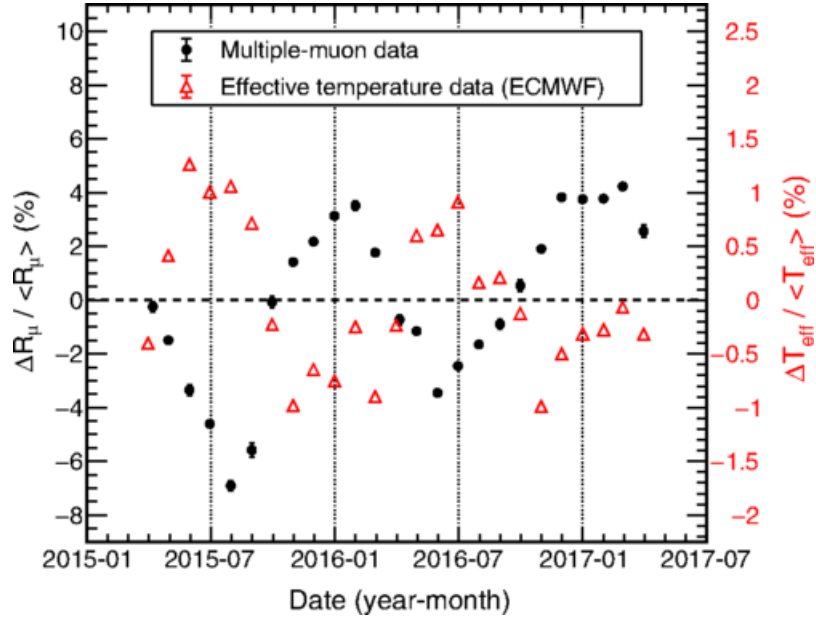
## 2.4 Variace mionového toku

Zajímavou oblastí zkoumání jsou změny toku mionů. Dlouhá léta vědci nevěděli, zda je mionový tok konstantní, nebo na něj mají vliv podmínky v atmosféře [47].

Při měření toku mionů byla nejdříve zkoumána jeho závislost na atmosferických podmínkách na Zemi. Tato úvaha byla podpořena faktem, že při vyšším atmosferickém tlaku mohou miony interagovat s více atomy, což by mohlo mít na jejich tok vliv. Výsledkem sledování byl závěr, že atmosferický tlak nemá přímý vliv na tok mionů na zemském povrchu [48], [47]. Nicméně v průběhu desítek let monitorování se objevovaly i publikace, které prezentují úplně protichůdné závěry. Mezi tyto materiály patří například [49], [50]. Z této perspektivy tedy lze říci, že vliv atmosferického tlaku je pro vědce stále otevřenou otázkou. Naopak se definitivně ukazuje, že tok těchto částic závisí na teplotě atmosféry. Čím je nižší teplota v atmosféře, tím vyšší je tok mionů na Zemi [48], [47].

Měřením sezónnosti toku mionů na zemském povrchu se zabývalo mnoho

detektorů včetně blízkého detektoru experimentu NOvA. Vynesená data z měření, která jasně ukazují vliv roční doby na počet detekovaných částic, jsou na obrázku 2.3 [80].



Obrázek 2.3: Změny četnosti detekovaných spršek o více mionech zobrazené spolu se změnami efektivní teploty atmosféry nad NOvA ND během roku.  $R_\mu$  je četnost detekcí mionů a  $T_{eff}$  [80]

Vědce ovšem zajímalo, jestli se tok mionů mění i v závislosti na čase. Z fyzikálních úvah vyplývalo, že tok mionů se musí měnit minimálně v periodě 24 h, která odpovídá rotaci Země. Tento fakt se podařilo ověřit poměrně záhy. Díky pokročilejším detekčním zařízením, která využívají nízkopozadové polovodičové detektory, bylo v posledních letech možné studovat i změny v toku mionů v závislosti na delších časových cyklech. Bylo také objeveno, že počet dopadajících mionů se mění během cyklů dlouhých asi 27 dní. Tato délka cyklu odpovídá době rotace Slunce kolem své osy. Avšak ani toto zjištění vědce nepřekvapilo. Co zatím však nebylo vysvětleno, je to, že měření prokázala ještě jeden cyklus, který trvá 68 dní [51].

## 2.5 Absorpce mionů v materiálech

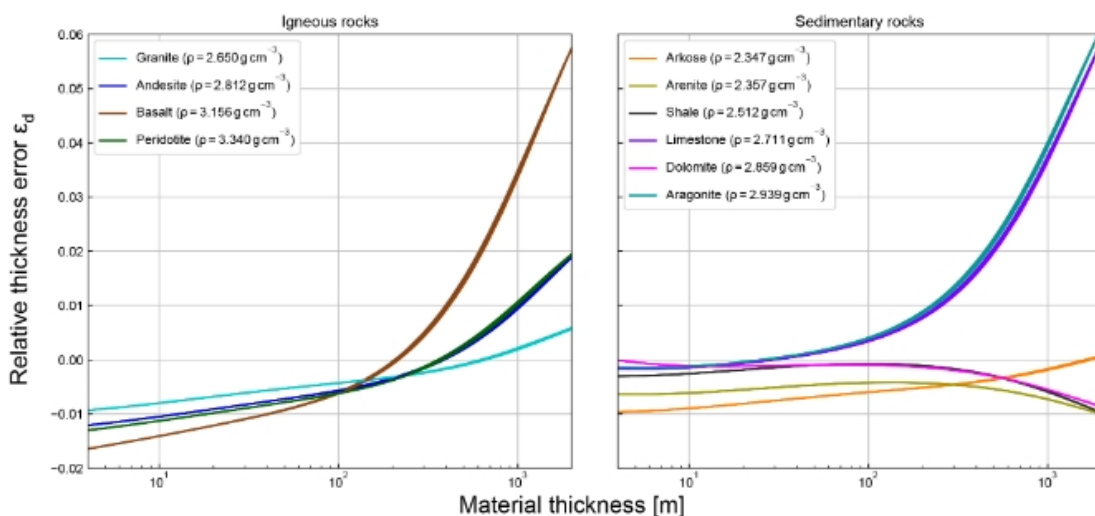
Z důvodu vysoké schopnosti mionů pronikat hmotou, kterou vědci zjistili v rámci jejich objevu, vyvstala ihned otázka mechanismu ztráty energie při průchodu látkou. Jelikož miony neinteragují silnou interakcí a mají relativně vysokou hmotnost, ztrácí energii velmi pomalým tempem. Vzhledem k jejich podobnosti s elektrony se nejdříve předpokládalo, že nejlepším materiálem k jejich stínění by měly být kovy s nízkým efektivním protonovým číslem, jako je hliník a měď. Tato úvaha se ovšem nepotvrdila a jako vhodné materiály ke stínění mionů se ukázaly ty, které mají vysokou hustotu. V tomto ohledu tedy platí podobnost s fotonovým zářením [34].

Z tohoto důvodu se tedy miony dají stínit aktivně - magnetickým polem, nebo pasivně - materiály, jako je olovo, wolfram či wolframová ocel [52]. Toto plyne z typu interakcí, kterými miony předávají svoji energii okolí. Na elektrony v atomových obalech materiálu působí odpudivou Coulombickou silou a dále se také rozptylují na atomových jádrech [34].

Z pohledu podzemních detektorů je tedy důležité hlavně to, jakým materiálem jsou obklopeny a jak mocná vrstva materiálu je nad detektorem. Z tohoto důvodu bylo nutné věnovat velkou pozornost i různým druhům přírodních hornin a jejich hustotám. Výsledky měření vlivu různých hornin na tok mionů, provedených vědci ze Švýcarska a Japonska, jsou shrnuty ve článku [53]. Zkoumáno bylo deset druhů hornin od sedimentárních až po vyvřelé, aby bylo dosaženo výsledků, které bude možné aplikovat po celém světě. Tento výzkum měl za úkol ověřit oprávněnost používání tzv. aproximace standardní skálou o hustotě  $\rho = 2650 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ . Standardní skála má svou hodnotu hustoty definovanou identicky s žulou nebo ryolitem, což jsou velmi často se vyskytující horniny [54], a navíc podle závěrů studie [53] dobře aproximuje zeslabování toku mionů všech zkoumaných hornin až do hloubky 300 m. Výsledné porovnání různých hornin s aproximací je uvedeno na obrázku 2.4.

### 2.5.1 Mionová radiografie a tomografie

Mionová radiografie a tomografie jsou dvě zobrazovací metody založené na specifických vlastnostech mionů, jakými jsou schopnost pronikat látkovým prostředím, snadná detekce a malá úhlová závislost jejich produkce v atmosféře. Tyto vlastnosti jim umožňují zobrazovat vnitřní strukturu zdánlivě neproniknutelných objektů.



Obrázek 2.4: Relativní odchylka výpočtu tloušťky skály při použití aproximace hustoty standardní skálou [53].

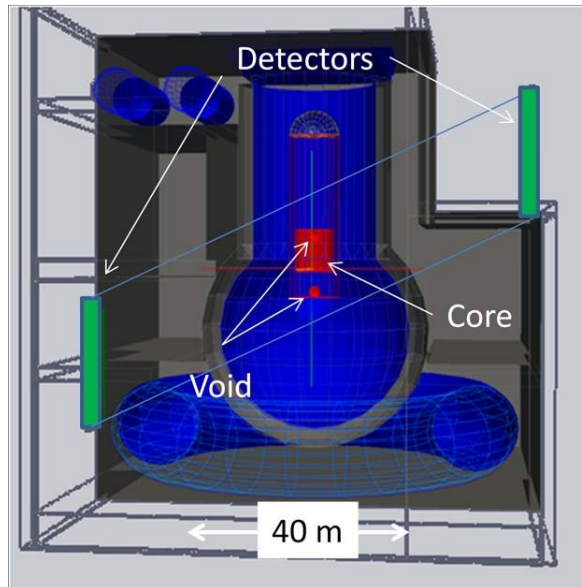
Mionová radiografie využívá stejného principu jako RTG radiografie. Je založená na absorpci částic ve zkoumaném předmětu. Zkoumá tedy zeslabení toku mionů v látce. Tato metoda tedy může využívat pouze jediný detektor mionů.

Mionová tomografie využívá na rozdíl od mionové radiografie několik různých pohledů, a tedy je principiálně podobná výpočetní tomografii (zkr. CT). Existují dva módy použití. Jedná se o tomografii založenou na absorpci částic a následné rekonstrukci 3D obrazu za pomoci více 2D pohledů. Druhý mód sleduje změnu úhlu letu mionu před projitím zkoumaným tělesem a po něm. Pomocí této metody lze vnitřní strukturu zkoumaného předmětu zobrazit trojrozměrně. Jedná se o náročnější metodu, která pracuje zpravidla s více detektory [56].

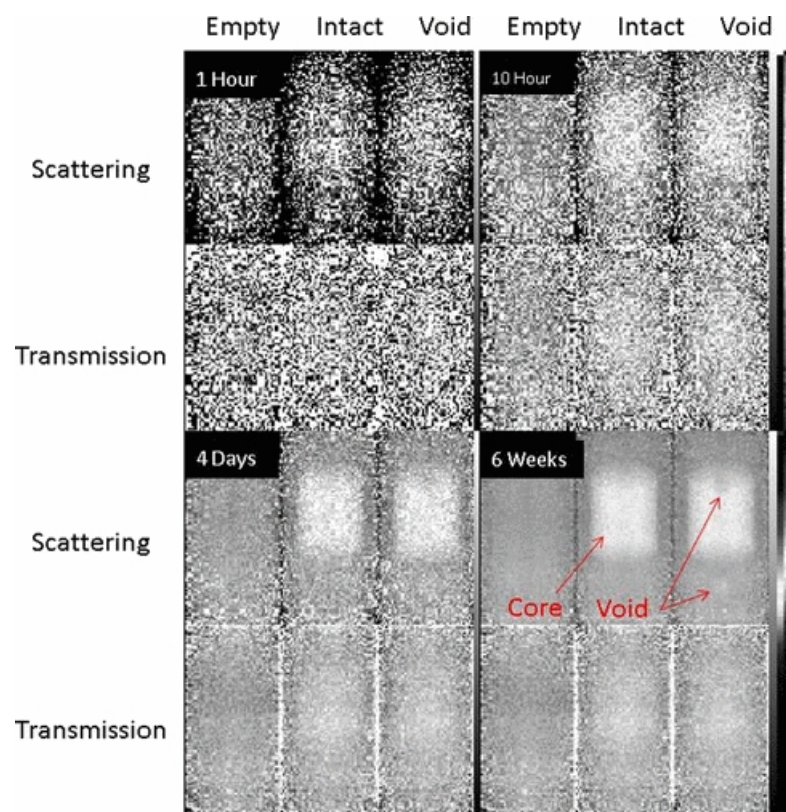
Kosmické miony byly využity například pro analýzu roztavených aktivních zón jaderné elektrárny Fukušima Daiči metodou mionové tomografie. Odlišný způsob získání informace o stavu poškozené aktivní zóny jinou metodou není možný [55]. Na obrázku 2.5 je zobrazen plánec uspořádání měření.

Dvoudetektorové uspořádání bylo zvoleno kvůli přesnějšímu zobrazení a možnosti stanovení mionového toku před průchodem reaktorem a po něm. Na obrázku 2.6 vidíme výsledek. Je zde zřetelné, že v jádře reaktoru došlo k tavení a korium se dostalo až na dno reaktoru.



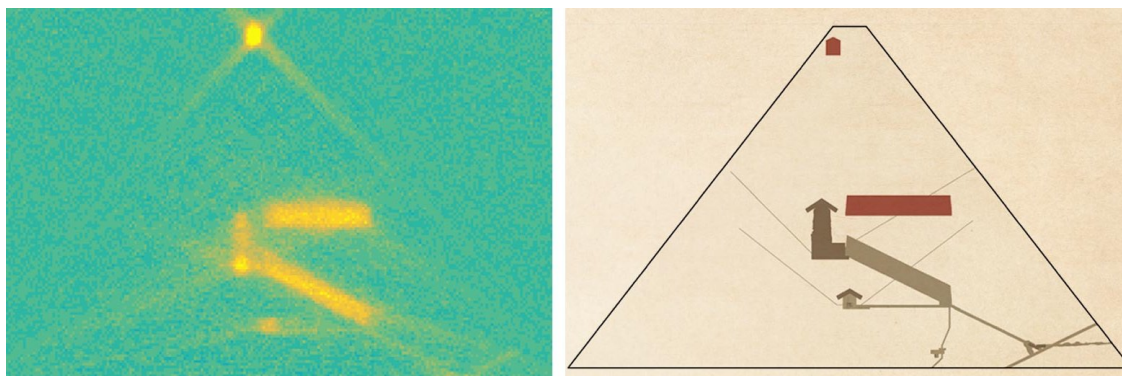


Obrázek 2.5: Experimentální uspořádání měření [55].



Obrázek 2.6: Zobrazení aktivní zóny pomocí mionové tomografie [55].

Mionovou radiografií lze využít například i při zkoumání pyramid. Jelikož se jedná o nedestruktivní a zároveň velmi spolehlivou metodu, využívají ji archeologové při prohledávání vnitřní struktury těchto starověkých staveb [56]. V největší pyramidě světa, Chufuově pyramidě, měření odhalilo dvě dosud neznámé místnosti, vyznačené hnědou barvou na obrázku 2.7. Na základě těchto výsledků tým vědců kolem A. D. Brosse plánuje podrobit Velkou pyramidu i mionové tomografii. Jejich záměrem je postupně nasnímat pyramidu z různých míst kolem její základny a udělat tak 3D model vnitřní struktury [56].



Obrázek 2.7: Vnitřní struktura Velké pyramidy v Gíze. Vlevo výsledek mionové radiografie a vpravo plánek pyramidy [56].

Mionová tomografie může pomáhat i současným konstruktérům. Ti mohou tuto zobrazovací metodu využít při zkoumání stability staveb. Využitá může být během hloubení tunelů pod již existujícími budovami nebo například při plánování restaurátorských prací na starých mostních konstrukcích [57], [58].

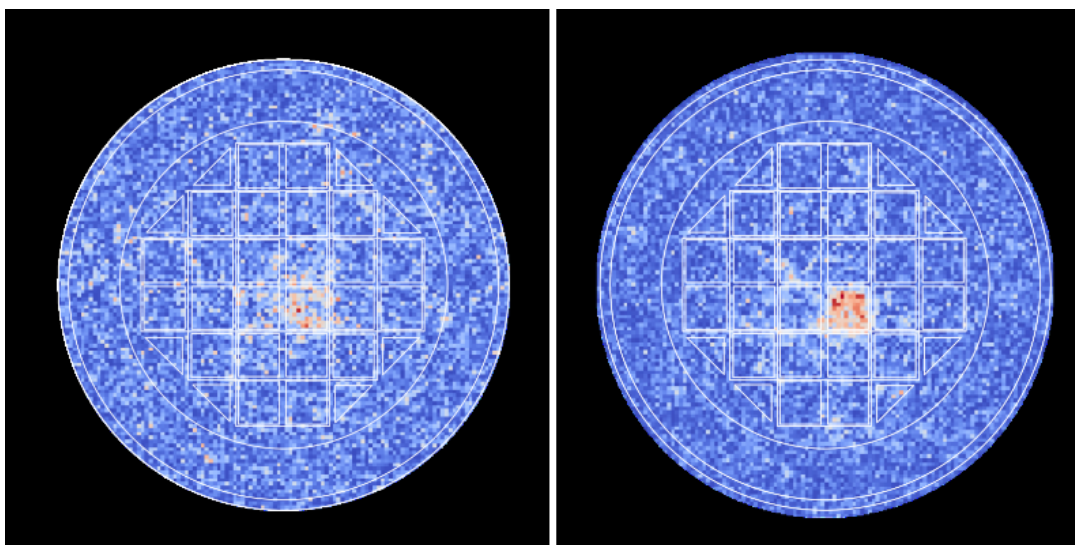
Výhodu ve schopnosti procházet velkými tloušťkami materiálu lze využít i při studiu sopek. Mionová radiografie dovoluje nahlédnout do nitra sopky a například předpovědět nadcházející erupci, její intenzitu a možné dopady. Další možnou predikci vývoje sopky může nastínit zachycení změny tlaku uvnitř vulkánu nebo náhlou změnu jeho hustoty, která bývá způsobena stoupáním magmatu. Touto metodou byl sledován například Vesuv nebo některé japonské sopky [59], [60].

Mionů jako částic poskytující informace o obsahu objektů, které nejsou průhledné a ani jejich obsah nelze odhalit pomocí rentgenových paprsků, lze využít i při kontrole nákladů. Toto může být požadováno jak v případě ochrany hranic před bezpečnostními hrozbami, kdy je prováděno vyhledávání těžkých kovů v kontejnerech

kvůli riziku přepravy například radioaktivních materiálů, tak i v boji proti pašování těžkých kovů. Z tohoto důvodu se v současnosti budují detektorové stanice ve velkých přístavech. Pro tento účel, se kterým se pojí požadavky na co nejnižší časovou náročnost kvůli množství kontejnerů, se používají stripové detektory, které detekují kosmické miony. Takovéto detektorové stanice jsou v současné době v množství velkých nákladních přístavů jakým je například ten v italské Cambrii [61].

Související oblastí využití mionové radiografie je zobrazení objektů, které se nachází v železném odpadu. Odhalení radioaktivních materiálů ve šrotu je velmi důležité, protože se kovový odpad recykluje a mohlo by tedy dojít k velkému ozáření obyvatelstva. Šrotiště sice musí být vybavena detekčními rámy k odhalení radioaktivních materiálů, avšak v případě, kdy je zdroj velmi dobře stíněný, nemusí dojít k překročení limitů pro spuštění varovného signálu. To by ovšem mělo dalekosáhlé následky, pokud by došlo k roztavení a opětovnému použití materiálu. Z tohoto důvodu je mionová radiografie důležitá i v tomto odvětví průmyslu. Provedené testy prokázali, že touto metodou lze během několika minut s téměř stoprocentní účinností objevit rizikový objekt [62], [63].

Důležitou oblastí uplatnění je dohled nad skladováním vyhořelého jaderného paliva a obecně jaderného odpadu. Mionová radiografie totiž umožní zobrazit vnitřek kontejneru na radioaktivní odpad bez nutnosti jeho otevření. Lze tak kontrolovat například pozici a stav tyčí s vyhořelým jaderným palivem v kontejneru CASTOR tak, jak tomu je na obrázku 2.8 [63].



Obrázek 2.8: Simulované zobrazení chybějící palivové tyče v kontejneru CASTOR pomocí mionové radiografie při pohledu shora za jednu hodinu měření. Levý obrázek získaný pomocí informací o absorbovaných mionech a pravý pomocí počtu prošlých mionů [63].

## 3. Blízký detektor experimentu NO $\nu$ A

Experiment NO $\nu$ A, z anglického NuMI Off-axis electron-neutrino Appearance, nacházející se ve Fermilabu, je experiment založený na detekci neutrin, která pochází ze srážky urychlených protonů s uhlíkovým terčem. Neutrina tvořící se během srážek jsou mionová a mohou podél dráhy oscilovat v jiné vůně. Experiment používá dva detektory, které by měly zachytit tyto oscilace [64].

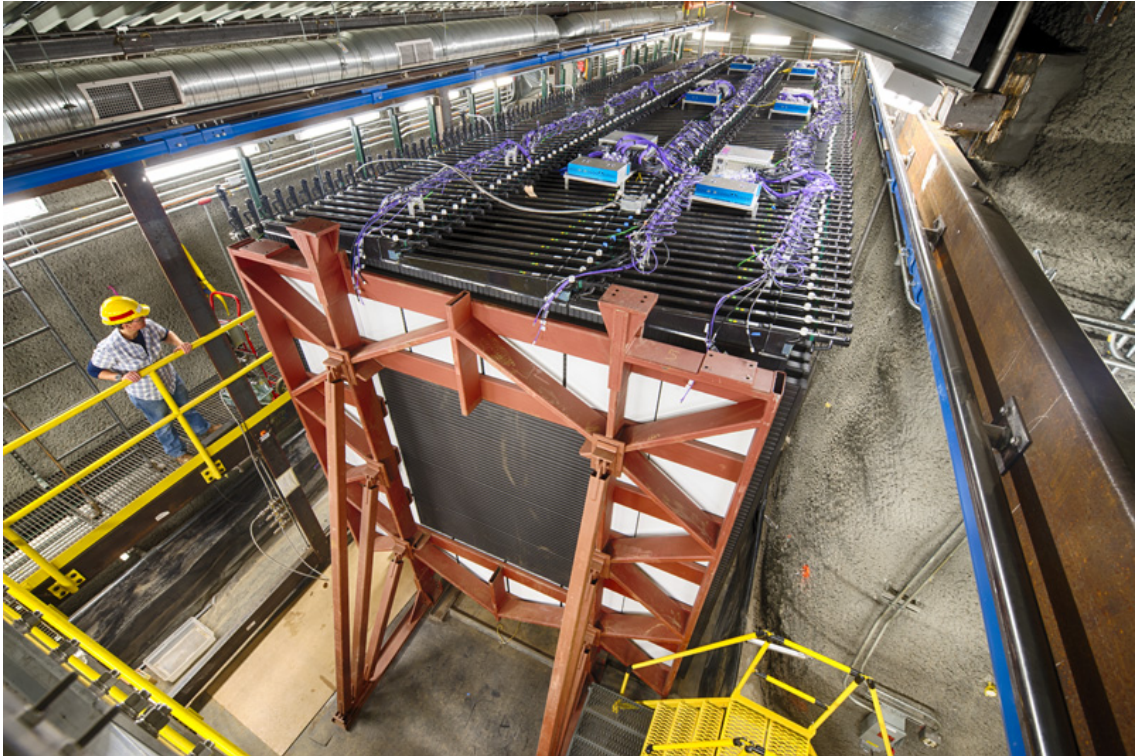
Blízký detektor experimentu NO $\nu$ A má jako hlavní úkol měřit energetické spektrum svazku neutrin pocházejícího z Main Injectoru, posledního a největšího urychlovače urychlující soustavy, a pozadí neutrinových oscilací. Díky stejnému umístění detektoru 14,6 mrad mimo osu svazku a co nejpodobnější struktuře té, jež má vzdálený detektor, se měření z blízkého detektoru skvěle hodí ke snižování systematických nejistot a zvyšování citlivosti celého experimentu [65].

Blízký detektor je přístupný přes šachtu bývalého experimentu MINOS (zkratka Main injector neutrino oscillation search) a je umístěn v separátně vyhloubené postranní štolě vedle prostoru vyraženého pro experiment MINOS. Nachází se asi 1 km od terčové haly experimentu NO $\nu$ A v hloubce asi 105 m pod povrchem. Samotný detektor se skládá ze dvou částečně odlišných částí, které jsou detailněji představeny v samostatných podkapitolách. Obě části dohromady váží 300 tun a obsahují 157 m<sup>3</sup> kapalného scintilátoru [65]. Snímek detektoru je na obrázku 3.1.

### 3.1 Přední část blízkého detektoru

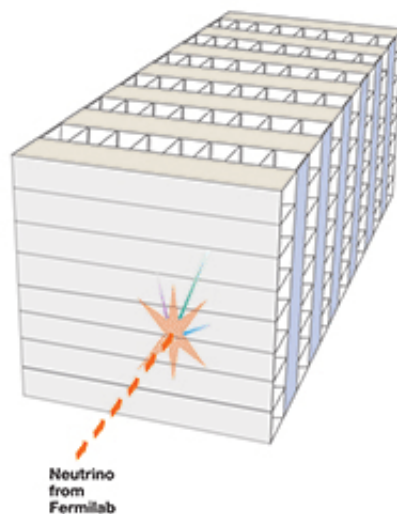
Přední část detektoru měří na výšku i šířku 3,8 m a je dlouhá 12,8 m. Je tvořena vystužující kostrou z vysoce reflexního pevného PVC s obsahem oxidu titaničitého.





Obrázek 3.1: Blízkého detektor experimentu NOvA [66].

