

Univerzita Palackého v Olomouci  
Přírodovědecká fakulta  
Katedra experimentální fyziky

## **Bakalářská práce**

**Studium mionů pomocí mionového teleskopu**

Study of muons using a muon telescope

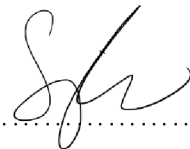


Typ diplomové práce:	Bakalářská diplomová práce
Autor diplomové práce:	Samuel Sojka
Studijní obor:	B0114A170003 – Matematika pro vzdělávání B0114A110003 – Fyzika pro vzdělávání
Vedoucí diplomové práce:	prof. RNDr. Miroslav Mašláň, CSc.
Rok odevzdání:	2024

### **Prohlášení o autorství**

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně pod vedením prof. RNDr. Miroslava Mašláně, CSc. a že jsem v ní uvedl všechny použité zdroje a literaturu.

V Olomouci dne 24. dubna 2024



.....  
Samuel Sojka

### **Poděkování**

Tímto bych rád poděkoval prof. RNDr. Miroslavu Mašláňovi, CSc. jakožto vedoucímu mé bakalářské diplomové práce. Děkuji mu za jeho čas, který byl ochoten obětovat pro dobro mé bakalářské práce, za jeho nezměrnou asistenci při získávání prostředků pro samotnou konstrukci teleskopu a za jeho rady, které celou práci nasměrovaly správným směrem. Také bych rád poděkoval dalším osobám, které mi v průběhu tvorby mé diplomové práce byly vstřícné. Děkuji Mgr. Ivetě Turovské za poskytnutí prostor pro umístění teleskopu při měření v děkanátu Přírodovědecké fakulty. Velké díky si zaslouží Mgr. Michal Dudka, který mi byl ochoten pomoci s elektronickou částí diplomové práce, čímž mi odpustil potřebu učit se novému programovacímu jazyku. Zároveň bych rád poděkoval své rodině a přátelům, kteří mě v psaní práce podporovali a pomohli mi s gramatickou korekcí.

## **Bibliografická identifikace:**

Jméno a příjmení autora:	Samuel Sojka
Název práce:	Studium mionů pomocí mionového teleskopu
Typ práce:	Bakalářská
Pracoviště:	Katedra experimentální fyziky
Vedoucí práce:	prof. RNDr. Miroslav Mašláň, CSc.
Rok obhajoby práce:	2024
Abstrakt:	<p>Tato práce se zabývá seznámením s pojmem kosmického záření, jeho složek, chování a charakteristikou, podrobněji pak chováním a vlastnostmi mionů. V experimentální části je popsán průběh konstrukce mionového teleskopu, který slouží k pozorování a analýze toku mionů za určitých podmínek. V práci je zahrnuto i stručné seznámení s jednotlivými částmi teleskopu, spolu s blokovým schématem. Součástí teleskopu je i speciálně navržený převodník s čítačem, umožňující komunikaci mezi měřicím systémem a počítačem. Následně je uveden přehledový popis procesu optimalizace teleskopu, jak po stránce teleskopu samotného, tak jeho výpočetního rozhraní. Zároveň je v práci uveden postupný vývoj sledovaných kvalit získaných dat, který vyústil ve finální podobu analýzy toku mionů. Měření samotné se zabývá rozdíly v toku mionů v závislosti na atmosférickém tlaku a venkovní teplotě, a to v různých patrech budovy Přírodovědecké fakulty, čemuž odpovídá různé stínění. Nakonec jsou veškerá získaná data zpracována, vyhodnocena a diskutována spolu s analýzou možné chybovosti a nedokonalosti teleskopu.</p>
Klíčová slova:	atomová a jaderná fyzika, částicová fyzika, kosmické záření, miony, barometrický jev, teplotní závislost, scintilační detektory, mionový teleskop, školní experiment
Počet stran:	34
Počet příloh:	1 – software převodníku s čítačem
Jazyk:	Český



## **Bibliographical identification:**

Autor's first name and surname:	Samuel Sojka
Title:	Study of muons using a muon telescope
Type of thesis:	Bachelor
Department:	Department of Experimental Physics
Supervisor:	prof. RNDr. Miroslav Mašláň, CSc.
The year of presentation:	2024
Abstract:	<p>The subject of this thesis is research on the cosmic radiation, its components, behavior, and characteristics, focusing in detail on the behavior and properties of muons. The experimental part of this thesis describes the construction process of a muon telescope, which is then used for observing and analyzing the flux of muons under certain conditions. The thesis also includes a brief introduction to the individual parts of the telescope, along with a block diagram. One of the parts of the telescope is a specially designed converter–counter, enabling communication between the measuring system and the computer. Subsequently, an overview description of the telescope optimization process is provided, both in terms of the telescope itself and its computational interface. Additionally, the thesis outlines the gradual development of the monitored qualities of the acquired data. The measurements themselves address the differences in muon flux depending on atmospheric pressure and outdoor temperature, at various floors of the Faculty of Science, which corresponds to different levels of shielding. Finally, all acquired data are processed, evaluated, and discussed along with an analysis of possible errors and imperfections of the telescope.</p>
Keywords:	atomic and nuclear physics, particle physics, cosmic rays, muons, barometric effect, temperature dependence, scintillation counters, muon telescope, school experiment
Number of pages:	34
Number of appendices:	1 – converter–counter software
Language:	Czech

# Obsah

Úvod.....	7
1 Rešerše – Vznik, vlastnosti a chování mionů.....	8
1.1 Historie objevu kosmického záření .....	8
1.2 Primární kosmické záření.....	8
1.2.1 Vznik primárního kosmického záření .....	9
1.2.2 Složení primárního kosmického záření .....	9
1.3 Sekundární kosmické záření .....	10
1.3.1 Tvrdá (penetrující) složka .....	10
1.3.2 Měkká složka .....	12
1.3.3 Jaderná složka .....	14
1.4 Miony .....	14
1.4.1 Vlastnosti mionů .....	14
1.4.2 Chování mionů .....	14
1.4.3 Využití mionů .....	15
2 Experimentální práce .....	17
2.1 Seznámení se scintilačními detektory a vyhodnocovací elektronikou.....	17
2.1.1 Scintilační detektory.....	17
2.1.2 Modulová měřicí sestava ve standardu NIM .....	17
2.1.3 Převodník s čítačem .....	19
2.2 Konstrukce a optimalizace teleskopu.....	21
2.2.1 Charakteristika scintilačních detektorů .....	24
2.3 Experimentální měření toku mionů za různých podmínek .....	27
2.3.1 Měření energetického spektra mionů ve dne a v noci .....	27
2.3.2 Dlouhodobé měření četnosti detekovaných mionů .....	28
2.4 Zpracování a vyhodnocení dat .....	30
Závěr .....	39
Seznam použité literatury .....	40

## Úvod

Kosmické záření je nedílnou součástí našich životů, jelikož každý okamžik skrze nás s největší pravděpodobností zrovna prochází některá z částic, která má prvopočátek hluboko ve vesmíru. Ačkoliv to naše životy nijak neovlivní, je možné všudypřítomnost těchto částic využít v mnohých odvětvích vědy. Přestože od prvního objevení těchto částic uplynulo již přes 100 let, stále objevujeme nové vlastnosti a způsoby, jak těchto částic využít. Ať už se jedná o studium vesmíru, rozmanité využití v astrofyzice, či aplikace těchto znalostí pro různé metody tomografie, kosmické záření je nedílnou součástí rozvoje fyziky v posledním století.

Tato bakalářská práce se dělí na dvě hlavní části. V první části bude stručně popsána historie kosmického záření, jeho vznik, dělení, vlastnosti jednotlivých složek a popis částic hojně se v něm vyskytujících. Mezi ty spadají i miony, které jsou hlavním objektem zájmu této práce. Bude zde proto popsáno i jejich využití v tomografii a ostatních metodách skenování objektů.

V druhé části bude popsán proces konstrukce mionového teleskopu, od počátečních myšlenek až po finální realizaci. Mimo konstrukci samotnou budou popsány i jednotlivé dílčí části teleskopu, jejich funkce, jejich vzájemné interakce a jejich ucelené chování. V souvislosti s konstrukcí nebude opomenuta ani optimalizace, která byla stejně zásadní pro správné fungování teleskopu jako konstrukce samotná. Jedna z podkapitol bude věnována i převodníku s čítačem, elektronickému zařízení, které bylo navrženo přímo pro účely našeho mionového teleskopu. V této části je i charakteristika použitých scintilačních detektorů, společně s diskuzí škály jejich užití. V poslední pomyslné části této práce, která se věnuje analýze a vyhodnocení dat získaných námi zkonstruovaným teleskopem, bude mimo samotné zpracování dat popsán také myšlenkový postup, kterým se tvaroval finální výstup tohoto měření. Na úplném konci této práce budou tedy vyhodnocená data získaná měřením toku mionů posuzována v jejich závislosti na atmosférickém tlaku, teplotě a pro různé úrovně stínění. Zároveň bude diskutována přesvědčivost měření a možná chybovost teleskopu, a také různé metody vyhodnocování dat.

Cílem celé práce je primárně seznámení s kosmickým zářením a jeho využitím, s principem jednoduchého mionového teleskopu a postupem jeho konstrukce a ukázka dat, jež je možné na takovémto teleskopu naměřit. Samotné výsledné měření je tedy až sekundárním cílem, i z toho důvodu, že zkonstruovaný teleskop slouží spíše jako názorná demonstrační pomůcka pro didaktické a motivační účely, než aby se jednalo o profesionální měřicí přístroj.

# 1 Rešerše – Vznik, vlastnosti a chování mionů

První část této práce se bude zabývat teoretickými poznatky ze studia mionů a s ním spjatým studiem kosmického záření. Nejdříve bude stručně shrnuta historie objevu kosmického záření, poté se rešerše zaměří na primární složku kosmického záření, následně na z ní vzniklou složku sekundární, a na závěr budou vypsány poznatky o mionech, které jsou součástí právě sekundárního záření.

## 1.1 Historie objevu kosmického záření

První zmínka o „objevení“ kosmického záření pochází z roku 1900, kdy C. T. R. Wilson se svými kolegy studoval ionizaci plynů a všimli si, že v plynu probíhá proces ionizace i poté, co ho odstínili od všech známých typů ionizujícího záření. Jejich dedukce byla, že tento tajemný zdroj ionizace je buďto plyn samotný (spontánní ionizace ze srážek jednotlivých molekul), nebo se jedná o nějaký doposud neznámý vnější zdroj. Když zjistili, že dostatečným olověným stíněním ionizaci omezili, správně usoudili, že se musí jednat o vnější zdroj. Přisoudili toto záření radioaktivním prvkům v zemské kůře, což ale budoucí pokusy v různých nadmořských výškách a na moři vyvrátily. Nakonec roku 1912 V. F. Hess za pomoci vodíkem plněného balónu zjistil, že se intenzita tohoto záření se zvyšující se nadmořskou výškou naopak zvyšuje, z čehož usoudil, že toto záření musí pocházet z kosmu. Za jeho objev kosmického záření získal v roce 1936 Nobelovu cenu.

Tento objev měl mnoho důsledků pro další rozvoj fyziky – prvně přinesl nové metody pro studium vesmíru, ale také posunul kupředu výzkum v oblasti částicové fyziky. C. T. R. Wilson v obou těchto oblastech napomohl vynalezením tzv. Wilsonovy mlžné komory, kterou poprvé zkonstruoval v roce 1912 a v roce 1927 za ní získal Nobelovu cenu.

Z historie kosmického záření ještě jistě stojí za zmínku dva jevy, které byly popsány v reakci na objev kosmického záření a zvýšeného zájmu fyziků o tuto problematiku. V roce 1926 ruští fyzikové Mysowski a Tuwin objevili tzv. „**barometrický jev**“ [2], který nám říká, že intenzita záření se zvyšujícím se atmosférickým tlakem klesá – to vyplývá z toho, že molekuly vzduchu mají určitý absorpční koeficient a s více molekulami (= vyšším atmosférickým tlakem) se tedy zvedá i míra absorpce záření. V následujícím roce, tzn. 1927, objevil holandský fyzik Jacob Clay „**efekt zeměpisné šířky**“, neboli to, že intenzita tohoto záření klesá s přiblížením se k rovníku. Příčinou tohoto jevu je magnetické pole země a tudíž odklon elektricky nabitých částic, které kosmické záření obsahuje.<sup>[1]</sup>

## 1.2 Primární kosmické záření

Jako primární kosmické záření nazýváme částice, které putují vesmírem a mají zpravidla vysoké (kinetické) energie – srovnatelné či dokonce vyšší než energetický ekvivalent jejich klidové hmotnosti. Jedná se ve většině o ionizovaná jádra, z čehož zhruba 90 % jsou protony, 9 % alfa částice a ve zbývajícím procentu se nacházejí jádra těžších prvků. Mimo tato jádra se v primárním kosmickém záření nachází i jiné subatomární částice jako jsou neutrony, elektrony nebo neutrina.<sup>[3]</sup>

Je důležité si uvědomit, že přímé sledování primárního kosmického záření z povrchu Země je takřka nemožné. Při průchodu primárního kosmického záření atmosférou totiž naráží vysokoenergetická jádra do jader dusíku a kyslíku zde

přítomných, což vyústí v prudké jaderné reakce. Výsledkem těchto reakcí je množství sekundárních částic, z nichž každá nese část původní energie vysokoenergetického jádra. Některé tyto sekundární částice mají stále dostatek energie na to, aby způsobily další jaderné reakce, a tak může jedna částice primárního kosmického záření kaskádovitě způsobit více jaderných reakcí. Dá se odvodit, že šance „přežít“ primární částice při průchodu atmosférou exponenciálně klesá s délkou jeho dráhy. Proto se studium primárního kosmického záření provádí buď právě pozorováním sekundárních částic, nebo je nutno využít výškových balónů či družic.<sup>[1]</sup>