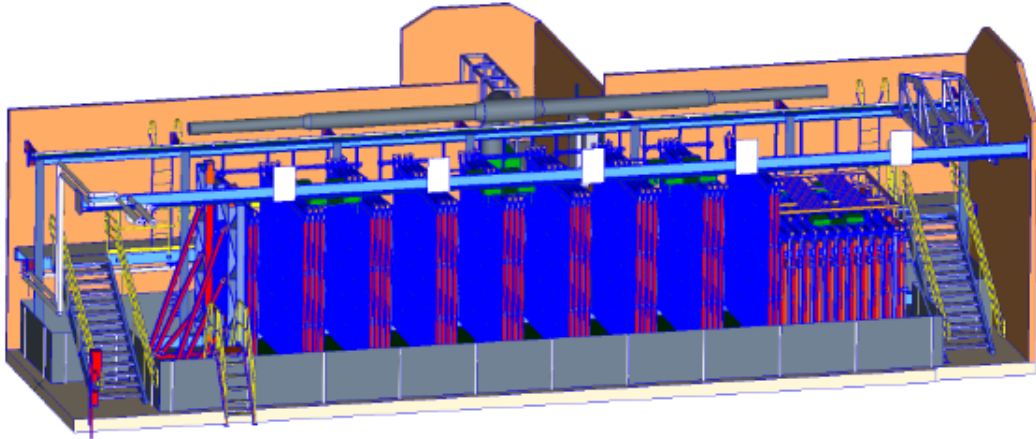
Tato pevná kostra nejenže poskytuje detektoru nutný pevný rámec, který je zapotřebí kvůli celkové strukturální integritě, ale dále také dělí objem detektoru do vrstev a jednotlivých buněk, které jsou následně samostatně vyčítány [67]. Přední část blízkého detektoru experimentu NOvA tvoří 192 vrstev, které celkově obsahují 18432 buněk [68]. Vrstvy buněk jsou střídavě složeny vertikálně a horizontálně, aby bylo možné určit souřadnice X a Y interakce [69]. Vnitřní struktura detektoru je zobrazena na obrázku 3.2. Kvůli fyzickým rozměrům těchto vrstev ovšem není možné vyrobit je vcelku, a tak je jedna vrstva slepena ze šesti menších oddílů, každý po šestnácti buňkách. Celkově tedy je v jedné vrstvě 96 buněk. Slepené k sobě jsou též celé vrstvy. Pro co nejpodrobnější popis podmínek uvnitř detektoru bylo vypočteno množství lepidla, které bylo použito. Výsledek tohoto výpočtu znamenal, že na každou vrstvu připadlo cca 9 kg lepidla, které bylo použito jak na slepení celé vrstvy, tak i k následnému přilepení k další vrstvě [70].



Obrázek 3.2: Vnitřní struktura blízkého detektoru experimentu NOvA se střídajícími se vrstvami s horizontálně a vertikálně orientovanými buňkami. Pro ilustraci orientace je zde vyobrazen i směr neutrinového svazku z urychlovače [71].

## 3.2 Mionový catcher

Mionový catcher (angl. muon catcher) se nachází na konci blízkého detektoru. Jde o sendvičovitou strukturu se šířkou totožnou s první částí detektoru, výškou dosahující 2,6 m a délkou cca 3,25 m, ve které se střídají ocelové desky s vrstvami buňek se scintilátorem [72]. Účelem přidání ocelových desek bylo zvýšit maximální energii mionů, jejichž celou dráhu je možné v detektoru zaznamenat. Díky tomuto zvýšení efektivního protonového čísla detektoru je možné plně detekovat miony s energií až 3 GeV [73]. Celkově se v mionovém catcheru nachází 22 vrstev se scintilátorem, které se pravidelně střídají tak, aby se za každou ocelovou deskou nacházela vrstva s vertikálně a následně i s horizontálně uloženými buňkami. Toto uspořádání zaručuje, že i v této části detektoru lze určit směr prolétající částice [69]. Kvůli přesnému popsání vlastností detektoru byla použita ocel s přesně stanoveným obsahem železa a manganu, což je velmi důležité pro stanovení celkové brzdné schopnosti. Z téhož důvodu byly všechny ocelové desky vyrobeny s precizně stanovenými rozměry, s důrazem na tloušťku [70]. Technický výkres blízkého detektoru se nalézá na obrázku 3.3.



Obrázek 3.3: Technický výkres blízkého detektoru experimentu NOvA. Vlevo se nachází přední část detektoru, ve které jsou kvůli přehlednosti zobrazeny jen některé vrstvy buněk, vpravo pak mion catcher [67].

### 3.3 Buňka v blízkém detektoru

Jak již bylo popsáno výše, detektor se skládá z tzv. buněk. Tyto buňky mají rozměry  $3,8 \times 5,9 \times 380 \text{ cm}^3$ , které tak slouží jako zobrazovací pixely, a jsou naplněny kapalným scintilátorem. Vyskytují se v obou částech blízkého detektoru, v přední části i v mionovém catcheru.

Všechny buňky jsou zaplněné kapalným scintilátorem, emulzí průhledného minerálního oleje tvořícího makrosložku emulze, a scintilující látkou. Tou je pseudokumen neboli 1,2,4-trimethylbenzen a tvoří pouze několik procent celkového objemu. Jelikož pseudokumen emituje fotony v rozsahu vlnových délek 270-320 nm, což není vhodné z hlediska dalšího zpracování, je přidáno stopové množství PPO (2,5-diphenyloxazol), které posune vlnovou délku na 340-380 nm, a bis-MSB (1,4-bis-(o-methyl-styryl)-benzen), který upraví vlnovou délku scintilačních fotonů na 390-440 nm [74]. Přesné složení emulze je vyneseno v tabulce 3.1.

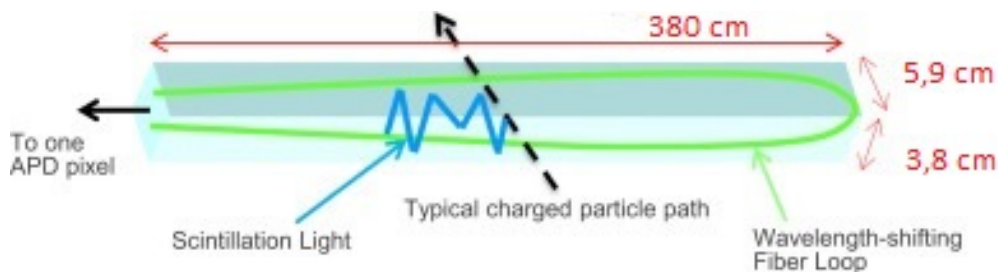
Světlo s takto posunutou vlnovou délkou je zachyceno na optické vlákno, tzv. Wavelength-shifting Fiber (zkr. WSF). Toto optické vlákno má dvě hlavní funkce. Jsou jimi sběr a vedení světelného signálu ze scintilátoru k lavinové fotodiodě a také úprava vlnové délky fotonů na délku co nejbližší té, pro kterou má fotodioda nejvyšší účinnost [69].



Tabulka 3.1: Tabulka přesného složení emulze, již jsou naplněny buňky detektoru [67].

Složka	Funkce	Procentuální hmotnostní zastoupení [%]
Minerální olej	Makrosložka	94,63
Pseudokumen	Scintilátor	5,23
PPO	Úprava vlnové délky	0,14
bis-MSB	Úprava vlnové délky	0,0016
stadis-425	Antistatikum	0,0010
tokoferol	Antioxidant	0,0010

WSF je tedy optické vlákno s průměrem 0,7 mm, jehož smyčka je ponořena do každé buňky detektoru právě tak, jak je to zobrazeno na obrázku 3.4. Jádrem optického vlákna je zhotoveno z polystyrenu s příměsí barviva R27, které slouží k posunutí vlnové délky až na 520-550 nm [67]. Kvůli účinnějšímu zachycení scintilačních fotonů je WSF navíc pokryto vrstvami polymethylmethakrylátu a fluorového akrylátu, které mají nižší index lomu než samotné jádro vlákna [69], [67].

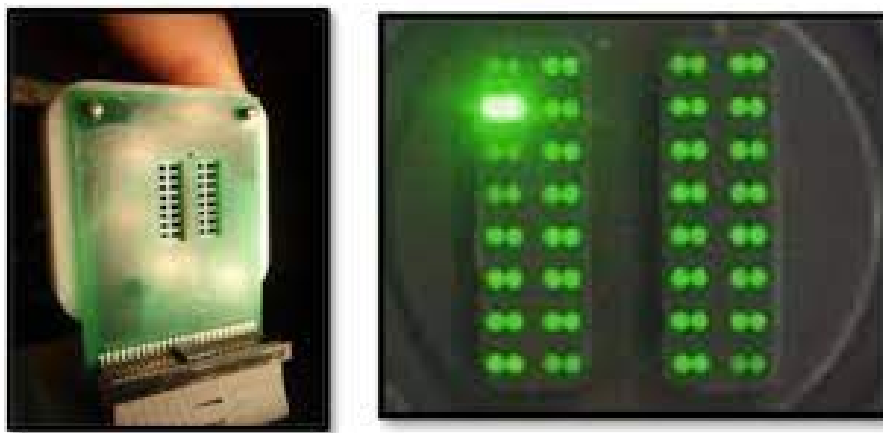


Obrázek 3.4: Geometrie jedné buňky a WSF optického vlákna v jedné buňce detektoru [75].

### 3.4 Lavinová fotodioda

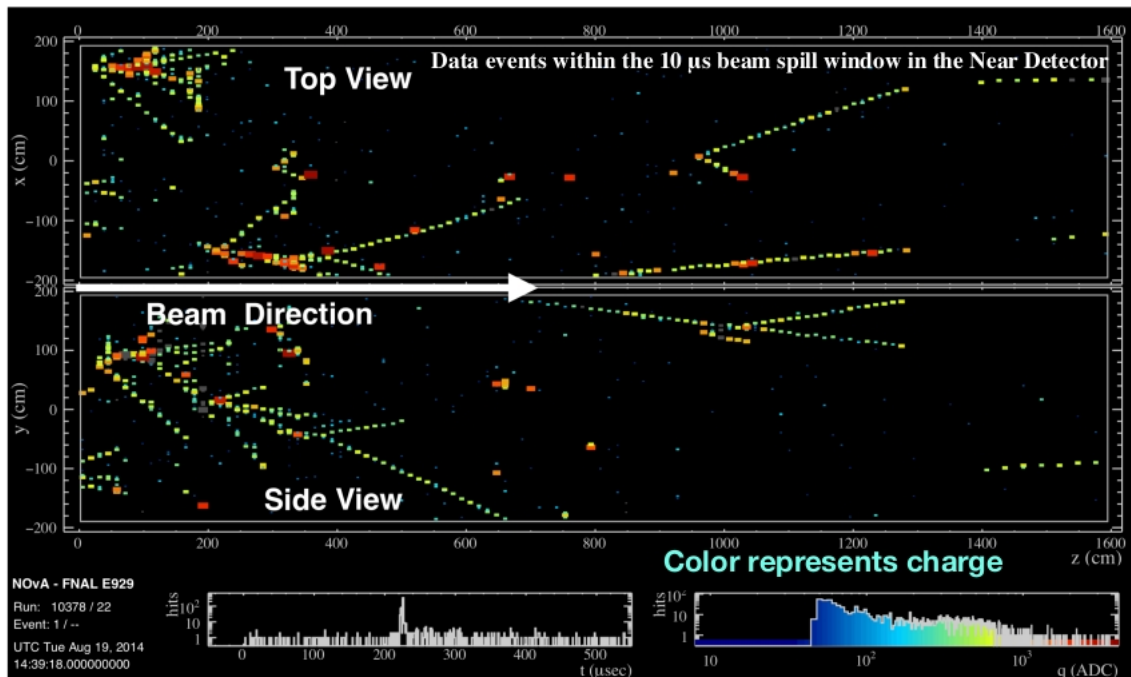
Jak bylo již naznačeno, jako detektory fotonů jsou v blízkém detektoru užity lavinové fotodiody, APD z anglického avalanche photodiode. Jedna fotodioda vyčítá signál z 32 buněk detektoru, tedy ze dvou PVC oddílů. Jak vypadá vstup optických

vláken do APD je zobrazeno na obrázku 3.5. Absorpční maximum tohoto typu lavinové fotodiody je mezi 520-550 nm, což je v naprosté shodě s fotony, které jsou vedeny optickým vláknem. Díky tomu, že fotony mají optimální vlnovou délku, mohou APD pracovat s kvantovou účinností asi 85 %. Takto vysoké účinnosti lze dosáhnout i díky tomu, že jsou APD chlazeny na  $-15^{\circ}\text{C}$ . Tím jsou potlačeny možné šumové impulzy způsobené teplem [67], [69].



Obrázek 3.5: Vstup WSF do lavinové fotodiody. Vlevo je zobrazena vstupní maska APD, zatímco vpravo je vyobrazeno, jak jsou optická vlákna ze dvaatřiceti buněk uspořádána na vstupu do APD. Pro ilustraci je na obrázku vyobrazena situace, kdy v jedné buňce došlo k produkci scintilačního světla [76].

Po sběru náboje na lavinové fotodiodě je analogový signál v zařízení nazývaném Readout-Front-End Board (zkráceně FEB) pomocí ADC převodníku převeden do digitální podoby [77] a dále distribuován do systému sběru dat (zkráceně z angličtiny DAQ). Systém sběru dat pracuje na principu ethernetové sítě, která předává data do počítačové farmy o 134 počítačích, ve které jsou na základě časových značek kompletovány jednotlivé případy a je zde od nich odečteno pozadí. Data se neukládají přímo na trvalé úložiště, ale pouze do vyrovnávací paměti, kde setrvávají do chvíle, kdy přijde informace, jestli v tu chvíli došlo k vyvedení svazku z urychlovače. Pokud ano, data se uloží k další analýze, pokud ne, jsou vymazána. Tento princip velmi šetří objem dat určený k zálohování. Data mimo čas zapnutí svazku lze však samozřejmě také nabírat. Jsou určená ke kalibraci detektoru nebo k nabírání kosmických dat, tedy k měření toku kosmických mionů [69]. Jak vypadá obrazový výstup z blízkého detektoru experimentu NOVA je zobrazeno na obrázku 3.6.



Obrázek 3.6: Obrazový výstup blízkého detektoru experimentu NOvA zobrazující dráhu nabitých částic vznikajících při interakcích neutrinového svazku v detektoru [76]. V horní části je horní pohled do detektoru a ve střední části je pohled z boku. V dolní části jsou vypsány informace o času pořízení záznamu a zařazení do časové struktury dat, tzv. runu a subrunu. Dále se zde nachází časová osa detekce signálu a graf sebraného náboje v jednotlivých buňkách.

## 4. Mionový tok v blízkém detektoru experimentu NO $\nu$ A

Úkolem této práce je realizovat mionovou radiografii pomocí blízkého detektoru (zkr. ND) experimentu NO $\nu$ A, tudíž tato kapitola je věnována charakterizaci odezvy detektoru na miony a seznámení s nástroji, které pomáhají vědcům realizovat měření kosmických mionů.

Jelikož vrchní část detektoru nad scintilátorovou oblastí má obsah 50 m<sup>2</sup> a nachází se asi 100 m pod zemí, četnost dopadů čítá zhruba 35 mionů za sekundu. Aby ovšem vůbec detektor spustil měření a následně záznam uložil, musí být splněno několik podmínek. Je tomu tak kvůli potlačení šumu a minimalizaci objemu uložených kosmických dat. Systém, který určí, zda má detektor ukládat data APD senzorů z RAM paměti počítačové farmy na disk, se nazývá DDActivity Trigger [78].

### 4.1 DDActivity Trigger

Podmínek, které musí být splněny, aby trigger vyhodnotil, že má začít záznam dat, je hned několik. Vyžaduje alespoň deset zásahů na nejméně osmi vrstvách, přičemž v každém ze dvou zobrazení (pohled shora a zboku) musí být zasaženy alespoň tři vrstvy. Kromě toho musí být zasaženo alespoň pět po sobě jdoucích vrstev ze šesti. Typická četnost spouštění záznamu je zhruba 39 spouštění za sekundu. Každé spuštění způsobí odečtení 50 nebo 100  $\mu$ s okna dat, což stačí k zobrazení celé dráhy částice, která spustila trigger, a dalších možných částic, které mohou pocházet ze stejné kosmické spršky. Tato data o zásahu mají časové rozlišení 5-10 ns. V této analýze se stopy registrované v detektoru s časovým odstupem menším než 100 ns považují za korelované a za součást jedné spršky. Rekonstrukce kosmických

mionů se provádí pomocí Houghovy transformace [79], která vyhledává odezvy pixelů detektoru, jež jsou v přímých liniích. Pohledy shora a z boku se následně porovnávají, aby bylo možné zrekonstruovat 3D dráhu částic [80].

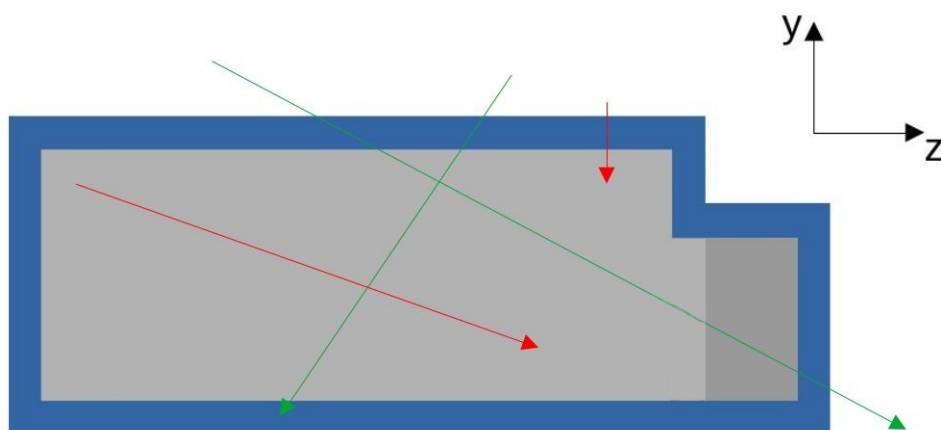
Kvůli dalšímu snížení objemu uložených dat, který se zvětšuje kontinuálně, se ovšem uplatňují i další principy. Jak již bylo předestřeno výše, úkol tohoto triggeru je také identifikovat částice, které nemají původ v kosmickém záření a odseparovat je. Toho je docíleno na základě analýzy dráhy částice v detektoru, která je závislá na energii částice. Parametry, které se využívají k selekci částic, jsou souřadnice začátku a konce zaznamenané dráhy. U částic majících původ v kosmickém záření totiž lze předpokládat, že v detektoru zanechají dlouhou dráhu, která povede přes celý citlivý objem. Z toho vyplývá, že tím nebudou započítány nízkoenergetické částice, jež interagují pouze ve středu detektoru, na jednom jeho okraji a podobně.

V principu je trigger realizován tak, že zaznamenávány jsou pouze ty částice, jejichž dráhy začínají a končí ve vzdálenosti menší nebo rovné 50 cm od okraje detektoru v kterémkoli směru. Pro lepší představu je na obrázku 4.1 zobrazen náčrt bočního pohledu do detektoru s vyznačenou oblastí, ve které se musí nacházet začátek a konec dráhy částice. Tento požadavek byl zaveden pro odstranění drah elektronů vzniknuvších z brzděného záření a zároveň eliminuje nejméně energetické miony, které by jinak tvořily asi 2 % příchozího signálu [80].

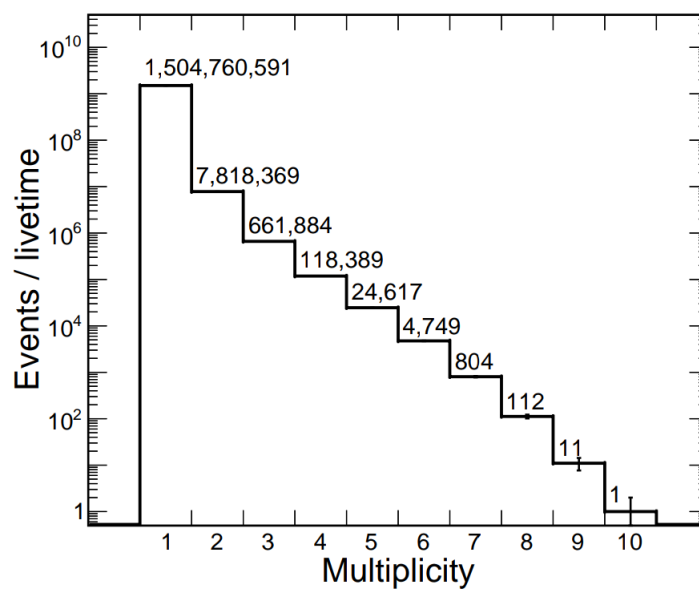
Při analýze účinnosti rekonstrukce drah pomocí Monte Carlo simulací byla stanovena účinnost 69 % (simulace jsou více rozebrány v kapitole Užívané simulace). Tato nedokonalost je důsledkem obtížnosti zachytit dokonale částice, které přichází přímo ze zenitu nebo ze směru velmi blízkého zenitnímu. Takovéto částice detektor není schopen změřit, jelikož nezasáhnou dostatečný počet vrstev ke spuštění ukládání dat [80].

Z pohledu detektoru se situace komplikuje se vzrůstajícím počtem detekovaných částic. Detailní statistika počtu zrekonstruovaných drah při jednom spuštění triggeru je na obrázku 4.2.

Jelikož se vždy musí ztotožnit zasažená buňka s konkrétní částicí na základě 2D pohledu, náročnost procesu rekonstrukce stoupá s větším počtem drah a klesá i jeho účinnost. Největší zaznamenaný počet mionů detekovaných v jednom  $50\mu\text{s}$  okně v blízkém detektoru je 10.

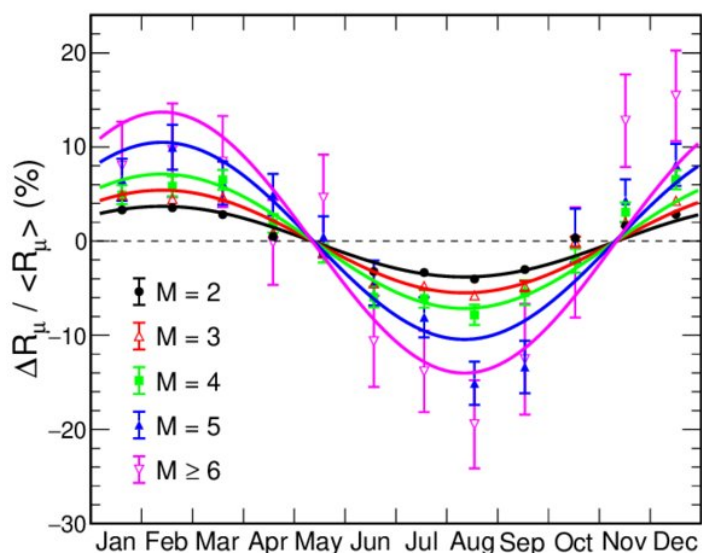


Obrázek 4.1: Náčrt bočního řezu detektoru s modře vyznačenou oblastí, kde se musí nacházet počátek a konec dráhy zanechanou částicí. Zelenými šipkami jsou zde naznačeny dráhy částic, které splňují podmínky triggeru, a červenými čarami ty, které nikoli. Samotný citlivý objem detektoru je ilustrován odstíny šedé barvy, aby bylo možné rozlišit mionový catcher (tmavě šedá) od zbytku detektoru (světle šedá).



Obrázek 4.2: Počet zachycených částic během jednoho časového okna nashromážděný během celkové doby měření  $5,529 \cdot 10^7$  s [80].

Zajímavé zjištění, které učinili fyzikové z experimentu NOvA, se týká změny četnosti výskytu spršek s větším počtem mionů, v zimě a v létě. Jak již bylo popsáno výše, tok mionů je antikorelovaný s teplotou atmosféry. Měření na ND ovšem ukázalo, že v zimě je vyšší šance, že se vyskytne vícečásticová sprška. Naopak v létě je vyšší četnost detekcí jednotlivých částic. Při měření kosmických mionů na vzdáleném detektoru experimentu NOvA, který je téměř na povrchu, navíc bylo zjištěno, že silný sezónní efekt vykazují nejen vícečásticové spršky, ale i miony s dráhou blízkí se horizontálnímu směru [80], [81]. Obrázek 4.3 zobrazuje časové variace detekce vícečásticových spršek v blízkém detektoru během roku.

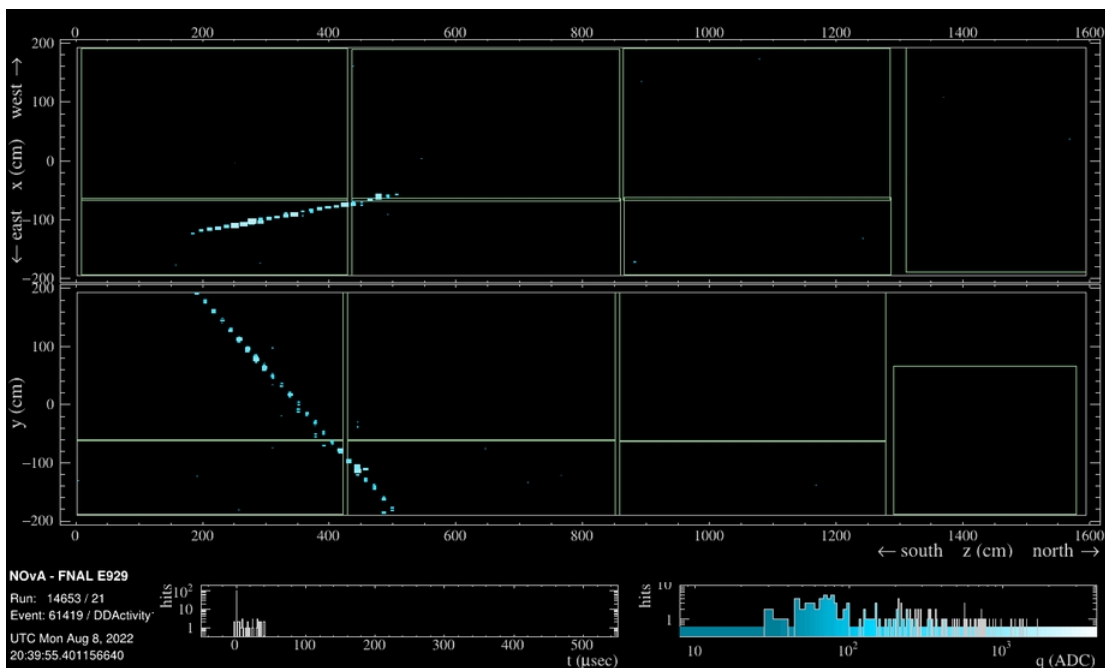


Obrázek 4.3: Závislost výskytu vícečásticových spršek zachycených v detektoru na čase. Na svislé ose je vyneseny podíl četností vícečásticových spršek v daném měsíci a průměrné hodnoty mionového toku za celé časové období. Data jsou proložena funkcí cosinus. Číslo M označuje počet zachycených mionů v jednom okně [80].

## 4.2 Rekonstrukce drah částic

Velmi důležitou součástí analýzy dat je jejich rekonstrukce. Úkolem rekonstrukce dráhy částice je ze seznamu buněk, které u sebe mají uvedenou hodnotu sebraného náboje, vytvořit mapu dráhy částice.

Detektor při každém zásahu shromažďuje informace o tom, v jaké vrstvě k němu došlo, v jaké buňce, v jakém čase a zároveň jaký náboj byl sebrán. Na základě časové a prostorové podobnosti jsou zásahy přiřazeny do tzv. případů (angl. event), které již rozdělují signál od různých částic. Jednotlivé případy jsou potom podrobeny Houghově transformaci, která má za úkol najít význačné přímkovité uskupení zasažených buněk. Ty slouží poté jako základ pro určení 3D profilu dráhy částice, které má na starosti tzv. Elastic Arms Algorithm. Pro zjištění počátku a směru šíření signálu slouží algoritmus fuzzy k-mean, který hodnotí i aktivitu částic v detektoru. Všechny tyto informace spolu s hodnotou lineárního přenosu energie jsou zadány do neuronové sítě, která je porovná s vlastnostmi namodelovaných částic [82] a [83]. Jak vypadá obrazový výstup z ND experimentu NOvA při detekci kosmického mionu zobrazuje obrázek 4.4.



Obrázek 4.4: Výstup z blízkého detektoru při průletu kosmického mionu. Horní část je pohled do detektoru shora a v dolní části pak pohled z boku [84].



## 4.3 Užívané simulace

Z důvodu stanovení účinnosti detektoru, odhadu chování detektoru po aplikaci vylepšení softwarových nástrojů nebo změn v konfiguraci detektoru je důležité mít odpovídající simulační prostředí. V něm lze bezpečně zkusit vylepšení a nové postupy bez rizika znehodnocení dat nebo poškození detektoru.

Pro simulaci kosmických částic používají fyzikové simulační nástroj Cosmic-ray Shower Library neboli CRY. Tato knihovna umožňuje simulovat miony, neutrony, protony, elektrony, fotony a piony. Je založená na MCNPX (zkr. Monte Carlo N-Particle Transport Code) a dokáže namodelovat kosmické spršky vyvolané primární částicí o energii v rozmezí 1 GeV až 100 TeV. Kromě působení primárních částic je s to předvídat působení sekundárních částic v energetickém rozmezí 1 MeV až 100 TeV. Výstup CRY slouží jako zdrojový člen pro program GEANT4, který modeluje průchod částic a depozici jejich energií v detektoru [85]. Posledním článkem je simulace přeměny uvolněné energie na množství scintilačního světla, jeho transportu k APD a simulace odezvy elektroniky [86].

## 4.4 Struktura dat

Při analýze kosmických dat obvykle fyziky nezajímají jednotlivé interakce, ale spíše signál nasbíraný za delší časový interval. To jim umožní měřit tok mionů nebo například úhlovou distribuci částic. Kvůli těmto analýzám dlouhých časových úseků byl zaveden systém takzvaných runů, subrunů a eventů. Pojem event, tedy událost, označuje jedno sepnutí triggeru, časový úsek v délce  $50\mu\text{s}$ . Subrun v sobě obsahuje všechny události, které se v detektoru podařilo zachytit za jednu hodinu. 24 subrunů tvoří jeden run. Pokud tedy chce fyzik například označit fyzikálně zajímavou událost, musí udat číslo runu, subrunu a události. Tento systém usnadňuje spolupráci vědců napříč všemi časovými pásmy bez možných problémů při identifikaci časů událostí. Těmito identifikačními čísly je označena každá událost, která je v detektoru zaznamenána. Na obrázku 4.4 jsou čísla vidět v levém dolním rohu.

## 4.5 Časové variace v blízkém detektoru NOvA

Časové variace toku mionů můžeme v detektoru pozorovat z nejrůznějších důvodů. Produkce mionů v atmosféře není konstantní v čase. Na změnách četnosti signálů se podepisují i změny počtu měřících kanálů, jež mohou mít poruchu. Zvýšení počtu signálů je registrováno i z důvodu nedokonalého chlazení lavinových fotodiód kvůli termické emisi elektronů a šumům v elektronice. Měřený tok také ovlivňují provedené změny v softwarovém nastavení detektoru, modifikace rekonstrukčních algoritmů a triggeru. Tématem praktické části této práce je ovšem jiný faktor, který ovlivňuje odezvu. Jsou jím změny v prostředí nad detektorem [89].

Blízký detektor se jako celý Fermilab nachází v oblasti DuPage pojmenované po stejnojmenné řece, která touto oblastí protéká. Pro tuto oblast je typické, že podloží tvoří ledovcové usazeniny - tillity, prachovce, různé písky a štěrký ve vrstvě několika metrů. Pod těmito usazeninami se nachází tvrdé horninové podloží tvořené dolomitem, což je hornina podobná vápenci [87], [88]. Blízký detektor experimentu NOvA leží cca 100 m pod zemí. I přes tuto mocnou vrstvu lze vypořadovat vliv výkopových a stavebních prací probíhajících na povrchu nad detektorem ve vzdálenosti i pár set metrů od souřadnic detektoru [89].

# 5. Praktická část diplomové práce

## práce

Cílem této diplomové práce je extrakce drah kosmických mionů a konstrukce 2D úhlového rozdělení směru jejich průletu blízkým detektorem experimentu NOvA. Tato data lze užít více způsoby. Při srovnání histogramů z různých časových období lze odhalit změny, které se udály nad detektorem. Přesněji řečeno mým prvním úkolem bylo zkoumat časové změny úhlového rozdělení kosmických mionů v blízkém detektoru NOvA a diskutovat získané výsledky. Druhým způsobem, jak lze data z detektoru využít, je prostorová analýza, jež bude mým druhým úkolem. Tu lze provést tak, že se detektor virtuálně rozdělí a následně se porovnají data získaná z obou částí detektoru. Tento přístup vede k přesnější prostorové analýze, která je nezbytná například pro určení polohy objektu v prostoru, jelikož 2D úhlové rozdělení nemůže poskytnout informaci o vzdálenosti původce signálu od detektoru.

Pro správné pochopení úhlové distribuce přicházejících mionů je nutná orientace v souřadnicovém systému detektoru. Přicházejícím částicím jsou přiřazeny dva úhly. Prvním je azimutální úhel  $\phi$ . Představuje úhel odchýlení od osy svazku NuMI (anglická zkr. Neutrinos at the Main Injector) nebo také hlavní osy detektoru při pohledu shora. Tento úhel nabývá hodnot  $\phi \in \langle 0; 360 \rangle$ ,  $0^\circ$  označuje směr letu neutrinového svazku. Velikost úhlu se zvyšuje ve směru pohybu hodinových ručiček. Druhým z úhlů je zenitální úhel  $\theta$ , který určuje odchýlení úhlu od vertikální osy směřující kolmo vzhůru, a nabývá tedy hodnot z intervalu  $\theta \in \langle 0; 90 \rangle$ ,  $90^\circ$  označuje směr rovnoběžný s osou a  $0^\circ$  směr z nadhlavníku [78].

## 5.1 Detektor experimentu ICARUS

Protože tato práce nemá za cíl se zabývat fyzikálním principem ani cíli experimentu ICARUS, budou zde uvedeny pouze základní parametry detektoru, které jsou důležité z pohledu mé analýzy. ICARUS disponuje 760 t detekčního média, který představuje kapalným argonem, jenž byl do detektoru čerpán mezi 21. 2. a 7. 3. 2020 a stal se předmětem mého zkoumání v části Časové změny úhlového rozdělení v důsledku plnění argonem. Detektor tvoří dva kontejnery, každý o rozměrech  $3,6 \times 3,9 \times 19,9 \text{ m}^3$ . Jelikož se jedná o povrchový detektor, v červenci roku 2022 se mu dostalo betonového překrytí o tloušťce 3 m, aby nedocházelo k přehlcení elektroniky kosmickými miony [90].

Z pohledu nárůstu počtu kosmických mionů, který jsem měl nejprve zkoumat, je důležité, že pro umístění detektoru ICARUS bylo nutné vyhloubit jámu, která pojme oba kontejnery detektoru. Na obrázku 5.1 je zobrazeno umístění detektorů ICARUS a NOvA ND v areálu Fermilabu. Detektory jsou na povrchu od sebe vzdálené asi 200 m. Z důvodu umístění ND ve štolu 100 m pod zemí je jejich přímá vzdálenost  $d = (200^2 + 100^2)^{1/2} = 223,6 \text{ m}$ . Takto mocnou vrstvou dolomitu musí projít kosmické miony, aby dosáhly detektoru z tohoto směru.

Po vyhloubení základů pro detektor ICARUS byl v blízkém detektoru detekován nárůst toku mionů ze směru zhruba  $65^\circ$  zenitálního úhlu. Jelikož se nejednalo o pouhou statistickou odchylku, začali vědci prozkoumávat, co by mohlo za tímto nárůstem stát. V tomto období se v blízkosti detektoru budoval pouze detektor ICARUS, takže byl proveden výpočet, v jakých souřadnicích by případně mohlo dojít k nárůstu toku. Platí, že miony by přicházely ze směru  $\theta = \arctan\left(\frac{200}{100}\right) = 63,43^\circ$ , což je úhel shodný se směrem detekovaného nadbytku [89].

## 5.2 Časové změny úhlového rozdělení v důsledku exkavace

Časovým obdobím, kterým se budu zabývat v této části, je doba před výstavbou budovy pro experiment ICARUS a po ní. Stavba budovy pro experiment ICARUS totiž zahrnovala vyhloubení jámy pro uložení detektoru, což má vliv na zkrácení dráhy, kterou musí miony překonat ve skále představující vrstvu stínění. Proto exis-

tuje předpoklad, že v blízkém detektoru experimentu NOvA bude pozorovatelný nárůst počtu detekcí z tohoto konkrétního směru.

### 5.2.1 Nastavení parametrů detekce

Ke sběru dat, které posloužily pro moji analýzu, bylo použito podobné nastavení triggeru, které je uvedeno v kapitole DDActivity Trigger. Požadavky triggeru na počet prošlých buněk a vrstev byly zachovány identické. Pro vyřazení možných duplicitních událostí byly odstraněny události, které byly zaznamenány s menším odstupem než  $50 \mu\text{s}$  od předchozích. Největší změnou v nastavení podmínek analýzy bylo přidání požadavku na délku dráhy částice. Do analýzy se započítaly pouze miony, které v detektoru zanechaly dráhu delší než 200 cm. Tento požadavek byl přidán kvůli snížení počtu chybových signálů, zvýšení přesnosti stanovení úhlu příletu a zohlednění pouze částic, které v detektoru zanechají větší množství energie.



Obrázek 5.1: Mapa komplexu detektorů NOvA-MINOS. Žlutě je vyznačený blízký detektor NOvA a červeně detektor ICARUS [91].

## 5.2.2 Získání a selekce dat

Pro analýzu byla použita standardní data z blízkého detektoru experimentu NOvA, která jsou běžně přístupná v databázi rekonstruovaných dat detektoru NOvA po přihlášení do systému Fermilabu.

Než jsem mohl přistoupit k samotné analýze dat, bylo nutné určit jejich kvalitu. Jelikož počet aktivních kanálů, které jsou schopné detekovat částice, kolísá z důvodu výpadků elektroniky, časového opotřebení a dalších nahodilých jevů, je nutné nejprve zmapovat časové úseky, ze kterých se mají data použít. Zařazení měření provedených v době, kdy byla velká část kanálů neschopná měření, není možné z důvodu zkreslení dat a podhodnocování četnosti eventů. Informaci o počtu aktivních kanálů v jednotlivých runech jsem získal zadáním příkazu *NovaRunInfo -d NearDet -r "číslo\_runu"-a*. Dalším parametrem, který je třeba sledovat, je hodnota „BadChannels“. Tyto „špatné kanály“ představují počet abnormálně se chovajících lavinových fotodiod během subrunu. Pokud se lavinová fotodioda spustí mnohokrát během jednoho eventu (více než  $10^{3.5}$ krát), nebo naopak dává menší signál, než by měla, je kanál s touto APD, lavinovou fotodiodou, zařazen jako „BadChannel“ [76]. Počet těchto kanálů je samozřejmě evidován a lze ho zjistit zadáním příkazu *list-BadChannels -s "číslo\_subrunu"NearDet "číslo\_runu"*. Subruny s příliš vysokou hodnotou tohoto parametru jsou z analýzy taktéž vyřazeny.

Tato data zahrnující výsledky několikaměsíčních měření byla zpracována upraveným skriptem *MacroXoriginal.cc*, které je uloženo ve složce */nova/app/users/vjirutka* a bylo vyvinuto S. Togninim a P. Filipem. Moje úprava tohoto makra spočívala v tom, že jsem toto obsáhlé makro zjednodušil pro svoji analýzu tak, aby byl běh rychlejší a méně náročný na výpočetní výkon. Toho jsem dosáhl tím, že jsem nevyžadoval kroky nepotřebné pro moji analýzu. Pomocí takto upraveného makra jsem z výstupů měření vytvořil soubor s příponou *root*, který je vhodný pro další analýzu.

## 5.2.3 Analýza dat

Pro zkoumání vlivu budování detektoru ICARUS byla vybrána data z měření v časovém období před hloubením jámy a po něm. První soubor dat pochází z období 8. dubna až 8. června 2015 (DOY: 98-158 2015, zkrácení Day of Year), tedy

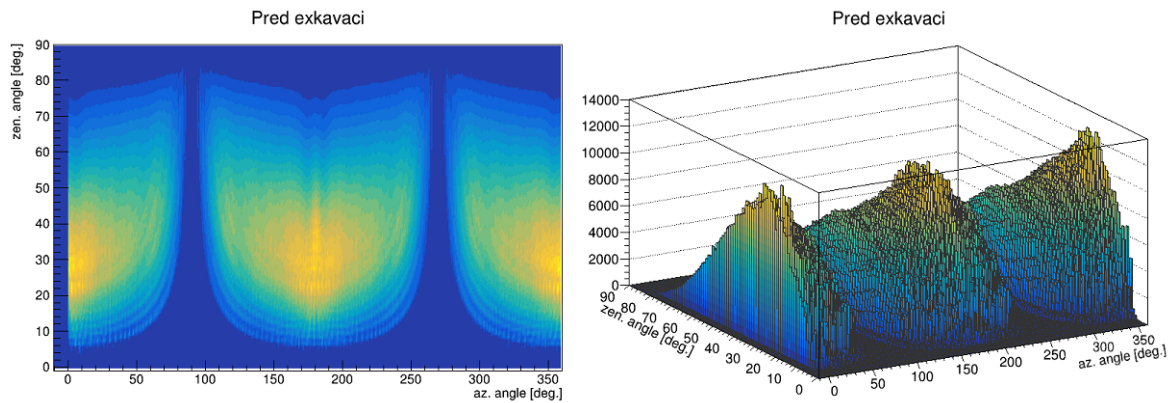
zhruba měsíc před začátkem výkopových prací. V tomto časovém intervalu bylo několik měření z analýzy vyřazeno z důvodu nedostatečné kvality dat, takže po selekci obsahuje zhruba 1296 hodin měření. Druhý soubor měření pochází z období 1. ledna až 8. dubna 2016 (DOY: 01-099 2016). Z důvodu velkého množství vyřazených dat kvůli jejich kvalitě obsahuje zhruba jen 1872 hodin měření.

Rozdílná velikost statistik ovšem nemá žádný vliv na výsledky analýzy, jelikož byla provedena patřičná normalizace. Pro ilustraci si lze rozdíl všimnout i na obrázcích 5.2 a 5.3, které představují nenormované výsledky měření. Na nich vidíme závislost četnosti přilétajících mionů na azimutálním a zenitálním úhlu. Směry s vysokou četností detekcí částic jsou vyobrazeny žlutě. Naopak modrou barvou jsou vybarveny směry, ze kterých částice přilétají pouze málo. Pravý histogram na obou obrázcích zobrazuje data ve 3D, kdy osa z představuje počet částic přilétajících do detektoru z daného směru.

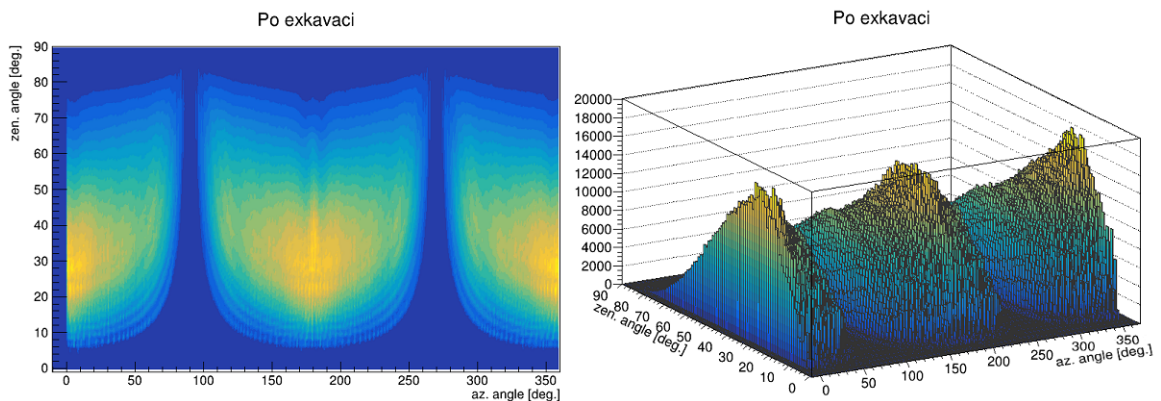
Na všech histogramech si můžeme všimnout, že ve směrech blízkých zenitálnímu úhlu  $\theta = 0^\circ$  a  $90^\circ$  a azimutálním úhlům  $\phi = 90^\circ$  a  $270^\circ$  nedochází k žádným detekcím. Tento efekt je způsoben kombinací nastavení triggeru kosmických částic a konstrukce detektoru.

V oblasti okolo zenitálního úhlu  $\theta = 90^\circ$  je četnost nulová kvůli podmínce, že úhel příletu  $\theta$  musí splňovat  $|\cos(\theta)| > 0,02$ . Kosmický trigger k zahájení sběru dat vyžaduje detekci částice ve více vrstvách buněk detektoru. Jelikož vrstvy detektoru jsou vůči sobě otočené o  $90^\circ$  v azimutálním i zenitálním směru, částice přicházející z úhlů blízkých  $\theta = 0^\circ$  a  $\phi = 90^\circ$  a  $270^\circ$  mohou v extrémním případě projít pouze jednou buňkou detektoru a nemají tak šanci být započítány.

Při srovnání obrázků 5.2 a 5.3 nejsou vidět výraznější rozdíly. Jedinou výjimkou je už zmiňovaný celkový počet detekcí vyvolaný delší dobou měření. Na obou 2D histogramech si můžeme povšimnout jasnější oblasti (více detekcí) situované na souřadnicích  $178^\circ$ - $184^\circ$  v azimutu a  $28^\circ$ - $50^\circ$  v zenitu. Pro lepší představu je tato oblast vykreslena na obrázku 5.4. Odlišný tvar oblasti původně téměř přímkovité je zapříčiněn změnou měřítka, kterou jsem provedl kvůli detailnějšímu zobrazení oblasti. Existence této oblasti se zvýšeným mionovým tokem není nijak náhodná. Jedná se o důsledek existence přístupové šachty k detektoru MINOS a ND NO $\nu$ A, která v detektoru vyvolala takovou odezvu.



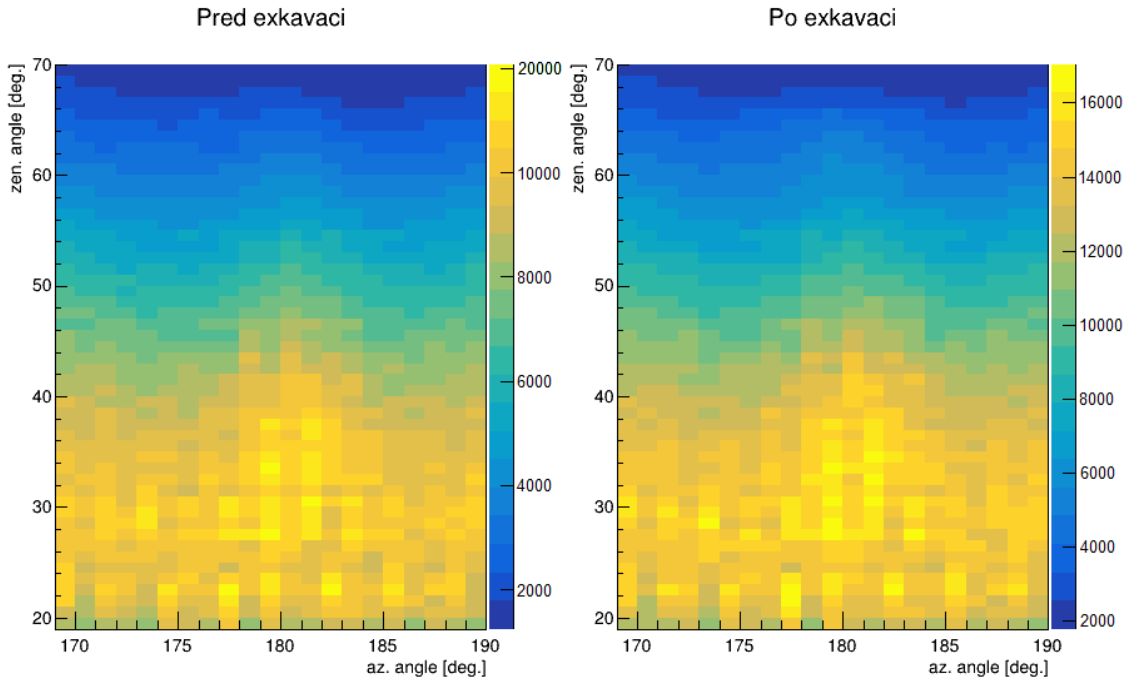
Obrázek 5.2: Výsledky měření před začátkem hloubení jámy pro detektor ICARUS. Vlevo se jedná o 2D zobrazení stejných dat jaká jsou vykreslena vpravo ve 3D. Jak osa azimutálního, tak i zenitálního úhlu je v úhlových stupních.



Obrázek 5.3: Výsledky měření po vyhloubení jámy. Vlevo se jedná o 2D zobrazení stejných dat jaká jsou vykreslena vpravo ve 3D. Jak osa azimutálního, tak i zenitálního úhlu je v úhlových stupních.

Na obrázku 5.4 je také zobrazena oblast odpovídající směru  $180^\circ$  azimut a  $65^\circ$  zenit, ve které by se podle propočtů měl nacházet pík po vyhloubení uložení pro detektor ICARUS. Při porovnání obou histogramů není zatím vidět, že by zde měl být nějaký rozdíl, tedy ani pík. Pro přesné určení, jestli odstranění zeminy kvůli umístění detektoru vyvolalo odezvu v ND, bude nutné od sebe oba histogramy odečíst.





Obrázek 5.4: Přibližná oblast zájmu této práce před vyhloubení základů pro detektor ICARUS a po něm.

### Určení normalizace

Zjistil jsem, že během měření před exkavací bylo detekováno  $1,13787 \cdot 10^8$  mionů, zatímco po exkavaci  $1,62994 \cdot 10^8$ . Tento rozdíl je způsoben hlavně různou dobou měření a podle naší hypotézy částečně i zvýšením toku mionů v důsledku výkopových prací. Jelikož histogramy neobsahují stejný počet zaznamenaných mionů, je nutné před odečtením podrobit alespoň jeden histogram takové normalizaci, aby suma mionů v obou histogramech odpovídala stejné celkové době nabírání dat, viz rovnice 5.1. Pro potřebu označení v rovnicích nechť jsou hodnoty měření před exkavací označeny  $H_P$ , zkráceně histogram pozadí, a hodnoty měření po exkavaci označeny  $H_S$ , zkráceně histogram signálu. Jednotlivé biny histogramů budou charakterizovány svými souřadnicemi  $[i,j]$ , kde „i“ značí azimutální a „j“ zenitální úhel. Pro hodnotu normalizační konstanty „Norm“ budeme požadovat:

$$\sum_{i,j} H_S[i,j] = Norm \cdot \sum_{i,j} H_P[i,j] \quad (5.1)$$

Je zjevné, že pokud celé histogramy  $H_P$  a  $H_S$  podělíme jejich celkovým počtem detekovaných mionů, bude platit vztah 5.2, kde  $sumH_P$  a  $sumH_S$  představují součet zachycených mionů v celých histogramech.

$$\frac{H_P[i, j]}{sumH_P} = \frac{H_S[i, j]}{sumH_S} \quad (5.2)$$

Pokud potřebujeme zjistit, zda histogram  $H_S$  obsahuje pík lokalizovaného nadbytku (angl. excess), a chceme získat reálný počet nadbytečných mionů v oblasti píku v histogramu  $H_S$ , můžeme použít následující jednoduchou metodu odečtení normovaného pozadí  $H_P$  od histogramu  $H_S$  uvedenou v rovnici 5.3:

$$D[i, j] = H_S[i, j] - \frac{sumH_S}{sumH_P} \cdot H_P[i, j] = H_S[i, j] - 1,43244 \cdot H_P[i, j], \quad (5.3)$$

kde jsme za  $\frac{sumH_S}{sumH_P}$  dosadili vypočítanou hodnotu 1,43244.