### 1.2.1 Vznik primárního kosmického záření

Primární kosmické záření vzniká mnoha různými způsoby – mohou vznikat při explozi supernov, zhroucení hvězd nebo být vyzařovány například Wolfovými–Rayetovými hvězdami. Většina těchto částic vzniká mimo naši sluneční soustavu, avšak uvnitř naší galaxie (Mléčné dráhy). Mimo Mléčnou dráhu vznikají částice s nejvyššími energiemi nacházejícími se v kosmickém záření – řádově se jedná o  $10^{20}$  eV, oproti typické částici kosmického záření, která má energii kolem  $10^9$  eV. Zdroje uvádějí, že tok těchto částic se ve vnějších vrstvách atmosféry pohybuje někde mezi 1000 až 1500 částicemi na metr čtverečný za sekundu. Se zvyšující se sledovanou energií těchto částic jejich tok klesá – v případě těch vysokoenergetických se poté hovoří o jednotkách. Vzhledem ke vzniku kosmického záření není překvapením, že ze všech stran vesmíru je jeho tok srovnatelný (dalo by se zde hovořit o jisté izotropii). Při pozorování na naší planetě je ale tok těchto částic vyšší ze západní strany, což vzhledem k orientaci magnetického pole naší Země (a znalosti principu Lorentzovy síly) svědčí o tom, že je v kosmickém záření větší podíl kladně nabitých částic.<sup>[3]</sup>

Zajímavým jevem je tzv. Forbushův efekt (Forbushův pokles). Tento jev, objevený americkým fyzikem Scottem E. Forbushem roku 1937 nám říká, že tok kosmického záření je nepřímo úměrný síle magnetických polí Slunce. Z pozorování chování kosmického záření určil, že na zemi dopadá o větší intenzitě v čase, kdy je 11letý solární cyklus slunečních skvrn ve svém minimu, a v jeho maximu naopak zaznamenal jeho úpadek. To vše v důsledku solárních bouří, které svými magnetickými poli odklánějí nabitě částice kosmického záření.<sup>[4]</sup>

### 1.2.2 Složení primárního kosmického záření

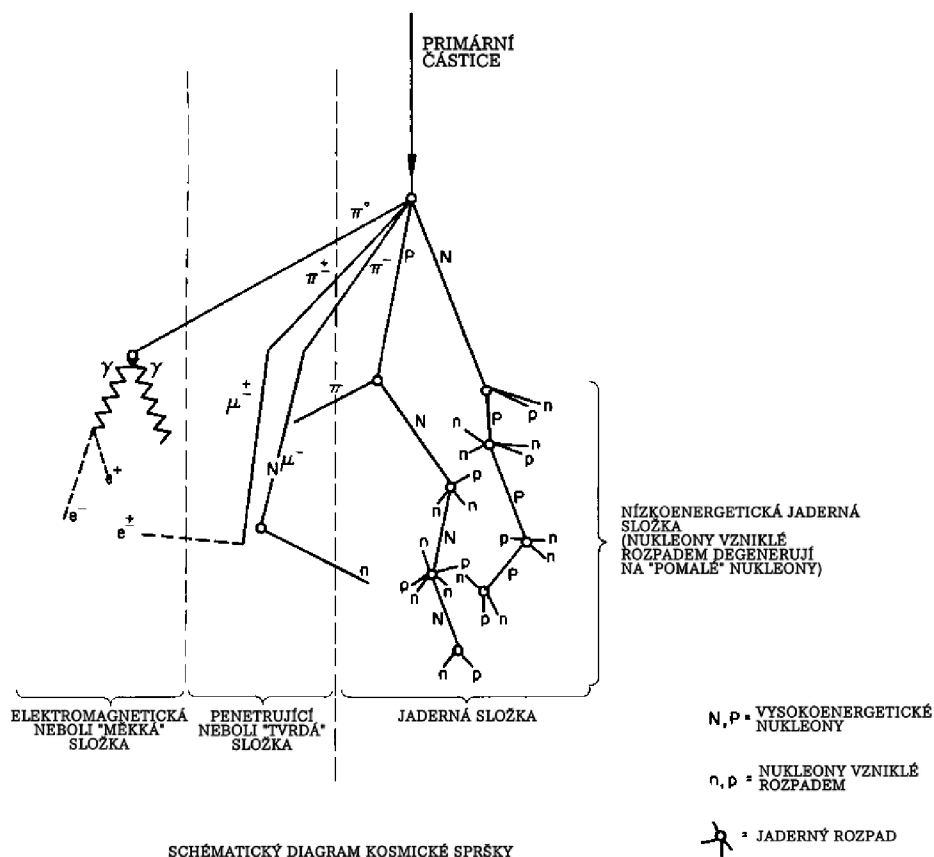
Primární kosmické záření je složeno z mnoha různých částic. Předně se sice jedná o protony (jádra vodíku) a částice alfa (jádra hélia), avšak zajímají-li nás částice o vyšších energiích, můžeme identifikovat jádra těžších prvků, a to až po jádro uranu. Vznik lehčích částic, tzn. od jader vodíku až po jádra železa, můžeme přisoudit hvězdám, kdežto vznik těžších částic zapříčinily extrémní podmínky při explozi supernovy či zhroucení hvězdy. Speciálním a poněkud zvláštním případem jsou jádra některých lehkých elementů – převážně lithia, beryllia nebo boru. Tyto prvky jsou ve vesmíru totiž mnohem vzácnější, než by se mohlo zdát podle jejich obsahu v primárním kosmickém záření. Jako důvod pro tento jev se udává to, že tyto jádra vznikají při štěpení těžších prvků (například uhlík nebo kyslík) v interakcích se sporadickými mezihvězdnými jádry vodíku. U ostatních prvků je totiž podobnost mezi obsahem v primárním kosmickém záření a výskytem ve vesmíru velice blízká.<sup>[3]</sup>

Čím je jádro prvku těžší, tím je jeho elektrický náboj větší, což způsobuje větší sílu působící na tyto částice v důsledku Lorentzovy síly, takže je efekt zeměpisné šířky pro těžší jádra více prominentní.

### 1.3 Sekundární kosmické záření

Sekundárním kosmickým zářením nazýváme částice, které vznikly srážkou částic primárního kosmického záření s jádry molekul kyslíku a dusíku ve vrchních vrstvách atmosféry a jejich následnou jadernou reakcí. Některé tyto sekundární částice se ale dokáží dále množit, mají-li dostatečnou energii. Sekundárním kosmickým zářením tedy nazýváme spršky částic vzniklých v důsledku primárních srážek. Znázornění takovéto srážky můžeme vidět na obrázku 1.

Jadernými reakcemi v atmosféře vzniká velice rozmanitá škála částic, které byly v mnoha případech právě při pozorování sekundárního kosmického záření poprvé zaznamenány. Všechny tyto částice by se daly rozdělit do tří skupin: tvrdá složka, měkká složka a jaderná složka sekundárního kosmického záření. Vzhledem k jejich značným rozdílům bude pojednáváno o každé z těchto složek zvlášť.<sup>[1]</sup>



Obrázek 1: Schématické znázornění sekundárního kosmického záření [převzato z 5]

#### 1.3.1 Tvrdá (penetrující) složka

Částice spadající do této složky kosmického záření jsou ty, které dokáží projít i tlustou vrstvou stínění, což je vlastnost, kterou právě do objevu kosmického záření žádné částici nikdo nepřisoudil. Vzhledem k této vlastnosti můžeme z této složky

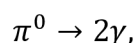
vyločit protony, neutrony, elektrony i fotony, které spadají právě do složek následujících. V této složce se nachází částice, kterým se přisoudil název **mezony** (z řeckého mesos = mezi, značící fakt, že se jejich hmotnost nachází mezi hmotností elektronu a protonu). Tato složka tvoří asi 75 % zaznamenaného kosmického záření v úrovni moře.

Ačkoliv byly mezony poprvé zpozorovány právě v kosmickém záření, byly již dříve předpovězeny japonským teoretikem Hidekim Jukawou při studiu jaderných sil. Tyto teoretické částice se od těch pozorovaných lišili v hmotnosti a délce života, ale oba tyto rozdíly byly vysvětleny, když dalším výzkumem bylo zjištěno, že existuje více druhů mezonů.

Částice, kterou Jukawa předpověděl, byla takzvaný  $\pi$  mezon (neboli pion), který byl poprvé zachycen na fotografické emulze ve vysokých nadmořských výškách. Tato částice vzniká v jaderných reakcích způsobených primárním kosmickým zářením (zpravidla) ve vrchních vrstvách atmosféry. Piony lze dále dělit na neutrální ( $\pi^0$ ) a elektricky nabité ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ). Elektricky nabitý pion má klidovou hmotnost zhruba 273krát větší než elektron, jeho střední doba života je  $2,6 \cdot 10^{-8}$  s a má celočíselný spin. Tento druh pionu se dále rozpadne na mion a jelikož je energetické spektrum produktů tohoto rozpadu diskrétní a pouze mion zanechá v emulzi stopu, musí být produkty pouze dva a druhý z nich musí být neionizující a navíc velice lehký – tuto vlastnost splňuje pouze neutrino nebo antineutrino (mionové neutrino  $\nu_\mu$ , antineutrino  $\bar{\nu}_\mu$ ). Rozpadové schéma je tedy ve tvaru



Neutrinem se v rámci této práce zabývat nemusíme, a miony mají svoji vlastní podkapitolu. Ještě jsme ale nevzali v potaz variantu neutrálních pionů, které mohou v primární jaderné reakci taktéž vzniknout. Zatímco elektricky nabité piony zprostředkovávají síly mezi neutrony a protony, neutrální piony zprostředkovávají síly mezi páry proton – proton a neutron – neutron. Klidová hmotnost tohoto neutrálního pionu je o něco nižší – asi 263 hmotností elektronu. Doba života má podstatně kratší, a to méně než  $10^{-16}$  s, a spin má tento pion stejný, a to celočíselný. Rozpadové schéma neutrálního pionu se podstatně liší, a to



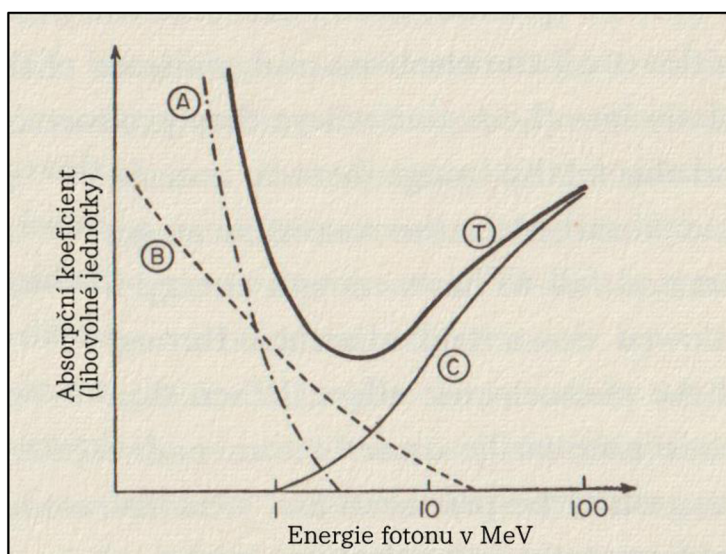
kde  $\gamma$  značí foton. Tyto vysokoenergetické fotony potom způsobí další jaderné reakce, během kterých se vyprodukuje velké množství elektronů – neutrální pion je tedy jakousi přechodovou částicí mezi primárními jadernými reakcemi a měkkou složkou sekundárního kosmického záření, stejně jako elektricky nabité piony jsou přechodem do tvrdé složky.

Součástí tvrdé složky jsou ještě tzv. K mezony (kaony), které mohou taktéž vzniknout při jaderné reakci primárního kosmického záření. Tyto částice se mohou dále rozpadat na neutrální i el. nabité piony, miony, a jim příslušná neutrina. Ačkoliv jsou kaony taktéž velice zajímavou kapitolou částicové fyziky, pro účely této práce je dostačující tento krátký úvod s uvědoměním, že existují i jiné zdroje mionů, než je jejich rozpad z el. nabitého pionu.<sup>[1]</sup>

### 1.3.2 Měkká složka

Částice, které spadají do měkké složky sekundárního kosmického záření jsou ty, které zpravidla zastaví 10centimetrová vrstva olova. V případě kosmického záření jsou těmito částicemi elektrony a fotony, vznikající rozpadem neutrálních pionů a mionů.

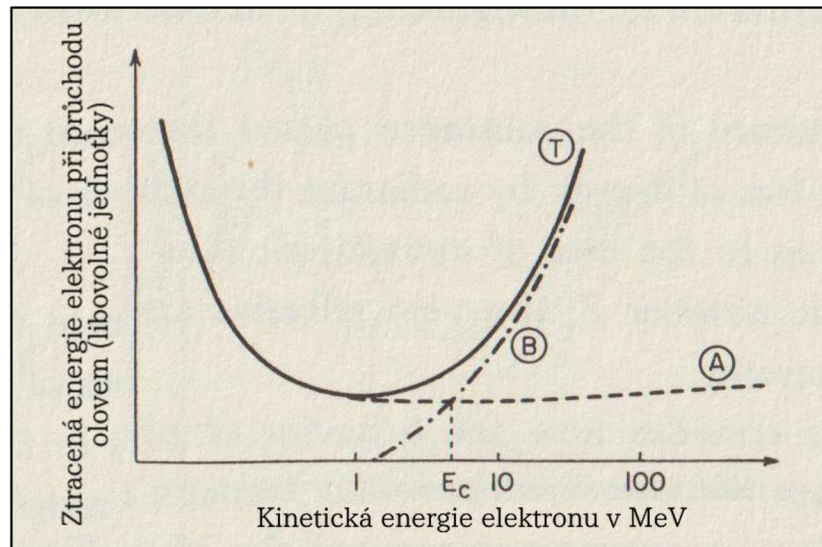
Nyní si přesněji popíšeme zdroj této složky. Většina částic měkké složky vzniká právě z rozpadu neutrálního pionu. Jak víme z předchozí podkapitoly 1.3.1, tento druh pionu se rozpadá na dva vysokoenergetické fotony. Tyto fotony mohou ztratit energii zpravidla třemi způsoby – přijít o část energie v důsledku Comptonova rozptylu, být zcela vstřebány díky fotoelektrickému jevu nebo zaniknout při tvorbě elektron-pozitronového páru. První dva způsoby jsou prominentní při nižších energiích fotonu, tvorba elektron-pozitronového páru je pravděpodobnější se zvyšující se energií (minimální energie fotonu musí být vyšší než energetický ekvivalent klidových hmotností obou vzniklých částic, což je 1022 keV). Znázornění této skutečnosti můžeme vidět na obrázku 2. Jelikož fotony vzniklé rozpadem pionu získají každý část jeho kinetické energie, jež on získal od primárního kosmického záření, mají tyto fotony velice vysoké energie. Proto je tvorba elektron-pozitronového páru téměř zaručena. Pokud se po vytvoření tohoto páru pozitron setká s elektronem, nastane tzv. anihilace. Při té obě částice zaniknou a vyzáří se dva fotony. Oba mají vždy energii 511 keV (polovina klidové energie vstupující do anihilace), což již není dostatečná energie pro vytvoření dalšího elektron-pozitronového páru.<sup>[6]</sup>