### Odečtení normalizovaných histogramů

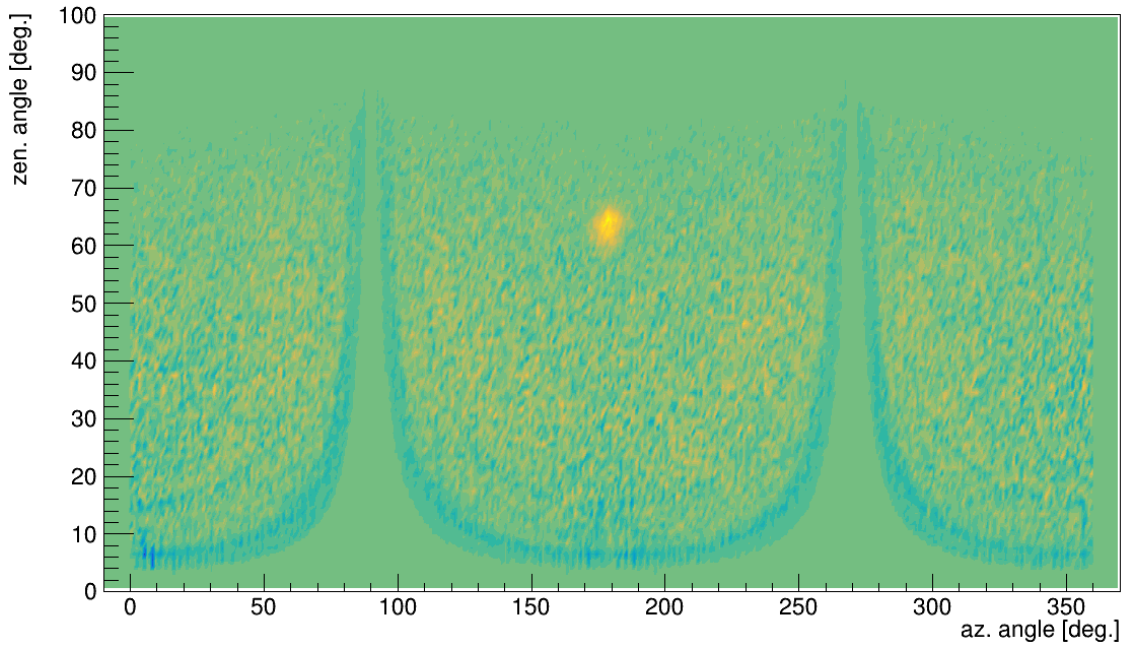
Protože už je známý způsob, jak budeme hodnoty v histogramu normalizovat, nic nebrání samotnému odečtení obou histogramů dle rovnice 5.3.

Na obrázku 5.5 je jasně vidět, že v oblasti okolo 179° azimut a 64° zenit úhlu se nachází pík. Geometrickou aproximací dráhy mionů v oblasti píku od místa detektoru NOvA ND k povrchu (100 m nad detektorem) bylo zjištěno, že nadbytek mionů přichází z oblasti stavebních prací v souvislosti s přípravou uložení detektoru ICARUS. Abych získal co nejpresnější kvantitativní odhad změny toku mionů, pokračoval jsem v analýze.

### Zpřesnění výsledků

Normalizace, kterou jsem použil, není úplně přesná, protože obsahuje systematickou chybu. Když histogram  $H_P$  normalizujeme pomocí počtu detekcí z celého histogramu  $H_S$  (obsahujícího pík), v oblasti píku odečítáme od histogramu  $H_S$  více, než bychom měli a tím systematicky podhodnocujeme excess.

## Odecet norm. histogramu



Obrázek 5.5: Histogram  $H_S$  po odečtení normovaného histogramu  $H_P$ .

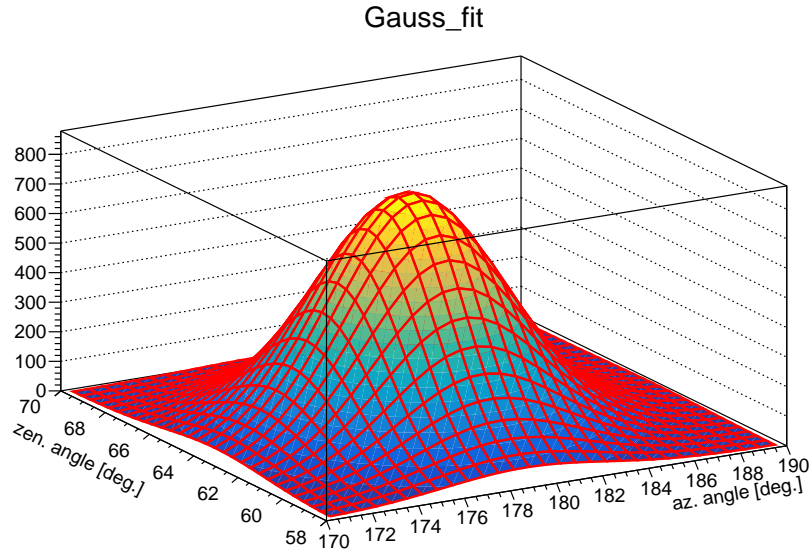
Z tohoto důvodu je nutné určit rozměry píku, abychom mohli normalizační konstantu, tedy poměr mezi sumami, spočítat pouze mimo oblast píku. To jsem provedl tak, že jsem pík fitoval dvourozměrnou Gaussovou funkcí s předpisem uvedeným v rovnici 5.4 a z parametrů tohoto fitu jsem zjistil informace shrnuté v tabulce 5.1. Vykreslený Gaussovský fit je na obrázku 5.6.

$$G(x, y) = \frac{A}{2\pi\sigma_X\sigma_Y} \cdot \exp \left[ -\frac{(x - \mu_x)^2}{2\sigma_X^2} - \frac{(y - \mu_y)^2}{2\sigma_Y^2} \right] \quad (5.4)$$

Tabulka 5.1: Parametry píku získané fitem 2D Gaussovou funkcí

Azim. souřadnice maxima [°]	$178,84 \pm 0,16$	Směrodat. odchyl. $\sigma_X$ [°]	$3,55 \pm 0,12$
Zen. souřadnice maxima [°]	$63,38 \pm 0,09$	Směrodat. odchyl. $\sigma_Y$ [°]	$2,28 \pm 0,08$

Z podoby prokladu 5.6 a hodnot z tabulky 5.1 jsem určil, že dále mohu pracovat pouze s průměrnou hodnotou směrodatné odchylky  $\sigma = \frac{\sigma_X + \sigma_Y}{2}$ , aniž bych se tím dopustil významnější chyby, protože jako oblast píku budu uvažovat kruhové



Obrázek 5.6: Zobrazení fitu nalezeného píku s vrcholem na souřadnicích [178,8;63,4]

okolí kolem vrcholu [178,8; 63,4] s poloměrem  $3,5\sigma$ , což představuje konfidenční hladinu cca. 99,95 %. Vypočítal jsem, že v této oblasti se v histogramu 5.5 nacházelo  $38900 \pm 2428$  detekovaných signálů. Odhad absolutní chyby určení nadbytečných detekcí byl vyčíslen na základě výpočtu:

$$\sigma_{Excess} = \sqrt{\text{pocet mionu v piku } H_S} + Norm \cdot \sqrt{\text{pocet mionu v piku } H_P} = \sqrt{1,24311 \cdot 10^6} + 1,43244 \cdot \sqrt{840671} = 2428 \quad (5.5)$$

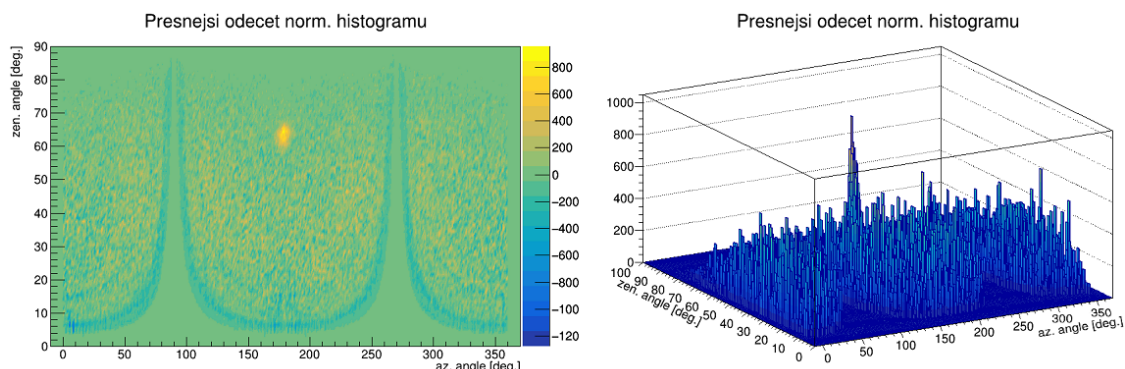
Určení samotného normovacího koeficientu nese také jistou absolutní chybu, ale v porovnání s velikostí absolutní chyby určení excessu jde o zanedbatelnou hodnotu, a tak do výpočtu nebyl zařazen.

Po stanovení velikosti oblasti, kterou nebudu počítat do celkového počtu zachycených signálů, jsem vypočítal sumu počtu zachycených mionů. Během měření před exkavací bylo detekováno vně okolí  $1,12512 \cdot 10^8$  a po exkavaci  $1,61127 \cdot 10^8$  mionů. Tyto hodnoty jsem použil k stanovení nové a přesnější normalizace ze vztahu 5.1.

$$Norm = \frac{\text{sum } H_{S,okol}}{\text{sum } H_{P,okol}} = \frac{1,61127 \cdot 10^8}{1,12512 \cdot 10^8} = 1,43209 \quad (5.6)$$

Hodnota normalizačního koeficientu  $Norm$  se tedy liší od té vypočítané z dat z celého histogramu (původní  $Norm=1,43244$ ). Tuto přesnější normalizaci tedy využiji

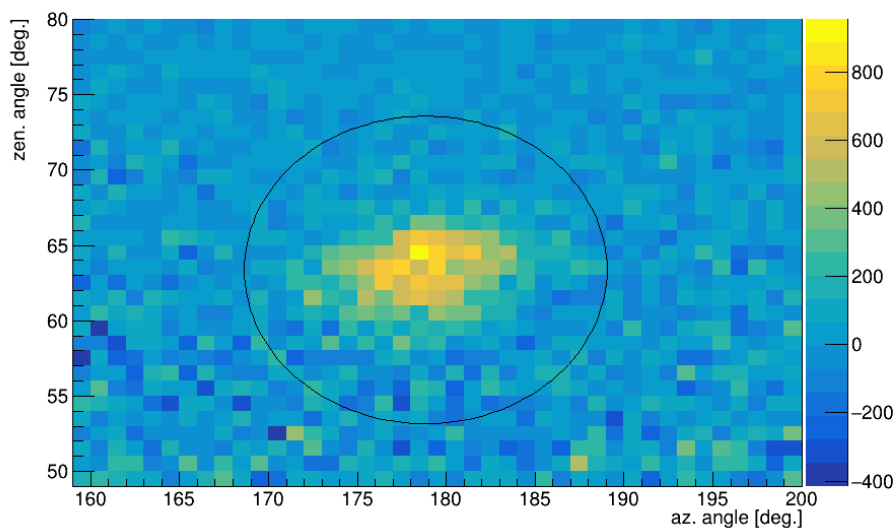
k lepšímu odečtení obou histogramů. Výsledek tohoto odečtení je k vidění na obrázku 5.7



Obrázek 5.7: Výsledek po odečtení přesněji normalizovaných histogramů. Vlevo se jedná o 2D zobrazení stejných dat jaká jsou vykreslena vpravo ve 3D. U 3D zobrazení jde o zobrazení pouze kladných hodnot na ose z.

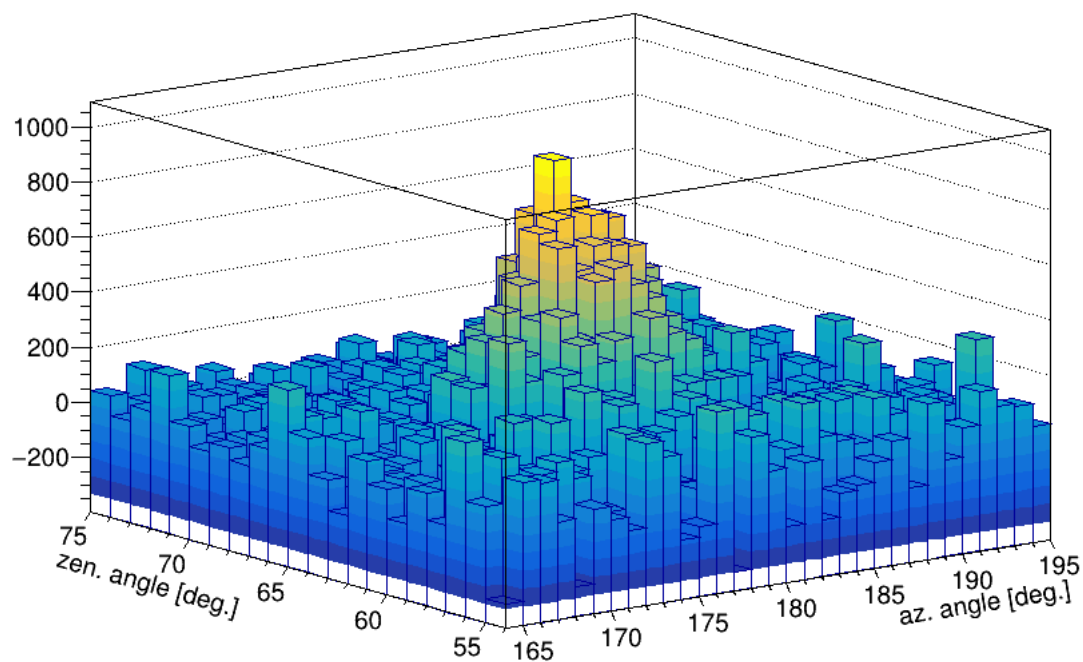
Na obrázku 5.8 můžeme vidět přibližnou oblast, ve které je detekován nadbytek mionů v důsledku exkavace zeminy pro umístění detektoru ICARUS. Zároveň je zde vyznačeno  $3,5\sigma$  okolí. Uvnitř tohoto okolí, oblast píku lokalizovaného maxima, bylo detekováno celkem  $Excess = \sum D[i, j] = 39192 \pm 2428$  nadbytečných signálů. Odhad absolutní chyby tohoto čísla byl spočítán dle vzorce 5.5 při dosažení nového normovacího koeficientu. Pokud to porovnáme s hodnotou zjištěnou pomocí normalizace z celého histogramu, tedy hodnotou  $Excess = 38900 \pm 2428$ , je zřejmé, že jsem novou normalizací dosáhl zpřesnění výsledku o 0,745 % a odstranil tak systematickou chybu zjednodušené normalizace  $H_P$ . Na obrázku 5.9 je vyneseny pík zvýšeného toku mionů ve 3D.

Pík z presneji odectenych histogramu



Obrázek 5.8: Detail histogramu 5.7, který lépe zobrazuje oblast, kde se nachází pík. Černá kružnice označuje hranici  $3,5\sigma$  píku.

Pík z presneji odectenych histogramu



Obrázek 5.9: Pík zvýšeného toku mionů v důsledku exkavace zeminy kvůli experimentu ICARUS.

## 5.3 Časové změny úhlového rozdělení v důsledku plnění argonem

Jak již bylo výše zmíněno, detektor ICARUS byl v období mezi 21. 2. a 7. 3. 2020 naplněn kapalným argonem. Objevila se tedy otázka, zda se tato událost signifikantně projevila na datech získaných detektorem NOvA. V tabulkách [92] je pro vzduch uvedena hustota  $1,275 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$  a pro kapalný argon  $1395 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ . Z uvedených hodnot je tedy jasné, že v detektoru bychom po naplnění měli pozorovat úbytek částic přicházejících z tohoto směru.

### 5.3.1 Nastavení parametrů detekce

Parametry pro toto měření byly nastaveny podobně jako v případě zkoumání vlivu exkavace horniny. Nekladl jsem eliminační podmínku na délku částice, která bude zaznamenána. Místo toho jsem do makra přidal část, která data ukládala do histogramů podle délky dráhy zanechané v detektoru. Do prvního histogramu se ukládala data od všech částic, které splňovaly podmínky registrace v detektoru. Do druhého jen částice, které v detektoru uletěly více než 100 cm. Do třetího částice s dráhou delší než 200 cm a částice s dráhou delší než 300 cm byly zaznamenány ve čtvrtém histogramu.

Tyto změny byly důsledkem nejistoty mé i vedoucích práce, zda při uplatnění přísného požadavku na délku dráhy nepřijdu o příliš velkou statistiku částic. Toto byla vážná obava, jelikož nebylo jisté, zda se mi vůbec podaří získat dostatečné množství dat z detektoru k tomu, aby byl patrný rozdíl v toku mionů vyvolaný argonem.

### 5.3.2 Získání a selekce dat

Stejně jako u předchozí analýzy jsem používal standardní kosmická data z blízkého detektoru experimentu NOvA. Z informací o detektoru ICARUS jsem věděl, v jakých dnech došlo k jeho plnění. Toto datum se pro mě stalo vodítkem, abych identifikoval, o jaká měření mám zájem. Prvním krokem bylo zjistit, jaké číslo mají tyto runy. Použil jsem příkaz `NovaRunInfo -d NearDet -r "cislo_runu"-a`, který vypíše i období, kdy dané měření probíhalo. Tím jsem zjistil, že plnění probíhalo

během runů 13549 až 13562.

Toto období jsem následně do analýzy kvůli měnícím se podmínkám nezahrnoval, ale posloužilo mi ke stanovení hranice období před plněním a po něm. Období, které mělo sloužit pro porovnání, tedy období, kdy se v detektoru argon ještě nenacházel, končilo runem číslo 13499. Jak si lze povšimnout, mezi koncem tohoto období a začátkem plnění je 50 runů odstup. Tím jsem se snažil eliminovat možnost ovlivnění dat z důvodu přípravných prací v okolí detektoru. Odstup 38 runů jsem zavedl také mezi koncem plnění a začátkem období, které obsahovalo signál, tedy období, kdy v detektoru již je přítomný argon.

Podle čísla runu jsem byl schopný data vyhledat v databázi měření. Problémem však bylo, že tato data nebyla přístupná. Tato data nebyla předtím zpracovávána a existovala domněnka, že byla zaznamenána na magnetické pásky, které jsou uloženy v archivu Fermilabu. Pro jejich zpětné načtení na přístupné počítačové disky je nutné vznést žádost na jednoho ze správců archivu.

Při hledání informací, co žádost musí obsahovat, jsem našel nástroj SAM data handling system, který se ve Fermilabu používá k další evidenci souborů, jejich hledání a podobně. Jeho prostřednictvím jsem zkusil vyhledat soubory runů, které jsem potřeboval ke své analýze. Podoba jména souboru root je stejná a v názvu se mění pouze pořadové číslo. Z tohoto důvodu jsem byl schopen pomocí indexace SAM nalézt tyto soubory v jiné složce, o které jsem do té doby nevěděl a která byla stále nahrána na discích, a proto jsem s daty mohl rovnou začít pracovat [93].

### 5.3.3 Analýza dat

Jak již bylo uvedeno, z důvodu malého rozdílu mezi hustotami argonu a vzduchu bylo nutné analyzovat co největší množství dat, aby byl vliv načerpání argonu zanedbatelný. Z důvodu nutnosti mít co největší soubor dat jsem plně využil data, která jsem našel ve složce */pnfs/nova/persistent/production/users/apal\_prod\_houghtrack\_ntuple\_R19-11-18-prod5reco.muremove-hotfix.c\_nd\_ddactivity1\_full\_v1\_r12714tor14011\_afterApril2018/houghtrack\_ntuple/R19-11-18-prod5reco.muremove-hotfix.c/data/none/none/*. Podařilo se mi zanalyzovat dvě časová období, z nichž každé obsahovalo data z téměř dvou let měření. Data, která jsem použil pro vytvoření histogramu před naplněním detektoru, byla získávána od 16.4.2018 do 7.1.2020 (DOY: 106 2018 - 7 2020) a do



období po naplnění byla započítávána data od 8.4.2020 do 24.3.2022 (DOY: 99 2020 - 83 2022).

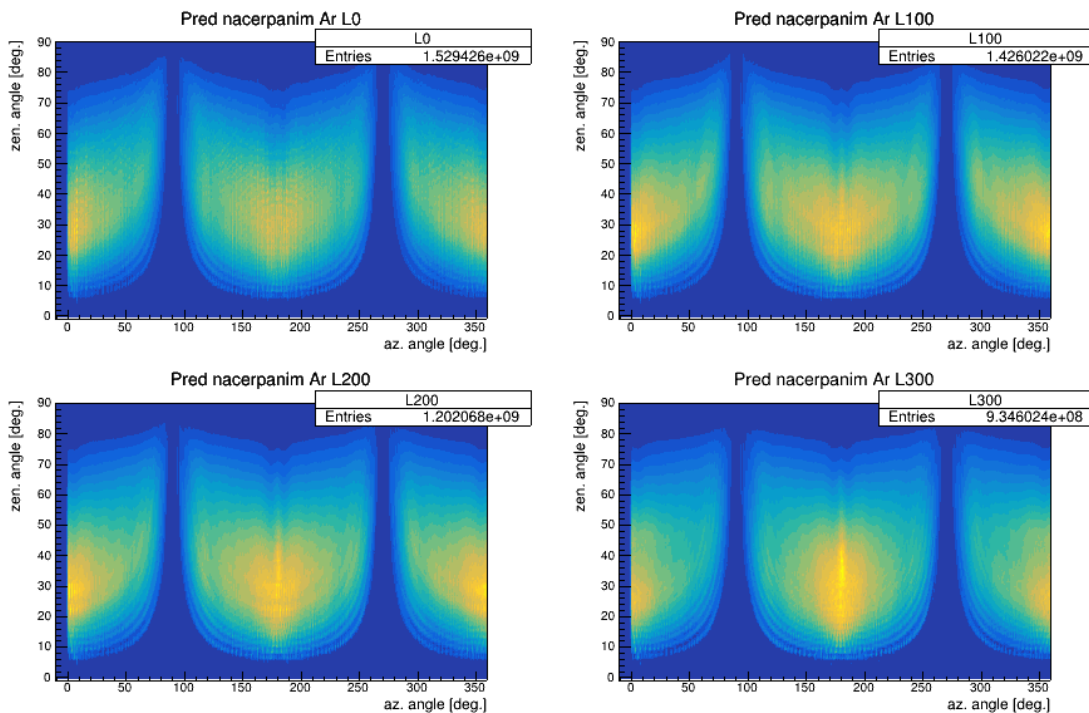
Rekonstruovaných dat, která bylo nutné zanalyzovat mým analyzačním makrem, bylo obrovské množství, cca 1,6 TB. Zároveň tento proces musel proběhnout přes vzdálený přístup, pro který platí, že každá úloha musí skončit do dvou set minut od svého spuštění, jinak je systémem ukončena. Z těchto důvodů nebylo možné analyzovat veškerá data najednou. Onen limit dvou set minut mi umožňoval analyzovat pouze třicet jedna až třicet dva runů současně. Proto jsem celkové množství dat rozdělil na menší celky a postupně vždy po dvou stech minutách spouštěl analýzu dalších souborů. Kvůli velké časové náročnosti tohoto postupu jsem ovšem využíval tři identická makra současně na třech různých serverech ve Fermilabu, abych mohl během jednoho dvousetminutového cyklu provést šetření na větším množství dat a zároveň abych úplně nezablokoval jeden ze serverů, kam se připojují i ostatní uživatelé z celého světa.

## **Zpracování částečných výsledků**

Tímto postupem jsem tedy získal několik souborů s částečnými výsledky, které bylo nutné ještě zpracovat, než jsem přikročil k detailnější analýze. Z těchto souborů bylo nutné získat data měření pro různé délky zanechané stopy a zároveň je také sloučit do dvou souborů obsahujících data z období před načerpáním argonu do detektoru ICARUS a po něm.

Výsledkem tohoto zpracování bylo osm histogramů obsahujících data od dopadajících částic rozdělených podle požadavku na délku zanechané dráhy v detektoru a podle toho, zda pochází data z období před naplněním detektoru ICARUS argonem nebo po něm. Tyto histogramy jsou vykresleny na obrázcích 5.10 a 5.11. U každého histogramu je také uvedena statistika, kolik částic je v histogramu zaznamenáno.

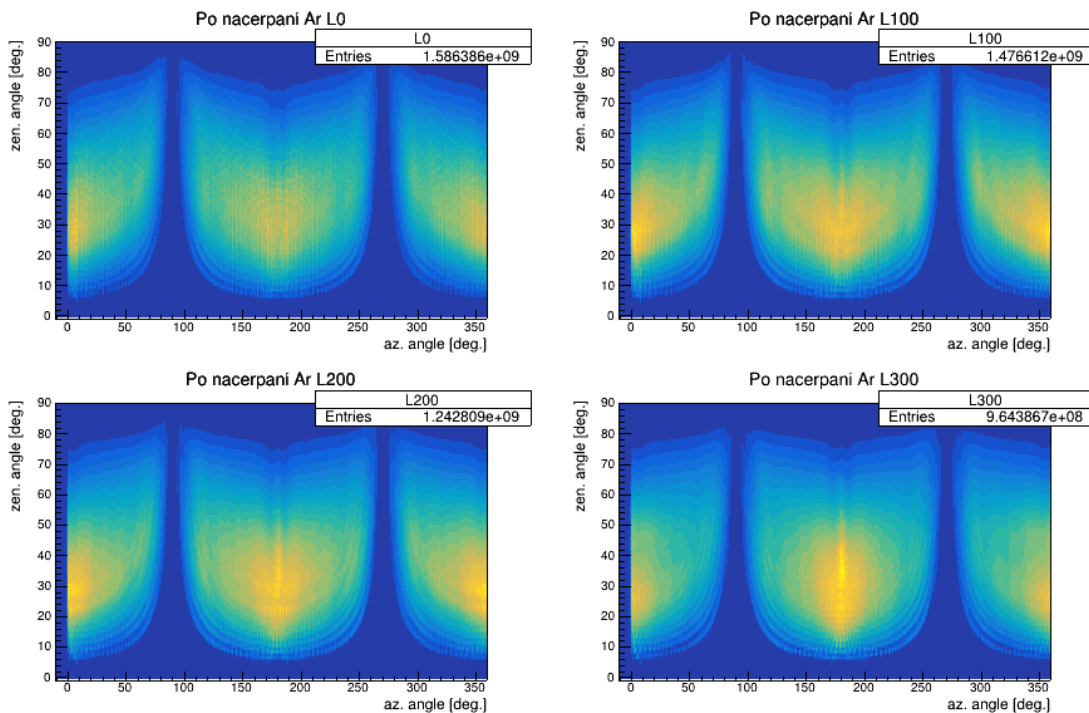
Z dat je patrné, že požadavek na minimální délku dráhy částice hraje ve statistice počtu drah roli. Na druhou stranu počet zaznamenaných částic s délkou zanechané dráhy vyšší než 300 cm je stále více než dostatečný pro provádění analýzy. Na těchto histogramech si také lze povšimnout, že částice s delší dráhou přicházely zejména z azimutálního směru kolem  $180^\circ$ , zatímco ty s kratší dráhou tuto preferenci nevykazovaly. Nicméně žádný rozdíl v zájmové oblasti  $[179^\circ; 64^\circ]$  zatím není zjevný.