Obrázek 2: Absorpce fotonů v olovu: (A) fotoelektrickým jevem; (B) Comptonovým jevem; (C) tvorbou elektron-pozitronového páru; (T) celková absorpce [převzato z 1]

Elektrony (a pozitrony) vzniklé těmito reakcemi mohou ztrácet energii dvěma způsoby, a to ionizací a vyzářením fotonu (tzv. radiační ztráty). Grafické znázornění můžeme vidět na obrázku 3. Podobně jako u fotonů je první z těchto procesů (ionizace) více pravděpodobný při nižších energiích, takže je u vysokoenergetických elektronů více pravděpodobné, že ztratí energii vyzářením fotonu. Ten, má-li dostatečnou energii, může opět vytvořit elektron-pozitronový pár a pokračovat v tomto procesu rozmnožování částic.<sup>[1]</sup>





Obrázek 3: Ztráta energie elektronu v olovu: (A) ionizací; (B) radiačními ztrátami; (T) celková ztráta;  $E_c$  značí kritickou energii [převzato z 1]

Jak lze jistě z předchozího odstavce usoudit, množství částic měkké složky se kaskádovitě zvyšuje. Vzniká potom tzv. „sprška“ kosmického záření, jejíž každý následující člen má nižší energii než ten předchozí. Postupnou ztrátou energie začne u elektronů a pozitronů převládat proces ionizace a u fotonů Comptonův a fotoelektrický jev. Tyto procesy již dále netvoří další částice a jednotlivé fotony, elektrony a pozitrony zanikají. Pro studium určitých vlastností kosmického záření se tyto spršky pozorují s využitím rozsáhlých měřicích soustav. Těmito měřeními bylo zjištěno, že ve vysokých nadmořských výškách mohou tyto spršky (z jedné primární interakce) pokrýt plochu velikou až stovky metrů čtverečných. Zároveň se pro potřeby těchto výzkumů vyvinuly nové fyzikální pojmy. Například tzv. „kaskádová jednotka“ (z anglického „cascade unit“), což je vzdálenost, kterou musí v daném materiálu urazit vysokoenergetický elektron, aby jeho energie byla  $e$ -krát nižší, než jeho původní energie (kde  $e = 2,71828\dots$ ). Velice užitečná je taktéž „kritická energie“, což je energie, pro kterou v daném médiu ztrácí elektron stejnou část energie v důsledku ionizace i vyzařování fotonů. Znalosti těchto veličin jsou podstatné pro provedení určitých experimentů a myšlenkových závěrů. Výpočtem se dá například ukázat, že zatímco na úrovni moře zastává měkká složka pouhých 25 % veškerého kosmického záření, s rostoucí výškou tento podíl stoupá a maximální hodnoty 80 % dosáhne ve výšce zhruba 16 kilometrů nad mořem, načež opět klesá.<sup>[1]</sup>

Stojí také za zmínku to, jak tyto procesy ovlivňuje prostředí, ve kterém se částice nachází. Vznik elektron-pozitronového páru je z důvodu zachování hybnosti podmíněn průchodem elektrického pole nabitě částice. Dá se odvodit, že z tohoto důvodu je pravděpodobnost vzniku elektron-pozitronového páru přímo úměrná kvadrátu protonového čísla jádra, jehož polem foton procházel. U elektronového vyzáření fotonu je kvadrát protonového čísla taky podstatný. Ztráta energie podmíněná vyzářením fotonu je s tímto kvadrátem totiž taktéž přímo úměrná. Spojením obou těchto jevů tedy vysvětlíme zásadní charakteristiku měkké složky sekundárního záření – efektivnost olověného stínění.<sup>[1]</sup>

### 1.3.3 Jaderná složka

Poslední částice, jež vzniknou jadernou reakcí primárního kosmického záření v atmosféře, spadají právě do jaderné složky. Touto jadernou reakcí, při které se roztrhne jádro kyslíku nebo dusíku, vznikají mimo jiné i další nukleony, které mohou nést dostatečnou energii, aby způsobili další jadernou reakci. Mimo spršky, které nastávají výhradně u měkké složky, je zde i tento kaskádovitý úkaz, při kterém může jedna částice primárního záření nepřímo způsobit hned několik reakcí s atomy vzduchu v atmosféře. Jaderná složka sekundárního kosmického záření je v literatuře taktéž nazývána tzv. „N komponentou“ kosmického záření.

Obdobně jako u měkké složky, i tyto kaskády postupně ztrácejí energii, buďto těmito jadernými reakcemi, narážením do ostatních molekul bez „roztržení“, nebo v případě elektricky nabitých nukleonů (protonů), ionizací atmosférických atomů. Na konci každé kaskády jsou tedy už nízkoenergetické nukleony, které v případě protonů ztratí veškerou energii díky ionizaci, jejichž ztráta energie roste s klesající rychlostí, a v případě neutronů to jsou jediné nízkoenergetické částice kosmického záření na úrovni moře, a lze díky nim studovat tvar nízkoenergetické části spektra primárního kosmického záření.<sup>[1]</sup>

## 1.4 Miony

Miony jsou částice, jež vznikají rozpadem elektricky nabitých pionů. Vzhledem k jejich vlastnostem, mezi které spadá i vysoká penetrující schopnost, spadají miony do tvrdé složky sekundárního kosmického záření.

### 1.4.1 Vlastnosti mionů

Hmotnost mionů odpovídá zhruba 207 hmotnostem elektronu a jejich střední doba života je okolo dvou mikrosekund. Mion je elektricky nabitá částice, patřící dle standardního modelu elementárních částic do skupiny leptonů, a její náboj odpovídá náboji elektronu –  $1e$  (elementární náboj). Na rozdíl od pionů nespadá mion mezi bosony, ale mezi fermiony, což znamená, že jeho spin je  $\frac{1}{2}$ .<sup>[1]</sup>

### 1.4.2 Chování mionů

Miony jsou velice zajímavými částicemi hned z několika pohledů. V první řadě je skutečnost, že lze miony vznikající kosmickým zářením detekovat na úrovni moře přímým důkazem speciální teorie relativity. Vzhledem k jejich krátké době života je nemožné, aby bez této teorie dorazily z nejvyšších vrstev atmosféry až na zemský povrch – i kdyby se pohybovaly rychlostí světla, urazily by pouhých 600 m, což nedosahuje z povrchu země ani do dvacetiny vrchních částí atmosféry, ve kterých většina jaderných reakcí probíhá. S připuštěním speciální teorie relativity a z průměrné rychlosti mionů lze odvodit, že se vzhledem k pozorovateli na povrchu Země jejich střední doba života prodlouží až na stonásobek, tzn. 0,2 ms, za kterou jsou schopny miony urazit vzdálenosti až 60 km, což už více odpovídá experimentálním datům.

Další zajímavé chování mionů vyplývá z jejich vlastností a je to hlavní důvod, proč jsou miony využívány v průmyslu. Díky velikosti jejich náboje a jejich hmotnosti si tyto částice zachovávají velkou část své energie při průchodu materiálem. Vzhledem k tomu, že miony bombardují každý okamžik prakticky všechna místa na zemském povrchu (a do velké vzdálenosti i pod ním), je využití tohoto průchodu mionů materiálem

absolutně nedestruktivní. Vezmeme-li v potaz chování těchto částic v různých materiálech, tzn. že každý materiál má jiný absorpční koeficient, lze této vlastnosti využít v mnoha oblastech.

### 1.4.3 Využití mionů

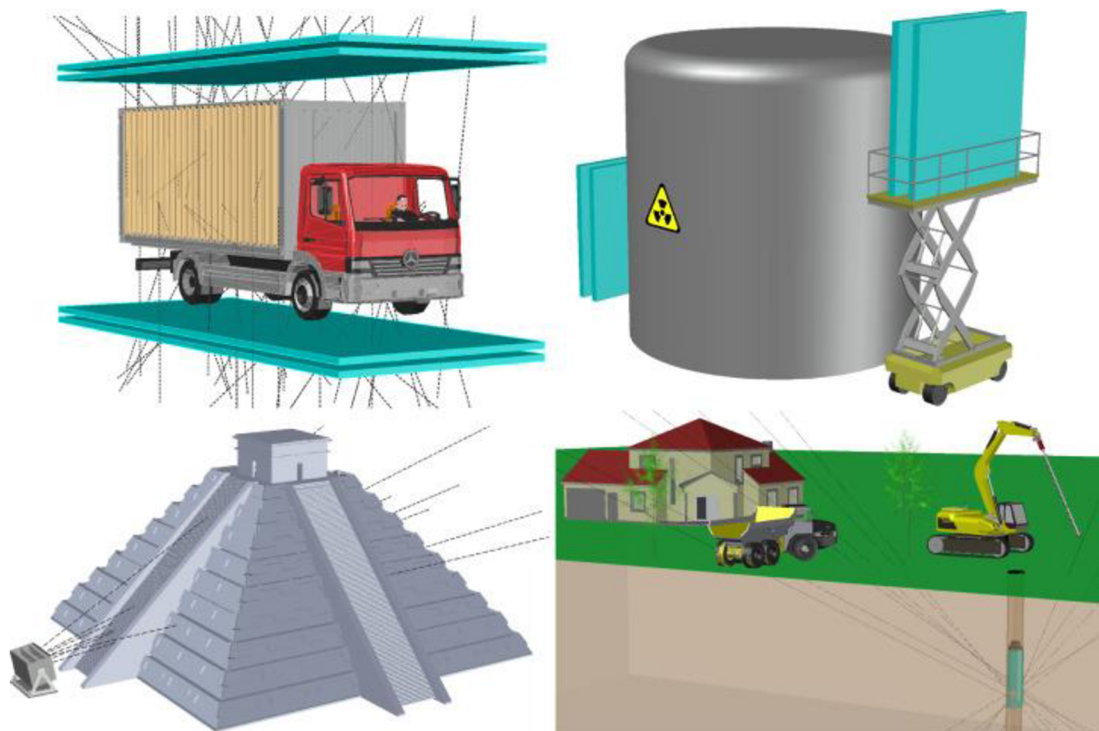
Miony se využívají převážně pro skenování objektů. To může znamenat dvojrozměrné projekce hustoty, trojrozměrnou tomografii či stratigrafii. Celkově se pro skenování za pomoci mionů zavedl název **muografie** (mionová tomografie). Výhodou je již výše zmíněná nedestruktivita této metody a celková možnost nahlédnout dovnitř uzavřených prostor. Nevýhodou je výpočetní náročnost této metody – před jakýmkoliv měření je nutné odhadnout toky mionů v daném místě a čase a také dodat softwaru vymodelované venkovní profily skenovaného objektu. Často musí být reálná měření podložena i simulací.

Jsou známy dvě metody muografie. Prvním z nich je tzv. **absorpční muografie**, která využívá rozdílné hustoty materiálu ( $\Rightarrow$  rozdílný absorpční koeficient) a jeho „neprůhlednosti“ pro tok mionů. Známe-li tloušťku sledovaného materiálu, lze podle úbytku celkové energie toku mionů určit průměrnou hustotu materiálu v daných místech. Naopak můžeme touto metodou určovat i tloušťku, v tom případě ale musíme znát nebo alespoň odhadnout průměrnou hustotu. Musíme také znát spektrum hybností mionů, což je v případě využívání atmosférických mionů další přítěž. Vzhledem k podstatě této metody je nejvhodnější pro velké objekty a v praxi se využívá převážně v archeologii, architektuře, geologii a geotechnice, v těžářství a při studiu sopek.

Druhá metoda je tzv. **rozptylová muografie**, která využívá Rutherfordův rozptyl a používá se v případech, kdy je očekávaný kontrast mezi materiálem s vysokým protonovým číslem a pozadím s malým protonovým číslem. Pro vhodné využití této metody jsou třeba ještě složitější algoritmy a rozsáhlejší simulace. Tato metoda se využívá v bezpečnostních aplikacích a v problematice jaderného odpadu.

Muografie jako taková se často kombinuje s jinými skenovacími metodami. Jedna z nich je gravimetrie, která využívá ovlivnění tíhového zrychlení okolním rozložením hmotnosti. Spolu s absorpční muografií se potom navzájem doplňují a výsledná data jsou kvalitnější než kdybychom používali jen jednu metodu.<sup>[7]</sup>

Ilustraci některých využití muografie můžeme vidět na obrázku 4.



Obrázek 4: Různé využití muografie a k nim příslušná geometrie detektorů – inspekce nákladu, inspekce jaderného skladiště, skenování velké stavby, využití vrtu pro podzemní zobrazování [převzato z 7]

## 2 Experimentální práce

Hlavním předmětem této bakalářské práce je experimentální část. Díky prostředkům Univerzity Palackého mi bylo umožněno využít mimo jiné i dva scintilační detektory, díky kterým jsem mohl pozorovat intenzitu toku částic v budově školy a pomocí vhodných prostředků odfiltrovat většinu nechtěných částic. Ve finále byl k dispozici přístroj, který dokáže detekovat tok (převážně) mionů, a z různých podmínek měření vyvodit fyzikální závěry o jeho závislosti na množství faktorů.

### 2.1 Seznámení se scintilačními detektory a vyhodnocovací elektronikou

Ačkoliv není vyhodnocovací elektronika tématem této práce, je nezbytné zde zmínit proces, při kterém byla optimalizována tak, aby zobrazovala skutečně jen miony. Scintilační detektory, kterým bude věnována samostatná podkapitola, jsou totiž velice citlivá zařízení, která jsou schopna zachytit i nízkoenergetické částice. Bylo proto nutné zavést hned několik prvků, které zapříčiní filtraci nechtěných částic, a to fyzikálně (olověná vrstva) i elektronicky (diskriminační meze). K tomu se váží další technické prvky potřebné k podrobnému popsání výsledného zařízení. V této podkapitole budou jednotlivé části popsány.