Obrázek 5.10: Histogramy měření před naplněním detektoru ICARUS kapalným argonem rozdělené dle minimální délky dráhy zanechané v detektoru ( $L$ ). Jako v předchozí sekci je na ose x vynesena azimutální úhel a na ose y úhel zenitální.

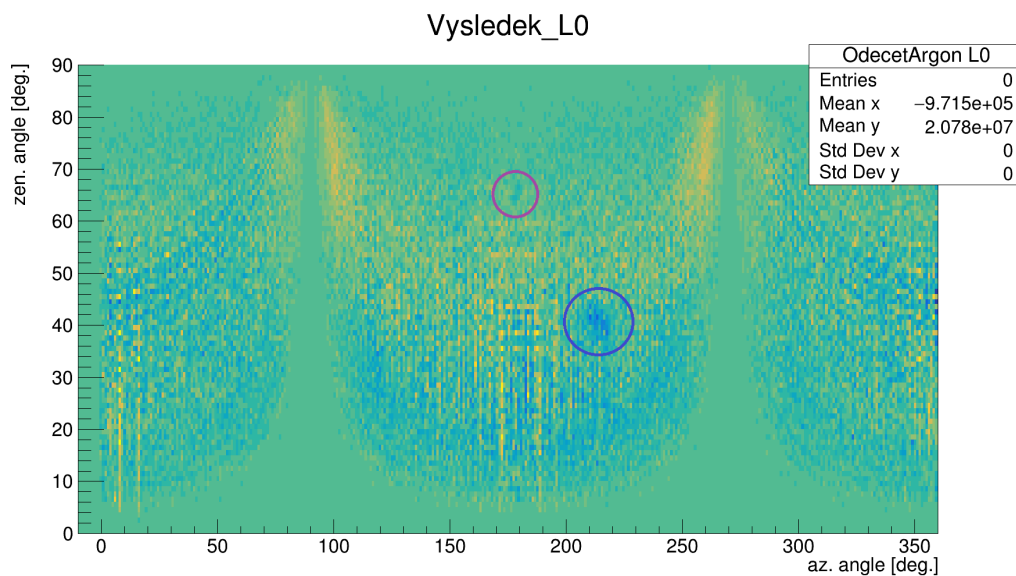
### Odečtení normalizovaných histogramů

Pro zjištění, zda došlo k nějaké změně, bylo nutné histogramy z období před naplněním a po něm od sebe odečíst. Samozřejmě bylo nutné odčítat normované histogramy, ve kterých se vyskytoval signál se shodným objemem dat. Toho jsem dosáhl pomocí stejné normalizace, která je popsána rovnicí 5.2, kde na jedné straně stojí data sesbíraná před naplněním detektoru argonem a na druhé data z období po něm. Podle obecné části rovnice 5.3 jsem s patřičným normovacím koeficientem pro jednotlivé délky drah provedl odečet, kde v histogramu  $H_S$  byla data z období po naplnění a v  $H_P$  před ním. Postup jsem zvolil tak, aby se případný úbytek částic ze zkoumaného směru projevil jako deficit i v mém histogramu. Výsledné histogramy jsem nechal vykreslit pro všechny podmínky na délku dráhy částice. Kvůli tomu, že všechny histogramy vypadají podobně, jsou na obrázcích 5.12 a 5.13 vykresleny pouze odečty dat bez podmínky na délku dráhy a s podmínkou minimální délky 300 cm jakožto hraniční případy.

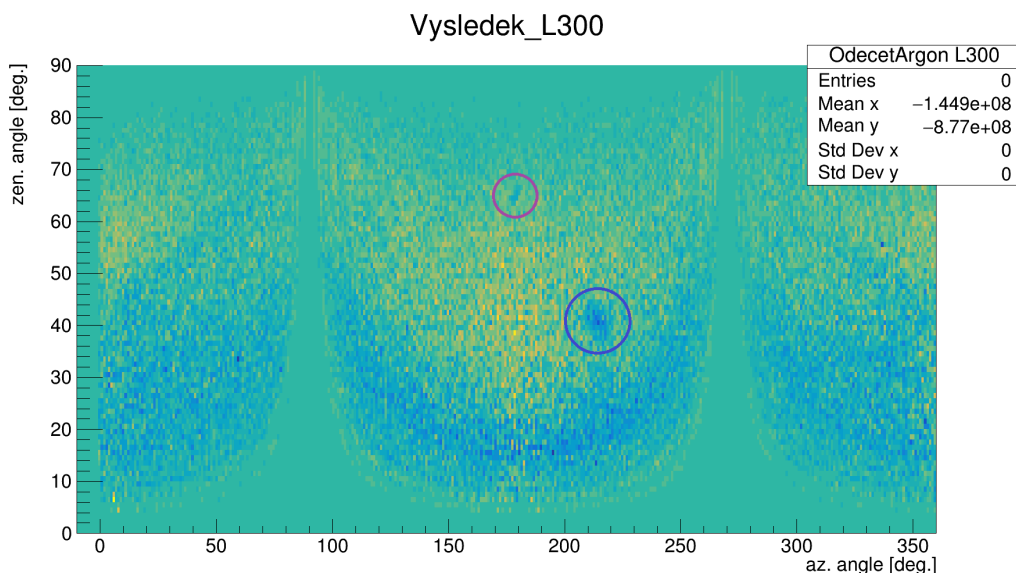


Obrázek 5.11: Histogramy měření po naplnění detektoru ICARUS kapalným argonem rozdělené dle minimální délky dráhy zanechané v detektoru (L)

Když vezmeme v potaz, že histogram 5.12 platí pro všechny částice bez požadků na délku jejich dráhy, což znamená, že se zde bude vyskytovat hodně šumových signálů, signálů od částic prolétuvších pouze okrajovou částí detektoru, i těch se zanechanou velmi krátkou dráhou, nachází se v oblasti okolo  $[179^\circ; 64^\circ]$  (zvýrazněna fialovým kruhem) méně pulzů, než je průměr. To by mohlo odpovídat tomu, že vliv načerpaného argonu je viditelný v blízkém detektoru experimentu NO $\nu$ A. Tentýž deficit je ještě lépe pozorovatelný na histogramu 5.13. Tato oblast je detailněji zobrazena na obrázku 5.14, kde je pro přehlednost vyznačena červenou elipsou. Když by tato oblast byla porovnána s výsledkem předchozí části (na obrázku 5.7), je zřejmé, že je méně výrazná a také menší. Důvod tohoto rozdílu je ovšem zřejmý. Menší intenzita signálu je dána o dost menším rozdílem hustoty argonu a vzduchu ve srovnání s rozdílem hustoty mezi vyhloubenou horninou a vzduchem, jak tomu bylo v předešlém případě. Rozdíl v rozměrech oblasti je způsoben rozdílem velikosti jámy a detektoru. Ovšem vzhledem k malému rozdílu četnosti přicházejících částic v této oblasti a jejímu okolí, bylo nutné prokázat, že se jedná o legitimní závěr a ne o statistickou fluktuaci.

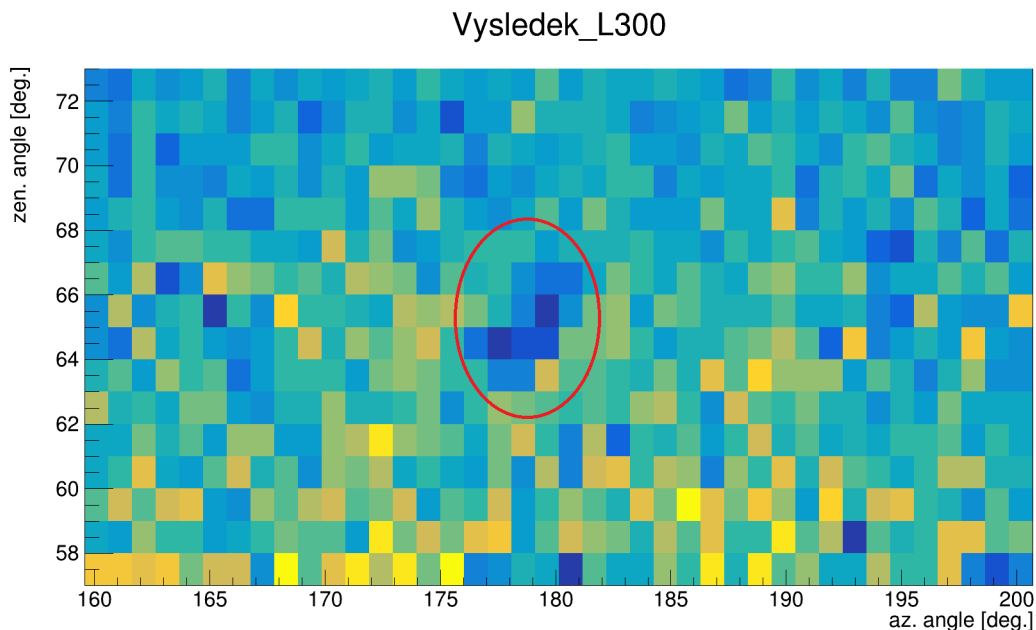


Obrázek 5.12: Změna toku mionů blízkým detektorem v období před naplněním detektoru ICARUS kapalným argonem a po něm pro částice, které prolétly detektorem bez dodatečné podmínky na délku jejich dráhy. Deficit vyvolaný načerpáním argonu je zvýrazněn fialovým kruhem a deficit vyvolaný neznámým objektem kruhem modrým. Počet entries je rovný nule z důvodu odečtu dvou histogramů a svědčí o správném nanormování.



Obrázek 5.13: Identický obrázek jako v předešlém případě ovšem pro částice, které prolétly detektorem a zanechaly v něm stopu dlouhou alespoň 300 cm.

Na obou histogramech je možné si také všimnout poměrně velké oblasti (zvýrazněna modrým kruhem) s výrazným deficitem částic, která se objevuje na souřadnicích okolo  $[214^\circ; 40^\circ]$ . V této oblasti nebyl žádný podobný signál očekáván, a tak jeho původ bylo nutné dále prozkoumat. Popis tohoto procesu je obsahem jedné z dalších částí této práce.



Obrázek 5.14: Přibližná oblast zájmu s deficitem mionů z histogramu s částicemi s dráhou delší než 300 cm

### 5.3.4 Ověření validity signálu ze směru detektoru ICARUS

Jak je vidět na obrázku 5.13, deficit částic, které cestou do blízkého detektoru prolétly detektorem ICARUS, není velký. Aby bylo možné definitivně určit, že původce tohoto deficitu je kapalný argon a nejedná se o pouhou statistickou fluktuaci, bylo nutné tuto oblast podrobit statistickému testu.

#### Testování pomocí Poissonova rozdělení

Metodou, pomocí níž jsem testoval, zda je možné, aby tento deficit zapříčinilo jen náhodné nakupení pulzů, tedy statistická fluktuace, bylo srovnání počtu částic příchozích částic před načerpáním argonu do detektoru ICARUS a po něm. Pokud by

se jednalo o náhodu, řídila by se distribuce impulzů Poissonovým rozdělením. Toto rozdělení se řídí předpisem 5.15. Díky tomuto předpisu je možné stanovit, s jakou pravděpodobností dojde k realizaci náhodného jevu při tomto rozdělení.

**Definice** Řekneme, že náhodná veličina  $X$  má Poissonovo rozdělení s parametrem  $\lambda > 0$ , jestliže

$$P[X = k] = \begin{cases} e^{-\lambda} \frac{\lambda^k}{k!} & \text{pro } k = 0, 1, 2, \dots \\ 0 & \text{jinak.} \end{cases}$$

Značení  $X \sim Po(\lambda)$ .

Obrázek 5.15: Definice Poissonova rozdělení ze skript matematické statistiky [94]

To jsem provedl tak, že jsem extrahoval počet impulzů v binech odpovídajících souřadnicím směru příchodu částic, které předtím prošly detektorem ICARUS, z histogramu před naplněním argonem a po něm. Hodnota pocházející z histogramu po naplněním argonem mi posloužila jako parametr  $k$  z rozdělení 5.15. Střední hodnotou Poissonova rozdělení, parametrem  $\lambda_0$ , je hodnota v oblasti histogramu dat získaných před naplněním argonem.

V tabulce 5.2 jsou vyneseny extrahované hodnoty z histogramů před načerpáním argonu do detektoru ICARUS a po něm. Jak již bylo vysvětleno, označením L0 (a podobně), označuji histogramy, do kterých jsou uloženy pouze částice splňující podmínku na minimální délku zanechané stopy v detektoru. Důvodem, proč jsou ve sloupci s hodnotami  $\lambda_0$  v téže tabulce uvedena i desetinná čísla, je normalizace. Celkový objem dat histogramu Před byl totiž dán do rovnosti s celkovým objemem histogramu Po. Vždy, když je třeba upravit objem dat na základě porovnání dvou histogramů, upravuje se datový objem toho, který má sloužit pro porovnání s novým signálem.

Pokud tedy hodnoty parametrů z tabulky 5.2 dosadím do vzorce uvedeném v definici 5.15, získám hodnotu pravděpodobnosti, že při realizaci náhodné veličiny se střední hodnotou  $\lambda_0$  řídící se Poissonovým rozdělením dojde k jevu  $k$ . Jestliže je třeba vypočítat celkovou pravděpodobnost, že došlo k jevu s hodnotou menší nebo rovnou  $k$ , musím vypočítat pravděpodobnost realizací všech jevů od 0 do  $k$  a sečíst je. Tento postup je matematicky vyjádřen v rovnici 5.7.

Tabulka 5.2: Tabulka hodnot získaných z histogramů před naplněním detektoru argonem a po něm. Je zde uveden i patřičný parametr, pod kterým hodnota vystupuje v Poissonově rozdělení. Jsou zde vyneseny počty příchozích mionů bez podmínky na délku zanechané dráhy i pro různé podmínky na délku zanechané stopy.

	Před ( $\lambda_0$ )	Po ( $k$ )
L0	432192,88	427792
L100	404832,93	400785
L200	382369,55	378767
L300	362874,06	359645

$$P[X \leq k] = \sum_{m=0}^k e^{-\lambda_0} \cdot \frac{\lambda_0^m}{m!} \quad (5.7)$$

To znamená, že byla vypočítána pravděpodobnost, že pokles intenzity signálu ze směru detektoru ICARUS je dílem statistické fluktuace - tedy čím nižší bude hodnota, tím je větší pravděpodobnost, že tento úbytek je způsoben naplněním detektoru argonem. Kvůli výpočetní náročnosti byla hodnota pravděpodobnosti stanovena pomocí programu Wolfram Mathematica. Výsledky tohoto výpočtu pro všechny podmínky jsou zaznamenány v tabulce 5.3.

Tabulka 5.3: Tabulka výsledků statistického vyhodnocení signálu vznikuvšího v důsledku načerpání argonu do detektoru ICARUS vypočítaných dle rovnice 5.7. Uvedené hodnoty odpovídají pravděpodobnosti, že je signál způsoben statistickou fluktuací.

	P [ $X \leq k$ ]
L0	$1,020 \cdot 10^{-11}$
L100	$9,547 \cdot 10^{-11}$
L200	$2,704 \cdot 10^{-9}$
L300	$3,997 \cdot 10^{-8}$

Na základě výpočítaných pravděpodobností uvedených v tabulce 5.3 lze tedy tvrdit, že změna v oblasti histogramu, která odpovídá signálu částic přicházejících ze směru detektoru ICARUS, není způsobena statistickou fluktuací, nýbrž skutečným snížením toku mionů.

Metoda, kterou jsem použil výše, není ovšem pro toto použití ideální. Poissonova metoda je velmi přesná a tedy vhodná pro popis jevů, které nastanou během časového intervalu. Klasickým příkladem je například výskyt nefunkčních součástek ve výrobě [94]. Problémem ovšem může být, že počet zaznamenaných částic před naplněním detektoru argonem a po něm je také stochastická veličina. To je způsobeno jak mechanismem produkce kosmických mionů, ale také fungováním detektoru a podobně. Z tohoto důvodu jsem kontaktoval odbornou skupinu na Fyzikálním ústavu Akademie věd České republiky, aby mi pomohla nalézt co nejoptimálnější statistický test pro definitivní potvrzení hypotézy o vlivu argonu na tok mionů, který je pozorován blízkým detektorem NOvA.

### Testování pomocí výpočtu signifikance

Statisticky nejkorektnější metodou, která mi byla doporučena, byl výpočet celkové p-hodnoty, neboli signifikance, pro realizaci jevu  $k$  při vyslovení hypotézy, že by detektor ICARUS nebyl naplněn argonem. Tedy že se jedná o statistickou fluktuaci. Jako teoretické podklady jsem při výpočtu užíval zdroje [94] a [37]. Tento výpočet bude obsahovat tři hlavní kroky.

Prvním krokem je aproximace pravděpodobnosti střední hodnoty počtu částic detekovaných v období před naplněním detektoru argonem, tedy parametru  $\lambda_0$  z tabulky 5.2. Pro popis statistické povahy tohoto parametru jsem použil Gaussovo rozdělení  $N(\mu, \sigma^2)$ , kde střední hodnotou  $\mu$  je hodnota parametru  $\lambda_0$  a směrodatnou odchylkou  $\sigma$  je hodnota  $\sqrt{\frac{\lambda_0}{c}}$ . Zde  $c$  je normovací faktor zohledňující rozdílný počet detekovaných částic v období před naplněním argonem a po něm, který je uveden v histogramech 5.10 a 5.11. Hodnota normovacího faktoru se vypočítá dle rovnice 5.8, kde je demonstrován výpočet pro nastavení podmínky L200.

$$c = \frac{\text{pocet detekci pred Ar}}{\text{pocet detekci po Ar}} = \frac{1,202068 \cdot 10^9}{1,242809 \cdot 10^9} = 0,967219 \quad (5.8)$$



Hustota pravděpodobnosti tohoto rozdělení má tvar Gaussovy distribuční funkce  $g(\lambda)$ , která je v tomto případě definována rovnicí 5.9, kde proměnná  $\lambda$  bez indexu zastupuje počet detekovaných částic v oblasti. Tato část výpočtu zohledňuje stochastickou povahu změřeného počtu částic  $\lambda$ .

$$g(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\frac{\lambda_0}{c}} \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\frac{\lambda_0}{c}}} \quad (5.9)$$

Druhým krokem je výpočet signifikance. Jedná se o sumu nezávislých proměnných mající Poissonovo rozdělení s parametrem  $\lambda$ ,  $Po(\lambda)$ . Tato suma sčítá Poissonova rozdělení pro hodnoty od 0 až do  $k$ , tedy počtu částic naměřených po naplnění detektoru ICARUS uvedeného v tabulce 5.2. Pro lepší ilustraci uvádím rovnicí 5.10. Tato část počítá p-hodnotu pro hypotézu, že pro dané  $\lambda$  došlo k naměření  $k$  částic, pokud by do detektoru nebyl načerpán žádný argon.

$$p(\lambda) = \sum_{m=0}^k \frac{\lambda^m}{m!} \cdot e^{-\lambda} \quad (5.10)$$

Třetím a závěrečným krokem je konvoluce dvou výše zmíněných funkcí. Tím bude vyhodnocen celkový vliv těchto dvou současně působících jevů. Cílem je vyhodnotit napočítané signifikance z kroku dva pro všechny  $g(\lambda)$  z kroku jedna. To znamená ověřit hypotézu, že dojde k detekci  $k$  částic bez jakékoli změny nad detektorem s přihlédnutím k tomu, že i počet částic je stochastickou veličinou a řídí se distribuční funkcí.

Obecný předpis pro konvoluci je uveden v rovnici 5.11. Nicméně pro tento výpočet nebude nutné počítat hodnotu pomocí integrálu. Jeho hodnotu aproximují pomocí sumy existujících diskrétních hodnot. Tato aproximace je v tomto případě možná a matematicky přípustná, přičemž dojde pouze k minimálnímu zkreslení výsledku [95], [96].

$$(f * g)(t) := \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau)g(t - \tau)d\tau \quad (5.11)$$

Kvůli časovým nárokům výpočtů jsem výpočet dále optimalizoval. Ač by výpočet signifikance měl probíhat od 0 do  $k$ , z hlediska efektivity to není třeba. Z podoby hustoty pravděpodobnosti Poissonova rozdělení  $Po(\lambda)$  je zřejmé, že nejvyšších hodnot

je dosahováno v nejtěsnější blízkosti ke  $k$ . Z tohoto důvodu jsou ve výpočtu sečteny pouze příspěvky od dvou tisíc největších sčítanců. Testoval jsem i variantu se sčítáním deseti tisíc sčítanců, ale při přesnosti na pět desetinných míst nebyl pozorován žádný rozdíl, i když výpočet trval o hodinu déle.

Další zjednodušení se týkalo intervalu, kde byla počítána samotná konvoluce. V tomto případě je zbytečné počítat konvoluci na celém intervalu od  $-\infty$  do  $+\infty$ , takže byla vypočítána pouze na intervalu  $\langle \lambda_0 - 7\sigma; \lambda_0 + 2\sigma \rangle$ . Opět byl testován i výpočet na větším intervalu, ale opět bez efektu na výsledek. Pro úplnost je v rovnici 5.12 uveden výpočet celé této konvoluce a v něm použité parametry jsou uvedeny v tabulce 5.4.

$$(g * p)(\lambda) = \sum_{\lambda=\lambda_0-7\sigma}^{\lambda_0+2\sigma} \left\{ \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\sigma^2}} \cdot \sum_{m=0}^{2000} \frac{\lambda^{k-m}}{(k-m)!} \cdot e^{-\lambda} \right\} \quad (5.12)$$

Tabulka 5.4: Tabulka používaných hodnot ve výpočtu konvoluce z rovnice 5.12 a výsledků výpočtů této konvoluce.

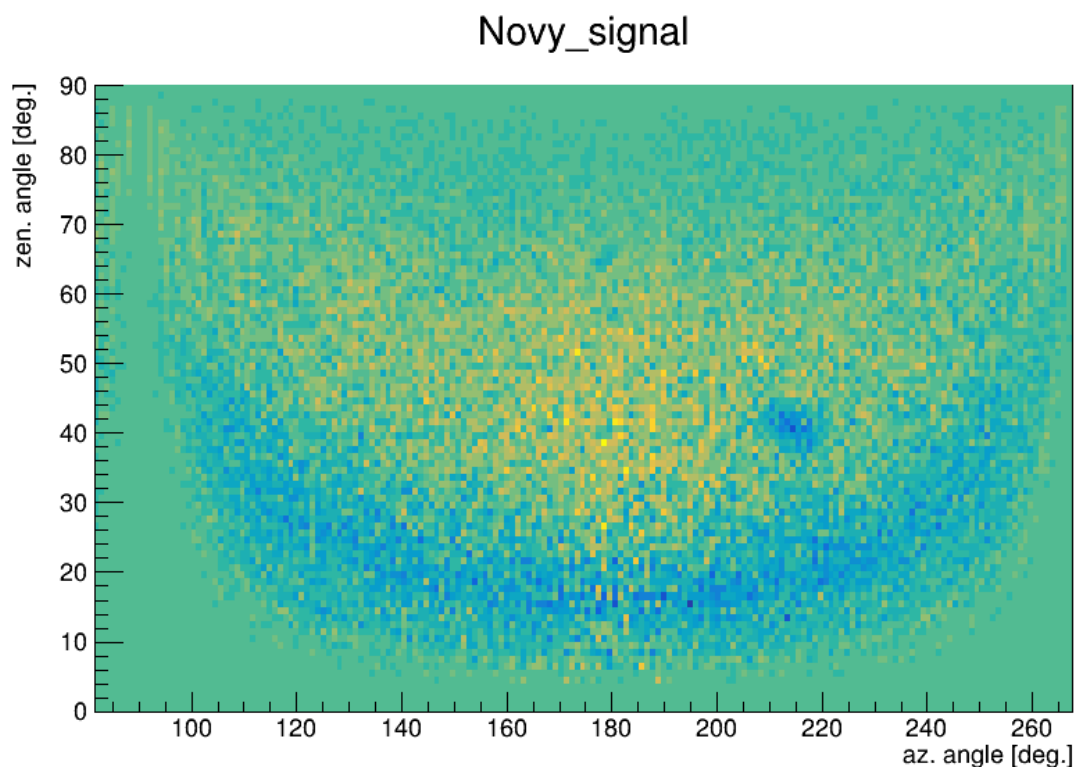
	<b>Před (<math>\lambda_0</math>)</b>	<b>Po (<math>k</math>)</b>	$\sigma = \sqrt{\frac{\lambda_0}{c}}$	<b>Shoda s hypotézou</b>
<b>L0</b>	432192,881	427792	669,544	$1,320 \cdot 10^{-6}$
<b>L100</b>	404832,928	400785	647,453	$3,990 \cdot 10^{-6}$
<b>L200</b>	382369,553	378767	628,752	$2,152 \cdot 10^{-5}$
<b>L300</b>	362874,059	359645	611,914	$8,323 \cdot 10^{-5}$

Každý výpočet konvoluce i s již popsányi zjednodušeními trval déle než 8 minut. Výsledky těchto výpočtů jsou též uvedeny v tabulce 5.4 ve sloupci Shoda s hypotézou. Jak již z názvu sloupce vyplývá, každý výsledek odpovídá úrovni shody s hypotézou, že by došlo k naměření počtu částic  $k$ , pokud by nedošlo k jakékoli změně nad detektorem, tedy pouhou statistickou fluktuací.

Na základě těchto výpočtů tedy lze hypotézu zamítnout. Jinými slovy pokles počtu detekovaných částic byl způsoben fyzikální příčinou. Onou příčinou bylo nacerpání argonu do detektoru ICARUS.

## 5.4 Neočekávaná časová změna úhlového rozdělení

V předešlých kapitolách této diplomové práce byly analyzovány změny úhlového rozdělení mionů způsobené známými změnami, které se udály kvůli stavbě detektoru ICARUS. Během zkoumání vlivu jeho naplnění kapalným argonem se ovšem ukázalo, že během zkoumaného období se někde nad detektorem událo i něco jiného. Tato neznámá příčina způsobila změnu toku mionů ze směru kolem  $[214^\circ; 40^\circ]$ . Vliv změny je detailněji zobrazen na výsledném histogramu vlivu plnění argonu na obrázku 5.16.