#### 2.1.1 Scintilační detektory

Scintilační detektor je detektor záření, který využívá scintilaci. Jedná se o jev, který nastává při průchodu detekované částice vhodným materiálem, při kterém vzniká v materiálu slabý záblesk světla. Energie detekované vysokoenergetické částice excituje atomy materiálu, které při následné deexcitaci vyzáří světelné fotony. Scintilace se odehrává v jedné ze dvou hlavních částí scintilačního detektoru, a to ve scintilátoru. Druhou, neméně důležitou částí tohoto detektoru je fotonásobič. Vyzářené fotony ze scintilátoru zde zachytí fotokatoda, která díky fotoelektrickému jevu emituje elektrony, které jsou nadále urychlovány elektrickým napětím na elektrodách fotonásobiče, kde vzniká vyšší množství (sekundárních) elektronů, které jsou nadále urychlovány k dalším elektrodám. Na poslední elektrodě je již dostatečné množství elektronů k tomu, aby jejich elektrický náboj vyprodukoval zpracovatelný impuls. Fotonásobič je tedy schopný z jediného fotonu vytvořit impuls vhodný pro další zpracování přístroji. Po fotonásobiči většinou následuje elektronická část scintilačního detektoru, která výsledný signál vhodně upraví. Často je zde signál uměle prodloužen, ačkoliv toto může být pro jisté aplikace nežádoucí, jelikož velká výhoda scintilačního detektoru je právě jeho vysoká rychlost. Pro naše využití je toto prodloužení pulzu ale žádoucí, jelikož miony většinou neočekáváme s tak vysokou frekvencí a prodloužený pulz nám tedy akorát ulehčuje jeho následné zpracování.<sup>[8]</sup>

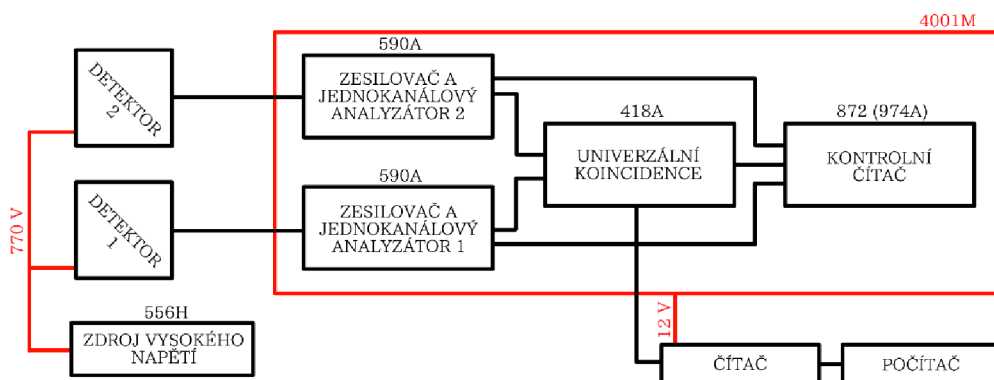
Scintilační detektory používané pro potřeby této práce jsou téměř identické, proto stačí uvést údaje jen jednoho z nich. Jako typ zařízení se uvádí K1009, model 14. Jeho pracovní napětí je 720 V, nastavené zesílení je 35. Co se týče geometrie detektoru, jeho délka i hloubka je 50 cm, jeho výška je 5 cm.

#### 2.1.2 Modulová měřicí sestava ve standardu NIM

Hlavní část vyhodnocovací elektroniky užitá v našem měření byla sestavena ve standardu NIM (nuclear instrumentation module) s využitím elektronických modulů firmy ORTEC. Jedná se o společnost, jejíž hlavním zaměřením je vývoj a výroba

detektorů ionizujícího záření, jaderná instrumentace, software pro analýzu dat a integrované systémy. Standard NIM je vhodný pro naše potřeby registrace částic a zpracovávání dat.<sup>[9]</sup>

Všechna elektronika od firmy ORTEC by se dala rozdělit na dvě hlavní části – zdroj vysokého napětí, který napájí oba používané detektory, a samotnou vyhodnocovací elektroniku, která je uvnitř „napájecí jednotky“ 4001M. V této podkapitole bude rozebrána jak funkce jednotlivých částí, tak funkce soustavy jako celku. Pro ilustraci a lepší chápání vztahů mezi jednotlivými částmi slouží obrázek 5.



Obrázek 5: Blokové schéma teleskopu

### Zdroj vysokého napětí 556H<sup>[10]</sup>

Toto zařízení slouží k poskytnutí napájecího napětí oběma detektorům. Zdroj 556H je schopen dodávat napětí až 3 kV s maximálním proudem 10 mA. Pro naše účely byla zvolena hodnota napětí 770 V, jelikož oba detektory byly dimenzovány na napětí o něco větší než 700 V.

### Zesilovač a jednocanálový analyzátor 590A<sup>[11]</sup>

Tento modul zesiluje vstupní signál, formuje a prodlužuje signál, a prostřednictvím diskriminačních mezí zpracovává signál pouze ve zvoleném amplitudovém rozsahu. Pro naše měření bylo potřebné zvolit vhodné zesílení a diskriminační meze. Ačkoliv byly hodnoty v průběhu optimalizace teleskopu často měněny, při finálních měřeních bylo zesílení na obou modulech 15x, diskriminační meze pro oba moduly 100 v módu INT (všechny signály pod 1 V nejsou zaznamenány).

### Univerzální koincidence 418A<sup>[12]</sup>

Tato jednotka nám pomáhá rozhodnout, zda detekovaná částice zasáhla oba detektory. Jestliže přijde impulz z obou zesilovačů v dostatečně krátkém (nastavitelném) časovém okně, modulem 418A je vyslán signál k čítacímu zařízení. Tento konkrétní modul umožňuje detekovat koincidence až 5 vstupů, pro naše potřeby nám vystačily dva.

### Čtyřnásobný čítač/časovač 872<sup>[13]</sup>

Tento čítač byl využíván primárně pro testování teleskopu a pro měření před tím, než byl zkonstruován převodník s čítačem. V současnosti slouží spíše jako kontrolní



čítač. Jeho největší výhodou je schopnost čítat až 3 přichozí signály, čehož bylo využito, jelikož jsme mohli kontrolovat četnost na obou detektorech a koincidence zároveň.

Na webových stránkách firmy ORTEC je tento čítač pod číslem 974A, ale podle vzhledu i charakteristik je identický s použitým čítačem 872.

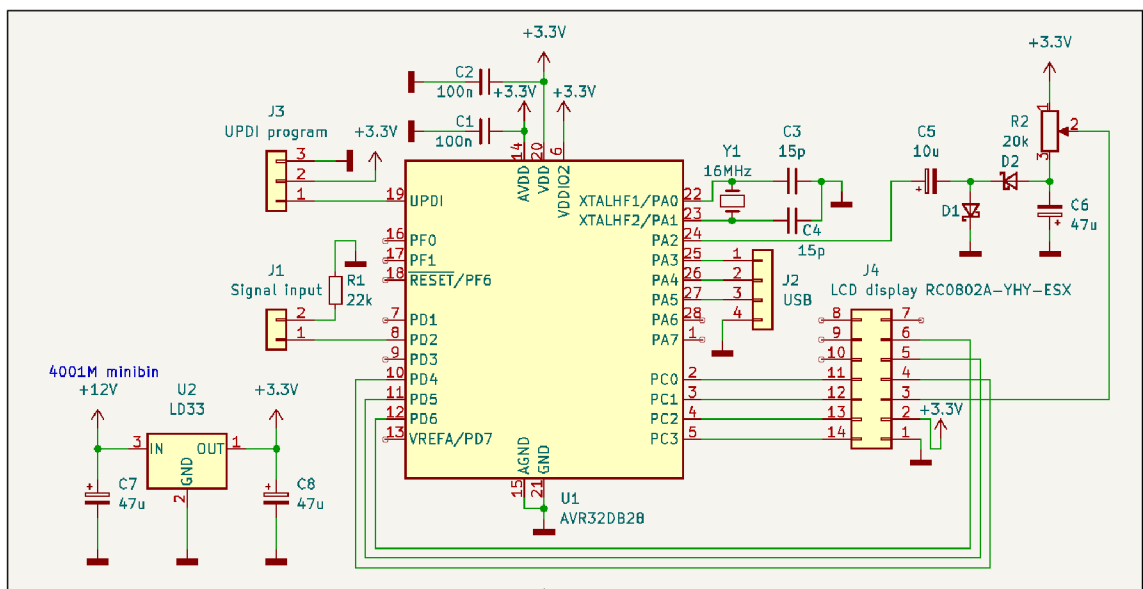
### Funkce soustavy

Signál, který celý teleskop zpracovává, vzniká ve scintilačním detektoru po průchodu částice, předpokládaného mionu. Tento signál je přenesen do zesilovače, kde je nejdřív vyhodnoceno, zda splňuje diskriminační podmínky, a pokud ano, je zesílen a putuje do koincidenční jednotky. Zde signál „čeká“, jestli v nastaveném časovém okně přijde signál i z druhého zesilovače. Pokud ano, jednotka koincidence vyšle signál do čítače, kde se iteruje zobrazovaný počet. Paralelně s tímto procesem se na čítači iteruje i počet signálů vyslaných ze zesilovačů, neboli počet dostatečně energetických částic, které detektory zaregistrovaly.

Z koincidenční jednotky putuje signál i do převodníku s čítačem, který již ale není součástí systému ORTEC, a je podmětem následující podkapitoly.

### **2.1.3 Převodník s čítačem**

Tato část vyhodnocovací techniky nám umožnila provádět dlouhodobá měření bez nutnosti každodenního zasahování do teleskopu. Při studiu mionů totiž vznikla potřeba dokázat identifikovat, kolik mionů teleskop detekoval každou hodinu. Díky této potřebě vznikla myšlenka čítače, který dokáže signál přicházející z koincidenční jednotky zaznamenat a každou hodinu zapsat do počítače počet zaznamenaných signálů, vynulovat se a počítat znovu.



Obrázek 6: Schéma čítače

Z této myšlenky vznikl návrh čítače s mikropočítačem AVR32DB28 (obrázek 6), díky kterému je možné funkci čítače dle potřeby upravovat. V počátku jeho návrhu se počítalo s tím, že bude četnost mionů zachycena scintilačními detektory mnohem menší, proto měl čítač každému impulzu přiřadit číslo odpovídající minutě, ve které byl impulz

zachycen, a všechna tato data měl uchovávat ve vlastní paměti, tudíž nebylo potřeba mít k teleskopu pořád připojený počítač. Po prvních zkušebních měřeních se ale ukázalo, že četnost mionů je mnohem větší než jsme očekávali. Z toho důvodu byl firmware čítače postupně upraven do dnešní podoby.

Pro experimentální měření mionů byla funkčnost čítače následující:

(0) Čítač čeká na příchozí impuls z koincidenční jednotky.

(1) Z koincidenční jednotky od systému ORTEC přijde do mikropočítače impuls.

(2) Čítač iteruje počet událostí (countů) a vrátí se do (0)

- Poté, co vnitřní hodiny čítače dospějí k hodině, čítač uloží do počítače celkový počet událostí za předchozí hodinu společně s číslem odpovídajícím počtu uběhlých hodin od počátku měření. Následně se čítač vynuluje a vrátí se do (0).

- Po celou dobu měření je na připojeném displeji zobrazován aktuální počet událostí a počet událostí zaznamenaný za poslední hodinu. Displej slouží jako výstupní prvek, který umožňuje rychlou kontrolu průběhu měření.

Pro ucelenější pochopení funkčnosti čítače je možno nahlédnout do přílohy 1, kde je přiložen zdrojový kód čítače.

Díky využití mikropočítače je možno s čítačem komunikovat v reálném čase s využitím vhodného programu, jako je například program RealTerm<sup>[14]</sup>. To nám umožňuje využívat množství příkazů, kterými můžeme kontrolovat a spravovat funkci čítače. Jmenovitě můžeme využít tyto příkazy:

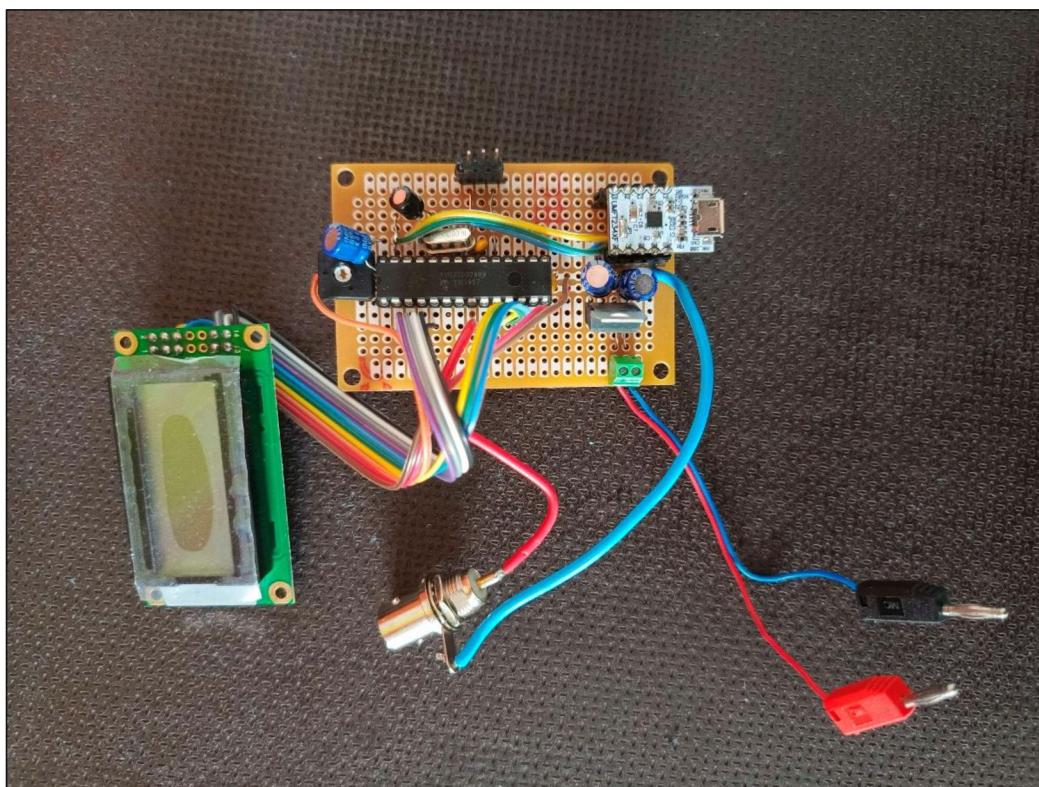
- Nastavit dolní mez napětí, pro které čítač zaregistruje signál.
- Vyčíst aktuální počet událostí (zaznamenaných impulsů).
- Vynulovat čítač a hodiny.
- Vypnout/zapnout výpis jednotlivých impulsů.

Tyto příkazy nejen umožňují důslednou kontrolu teleskopu, ale také je díky nim možné komunikovat s čítačem bez nutnosti fyzické přítomnosti. S využitím vhodných programů na počítači připojeném k čítači je možné se s ním propojit z libovolného zařízení a korigovat vzdáleně proces měření.

Snad jediná nevýhoda čítače je v nepřesnosti vnitřních hodin, které jsou dostatečně přesné pro krátkodobá měření, ale pro měření trvající déle než měsíc je třeba alespoň jednou za měsíc vynulovat čítač a hodiny v moment, kdy je podle světového času celá hodina. Za dobu měsíce se totiž posunou vnitřní hodiny čítače o zhruba 5 minut. Mimo to byly v průběhu měření ještě problémy s použitým počítačem, který měl někdy potřebu se restartovat a tím přerušil měření.

Zrealizovaný převodník s čítačem je zachycen na obrázku 7.





Obrázek 7: Čítač s převodníkem

## 2.2 Konstrukce a optimalizace teleskopu

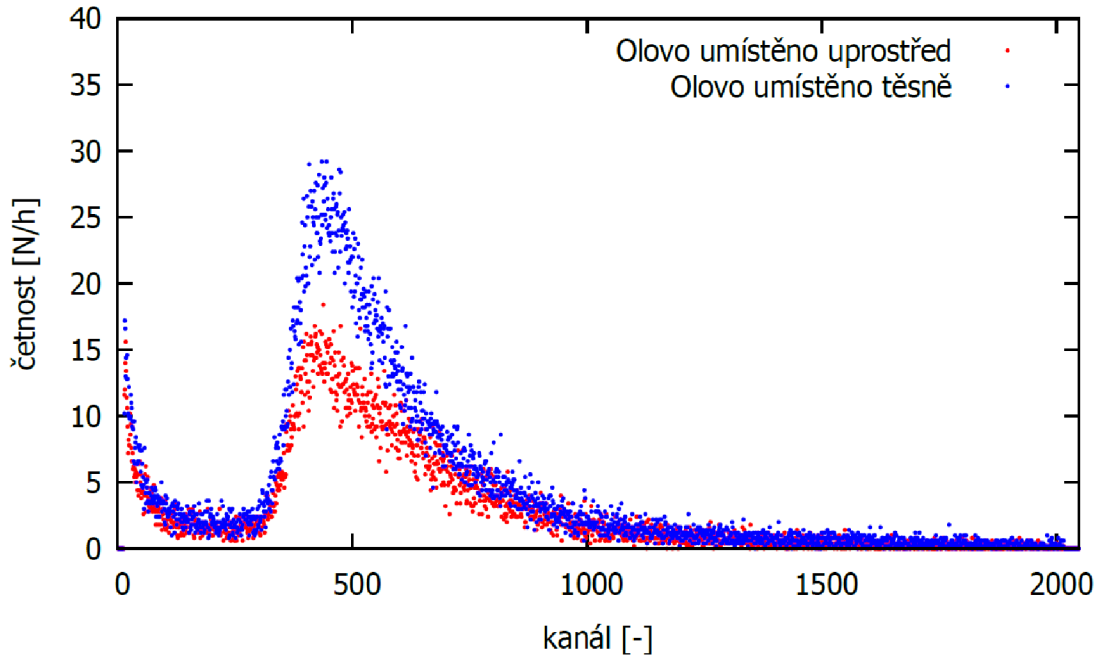
Tato podkapitola je zaměřena na popis optimalizace celé měřicí soupravy, jak bylo avizováno v předchozí podkapitole. Budou zde popsány nejdůležitější kroky a uvědomění, které vedly k finální verzi teleskopu.

Mionový teleskop byl umístěn na zátěžový trojpatrový průmyslový vozík, který umožnil pohyblivost teleskopu. Po prvotním testování a experimentování se scintilačními detektory a systémem ORTEC, kdy byly určeny vhodné diskriminační meze, zesílení a umístění olověné vrstvy, bylo možné teleskop sestavit. Do prvního a druhého patra byly nad sebe umístěny scintilační detektory, mezi něž jsme do druhého patra (pod vrchní detektor) umístili pěticentimetrovou vrstvu olova. Do zbytku prostoru byla umístěna soustava ORTEC s čítačem, počítač, prodlužovací kabel a vodiče (kabely) propojující jednotlivé prvky teleskopu. Finální podobu teleskopu je možné vidět na obrázku 8.



*Obrázek 8: Mionový teleskop*

Co se týče optimalizace teleskopu, nejzásadnějšími kroky bylo určení diskriminačních mezí, zesílení signálu ze scintilačních detektorů a umístění olověné vrstvy. Zesílení bylo voleno tak, aby byla při multikanálové analýze škála využitých kanálů co nejširší bez ztráty informací. Nutnost zvolení spodní diskriminační meze je zřejmá, problémem bylo její přesné určení. To bylo provedeno metodou „pokus – omyl“ za pomoci olověného stínění, kdy jsme sledovali změnu spektra při přítomnosti/nepřítomnosti olova mezi detektory. Při optimalizaci dolní meze bylo avšak opět potřeba upravovat i zesílení, tudíž bylo toto nastavování jakousi komplexní záležitostí, ze které nelze vynést mnoho dat. Konečné nastavení zesílení a diskriminačních mezí je podrobněji popsáno v kapitole 2.1.2. Co se týče umístění olověné vrstvy, byly dvě hlavní možnosti. Buďto umístit olovo do určité vzdálenosti od spodního detektoru, tudíž do prostředního patra pod horní detektor, nebo ho položit přímo na spodní detektor. Tato problematika už je měřitelná a výsledky zobrazitelné. Bylo provedeno pětihodinové vícekanálové měření obou možností a výsledky zpracovány do grafu (obrázek 9).



Obrázek 9: Vícekanálová analýza závislosti umístění olověné vrstvy na četnosti

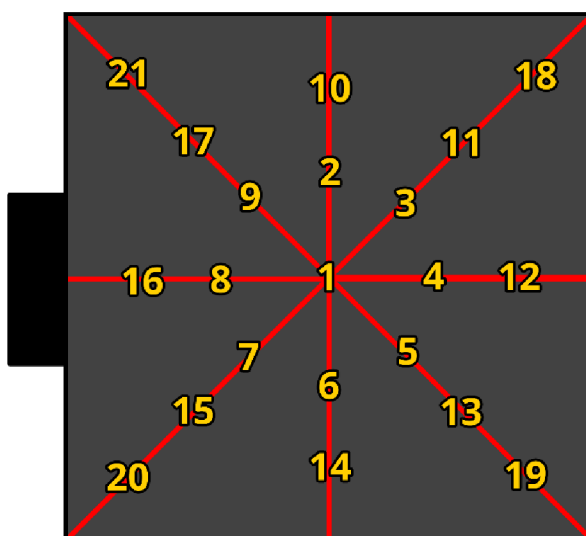
Z grafu na obrázku 9 můžeme vidět, že rozložení četnosti je ve vyšších energiích podobné, ale u nižších energií je četnost téměř dvojnásobná pro případ, kdy je olovo umístěno těsně u spodního detektoru. Pro vysvětlení tohoto jevu musíme přemýšlet nad možnými interakcemi v olovu. Olovo je v teleskopu umístěno pro jeho stínící vlastnosti, které úspěšně filtrují měkkou složku kosmického záření. Některé částice spadající do této složky při svém zániku vyprodukují množství dalších částic. Nastane-li situace, kdy tato částice zanikne u (z pohledu částice) konce olověné vrstvy, mohou některé ze vzniklých produktů proniknout skrze zbytek olova a interagovat se scintilátorem. Jelikož se jako bezpečná tloušťka pro vyfiltrování většiny měkké složky uvádí 10 cm, je pravděpodobné že se najdou částice, které skutečně zaniknou těsně před koncem olověné vrstvy. Tím, že olověnou vrstvu vzdálíme od scintilátoru spodního detektoru, snížíme v tomto případě množství sekundárních částic, které dorazí ve stejnou chvíli do scintilátoru, čímž bude výstupní signál detektoru slabší a tedy nižší než diskriminační mez. Dozajista je více jevů ovlivňujících výsledný tvar grafu, ale nic nemění závěr, že je vhodnější umístit olovo do určité vzdálenosti od spodního detektoru. Sice je možné, že tím obětujeme i část mionů, ale jelikož není výsledkem práce měření absolutního množství mionů, můžeme tuto možnost považovat za obecně lepší.

Je podstatné zde také zmínit, že ačkoliv se bude v práci nadále uvádět „zaregistrované miony“, je téměř jisté, že všechny registrované částice nebudou pouze miony, ale že pronikne i část měkké a jaderné složky záření. O tom vypovídá už jen pík, který lze vidět například na grafu na obrázku 9 úplně vlevo, tzn. v nízkoenergetické části spektra, který vzniká s největší pravděpodobností chybnými koincidence, které pramení z obrovského množství částic, které s jednotlivými detektory neustále interagují. Samozřejmě i systém samotný není bezchybný, tudíž i z nedokonalosti konstrukce a optimalizace pramení množství nechtěných jevů.



### 2.2.1 Charakteristika scintilačních detektorů

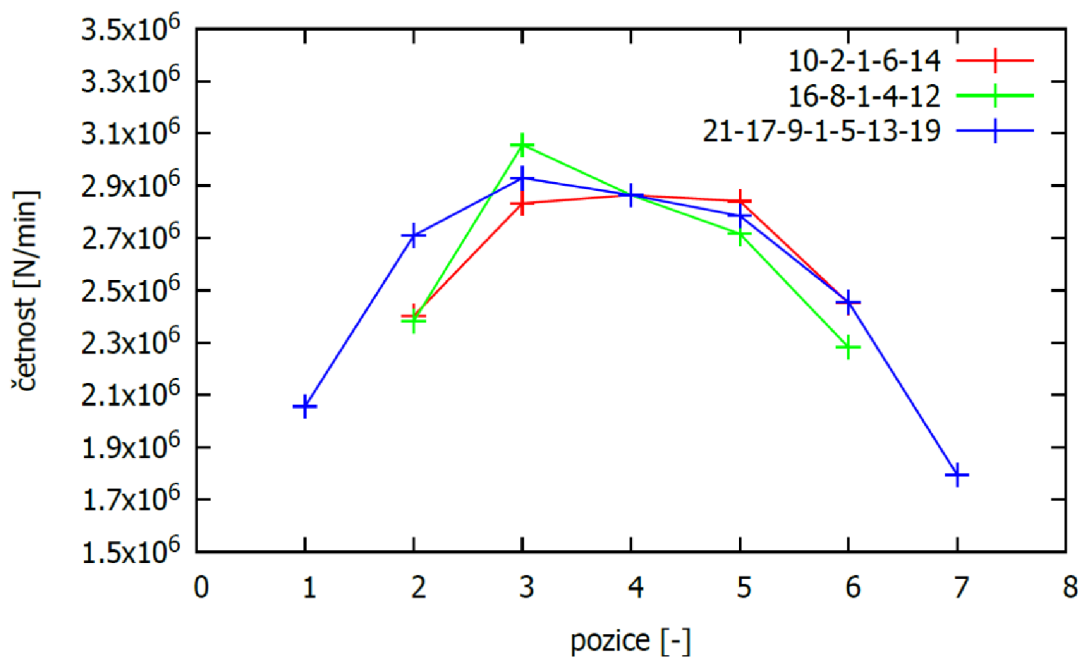
Před začátkem veškeré optimalizace vyhodnocovací elektroniky bylo potřeba zjistit, jak se chovají scintilační detektory, které jsou jádrem celého experimentu. Mimo jejich technické údaje a obecné vlastnosti bylo nutné zjistit, jak moc rozdílná je jejich funkčnost v různých místech scintilátoru. Vzhledem k vnitřní struktuře scintilačního detektoru totiž můžeme očekávat, že světelné záblesky v různých místech scintilátoru budou rozdílně zachyceny na fotokatodu fotonásobiče. Proto bylo za pomoci zářiče  $\text{Cs}^{137}$  otestováno několik systematicky zvolených míst, abychom si mohli vytvořit představu o vnitřní funkci tohoto detektoru. Tato místa jsou vždy v konstantní vzdálenosti od středu detektoru, tzn. na stejné kružnici. Poloměry těchto kružnic jsou 10, 20 a 30 cm. Jednotlivá místa jsou zobrazena na obrázku 10.



Obrázek 10: Terč scintilačního detektoru pro umístění zářiče

Při charakteristice byl testován pouze jeden ze scintilačních detektorů, jelikož je jejich vnitřní struktura stejná a můžeme očekávat jen minimální rozdíly. Plocha detektoru byla rozdělena podle obrázku 10 a na každé z označených míst byl umístěn zářič po dobu jedné minuty. Pro měření se použil zesilovač 590A<sup>[11]</sup> značky ORTEC a počítačový software MAESTRO<sup>[15]</sup>, taktéž od firmy ORTEC. Jedná se o mnohokanálový amplitudový analyzátor, ve kterém lze rozdělit přicházející signál na (až) 2048 kanálů podle jeho napětí, tzn. podle intenzity záblesku ve scintilátoru. Díky tomu jsme schopni nejen zaznamenat celkové množství impulzů, ale také jejich intenzitu. Po proměření všech 21 míst byla ještě změřena četnost pozadí, pro kterou byla zvolena doba měření 10 minut. Od všech měření bylo odečteno pozadí a data byla vynesena do relevantních grafů.