Obrázek 5.16: Výřez výsledného histogramu pro vliv naplnění detektoru ICARUS kapalným argonem, kde je vidět deficit dopadajících mionů ze směru okolo  $[214^\circ; 40^\circ]$

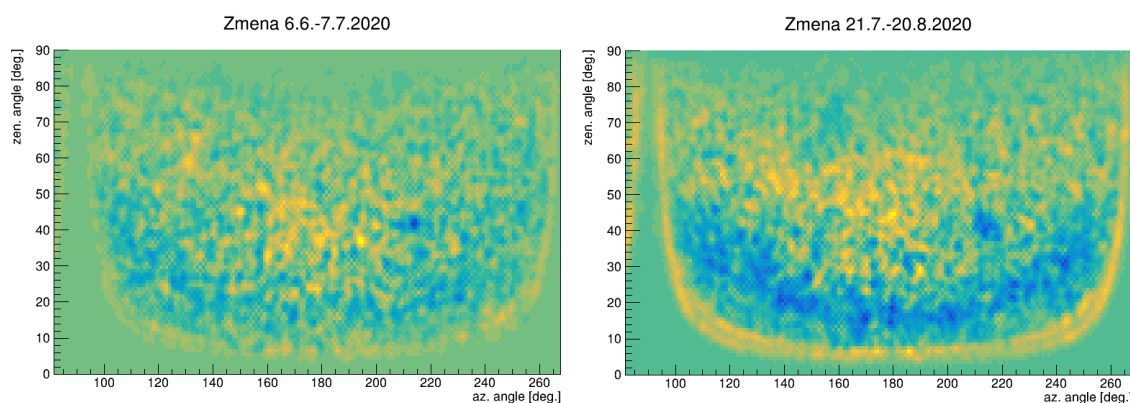
Podle síly signálu, která je i pouhým okem signifikantnější než vliv argonu ze směru detektoru ICARUS, nebylo nutné pochybovat, zda se nejedná o statistickou fluktuaci. Jelikož nebylo známo nic o příčině tohoto náhlého úbytku mionů, bylo nutné stanovit přesnější datum, kdy se tok mionů začal snižovat, kde se nachází původce tohoto úbytku a co jím je.

### 5.4.1 Časové určení změny toku

Protože rozdělení dat na časová období proběhlo podle doby, kdy došlo k naplnění detektoru argonem, bylo nutné pro detailnější analýzu přesněji určit časové období, kdy došlo k úbytku mionů ze zkoumaného směru, tedy dobu, kdy se nad detektorem objevil onen původce.

Postup, který jsem si pro stanovení přesnějšího časového období stanovil, byl následující. Jelikož jsem díky síle signálu věděl, že změna se musela udát v období nepříliš časově vzdáleném od plnění již několikrát zmíněného detektoru, začal jsem postupně prověřovat patřičná časová období. Prověřování probíhalo tak, že jsem si stanovil srovnávací data z období dávno před načerpáním argonu, kdy jsem měl jistotu, že úbytek mionů nebyl pozorován, a od tohoto období postupně normovaně odečítal data z období, kdy mohlo dojít ke změně. Tímto postupem jsem došel k závěru, že se změna toku mionů udála ve dvou časových vlnách. Jak vypadal histogram změny distribuce mionů v těchto dvou obdobích, je zobrazeno na obrázku 5.17. Pro lepší viditelnost deficitu jsem musel použít nástroj pro vyhlazení histogramu, poněvadž časové období dlouhé jeden měsíc obsahuje limitovanou statistiku dat. Malé množství dat je také důvod, proč není možné identifikovat termín změny přesněji.

Na tomto obrázku je zřetelné, že nejprve se změnil tok mionů pouze v malé oblasti a až následně se tok mionů změnil do konečné podoby. Tyto histogramy svědčí o tom, že příčina pozorované změny toku se v čase zvětšila. V dalších obdobích se oblast deficitu mionů už nerozšiřovala.



Obrázek 5.17: Výřez výsledného histogramu pro vliv naplnění detektoru ICARUS kapalným argonem, kde je vidět deficit dopadajících mionů ze směru okolo  $[214^\circ; 40^\circ]$

## 5.4.2 Určení polohy objektu způsobující deficit mionů

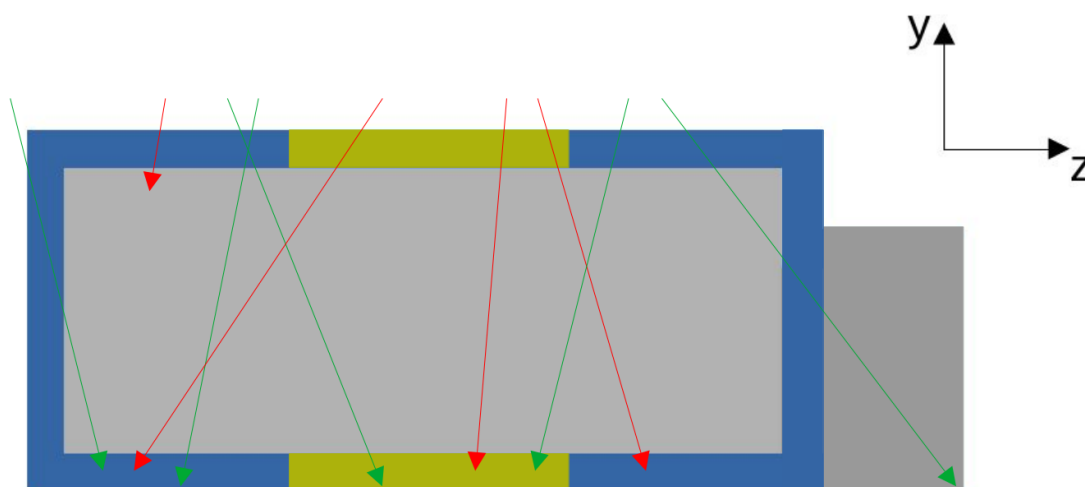
Protože výsledky měření detektoru ve formě 2D histogramu udávají pouze směr dopadající částice, je nemožné přesně určit polohu objektu, který způsobil pozorovanou změnu ze směru  $[214^\circ; 40^\circ]$ . Neznámou proměnnou je v tomto případě vzdálenost objektu od detektoru. Může se nacházet kdekoli v nalezeném směru, stropem detektorové štoly počínaje a zemským povrchem konče. Z tohoto důvodu není ovšem jasné nic o rozměrech objektu, který by tento deficit mohl způsobovat. Jedinými informacemi, které zatím existují, jsou tedy jeho směr a také to, že zvyšuje absorpční kapacitu mionů. O jeho původu také nelze prozatím nic soudit. Příčinou pozorovaného deficitu tedy může být například uložení materiálu ve štolě blízkého detektoru experimentu NOvA, změna v podloží nad detektorem nebo změna terénu na povrchu. Aby bylo možné odhalit pozici objektu, která by poskytla důležité informace pro identifikaci, bylo nutné provést stereoskopickou analýzu dat.

### Nastavení detektoru pro stereoskopickou analýzu

Vědci věnující se mionové tomografii, jež byla popsána výše, problém s určením vzdálenosti zkoumaných objektů od detektoru řeší pomocí více stanovišť, kam umístí detektory, a díky existenci několika pohledů dokáží určit přesnou polohu, tvar i vzdálenost. Tento přístup ale z meritu věci nebyl uskutečnitelný v případě této stereoskopické analýzy. Jelikož tedy nebylo možné detektor nikam přemístit a ani nebyla možnost využití dat z jiného identického detektoru, musel jsem k problému přistoupit jinak. Zvolenou metodou, bylo virtuální rozdělení detektoru na dvě části, které mi poskytnou separátní data z měření. Každá část tedy vykáže svůj 2D histogram, který z důvodu vzájemného posunutí oněch dvou částí bude úhlově posunutý vůči druhému. Z úhlového rozdílu polohy neznámého objektu v histogramech následně budu moci určit pozici onoho objektu.

Samotné virtuální vymezení dvou částí detektoru spočívalo v navržení nového způsobu vyhodnocení drah částic v detektoru na základě stávajícího principu ilustrovaného výše na obrázku 4.1. To obnášelo naprogramování podmínek dle mých požadavků a následnou implementaci do analyzačního kódu kosmických dat. Základním principem bylo rozdělit dopadající částice dle souřadnice vstupu do detektoru, který je kótován v centimetrech. Aby částice byla registrována v první části a započítána do náležitého histogramu, musela se její vstupní souřadnice osy Z de-

tektoru nacházet v prvních čtyřech stech centimetrech. Její parametr  $startZ$ , jak je počátek dráhy částice v detektoru nazván v analyzačním kódu, musel nabývat hodnotu v intervalu  $\langle 0, 400 \rangle$ . Dále byla na souřadnici počátku dráhy aplikována stejná podmínka pro kosmická data, která byla identická se zavedeným principem, tedy začátkem dráhy ve vzdálenosti maximálně padesát centimetrů od nejbližší stěny detektoru. Na souřadnici konce zanechané dráhy,  $endZ$ , nebyly kladeny jiné podmínky než podmínka pro kosmická data. Podoba nastavení vyhodnocování dat se nachází na obrázku 5.18.



Obrázek 5.18: Zobrazení bočního řezu detektoru s nastavením pro stereoskopickou analýzu. Žlutě je vyznačena střední, oddělující část.

Části vyobrazené modře na obrázku 5.18 vyznačují ony dvě rozdělené části registrující souřadnice počátku a konce dráhy. Žlutá střední část vyznačuje oddělující prostor, kde jsou registrovány pouze souřadnice konce drah a částice zde vstupující nejsou započítávány. Zelené šipky zobrazují dráhy registrovaných mionů a červené ty nezapočítávané.

Stanovení rozměrů střední, oddělující části bylo kompromisem mezi požadavkem na co největší prostor mezi dvěma krajními částmi z důvodu co největšího úhlového rozdílu a na přiměřenou velikost citlivých částí, která souvisí s velikostí statistiky detekovaných mionů. Tyto obecné požadavky ovšem nebyly jediné. Jak již bylo vysvětleno, detektor samotný se skládá z pravidelně se střídajících vrstev buněk a bylo nutné zajistit, aby obě části, ze kterých jsem chtěl získávat data, měly stejný počet vertikálních i horizontálních vrstev. Z těchto důvodů jsem zvolil prostřední

část delší o 70 cm než obě krajní části.

Dle souřadnicové osy  $Z$  poslední část detektoru, která byla vymezena hodnotou  $startZ$  v intervalu  $\langle 870, 1270 \rangle$ , je druhou krajní částí, ze které jsem extrahoval data do druhého histogramu. Podmínky detekce byly nastavené stejně jako pro první část. Oproti původnímu nastavení jsem přetvořil podmínku pro detekci částice v oblasti vzdálené maximálně 50 cm, kterou jsem přesunul, aby se nenacházela v mionovém catcheru, ale v přední homogenní části (oblast  $\langle 1220, 1270 \rangle$  na ose  $Z$ ), jak je to na obrázku 5.18 z důvodu, kterému je věnován další odstavec.

Během vymezení rozměrů této části bylo nutné vyřešit další problém plynoucí z konstrukce detektoru. V běžném nastavení detektoru se na detekčním objemu podílí i mionový catcher, tmavě šedá oblast na obrázcích 4.1 a 5.18. Pro stereoskopickou analýzu ovšem toto nastavení, vinou odlišného účinného průřezu pro interakci mionů, nebylo vhodné. Protože počet částic majících hodnotu  $startZ$  v některé z citlivých oblastí detektoru, které bych vyloučil kvůli tomu, že jejich dráha skončila v mionovém catcheru, byl vysoký, rozhodl jsem se pro výpočet polohy částice, než vyletěla do mionového catcheru. K tomuto výpočtu jsem použil parametrické vyjádření přímky ve 3D. Pokud částice měla souřadnici  $startZ$  odpovídající jedné z vyčítaných oblastí a souřadnici  $endZ$  v mionovém catcheru, vypočítal jsem dle hodnot souřadnic, kde částice vylétla do mionového catcheru, a souřadnice uložil jako nové koordináty konce dráhy. Tento postup je zachycen v rovnicích 5.13, kde původní souřadnice jsou označovány malými písmeny a nové těmi velkými. Tím jsem docílil toho, že zaznamenané částice po celou dobu procházely srovnatelným prostředím.

$$ENDZ = 1269;$$

$$t = \frac{ENDZ - startZ}{endZ - startZ}; \quad (5.13)$$

$$ENDX = startX + t \cdot (endX - startX);$$

$$ENDY = startY + t \cdot (endY - startY);$$

Jelikož bylo moje nastavení podmínek pro analýzu nové a špatné nastavení by mohlo mít za následek ztracený výpočetní čas nebo také znehodnocení analýzy, bylo nutné ho podrobit testování na menším souboru dat, který obsahoval data měření z jednoho dne. Na tomto testovacím souboru jsem otestoval, zda nedochází k preferencím nebo naopak zamítání určitých směrů, zjistil jsem, o kolik procent

získám menší statistiku dat v porovnání s původním nastavením a jak se od sebe liší počet vnesených částic v obou histogramech. Počet částic detekovaných v první části detektoru byl vždy vyšší než v části u mion catcheru. To bylo způsobeno tím, že mnou vytvořené nastavení zamítá částice, které do detektoru vstupovaly přes mionový catcher z důvodu odlišnosti jeho struktury a účinného průřezu. Pro analýzu objeveného signálu ovšem tento rozdíl nehraje roli, jelikož přichází z opačného směru.

## **Analýza dat**

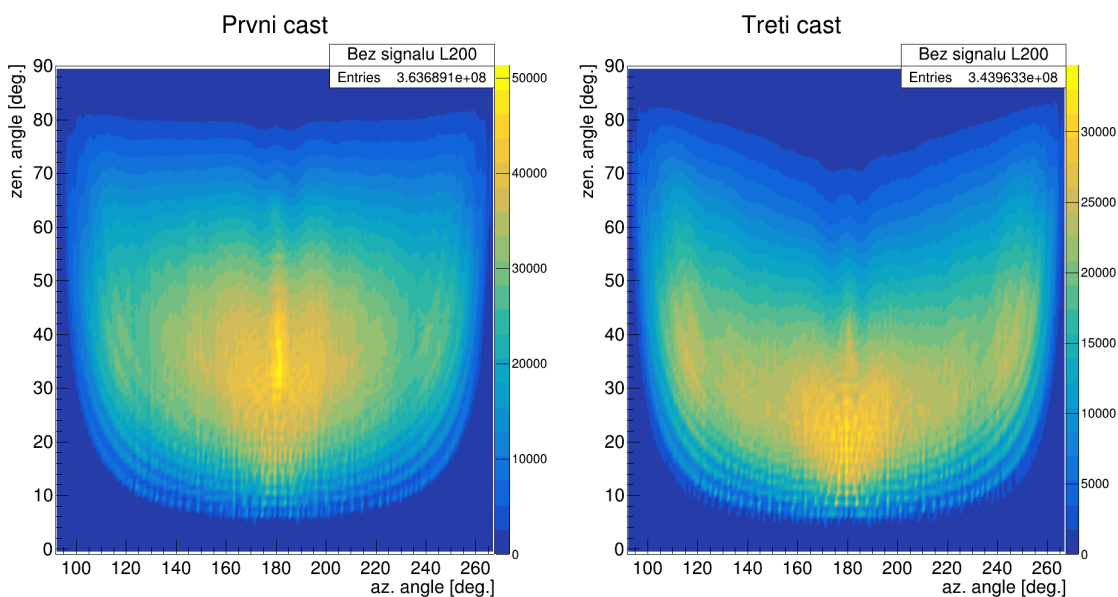
Jako zdroj dat pro stereoskopickou analýzu mi posloužilo identické časové období, jež jsem dříve použil pro analýzu vlivu naplnění detektoru ICARUS kapalným argonem, které jsem ovšem rozdělil na časové období s neznámým signálem a bez něj. Přechodné období mezi 1. 6. až 1. 9. 2020, kdy probíhalo rozšiřování oblasti signálu spolu s několika dny navíc, jsem z analýzy vyřadil kvůli většímu rozdílu mezi daty.

Proces analýzy probíhal následovně. K analýze obou časových období jsem užil analyzační makro s nově navrženými podmínkami, které generuje výsledné histogramy z obou částí detektoru. Data jsem rozdělil dle minimální délky drah částic zanechaných v detektoru. To jsem učinil proto, abych předešel případným problémům s nedostatečnou statistikou pro částice zanechávající dlouhé dráhy nebo s vysokým podílem šumových dat pro variantu bez požadavku na délku zanechané dráhy.

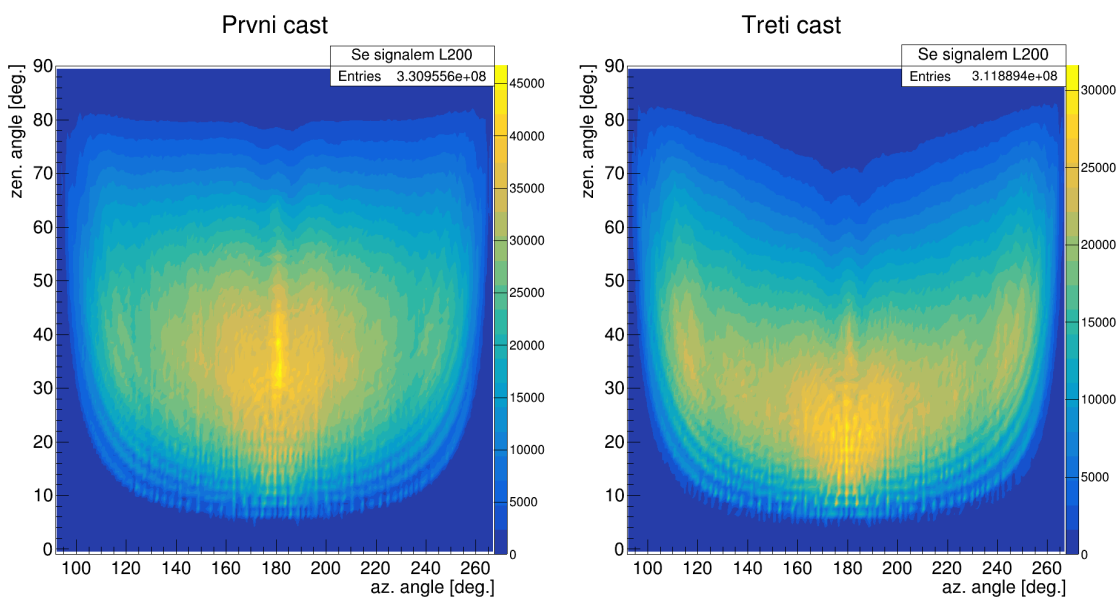
Tímto postupem jsem postupně získal 22 sad z období bez signálu (příklad takových dat na obrázku 5.19) a 20 dvojic histogramů z období, kdy se vyskytoval signál (jedna dvojice je vykreslena na obrázku 5.20). Pomocí mnou vytvořených maker jsem sečetl histogramy z patřičných částí detektoru, období a dle jednotlivých požadavků na délku zanechané stopy částice, čímž jsem získal čtyři výsledné histogramy pro každé nastavení minimální délky stopy. Následně jsem od sebe odečetl normované histogramy z obou časových období, které jsou na zmíněných obrázcích vždy zobrazeny pod sebou. Normováním byla upravena hodnota histogramu, který neobsahoval signál. Tímto způsobem jsem tedy získal výsledky celkové změny v úhlové distribuci toku mionů oběma částmi detektoru v čase pro minimální délku zanechané stopy 100 cm, 200 cm, 300 cm a bez úpravy na délku stopy.

Při porovnání histogramů 5.19 a 5.20 vidíme jisté odlišnosti. Tyto odlišnosti lze interpretovat jako důsledek rozdílné velikosti statistiky. Pro toto vysvětlení hovoří také rozdílné barevné škály histogramů.





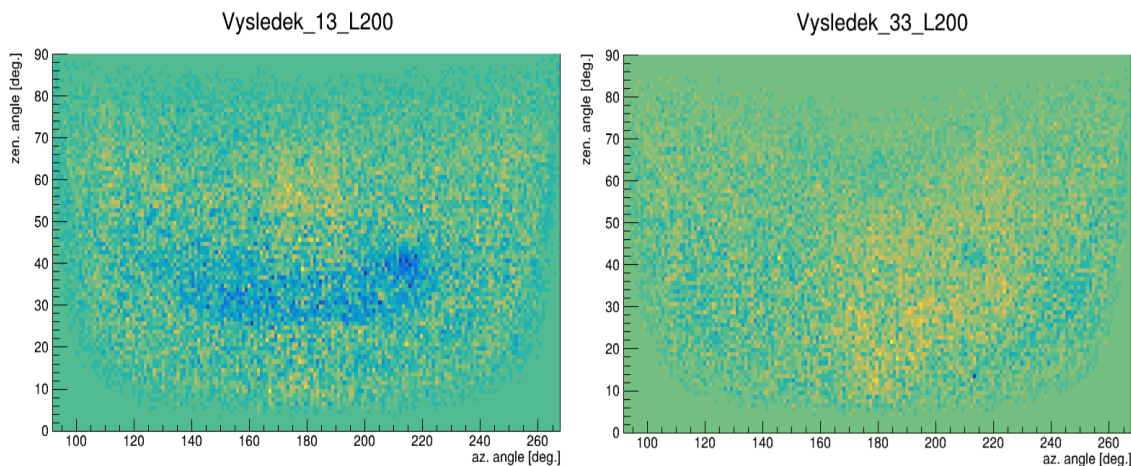
Obrázek 5.19: Data z měření drah delších než 200 cm jednotlivými třetinami detektoru z období před výskytem nového signálu.



Obrázek 5.20: Data z měření drah delších než 200 cm jednotlivými třetinami detektoru z období po výskytu nového signálu.

Histogramy s časovou změnou pro obě třetiny detektoru jsou vyneseny na obrázku 5.21. Na obou histogramech je zřetelně viditelný úbytek částic ze zkoumaného směru.

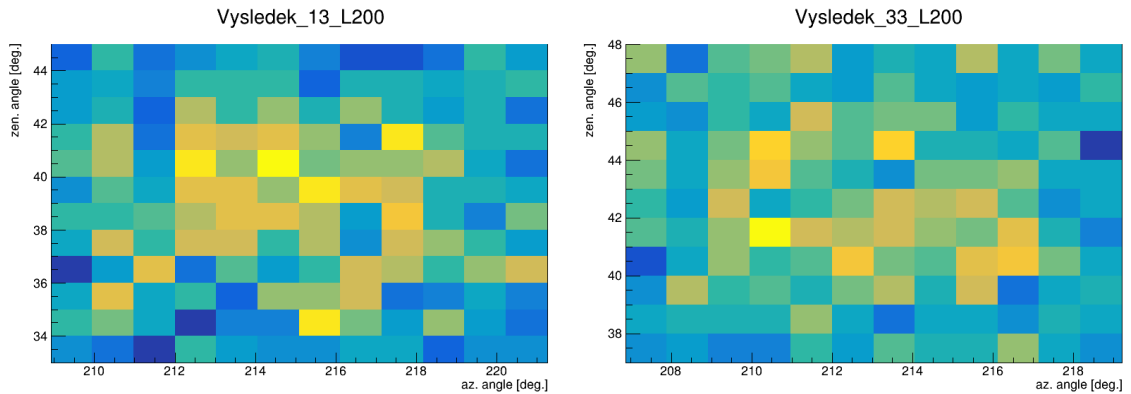
Uvedené histogramy se vztahují k částicím se stopou delší než 200 cm. Pro nastavení podmínek na jiné délky dráhy byly histogramy též vytvořeny a byl s nimi proveden stejný postup, který zde bude popsán pouze pro histogramy L200. Kvůli výpočtu přesné pozice původce úbytku mionů, bylo nutné provést další úkony.



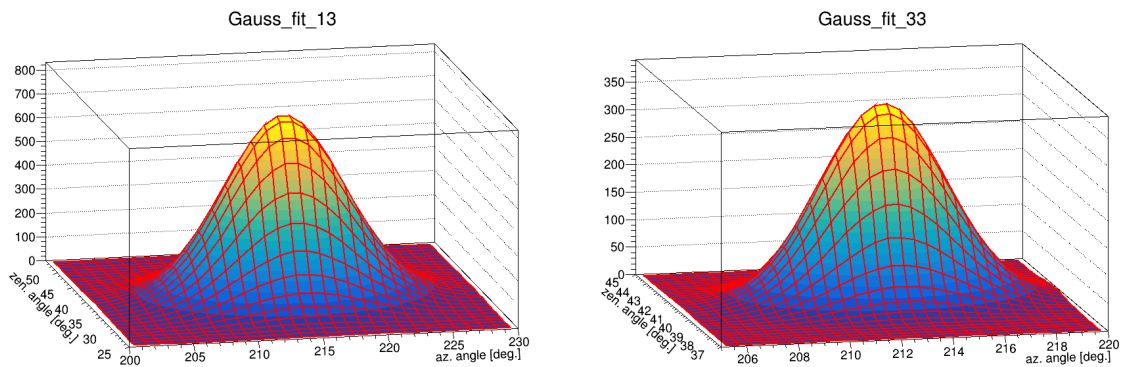
Obrázek 5.21: Výsledné časové změny v měření první a třetí třetiny detektoru pro částice zanechavší stopu v detektoru delší než 200 cm. Na levém histogramu je zobrazen histogram měření první části detektoru a vpravo je histogram z třetí části. Na obou je zřetelně vidět úbytek částic ve zkoumané oblasti.

Rozhodl jsem se, že přesnou pozici původce určím z proložení dvourozměrnou Gaussovou funkcí, kterou jsem již použil k výpočtu pozice píku vyvolaného exkavací horniny. Tato funkce má obecný předpis uvedený v rovnici 5.4. Tento postup bylo vhodnější aplikovat na histogramy, které vznikly odečtením v opačném časovém sledu. Tím získám místo deficitu signálu jeho nadbytek a bude možné tento pík lépe fitovat. Detailněji jsou fitované oblasti již odečtené v opačném časovém sledu zobrazeny na obrázku 5.22 a konečně na obrázku 5.23 jsou zobrazena vypočítaná proložení pro patřičné píky. Je zde vidět, že píky jsou vůči sobě navzájem dle očekávání posunuté, což mi později umožnilo stanovit polohu objektu, který způsobil změnu toku mionů z tohoto směru. Lze také vyčíst, že pík nacházející se v histogramu dat z první třetiny detektoru je vyšší a také rozložitější než pík zobrazený na druhém histogramu.

Důležité informace o poloze píku se dozvím z proložení, neboť jeho parametry shrnují základní vlastnosti píku. Na obrázku 5.24 je například uveden výpis parametrů fitu jednoho z píků.