Nejprve se podíváme na analýzu celkové četnosti. Pro tuto část byly provedeny „řezy“ ve třech různých směrech – podél obou červených čar rovnoběžných s hranami scintilačního detektoru a pro jednu z úhlopříček. Jelikož předpokládáme ve vnitřní struktuře určitou symetrii podle osy 16-8-1-4-12, měla by být druhá úhlopříčka velice podobná.

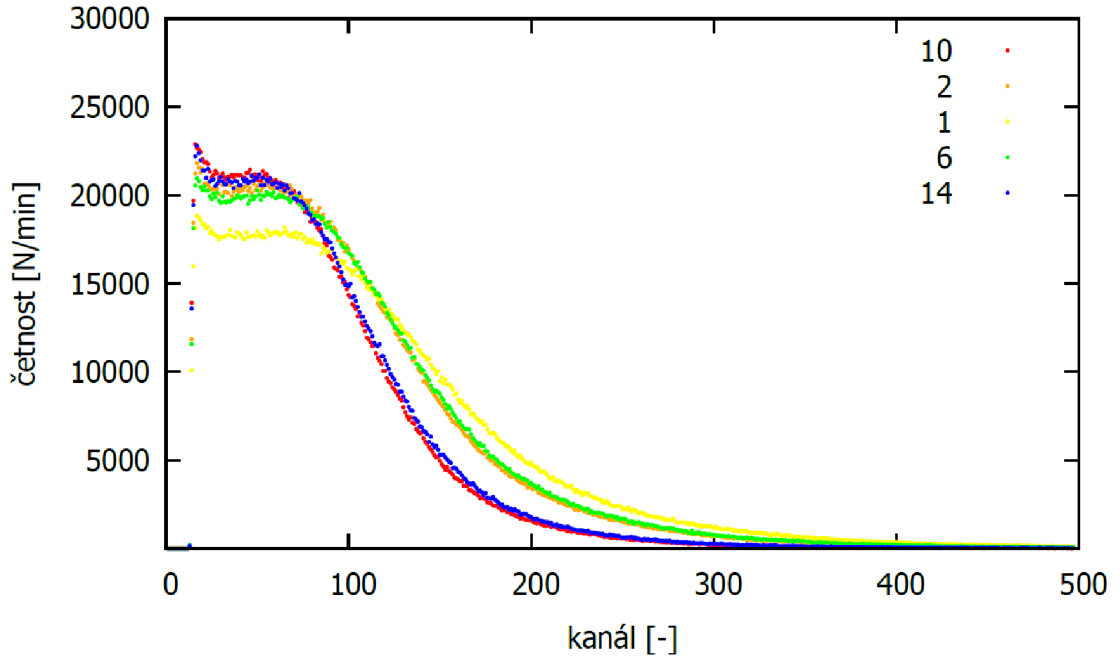


Obrázek 11: Profily četností scintilačního detektoru podle vybraných os

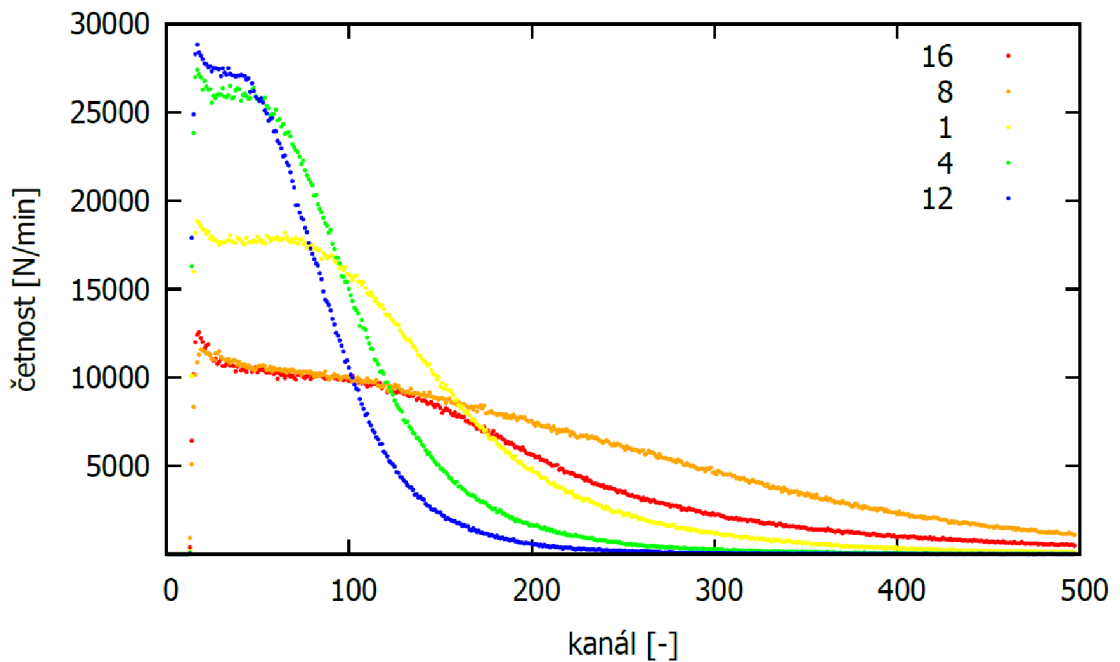
Podíváme-li se podrobně na profily zobrazené na obrázku 11, potvrdí se nám naše předpokládaná symetrie. Dle předpokladu jsou hodnoty na ose 10-2-1-6-14 symetrické podle středu. Dále si všimneme, že detektor lépe zaznamenává signály přicházející do poloviny blíže k fotonásobiči. Také se dalo očekávat, že lépe funguje blíže ke svému geometrickému středu. Se všemi těmito faktory a s přihlédnutím na naměřená data lze říci, že detektor měří nejlépe v pomyslném trojúhelníku 17-1-15.

Dále má cenu analyzovat data nejen podle celkové četnosti, ale i podle jednotlivých kanálů mnohokanálového amplitudového analyzátoru. Vzhledem ke tvaru spektra stačí porovnávat zhruba první čtvrtinu kanálů, jelikož poté se obsah jednotlivých kanálů blíží k nule. V této analýze byly využity pouze dva ze tří výše využitých profilů, a to 10-2-1-6-14 a 16-8-1-4-12. Úhlopříčný profil žádné nové informace oproti těmto dvěma nepřináší.

Podíváme-li se na obrázek 12, můžeme opět vidět dobrou symetrii podle středu. Odpovídající si pozice se téměř překrývají. Dále si všimneme, že ačkoliv je celková četnost vyšší na pozici 1, ve vícekanálovém zobrazení je maximum na této pozici nižší než na okolních pozicích, tedy vyšší četnost přisoudíme tomu, že graf je více roztáhlý. To odpovídá většímu množství silnějších impulzů, což odpovídá tomu, že je tato pozice efektivnější při přechodu scintilátor – fotonásobič. Dochází k menšímu útlumu světla při průchodu scintilátorem, jelikož je světelná dráha kratší. Na obrázku 13 vidíme podobný jev na pozici 8, která se nám v prvotním měření jevila jako nejefektivnější. Tato pozice musí být umístěna velice blízko fotokatodě, jelikož zde je v jako jediném bodě vysoká četnost silnějších impulzů. V bodě 16 můžeme pozorovat podobnou četnost slabých impulzů, avšak silnější impulzy kopírují spíše pozici 1. U pozic 4 a 12 můžeme pozorovat posunutí celého spektra do slabých signálů, což je jistě způsobeno delší cestou, kterou musí záblesk ze scintilátoru urazit a na které ztratí podstatnou část své energie.



Obrázek 12: Vícekanálová analýza profilu četnosti scintilačního detektoru podle osy 10-2-1-6-14



Obrázek 13: Vícekanálová analýza profilu četnosti scintilačního detektoru podle osy 16-8-1-4-12

Z celkové analýzy scintilačních detektorů můžeme vyslovit dva závěry. V první řadě je určitě možné je využít pro naše měření, jelikož celá jejich plocha je schopna zaregistrovat procházející částice, i když v určitých místech s nižší účinností. Hlavním závěrem tohoto měření je však zjištění, že data získaná při samotné detekci mionů nelze porovnávat podle amplitudy zaznamenaného impulsu – ačkoliv by mohla nést informace o energii detekovaného mionu. Vidíme, že amplituda signálu zaregistrované částice závisí na tom, v jakém místě detektoru částice interagovala se scintilátorem. Ačkoliv by se pomocí statistiky pravděpodobně dalo tento jev kompenzovat, existují na takováto měření

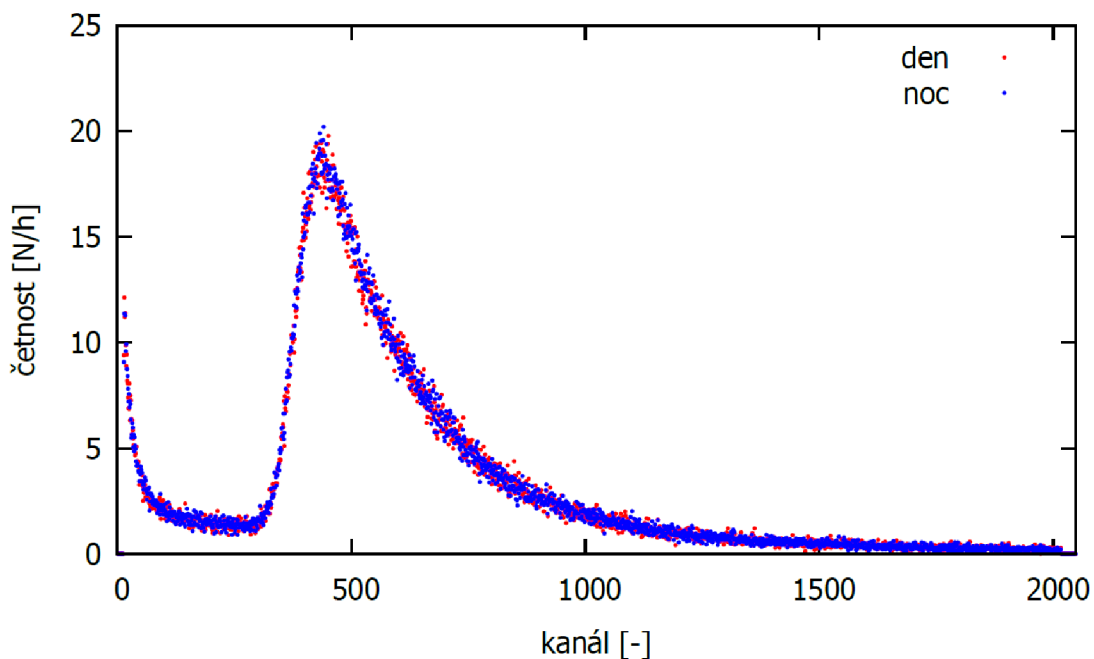
lepší detektory. V této práci se proto nebudeme problematikou energie detekovaných mionů podrobněji zabývat.

## 2.3 Experimentální měření toku mionů za různých podmínek

### 2.3.1 Měření energetického spektra mionů ve dne a v noci

První faktor, který působil jako logický, byla závislost na denní době. Během zkušebních měření to působilo, že je přes den četnost zaznamenaných mionů vyšší než v noci. Ačkoliv v literatuře žádný takovýto jev nebyl uveden (ba naopak, dle některých autorů magnetické pole Slunce může snížit tok el. nabitých částic)<sup>[1]</sup>, byl to slibný začátek.

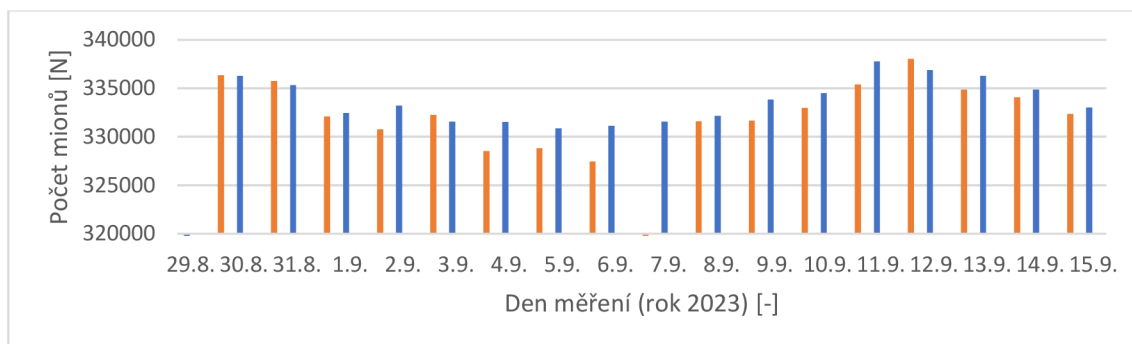
Otázkou je, zda se liší tok mionů detekovaných ve dne a v noci, a jak se liší energetické spektrum částic registrovaných přes den a v noci. První měření energetického spektra bylo provedeno v průběhu dvou dnů a čtyř nocí. Počty dnů a nocí byly zvoleny tak, aby byl celkový čas měření podobný. Následně byla spektra znormována na dobu jedné hodiny a získaná data vynesena do grafu (obrázek 14).



Obrázek 14: Energetické spektrum registrovaných mionů – porovnání den/noc

Z obrázku 14 můžeme pozorovat, že spektrum registrovaných mionů se s denní dobou téměř nemění – co se týče celkového množství částic (suma pod křivkou), v noci bylo zaregistrováno o **0,8 %** více částic na jednotku času, což je nepatrné, ale je to již mimo nejistotu měření. Jak bude ale později uvedeno, nejedná se zde o zmíněný efekt magnetického pole Slunce.

Toto první měření bylo však primárně pouze orientační, jelikož sestávalo z velice málo naměřených hodnot. Proto se další měření odehrávalo téměř každý den a noc po dobu jednoho měsíce, z čehož jsme získali zajímavější data. Pro přehlednost je na obrázku 15 zhruba polovina měřených dní, jelikož to je pro dané účely dostačující.



Obrázek 15: Dlouhodobé měření – den/noc (část)

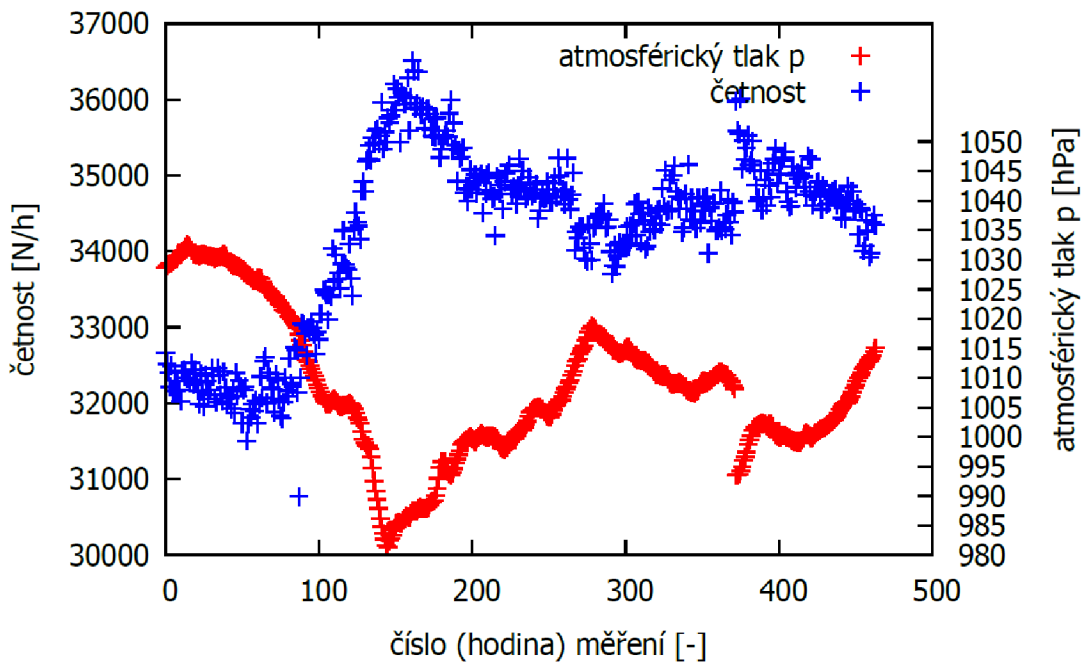
Jak můžeme vidět na obrázku 15, očividně je zde výraznější vliv než závislost na denní době (ačkoliv je zde i tento jev stále pozorovatelný). Po podrobnější analýze dat a využití webové stránky <https://www.wunderground.com> bylo určeno, že hlavní zdroj těchto výchylek bude **atmosférický tlak a teplota**.

Zároveň byla porovnána energetická spektra všech 31 měření a bylo shledáno, že až na drobné posuny celého spektra (2 kanály pro rozdělení na 256 kanálů) se energetické rozložení neliší. Sumární hodinová četnost detekovaných částic ve dne a v noci je **30929,62 N/h** přes den a **30825,61 N/h** v noci, tudíž je četnost detekovaných částic přes den o **0,3%** vyšší. Vzhledem k nízkému relativnímu rozdílu a k rozporu s měřením ilustrovaném obrázkem 14, kde bylo více mionů zaregistrovaných v noci, můžeme usoudit, že denní doba intenzitu toku mionů neovlivňuje.

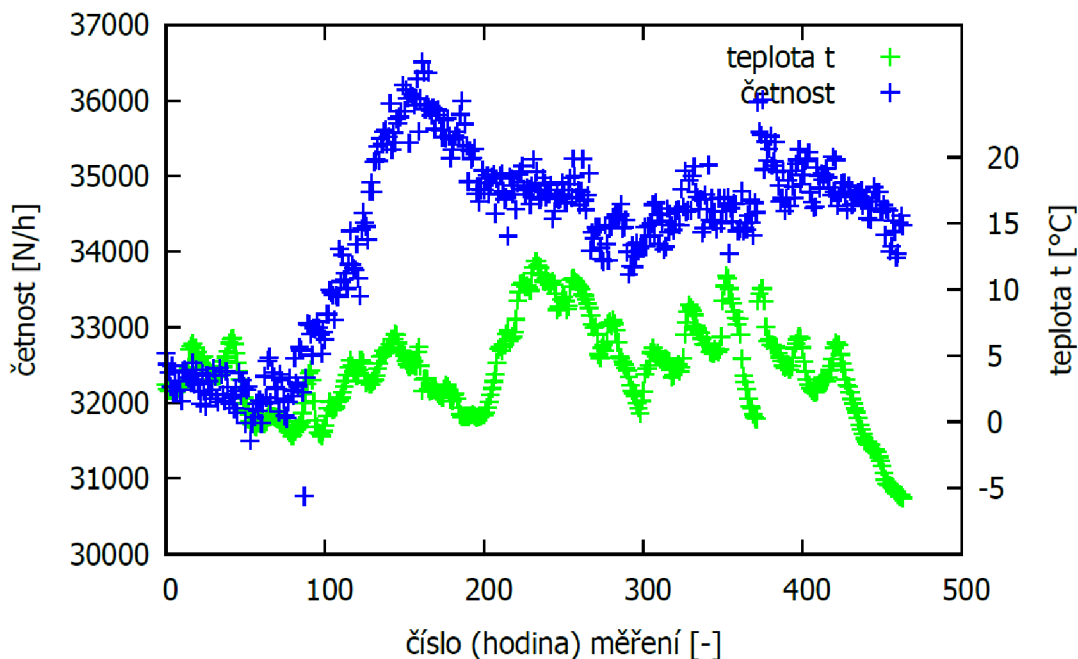
### 2.3.2 Dlouhodobé měření četnosti detekovaných mionů

Další měření se orientovala na měření četností detekovaných částic (mionů) pomocí převodníku s čítačem (dále čítač), který byl podrobně popsán v kapitole 2.1.3. Toto umožnilo automatizovat proces měření. Prakticky se jednou za čas objevovaly problémy s počítačem, který se sám od sebe restartoval, ale obnovit měření se po drobných úpravách dalo distančně. S čítačem bylo možné zaznamenávat data každou hodinu, což umožnilo jejich detailní analýzu. Příklad jednoho z dlouhodobých měření je ilustrován na obrázcích 16, 17 („přerušení“ okolo 370. hodiny je důsledkem výpadku proudu). Naměřené hodnoty četnosti detekce mionů jsou na obrázcích 16 a 17 konfrontovány s teplotou a tlakem. Údaje o teplotě a tlaku v době měření byly získány z webové stránky <https://www.wunderground.com>, ze které byla data čerpána i při všech ostatních porovnáních četnosti s teplotou či tlakem uvedených v této práci.





Obrázek 16: Dlouhodobé měření – graf časového průběhu četnosti detekovaných mionů a tlaku



Obrázek 17: Dlouhodobé měření – graf časového průběhu četnosti detekovaných mionů a teploty

I před zpracováním dat si lze všimnout, že je četnost mionů silněji ovlivněna tlakem než teplotou, což je trend, který se vyskytoval ve všech měřeních. Podrobnější vyhodnocení všech získaných dat bude provedeno až v následující kapitole 2.4.

Mimo měření závislosti na tlaku a teplotě bylo ještě využito pohyblivosti teleskopu a prostorů Přírodovědecké fakulty. Měření byla prováděna na půdě Katedry experimentální fyziky ve 4. nadzemním podlaží, v prostorách děkanátu v 6. nadzemním podlaží a ve sklepních prostorách budovy. I při těchto měřeních proběhla analýza z hlediska tlakové a teplotní závislosti.

## 2.4 Zpracování a vyhodnocení dat

Veškerá získaná data z měření byla ukládána ve formě hodinové četnosti a počtu hodin od spuštění měření. Díky tomu bylo ze znalosti data a času spuštění měření možné určit, ve který den a ve které hodině byla daná četnost mionů detekována. Následně bylo využito veřejně přístupných meteorologických informací z lokality měření (web <https://www.wunderground.com>, stanice *IOLOMO34*, která je umístěna v budově FZŠ Hálkova, vzdálená asi kilometr od budovy Přírodovědecké fakulty), ze kterých nás zajímal atmosférický tlak a venkovní teplota. Kombinací manuální manipulace s daty a využitím vhodného softwaru byla data upravena a formátována tak, aby s nimi byla možná další práce. Zobrazování dat do grafů bylo prováděno v programu gnuplot<sup>1</sup>, který zároveň umožňuje „fitování“ dat.

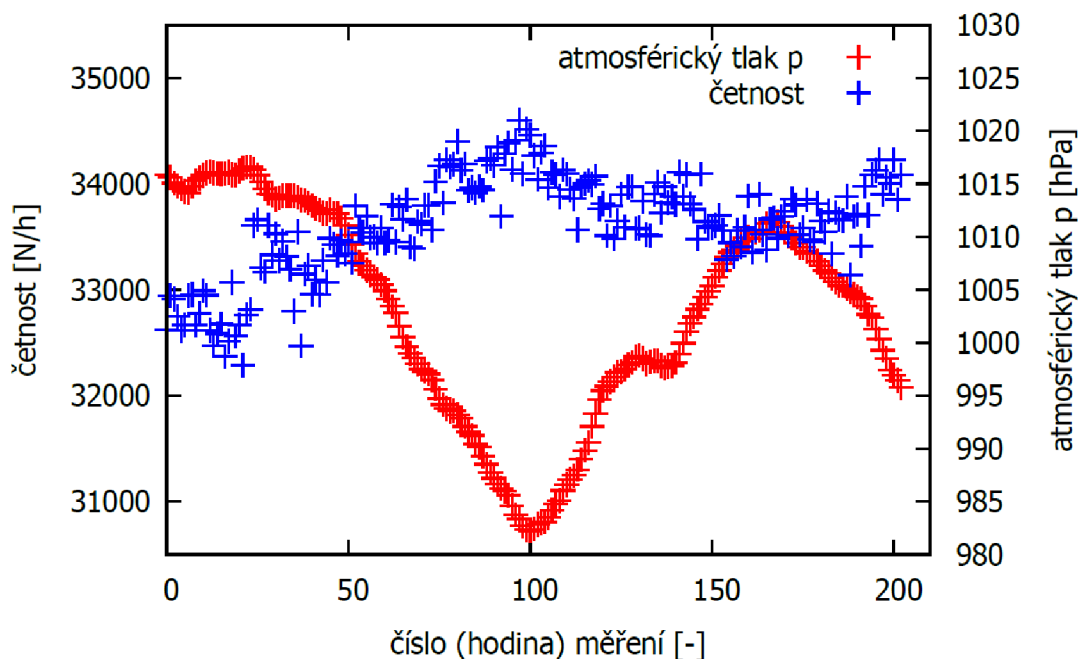
Výsledná data z jednotlivých měření byla vždy zobrazena formou několika různých grafů. Mimo grafy, které bylo možné vidět v předchozí kapitole, a které zobrazovaly získaná data v čase, byly pokaždé vytvořeny také grafy časových závislostí jednotlivých veličin – tzn. četnosti detekovaných mionů, tlaku a teploty. Již u prvních měření se ukázalo, že závislost tlaku na teplotě nemá cenu vynášet ani diskutovat, jelikož jsou tyto změny chaotické a nelze v nich vypožorovat žádnou závislost, která by nám mohla pomoci vysvětlit jevy v našem měření. Byly zhotoveny grafy závislosti četnosti detekovaných mionů na tlaku a četnosti detekovaných mionů na teplotě, u kterých se ukázalo, že mají zhruba lineární průběh, tudíž u nich lze provést lineární regrese a získat informace o jejich směrnicích, které z fyzikálního hlediska popisují, jak moc na dané veličině četnost detekovaných mionů závisí.

Na obrázcích 18 a 19 jsou zobrazeny výsledky prvního z finálních měření, při kterém byl teleskop umístěn ve čtvrtém podlaží budovy fakulty. Obrázek 18 ukazuje vývoj četnosti detekovaných mionů a tlaku v čase. Trojrozměrný graf (obrázek 19) ukazuje závislost mezi tlakem, teplotou a četností detekovaných mionů. Pro trojrozměrné grafy byl využit program Wolfram Mathematica<sup>2</sup>. Kód pro fitování dat a zobrazení do grafu byl vytvořen pomocí umělé inteligence (<https://openai.com/chatgpt>).

---

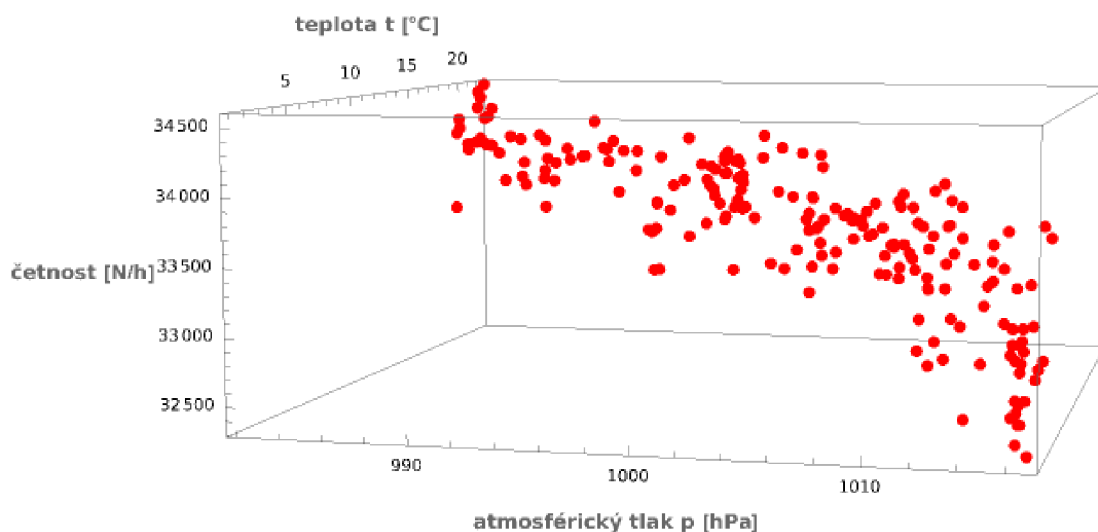
<sup>1</sup> <http://www.gnuplot.info>

<sup>2</sup> <https://www.wolfram.com/mathematica/>



Obrázek 18: 4. podlaží – graf časového průběhu četnosti detekovaných mionů a tlaku

Na obrázku 18 lze vidět projev barometrického efektu. S rostoucím tlakem klesá četnost detekovaných mionů a naopak. Tento jev je znázorněn i na obrázku 19.