Obrázek 5.22: Detailně zobrazené oblasti deficitu mionů odečtené v opačném časovém sledu. Vlevo data z první třetiny detektoru a vpravo ze třetí.



Obrázek 5.23: Proložení náleží k píkům v histogramech 5.22

```

root [5] Vysledek->Fit("fit")
FCN=2091.13 FROM MIGRAD STATUS=CONVERGED 63 CALLS 64 TOTAL
EDM=4.31014e-09 STRATEGY= 1 ERROR MATRIX ACCURATE
EXT PARAMETER STEP FIRST
NO. NAME VALUE ERROR SIZE DERIVATIVE
1 A 3.57185e+02 9.73051e+01 1.65881e+00 2.94330e-07
2 x_pos 2.13092e+02 7.33325e-01 1.59705e-02 6.97540e-05
3 sigma_x 2.43070e+00 4.71618e-01 9.42472e-03 -8.54637e-06
4 y_pos 4.14100e+01 3.01097e-01 6.41134e-03 2.88431e-05
5 sigma_y 9.75557e-01 3.01750e-01 5.19369e-03 2.58813e-04

```

Obrázek 5.24: Parametry fitu píku pro data ze třetí třetiny detektoru mající minimální délku dráhy 200 cm. Výpis je jako celá stereo analýza vyveden v programu ROOT.

V horní části výpisu 5.24 jsou uvedeny obecné informace o fitovací proceduře, jako je použitý algoritmus, kterým je v tomto případě algoritmus MIGRAD, její

status, zda proběhla úspěšně či nikoli, kolik bylo třeba iterací k dosažení výsledku, úspěšnost procedury a podobně. Dále jsou zde informace o samotné podobě píku, které zahrnují informace o výšce píku, pozici vrcholu na osách x a y i o směrodatných odchylkách těchto hodnot, výpočetních chyb těchto hodnot, použité délce kroků výpočtu a zpětném šíření chyby. Tento výpis hodnot parametrů jsem provedl pro všechny histogramy a získal tak možnost vyhodnotit pozici na základě více dat, které jsou uvedeny v tabulce 5.5.

Tabulka 5.5: Tabulka hodnot parametrů proložení píků náležících k jednotlivým částem detektoru a k minimální délce započítané délky stopy.

<b>První třetina detektoru</b>					
	<b>A [-]</b>	<b>x_pos [°]</b>	<b>sigma_x [°]</b>	<b>y_pos [°]</b>	<b>sigma_y [°]</b>
<b>L0</b>	928,62±91,81	214,93±0,29	3,83±0,48	39,01±0,33	3,35±0,49
<b>L100</b>	863,67±89,63	215,00±0,33	3,41±0,52	39,20±0,30	3,14±0,45
<b>L200</b>	790,09±59,43	215,01±0,36	4,59±0,45	39,02±0,11	3,47±0,27
<b>L300</b>	709,52±58,51	214,92±0,43	4,78±0,66	39,11±0,13	3,08±0,33
<b>Třetí třetina detektoru</b>					
<b>L0</b>	486,12±124,32	212,74±0,88	3,49±0,55	41,83±0,40	1,28±0,50
<b>L100</b>	381,21±118,29	212,87±0,82	2,55±0,51	41,62±0,38	1,15±0,47
<b>L200</b>	357,19±97,31	213,09±0,73	2,43±0,47	41,41±0,30	0,98±0,30
<b>L300</b>	266,47±79,19	213,14±0,82	2,20±0,50	41,31±0,35	0,95±0,26

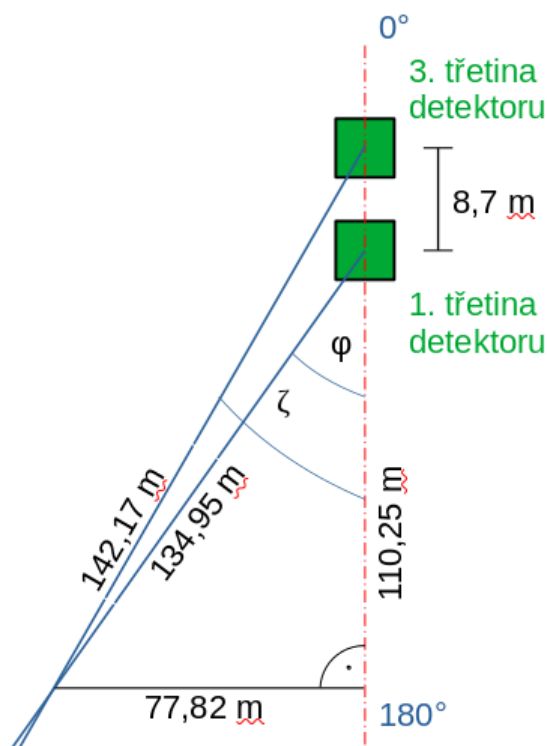
Na základě údajů z tabulky 5.5 jsem vypočítal průměrné koordináty úhlů, pod kterými obě třetiny detektoru registrují deficit kosmických mionů. První třetina registruje deficit ve směru  $214,97^\circ \pm 0,35^\circ$  azimutální osy a  $39,09^\circ \pm 0,22^\circ$  osy zenitální se směrodatnými odchylkami  $4,13^\circ \pm 0,53^\circ$ , resp.  $3,26^\circ \pm 0,39^\circ$ . Třetí třetina registruje deficit z azimutálního směru  $212,96^\circ \pm 0,81^\circ$  a  $41,54^\circ \pm 1,43^\circ$  toho zenitálního se směrodatnými odchylkami  $2,67^\circ \pm 0,51^\circ$  a  $1,08^\circ \pm 0,38^\circ$ .

### 5.4.3 Identifikace příčiny deficitu mionů

Po vypočítání směrů, jsem nejprve učinil velmi zjednodušenou rozvalu o tom, zda by získané souřadnice vůbec umožňovaly nalezení místa, kde se objekt nachází. Vzhledem k vzájemné poloze obou částí detektoru jsem prověřil, zda je vůbec možné,

že se myšlené přímky s vypočítanými směrnici mohou protnout a nejsou rozbíhavé. Kvůli velké závislosti určení přesného směru na velikosti statistiky, různým chybám výpočtů i fitování, jsem neočekával, že by se myšlené 3D stereometrické přímky přesně protnuly. Tato rozvaha měla pouze ověřit, že zatím nedošlo k hrubým chybám, které by znemožnily určit pozici neznámého objektu. Z této úvahy opírající se o získané výsledky vychází, že jsem postupoval správně a planimetrické 2D přímky se protínají, jelikož azimutální úhel směru z první třetiny je větší než úhel z třetí třetiny detektoru a naopak zenitální úhel je pro první třetinu menší než pro třetí třetinu, což odpovídá tomu, že se objekt nacházel blíže první třetině než třetí.

Při detailní analýze jsem vyšel z hodnot azimutálních úhlů naměřených oběma částmi detektoru a vzdálenosti mezi nimi. Využil jsem myšleného trojúhelníku se dvěma vrcholy ve středech obou třetin a jedním vrcholem na pozici, kde se protínají polopřímky vedené detektory pod patřičným azimutálním úhlem. Schéma pro lepší orientaci je na obrázku 5.25, kde jsou obě třetiny detektoru zobrazeny zeleně, vypočítané délky černě a orientační azimutální úhly modře.



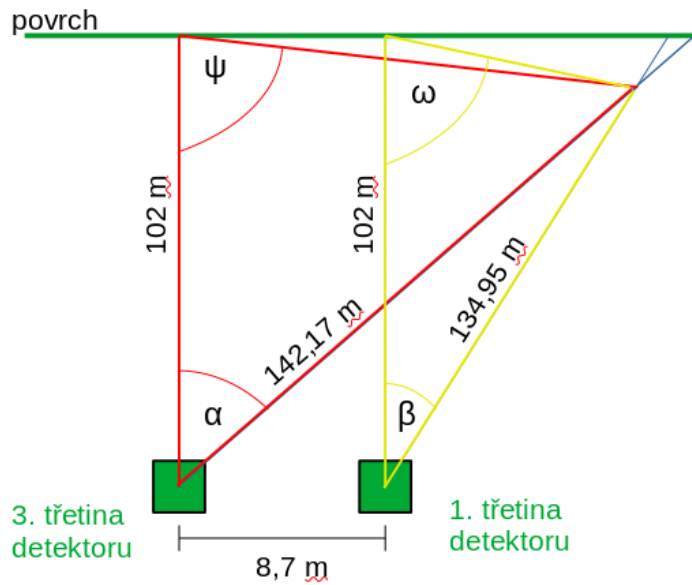
Obrázek 5.25: Zjednodušený náčrt azimutálního výpočtu vzdáleností částí detektoru od neznámého objektu.

Díky znalosti hodnot dvou vnitřních úhlů tohoto trojúhelníku dopočítám úhel u vrcholu neznámého objektu. Vnitřní úhel trojúhelníku u třetí třetiny detektoru má hodnotu  $32,96^\circ$ , u první třetiny  $145,03^\circ$  a polopřímky svírají úhel  $2,01^\circ$ . Ze sinové věty jsem spočítal vzdálenost mezi třetí třetinou detektoru a bodem protnutí podle vzorce  $a = \frac{8,70}{\sin 2,01} \cdot \sin 145,03 = 142,17$  m. Stejným postupem jsem vypočítal i vzdálenost první třetiny detektoru od neznámého objektu s výsledkem  $b = 134,95$  m.

Za pomoci úhlů  $\zeta$  a  $\varphi$  jsem vypočítal vzdálenost protnutí od osy detektoru a následně dle Pythagorovy věty i vzdálenost první třetiny od místa, kde se ono protnutí zobrazuje na osu detektoru, jak je to zobrazeno na obrázku 5.25. Toto jsem učinil proto, abych mohl dosáhnout co nejpřesnějšího určení polohy objektu způsobujícího deficit mionů.

Dosavadní výpočty ve 2D ovšem zatím neřešily zenitální úhel, pod kterým se signál objevuje v detektoru, takže vzdálenosti, které jsem vypočetl, nejsou vzdálenostmi na povrchu, které byly vypočteny až následně. Ze znalostí zenitálních úhlů, hloubky, ve které se detektor nachází, a vzdálenosti mezi třetinami detektoru lze snadno dopočítat vzdálenost, kterou mezi sebou části detektoru a objekt mají. Tentokrát jsem sestrojil dva trojúhelníky odlišné ve dvou vrcholech. Jsou jimi pozice středu dané části detektoru a souřadnice na povrchu. Třetím vrcholem je opět protnutí polopřímek sestrojených pod naměřenými úhly  $\alpha$  a  $\beta$  tak, jak je to ukázáno na orientačním obrázku 5.26.

Vzhledem k přesnému stanovení pozice bylo důležité stanovit úhly  $\psi$  a  $\omega$ , které v trojúhelnících svírají strany u vrcholu souřadnice detektoru na povrchu. Výpočtem pomocí cosinové a sinové věty jsem vypočítal, že hodnota  $\psi = 92,68^\circ$  a  $\omega = 91,85^\circ$ . Vypočítané hodnoty neodpovídají mému původnímu nákresu, ale je z něj jasně patrné, co úhly vyjadřují. Objekt způsobující deficit mionů se nacházel na povrchu. Jistá nepřesnost může být dána nepřesně udávanou hloubkou, ve které je detektor, nejistotou výpočtu, prostorovým rozlišením detektoru, ale i morfologií okolního terénu. Poslední informací, již bylo nutné získat, byla vzdálenost objektu od detektoru na povrchu. Vzhledem k malé odchylce úhlů  $\psi$  a  $\omega$  od úhlu povrchu jsem usoudil, že objekt se nacházel na povrchu a délku strany trojúhelníků jsem tudíž považoval i za vzdálenost objektu od částí detektoru. Jednoduše jsem dopočítal délku zbývající strany červeného a žlutého trojúhelníku z obrázku 5.26 a zjistil, že vzdálenost od první třetiny je 85,14 m a od třetí 94,38 m.

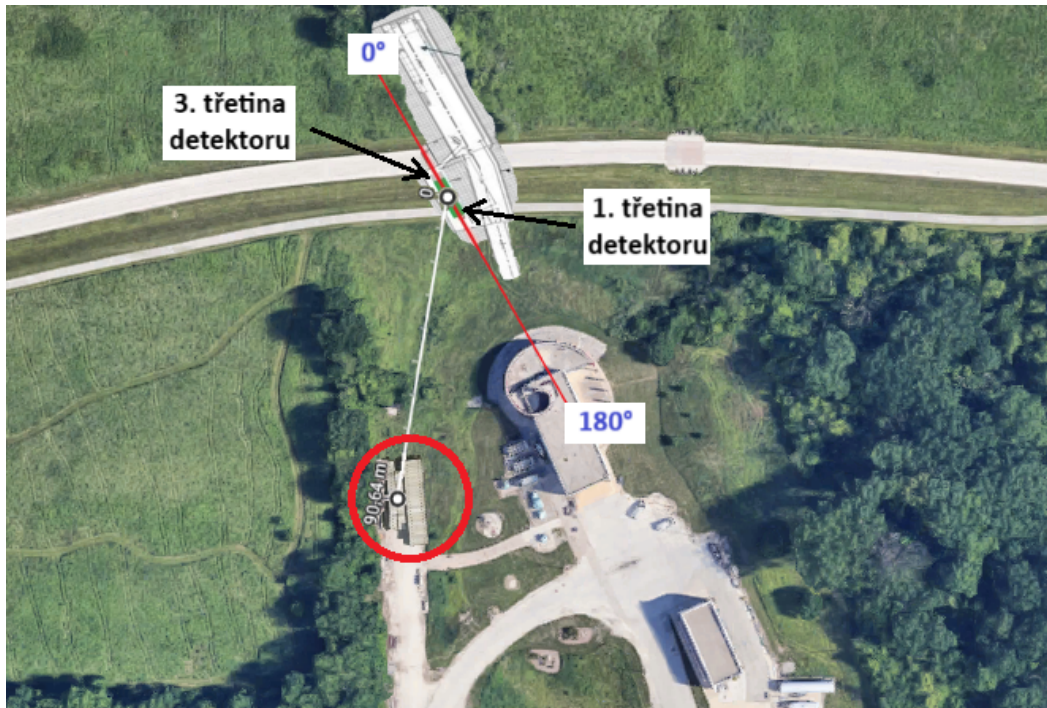


Obrázek 5.26: Zjednodušený náčrt zenitálního výpočtu vzdáleností částí detektoru od neznámého objektu.

Na základě těchto vypočítaných hodnot jsem byl konečně s to identifikovat příčinu deficitu. Příčina snížení toku mionů je patrná a červeným kruhem zvýrazněná na obrázku 5.27, ve 3D pohledu zobrazena na obrázku 5.28. Jedná se patrně o uskladněné betonové kvádry, které se používají ke stínění ionizujícího záření.

Pro srovnání s leteckým snímkem 5.27 jsem našel i starší snímek z roku 2018 5.29, kde je jasně vidět, že betonové kvádry byly na místo navezeny až poté.





Obrázek 5.27: Letecký snímek části areálu Fermilabu z roku 2022, ve kterém se nachází blízký detektor experimentu NO $\nu$ A, přibližná vzdálenost od detektoru k betonovým kvádřům a přibližně vyznačené rozvržení detektoru s významnými souřadnicemi azimutální stupnice [68].



Obrázek 5.28: 3D pohled z roku 2022 na uskladněné betonové kvádry přes Google Earth.

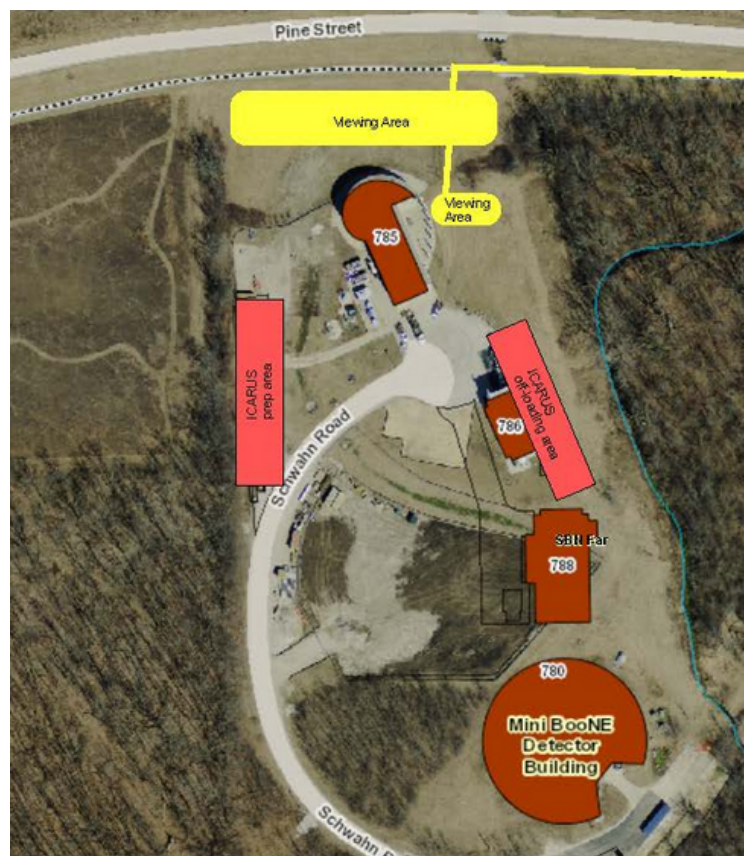




Obrázek 5.29: Letecký snímek Google z roku 2018 v době, kdy ještě nebyl registrován deficit mionů.

Stále ovšem zůstávala nezodpovězená otázka, proč zde byly tyto kvádry uskladněny a k čemu měly být později použity. Kvůli objasnění této otázky jsem procházel interní dokumenty Fermilabu z tehdejší doby. V jedné ze zpráv z roku 2017 o přípravě instalace detektoru ICARUS jsem našel plánec prací, který zahrnoval i vyčleněná místa na přípravné práce [97]. Samotný plánec je vyobrazen na obrázku 5.30.

Z článku [98] plyne, že v první polovině roku 2022 probíhala instalace betonového stínění o celkové tloušťce 2,85 m na detektor za účelem redukce hadronových kosmických spršek a obecně nízkoenergetických částic. Na základě těchto zdrojů usuzuji, že uložené bloky, které způsobily deficit mionů v blízkém detektoru experimentu NOvA, byly pravděpodobně oním betonovým stíněním, které bylo v první polovině roku 2022 instalováno nad detektor ICARUS.



Obrázek 5.30: Plánek prací při instalaci detektoru ICARUS, kde hnědou barvou jsou vyvedeny experimentální haly a lososovou barvou oblasti vyčleněné pro přípravné práce.

# Závěr

Cílem diplomové práce bylo ověřit, zda blízký detektor experimentu NO $\nu$ A je schopen pomocí monitorování toku mionů odhalit změny terénu, které se udály z důvodu budování detektorové haly experimentu ICARUS. Tato metoda je označena jako mionová radiografie, jelikož na základě zeslabení toku mionů v detektoru je možné si udělat obrázek o struktuře látky, kterou musely částice projít.

V první kapitole jsem nejprve shrnul základní poznatky o kosmickém záření, jež generuje miony, které jsou později detekovány v detektoru. Samotné částice, miony, jsem charakterizoval v další kapitole teoretické části. Jsou zde shrnuty jejich vlastnosti, mechanismy vzniku, energie, kterých dosahují, i jejich detekované variace. V této části jsou také nastíněny oblasti, například mionová radiografie a tomografie, v nichž lze miony využít. Následující část je věnována detailnímu popisu blízkého detektoru experimentu NO $\nu$ A, vnitřní struktuře, technologiím v něm použitým i procesu získání a zpracování dat.

Pro splnění mého prvního úkolu bylo nejprve nutné správně stanovit soubor měření ND NO $\nu$ A. Bylo nutné vytvořit soubory kvalitních dat před vyhloubením jámy pro detektor ICARUS a po něm. Z vykreslených histogramů nebylo možné potvrdit ani vyloučit hypotézu, že vliv exkavace bude v detektoru znatelný. Jelikož tyto soubory neobsahovaly kosmická data akumulovaná za stejně velký časový interval, bylo nutné nejprve stanovit správný normalizační koeficient, abych mohl histogramy měření od sebe řádně odečíst. K normalizaci byl použit počet detekcí v celém detekčním objemu. V odečteném histogramu úhlové distribuce mionů byl nalezen úzce lokalizovaný nadbytek, který svou pozicí odpovídá mionům přicházejícím z oblastí výkopových prací pro detektor ICARUS na povrchu.

Tento pík jsem proložil fitovací funkcí kvůli přesnějšímu stanovení polohy maxima. Z parametrů prokladu jsem určil oblast  $3,5\sigma$ , se kterou jsem dále pracoval jako s oblastí obsahující nadbytek signálu, a určil jsem, o kolik více bylo v dané oblasti detekováno částic. Tímto bylo zadání prvního úkolu splněno.

Použitá prvotní normalizace ovšem obsahovala i systematickou chybu, jež vnášela nepřesnost do výsledku. Z tohoto důvodu byla provedena nová, přesnější normali-

zace, která pro výpočet normalizačního koeficientu využívá pouze počty naměřených mionů vně oblasti, ve které dochází k nadbytečnému toku mionů. Díky této normalizaci jsem dosáhl zpřesnění stanovení počtu nadbytečných detekcí mionů v oblasti píku.

Metoda odečítání úhlového rozdělení kosmických mionů akumulovaných za různá časová období je blízká diferenční metodě používané v mionové radiografii (samotná radiografie generuje 2D podobu absorpční hustoty látky, zatímco v našem případě získáváme 2D obrázek časových změn absorpční hustoty látky nad detektorem).

Při analýze vlivu načerpání kapalného argonu bylo s přihlédnutím k očekávané malé změně absorpance klíčové analyzovat co největší objem nashromážděných dat. Zpracování výsledků měření nutně k určení příčiny pozorovaného snížení toku vyžadovalo využití pokročilejších výpočetních metod, jako byl výpočet konvoluce statistických rozdělení. Na základě své analýzy tedy můžu tvrdit, že vliv načerpání argonu do detektoru ICARUS je v blízkém detektoru pozorovatelný.

V rámci této diplomové práce jsem též provedl stereoskopickou analýzu neznámého signálu, který jsem objevil při analýze vlivu argonu na tok mionů. K tomu jsem využil blízký detektor experimentu NO $\nu$ A, který jsem pomocí nově vytvořeného analyzačního skriptu softwarově rozdělil na dvě části. Úhlové rozdíly mezi daty z jednotlivých částí mi umožnily stanovit polohu objektu, který zapříčinil změnu toku mionů.

Jelikož přesné stanovení pozadí v detektoru pro neutrinové interakce a kalibrace detektoru hraje velmi důležitou roli, je měření mionového toku v blízkém detektoru experimentu NO $\nu$ A důležitou součástí tohoto experimentu. Studium kosmických mionů je také dalším možným využitím tohoto detektoru.

Tato diplomová práce se zabývala změnami toku mionů v blízkém detektoru experimentu NO $\nu$ A vyvolanými měnicími se podmínkami na povrchu, které byly spjaty s výstavbou a zprovozněním detektoru ICARUS. Dokázal jsem, že měřitelnou změnu úhlové distribuce mionů nevyvolala pouze exkavace horniny při stavbě haly detektoru, ale že detekovatelnou změnu vyvolalo i plnění detektoru ICARUS kapalným argonem. Dále jsem na základě získaných dat ze stereoskopické analýzy, pro kterou jsem vytvořil úplně nové analyzační makro, určil pozici betonových kvádrů, které způsobily neočekávanou změnu toku mionů.

# Literatura

- [1] RADVANYI, Pierre a Jacques VILLAIN. The discovery of radioactivity. *Comptes Rendus Physique* [online]. 2017, 18(9-10), 544-550 [cit. 2022-07-18]. ISSN 16310705. Dostupné z: doi:10.1016/j.crhy.2017.10.008
- [2] JONES, Lawrence W. THE FIRST CENTURY OF COSMIC RAYS, AN HISTORICAL OVERVIEW. *Acta Polytechnica* [online]. 2013, 53(A), 497-499 [cit. 2022-07-18]. ISSN 1805-2363. Dostupné z: doi:10.14311/AP.2013.53.0497
- [3] POWELL, Cecil F. The primary cosmic radiation. *The Observatory*, Vol. 75, p. 14-27 (1955). Dostupné z:1955Obs....75...14P
- [4] KAMPERT, K.H. Cosmic Rays and Particle Physics. *Acta Physica Hungarica A) Heavy Ion Physics* [online]. 2001, 14(1-4), 203-215 [cit. 2022-07-18]. ISSN 1219-7580. Dostupné z: doi:10.1556/APH.14.2001.1-4.20
- [5] SEKIDO, Yataró a H. ELLIOT. Early history of cosmic ray studies: personal reminiscences with old photographs. Hingham, MA, USA: Sold and distributed in the U.S.A. and Canada by Kluwer Academic Publishers, c1985. ISBN 9027720835
- [6] BARRETT, Paul H., Lowell M. BOLLINGER, Giuseppe COCCONI, Yehuda EISENBERG a Kenneth GREISEN. Interpretation of Cosmic-Ray Measurements Far Underground. *Reviews of Modern Physics* [online]. 1952, 24(3), 133-178 [cit. 2022-08-17]. ISSN 0034-6861. Dostupné z: doi:10.1103/RevModPhys.24.133
- [7] MUELLER, Dietrich, Simon P. SWORDY, Peter MEYER, Jacques L'HEUREUX a John M. GRUNSFELD. Energy spectra and composition of primary cosmic rays. *The Astrophysical Journal* [online]. 1991, 374 [cit. 2022-07-18]. ISSN 0004-637X. Dostupné z: doi:10.1086/170125
- [8] WATSON, Laura J., Daniel J. MORTLOCK a Andrew H. JAFFE. A Bayesian analysis of the 27 highest energy cosmic rays detected by the Pierre Auger Observatory. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* [online]. 2011, 418(1), 206-213 [cit. 2022-07-18]. ISSN 00358711. Dostupné z: doi:10.1111/j.1365-2966.2011.19476.x
- [9] LICCARDO, V., M. MALHEIRO, M. S. HUSSEIN, B. V. CARLSON a T. FREDERICO. Nuclear processes in astrophysics: Recent progress. *The European Physical Journal A* [online]. 2018, 54(12) [cit. 2022-07-18]. ISSN 1434-6001. Dostupné z: doi:10.1140/epja/i2018-12648-5
- [10] TATISCHEFF, Vincent, John C RAYMOND, Jean DUPRAT, Stefano GABICI a Sarah RECCHIA. The origin of Galactic cosmic rays as revealed by their composition. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* [online]. 2021, 508(1), 1321-1345 [cit. 2022-07-18]. ISSN 0035-8711. Dostupné z: doi:10.1093/mnras/stab2533
- [11] BAZILEVSKAYA, G A. Once again about origin of the solar cosmic rays. *Journal of Physics: Conference Series* [online]. 2017, 798 [cit. 2022-07-18]. ISSN 1742-6588. Dostupné z: doi:10.1088/1742-6596/798/1/012034

- [12] Čechák, T. (2022, 27. duben). IZZP-Kosmické záření. ČVUT, Praha, Česká republika.
- [13] AGARWAL, Rekha a Rajesh K. MISHRA. Solar cycle phenomena in cosmic ray intensity up to the recent solar cycle. *Physics Letters B* [online]. 2008, 664(1-2), 31-34 [cit. 2022-07-18]. ISSN 03702693. Dostupné z: doi:10.1016/j.physletb.2008.04.057
- [14] Germany Cosmic Ray Monitor in Kiel (GCRM) a NOAA's National Geophysical Data Center (NGDC). Měření časové variace detekovaných částic kosmického záření a slunečních skvrn. Dostupné z: <https://www.climate4you.com/images/CosmicRaysAndSunspotsMonthlySince195801.gif>
- [15] LIPARI, Paolo. The east–west effect for atmospheric neutrinos. *Astroparticle Physics* [online]. 2000, 14(3), 171-188 [cit. 2022-08-01]. ISSN 09276505. Dostupné z: doi:10.1016/S0927-6505(00)00128-6
- [16] MÁRKI, Andreas. Radiation Analysis for Moon and Mars Missions. *International Journal of Astrophysics and Space Science* [online]. 2020, 8(3) [cit. 2022-08-01]. ISSN 2376-7014. Dostupné z: doi:10.11648/j.ijass.20200803.11
- [17] MÉTRAILLER, Lionel, Guillaume BÉLANGER, Peter KRETSCHMAR, et al. Data-driven modelling of the Van Allen Belts: The 5DRBM model for trapped electrons. *Advances in Space Research* [online]. 2019, 64(9), 1701-1711 [cit. 2022-08-01]. ISSN 02731177. Dostupné z: doi:10.1016/j.asr.2019.07.036
- [18] GOSSE, John C. a Fred M. PHILLIPS. Terrestrial in situ cosmogenic nuclides: theory and application. *Quaternary Science Reviews* [online]. 2001, 20(14), 1475-1560 [cit. 2022-08-01]. ISSN 02773791. Dostupné z: doi:10.1016/S0277-3791(00)00171-2
- [19] ANDRINGA, S., L. CAZON, R. CONCEIÇÃO a M. PIMENTA. The muonic longitudinal shower profiles at production. *Astroparticle Physics* [online]. 2012, 35(12), 821-827 [cit. 2022-08-01]. ISSN 09276505. Dostupné z: doi:10.1016/j.astropartphys.2012.03.010
- [20] POLUIANOV, S. V., G. A. KOVALTISOV, A. L. MISHEV a I. G. USOSKIN. Production of cosmogenic isotopes  $^7\text{Be}$ ,  $^{10}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{C}$ ,  $^{22}\text{Na}$ , and  $^{36}\text{Cl}$  in the atmosphere: Altitudinal profiles of yield functions. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* [online]. 2016, 121(13), 8125-8136 [cit. 2022-08-01]. ISSN 2169897X. Dostupné z: doi:10.1002/2016JD025034
- [21] ZHAO, Donghua, Bertrand CORDIER, Patrick SIZUN, Bobing WU, Yongwei DONG, Stéphane SCHANNE, Liming SONG a Jiangtao LIU. Influence of the Earth on the background and the sensitivity of the GRM and ECLAIRs instruments aboard the Chinese-French mission SVOM. *Experimental Astronomy* [online]. [cit. 2022-08-03]. ISSN 0922-6435. Dostupné z: doi:10.1007/s10686-012-9313-2
- [22] GERONTIDOU, M., N. KATZOURAKIS, H. MAVROMICHALAKI, V. YANKE a E. EROSHENKO. World grid of cosmic ray vertical cut-off rigidity for the last decade. *Advances in Space Research* [online]. 2021, 67(7), 2231-2240 [cit. 2022-08-03]. ISSN 02731177. Dostupné z: doi:10.1016/j.asr.2021.01.011
- [23] VERZI, Valerio, Dmitri IVANOV a Yoshiki TSUNESADA. Measurement of energy spectrum of ultra-high energy cosmic rays. *Progress of Theoretical and Experimental Physics* [online]. 2017, 2017(12) [cit. 2022-08-01]. ISSN 2050-3911. Dostupné z: doi:10.1093/ptep/ptx082
- [24] ISHIHARA, Aya. Extremely high energy neutrinos in six years of IceCube data. *Journal of Physics: Conference Series* [online]. 2016, 718 [cit. 2022-08-01]. ISSN 1742-6588. Dostupné z: doi:10.1088/1742-6596/718/6/062027

- [25] ZAVRTANIK, Danilo. Ultra high-energy cosmic rays - experimental status. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* [online]. 2001, 27(7), 1597-1610 [cit. 2022-08-01]. ISSN 0954-3899. Dostupné z: doi:10.1088/0954-3899/27/7/317
- [26] HAUNGS, Andreas. Cosmic Rays from the Knee to the Ankle. *Physics Procedia* [online]. 2015, 61, 425-434 [cit. 2022-08-01]. ISSN 18753892. Dostupné z: doi:10.1016/j.phpro.2014.12.094
- [27] Hahn, Reidar. Muon g-2 superconducting magnetic storage ring, II. Fermilab, 17.4.2021. číslo 17-0188-17.
- [28] ABI, B., T. ALBAHRI, S. AL-KILANI, et al. Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm. *Physical Review Letters* [online]. 2021, 126(14) [cit. 2023-06-25]. ISSN 0031-9007. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevLett.126.141801
- [29] BENNETT, G. W., B. BOUSQUET, H. N. BROWN, et al. Final report of the E821 muon anomalous magnetic moment measurement at BNL. *Physical Review D* [online]. 2006, 73(7) [cit. 2023-06-25]. ISSN 1550-7998. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevD.73.072003
- [30] LABE, K. R. The Muon g-2 Experiment at Fermilab. 2022, arXiv preprint arXiv:2205.06336.
- [31] GIROTTI, Paolo, P. BUEHLER a E. WIDMANN. Status of the Fermilab Muon g – 2 Experiment. *EPJ Web of Conferences* [online]. 2022, 262 [cit. 2023-06-25]. ISSN 2100-014X. Dostupné z: doi:10.1051/epjconf/202226201003
- [32] The Muon g - 2 Collaboration. Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.20 ppm. *Muon g-2 results 2023* [online]. 2023, [cit. 2023-08-12]. Dostupné z: <https://muon-g-2.fnal.gov/result2023.pdf>
- [33] GRASHORN, E.W., J.K. DE JONG, M.C. GOODMAN, A. HABIG, M.L. MARSHAK, S. MUFSON, S. OSPREY a P. SCHREINER. The atmospheric charged kaon/pion ratio using seasonal variation methods. *Astroparticle Physics* [online]. 2010, 33(3), 140-145 [cit. 2022-08-02]. ISSN 09276505. Dostupné z: doi:10.1016/j.astropartphys.2009.12.006
- [34] ALTAMEEMI, Rasha N.I., Nurul Shazana ABDUL HAMID, Wan Mohd Aimran WAN MOHD KAMIL a Saad M. SALEH AHMED. Determination of muon absorption coefficients in heavy metal elements. *Journal of Radiation Research and Applied Sciences* [online]. 2019, 12(1), 281-288 [cit. 2022-08-04]. ISSN 16878507. Dostupné z: doi:10.1080/16878507.2019.1652965
- [35] MISKIMEN, R. Neutral Pion Decay. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* [online]. 2011, 61(1), 1-21 [cit. 2022-08-02]. ISSN 0163-8998. Dostupné z: doi:10.1146/annurev-nucl-102010-130426
- [36] OLIVE, K.A. Review of Particle Physics. *Chinese Physics C* [online]. 2014, 38(9) [cit. 2022-08-17]. ISSN 1674-1137. Dostupné z: doi:10.1088/1674-1137/38/9/090001
- [37] WORKMAN, R L; BURKERT, V D; CREDE, V; KLEMP, E; THOMA, U et al. Review of Particle Physics. Online. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*. 2022, roč. 2022, č. 8. ISSN 2050-3911. Dostupné z: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>.
- [38] CECCHINI, S. a M. SPURIO. Atmospheric muons: experimental aspects. *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems* [online]. 2012, 1(2), 185-196 [cit. 2022-08-02]. ISSN 2193-0864. Dostupné z: doi:10.5194/gi-1-185-2012

- [39] CIRIGLIANO, Vincenzo, Gerhard ECKER, Helmut NEUFELD, Antonio PICH a Jorge PORTOLÉS. Kaon decays in the standard model. *Reviews of Modern Physics* [online]. 2012, 84(1), 399-447 [cit. 2022-08-02]. ISSN 0034-6861. Dostupné z: doi:10.1103/RevModPhys.84.399
- [40] BOGDANOV, A.G., R.P. KOKOULIN, Yu.F. NOVOSELTSEV, R.V. NOVOSELTSEVA, V.B. PETKOV a A.A. PETRUKHIN. Energy spectrum of cosmic ray muons in 100 TeV energy region reconstructed from the BUST data. *Astroparticle Physics* [online]. 2012, 36(1), 224-236 [cit. 2022-08-02]. ISSN 09276505. Dostupné z: doi:10.1016/j.astropartphys.2012.06.004
- [41] CECCHINI, S. a M. SPURIO. Cosmic ray muon physics. *Geoscientific Non-accelerator particle astrophysics. Proceedings, 5th ICTP School, Trieste, Italy, June 29-July 10, 1998*, 201-217 [cit. 2022-08-02]. Dostupné z: doi:10.48550/arXiv.hep-ex/0002052
- [42] TANAKA, Hiroyuki K. M., Tomohisa UCHIDA, Manobu TANAKA, Hiroshi SHINOHARA a Hideaki TAIRA. Development of a portable assembly-type cosmic-ray muon module for measuring the density structure of a column of magma. *Earth, Planets and Space* [online]. 2010, 62(2), 119-129 [cit. 2022-08-03]. ISSN 1343-8832. Dostupné z: doi:10.5047/eps.2009.06.003
- [43] MOUSSAWI, M., S. BASNET, L. BONECHI, et al. The Simulations Chain of the MURAVES Experiment. *JOURNAL FOR ADVANCED INSTRUMENTATION IN SCIENCE* [online]. 2022, 2022 [cit. 2022-08-04]. Dostupné z: doi:10.31526/JAIS.2022.303
- [44] NAGANO, M, H YOSHII, T HARA, et al. An upper limit on the muon flux at energies above 100 TeV determined from horizontal air showers observed at Akeno. *Journal of Physics G: Nuclear Physics* [online]. 1986, 12(1), 69-84 [cit. 2022-08-04]. ISSN 0305-4616. Dostupné z: doi:10.1088/0305-4616/12/1/015
- [45] ALLKOFER, O.C., CARSTENSEN, K., BELLA, G., DAU, W.D., JOKISCH, H., KLEMKE, G., UHR, R.C., OREN, Y. (1982). Muon spectra from DEIS up to 7 TeV. *International Union of Pure and Applied Physics*; 436 p; ISBN 2-7272-0068-4; Worldcat; 1982; v. 10 p. 321-324. ISBN 2-7272-0068-4
- [46] AMBROSIO, M., R. ANTOLINI, C. ARAMO, et al. Measurement of the energy spectrum of underground muons at Gran Sasso with a transition radiation detector. *Astroparticle Physics* [online]. 1999, 10(1), 11-20 [cit. 2022-08-03]. ISSN 09276505. Dostupné z: doi:10.1016/S0927-6505(98)00037-1
- [47] RAMESH, N., M. HAWRON, C. MARTIN a A. BACHRI. Flux Variation of Cosmic Muons. *Journal of the Arkansas Academy of Science* [online]. 2011, 65 [cit. 2022-08-07]. ISSN 2326-0505. Dostupné z: doi:10.54119/jaas.2011.6508
- [48] KOLLAMPARAMBIL PAUL, ARUN BABU, S. AHMAD, A. CHANDRA, et al. Atmospheric temperature dependence of muon intensity measured by the GRAPES-3 experiment. In: *Proceedings of 35th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2017)* [online]. Trieste, Italy: Sissa Medialab, 2018, 2017-08-16, 304- [cit. 2022-08-07]. Dostupné z: doi:10.22323/1.301.0304
- [49] YANCHUKOVSKY V.L., PHILIMOV G.Y. at 25th International Cosmic Ray Conference — Volume 8 [online]. *WORLD SCIENTIFIC*, 1998 [cit. 2023-03-19]. ISBN 978-981-02-3324-2
- [50] RAUBENHEIMER, B. C. a P. H. STOKER. Various aspects of the attenuation coefficient of a neutron monitor. *Journal of Geophysical Research* [online]. 1974, 79(34), 5069-5076 [cit. 2023-03-19]. ISSN 01480227. Dostupné z: doi:10.1029/JA079i034p05069



- [51] GORZKIEWICZ, Krzysztof, Jerzy W. MIETELSKI, Zbigniew USTRNUL, Piotr HOMOLA, Renata KIEREPKO, Ewa NALICHOWSKA a Kamil BRUDECKI. Investigations of Muon Flux Variations Detected Using Veto Detectors of the Digital Gamma-rays Spectrometer. *Applied Sciences* [online]. 2021, 11(17) [cit. 2022-08-07]. ISSN 2076-3417. Dostupné z: doi:10.3390/app11177916
- [52] AKMETE, A., A. ALEXANDROV, A. ANOKHINA, et al. The active muon shield in the SHiP experiment. *Journal of Instrumentation* [online]. 2017, 12(05), P05011-P05011 [cit. 2022-08-04]. ISSN 1748-0221. Dostupné z: doi:10.1088/1748-0221/12/05/P05011
- [53] LECHMANN, Alessandro, David MAIR, Akitaka ARIGA, et al. The effect of rock composition on muon tomography measurements. *Solid Earth* [online]. 2018, 9(6), 1517-1533 [cit. 2022-08-04]. ISSN 1869-9529. Dostupné z: doi:10.5194/se-9-1517-2018
- [54] PETRÁNEK, Jan, Jiří BŘEZINA, Eva BŘÍZOVÁ, Jan CHÁB, Jan LOUN a Přemysl ZELENKA. *Encyklopedie geologie*. Praha: Česká geologická služba, 2016. ISBN 978-80-7075-901-1.
- [55] BOROZDIN, Konstantin, Steven GREENE, Zarija LUKIĆ, Edward MILNER, Haruo MIYADERA, Christopher MORRIS a John PERRY. Cosmic Ray Radiography of the Damaged Cores of the Fukushima Reactors. *Physical Review Letters* [online]. 2012, 109(15) [cit. 2022-08-04]. ISSN 0031-9007. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevLett.109.152501
- [56] D. BROSS, Alan, E. C. DUKES, Ralf EHRlich, et al. Tomographic Muon Imaging of the Great Pyramid of Giza. *JOURNAL FOR ADVANCED INSTRUMENTATION IN SCIENCE* [online]. 2022, 2022 [cit. 2022-08-04]. Dostupné z: doi:10.31526/JAIS.2022.280
- [57] PROCUREUR, S. Muon imaging: Principles, technologies and applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2018, 878, 169-179 [cit. 2022-08-07]. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2017.08.004
- [58] ZENONI, Aldo. Historical building stability monitoring by means of a cosmic ray tracking system. In: 2015 4th International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA) [online]. IEEE, 2015, 2015, s. 1-8 [cit. 2022-08-07]. ISBN 978-1-4799-9918-7. Dostupné z: doi:10.1109/ANIMMA.2015.7465542
- [59] SARACINO, Giulio, Fabio AMBROSINO, Lorenzo BONECHI, et al. The MURAVES muon telescope: technology and expected performances. *Annals of Geophysics* [online]. 2017, 60(1) [cit. 2022-08-04]. ISSN 2037416X. Dostupné z: doi:10.4401/ag-7378
- [60] TANAKA, Hiroyuki K. M. Japanese volcanoes visualized with muography. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* [online]. 2019, 377(2137) [cit. 2022-08-04]. ISSN 1364-503X. Dostupné z: doi:10.1098/rsta.2018.0142
- [61] RUSSO, G.V., D. Lo PRESTI, D. BONANNO, et al. Strip detectors for a portal monitor application. *Journal of Instrumentation* [online]. 2014, 9(11), P11008-P11008 [cit. 2023-07-23]. ISSN 1748-0221. Dostupné z: doi:10.1088/1748-0221/9/11/P11008
- [62] European Commission, Directorate-General for Research and Innovation, CALVAGNO, G., et al. Muons scanner to detect radioactive sources hidden in scrap metal containers (MU-STEEL) : final report. Publications Office; 2014. Dostupné z: doi/10.2777/75975

- [63] CHECCHIA, P. Review of possible applications of cosmic muon tomography. *Journal of Instrumentation* [online]. 2016, 11(12), C12072-C12072 [cit. 2023-07-23]. ISSN 1748-0221. Dostupné z: doi:10.1088/1748-0221/11/12/C12072
- [64] BIAN, Jianming . The NOvA Experiment: Overview and Status. Santa Cruz : Meeting of the American Physical Society Division of Particles and Fields, 2013. arXiv:1309.7898.
- [65] ISHITSUKA, M., GERALYN P. ZELLER, JORGE G. MORFIN a FLAVIO CAVANNA. NOvA Near Detector. In: *AIP Conference Proceedings* [online]. AIP, 2007, 2007, s. 57-60 [cit. 2022-08-05]. ISSN 0094243X. Dostupné z: doi:10.1063/1.2834511
- [66] Hahn, Reidar. NOvA Near Detector underground, II. Fermilab, 2014. číslo 14-0024-13.
- [67] VINTON, Luke. Measurement of Muon Neutrino Disappearance with the NOvA Experiment. United States: N. p., 2018. Dostupné z: doi:10.2172/1423216.
- [68] OSHINOWO, B.; FRIEDSAM, H. SURVEY OF THE NOvA DETECTORS AT FERMILAB. FERMILAB-CONF-13-466-AD-PPD. Dostupné z: <https://s3.cern.ch/inspire-prod-files-2/25d7dd0f7bc7b72101b790fb6ec8a008>.
- [69] AYRES, D.S., DRAKE, G.R., et al. The NOvA Technical Design Report.[online]. 2007 [cit. 2022-08-05]. FERMILAB-DESIGN-2007-01, TRN: US0804659. Dostupné z doi:10.2172/935497
- [70] STRAIT, M., S. BENDING, K. KEPHART, P. LUKENS. NOvA muon energy scale systematic. 2019. Dostupné z doi: 10.48550/arXiv.1902.02805.
- [71] CATANO-MUR, Erika. Recent results from NOvA. 2022. Dostupné z: arXiv:2206.03542.
- [72] DUKES, E.C., R. EHRlich, S. GOADHOUSE, L. MUALEM, A. NORMAN a R. TESAREK. The NOvA power distribution system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2018, 902, 123-137 [cit. 2023-03-24]. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2018.06.021
- [73] ACERO, M. A., P. ADAMSON, G. AGAM, et al. Adjusting neutrino interaction models and evaluating uncertainties using NOvA near detector data. *The European Physical Journal C* [online]. 2020, 80(12) [cit. 2023-03-24]. ISSN 1434-6044. Dostupné z: doi:10.1140/epjc/s10052-020-08577-5
- [74] MUFSON, S., B. BAUGH, C. BOWER, et al. Liquid scintillator production for the NOvA experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2015, 799, 1-9 [cit. 2022-08-05]. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2015.07.026
- [75] TALAGA, R.L., J.J. GRUDZINSKI, S. PHAN-BUDD, A. PLA-DALMAU, J.E. FAGAN, C. GROZIS a K.M. KEPHART. PVC extrusion development and production for the NOvA neutrino experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2017, 861, 77-89 [cit. 2023-03-21]. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2017.03.004
- [76] GANDRAJULA, Reddy Pratap. Detector performance and Data Quality monitoring at the NOvA Experiment. DPF2021 Conference, July 12th, 2021. Dostupné z: <https://indico.cern.ch/event/1034469/contributions/4432411/attachments/2280301/3874693/NOvA-Data-Quality-talk-at-DPF2021.pdf>

- [77] ELKARGHLI, Z. Improvement of the NOvA Near Detector Event Reconstruction and Primary Vertexing through the Application of Machine Learning Methods.2021. Dostupné z doi: 10.48550/arXiv.2112.01494.
- [78] FILIP, Peter. Muon Radiography with the NOvA Near Detector. In: Proceedings of 40th International Conference on High Energy physics — PoS(ICHEP2020) [online]. Trieste, Italy: Sissa Medialab, 2020, 2021-02-18, 800- [cit. 2022-08-07]. Dostupné z: doi:10.22323/1.390.0800
- [79] DUDA, Richard O. a Peter E. HART. Use of the Hough transformation to detect lines and curves in pictures. Communications of the ACM [online]. 1972, 15(1), 11-15 [cit. 2022-08-31]. ISSN 0001-0782. Dostupné z: doi:10.1145/361237.361242
- [80] ACERO, M.A., P. ADAMSON, L. ALIAGA, et al. Observation of seasonal variation of atmospheric multiple-muon events in the NOvA Near Detector. Physical Review D [online]. 2019, 99(12) [cit. 2022-08-07]. ISSN 2470-0010. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevD.99.122004
- [81] ACERO, M.A., P. ADAMSON, L. ALIAGA, et al. Seasonal variation of multiple-muon cosmic ray air showers observed in the NOvA detector on the surface. Physical Review D [online]. 2021, 104(1) [cit. 2022-08-08]. ISSN 2470-0010. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRevD.104.012014
- [82] BAIRD, M, J BIAN, M MESSIER, E NINER, D ROCCO a K SACHDEV. Event Reconstruction Techniques in NOvA. Journal of Physics: Conference Series [online]. 2015, 664(7) [cit. 2022-08-09]. ISSN 1742-6588. Dostupné z: doi:10.1088/1742-6596/664/7/072035
- [83] BEHERA, Biswaranjan, DAVIES, Gavin, and PSIHAS, Fernanda. Event Reconstruction in the NOvA Experiment. 2017. United States. Dostupné z: <https://www.osti.gov/servlets/purl/1410427>
- [84] The event display from the NOvA Near Detector. LIVE.8:39 p.m. 8-8-2022.<https://nusoft.fnal.gov/nova/public/>
- [85] HAGMANN, Chris, David LANGE a Douglas WRIGHT. Cosmic-ray shower generator (CRY) for Monte Carlo transport codes. In: 2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record [online]. IEEE, 2007, 2007, s. 1143-1146 [cit. 2022-08-09]. ISBN 978-1-4244-0922-8. Dostupné z: doi:10.1109/NSSMIC.2007.4437209
- [86] AURISANO, A, C BACKHOUSE, R HATCHER, N MAYER, J MUSSER, R PATTERSON, R SCHROETER a A SOUSA. The NOvA simulation chain. Journal of Physics: Conference Series [online]. 2015, 664(7) [cit. 2022-08-09]. ISSN 1742-6588. Dostupné z: doi:10.1088/1742-6596/664/7/072002
- [87] BAKER, S., Elwyn, A., Lach, J. a Read, A. L. Tunneling Beyond the Fermilab Site. Jul, 1983. Číslo: FERMILAB-TM-1218
- [88] BAUER, R. A., GROSS, D. L. Geology of the greater Fermilab region. Proceedings, Snowmass 1996. Jun, 1996. Číslo: FERMILAB-VLHCPUB-044, SNOWMASS-1996-ACC038
- [89] FILIP, Peter. ICARUS Bump in NOvA ND Cosmic Muons Flux. NOvA DocDB, NOvA Dokument 39283-v7
- [90] FARNESE, Christian a ON BEHALF OF THE ICARUS COLLABORATION. The ICARUS Experiment. Universe [online]. 2019, 5(2) [cit. 2022-08-13]. ISSN 2218-1997. Dostupné z: doi:10.3390/universe5020049

- [91] Mapy.cz. Dostupné z <https://mapy.cz/letecka?x=-88.2694973&y=41.8392246&z=18&l=0>
- [92] MIKULČÁK, Jiří. Matematické, fyzikální a chemické tabulky pro střední školy. 3. vyd. Praha: Prometheus, 1995. Pomocné knihy pro žáky (Prometheus). ISBN 80-85849-84-4.
- [93] AURISANO, A, C BACKHOUSE, G S DAVIES, et al. Data handling with SAM and art at the NOvA experiment. *Journal of Physics: Conference Series* [online]. 2015, 2015-12-23, 664(4) [cit. 2023-08-17]. ISSN 1742-6588. Dostupné z: doi:10.1088/1742-6596/664/4/042001
- [94] Hobza, Tomáš. Matematická statistika. 2011, 2011-2-2, [cit. 2023-09-19]. Dostupné z: <https://people.fjfi.cvut.cz/hobzatom/mast/mast.pdf>
- [95] TRUC, Jean-Paul. Riemann Sums for Generalized Integrals. Online. *The College Mathematics Journal*. 2019, roč. 50, č. 2, s. 123-132. ISSN 0746-8342. Dostupné z: <https://doi.org/10.1080/07468342.2019.1560119>. [cit. 2023-12-16].
- [96] TREFETHEN, Lloyd N. a WEIDEMAN, J. A. C. The Exponentially Convergent Trapezoidal Rule. Online. *SIAM Review*. 2014, roč. 56, č. 3, s. 385-458. ISSN 0036-1445. Dostupné z: <https://doi.org/10.1137/130932132>. [cit. 2023-12-16].
- [97] FERMI NATIONAL ACCELERATOR LABORATORY. ICARUS detector scheduled to arrive at Fermilab today. Online. Dostupné z: <https://news.fnal.gov/2017/07/icarus-detector-scheduled-arrive-fermilab-tomorrow/>. [cit. 2023-11-17].
- [98] ABRATENKO, P.; ADUSZKIEWICZ, A.; AKBAR, F.; PONS, M. Artero; ASAADI, J. et al. ICARUS at the Fermilab Short-Baseline Neutrino program: initial operation. Online. *The European Physical Journal C*. 2023, roč. 83, č. 6. ISSN 1434-6052. Dostupné z: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11610-y>. [cit. 2023-11-17].