Obrázek 19: 4. podlaží – graf závislosti četnosti detekovaných mionů na teplotě a tlaku. Odkaz: <https://www.wolframcloud.com/env/sojksa00/data4floor.nb>

Pomocí fitace v programu Wolfram Mathematica byly pro tento trojrozměrný graf získány parametry roviny, která graf nejlépe aproximuje. Pro rovinu popsánu rovnicí

$$a + \beta x + \gamma y = 0$$

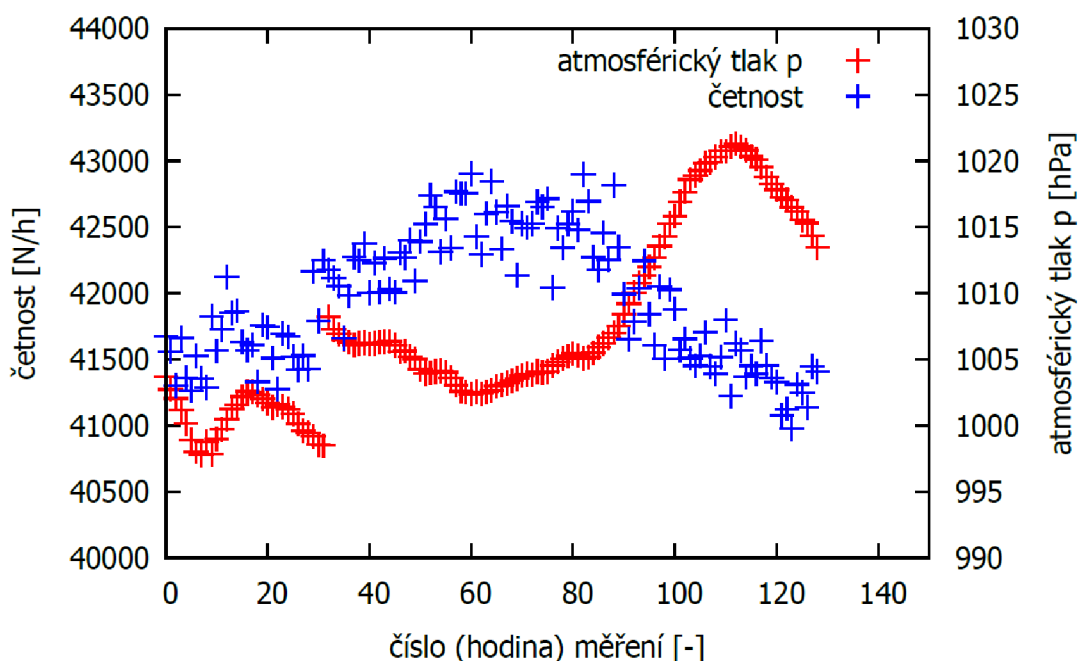
byly určeny parametry  $a = (65200 \pm 2700)$ ,  $\beta = (-31,7 \pm 2,7)$  a  $\gamma = (16 \pm 5)$ . V souvislosti s tímto fitem můžeme nazvat hodnotu  $\beta$  jako **tlakový koeficient** a hodnotu  $\gamma$  jako **teplotní koeficient**. Parametr  $a$  pro nás není moc přínosný, jelikož pouze popisuje absolutní

polohu nafiťované roviny, kdežto nás zajímá spíše její sklon. Spíše než jako fyzikální veličiny budeme tyto koeficienty chápat jako hodnoty popisující kvalitu měření. V principu ale popisují, o kolik se změní četnost při změně tlaku (teploty). Jejich jednotky tedy odvodíme jako

$$[a] = \frac{N}{h}, \quad [\beta] = \frac{N}{\text{hPa} \cdot h}, \quad [\gamma] = \frac{N}{^\circ\text{C} \cdot h},$$

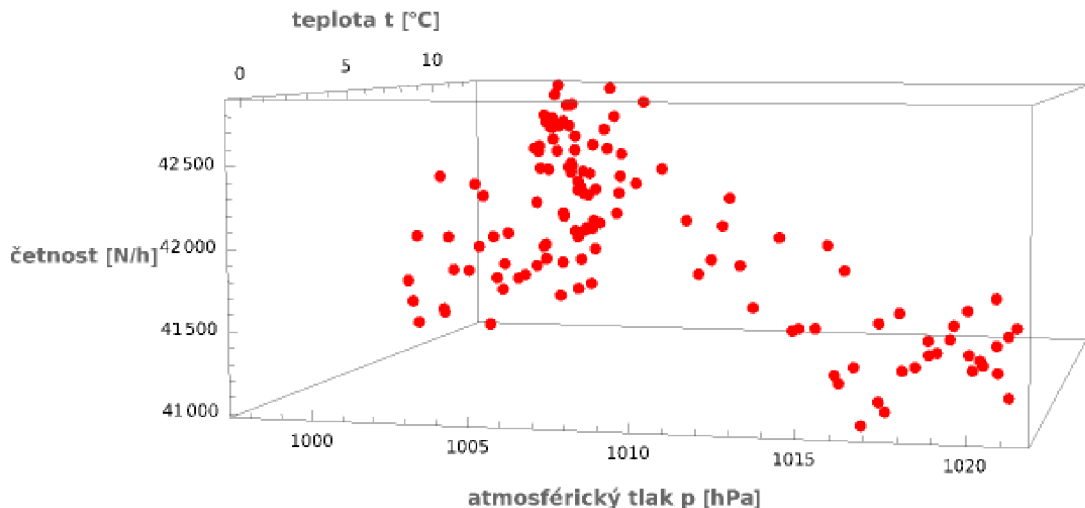
kde N je počet zaznamenaných impulzů (událostí). Tyto jednotky by se daly upravit do základních tvarů, vzhledem k podstatě našeho snažení to ale není potřebné.

Obdobným způsobem můžeme zobrazit i data z měření v 6. nadzemním podlaží a z měření ve sklepních prostorech. Ke každému případu bude opět přiložen graf časového průběhu (obrázky 20 a 22) a trojrozměrný graf (obrázky 21 a 23) dávající do spojitosti všechna získaná data.



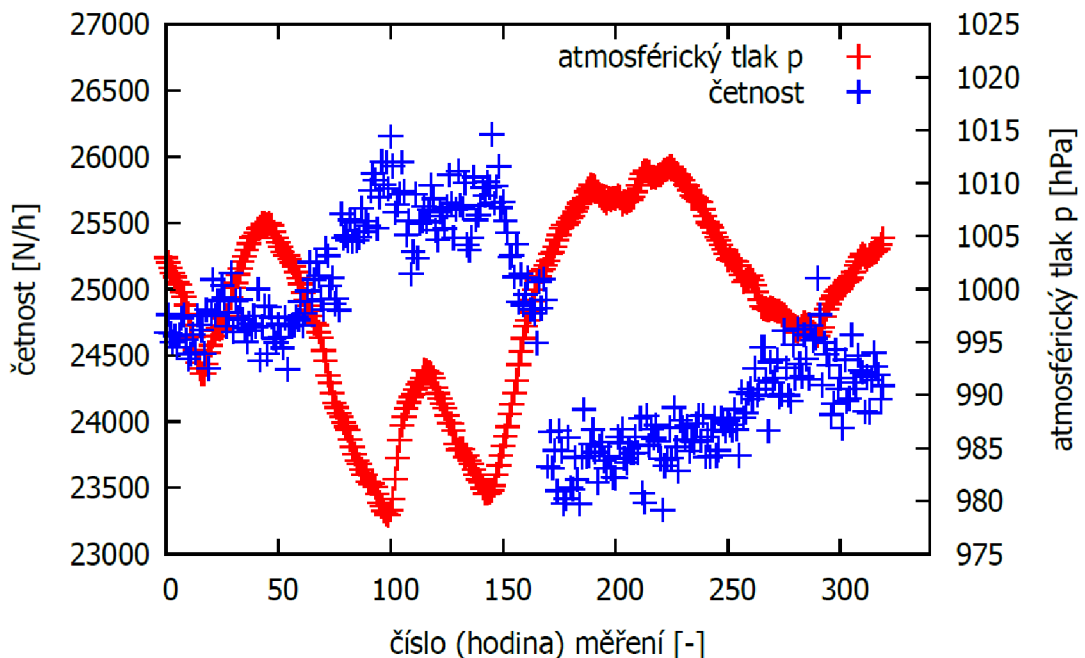
Obrázek 20: 6. podlaží – graf časového průběhu četnosti detekovaných mionů a tlaku

Na obrázku 20 lze vidět, že zhruba u 35. hodiny měření je „skok“ – to je z toho důvodu, že počítač připojený k teleskopu v této době prošel samovolným restartem a bylo nutné ho znovu zapnout, což vyústilo v nějaký čas, kdy měření nebylo spuštěno.



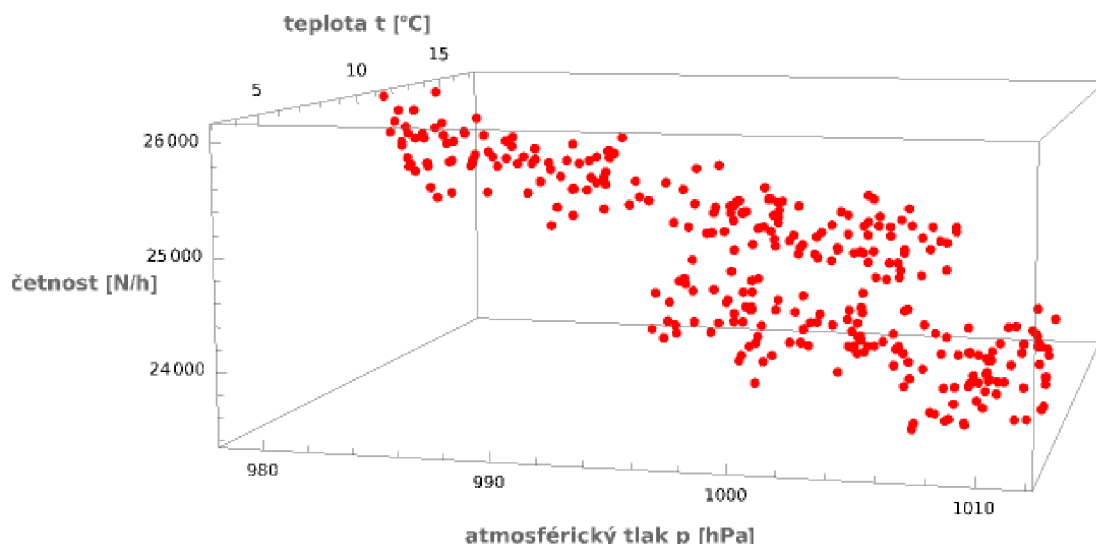
Obrázek 21: 6. podlaží – graf závislosti četnosti detekovaných mionů na teplotě a tlaku. Odkaz: <https://www.wolframcloud.com/env/sojksa00/data6floor.nb>

V trojrozměrném grafu (na obrázku 21) pro toto měření lze vidět, že se zde data nechovají tak, jak bychom očekávali. I když se převážně trend závislosti četnosti na tlaku podobá měření na čtvrtém podlaží, lze najít i oblast, ve které je trend zcela opačný. Co se týče získaných dat, po fitaci zjišťujeme, že  $a = (72000 \pm 13000) \text{ N/h}$ ,  $\beta = (-29 \pm 12) \text{ N/hPa} \cdot \text{h}$  a  $\gamma = (0 \pm 23) \text{ N/}^\circ\text{C} \cdot \text{h}$ . Jak můžeme vypořádat, nejistoty jsou v tomto případě mnohem vyšší, u teplotního koeficientu dokonce ani neznáme jeho znaménko, tudíž nelze vyslovit, zda četnost s rostoucí teplotou klesá či stoupá.



Obrázek 22: Sklep – graf časového průběhu četnosti detekovaných mionů a tlaku

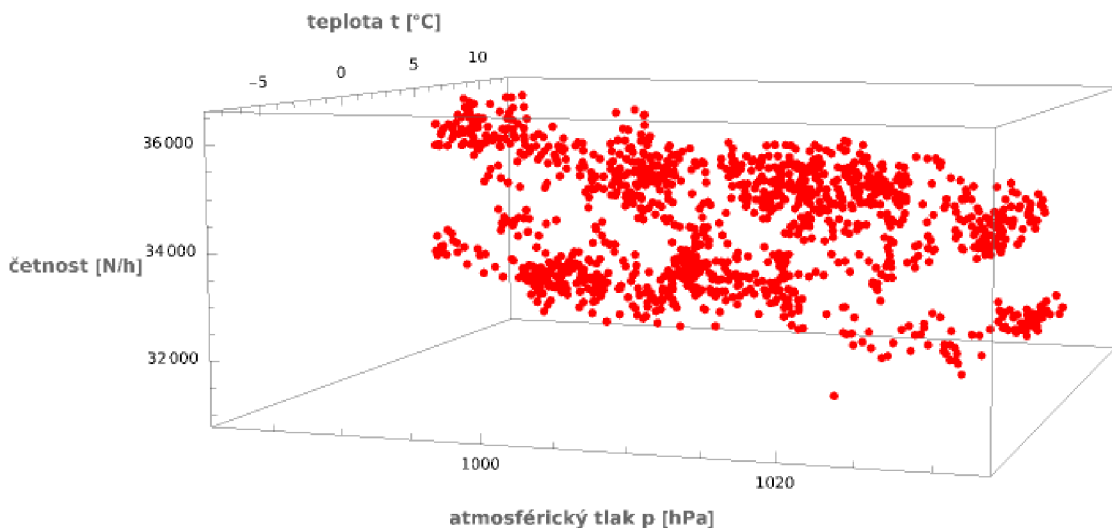
V grafu na obrázku 22 můžeme vidět okolo 160. hodiny skokový pokles četnosti. Původ tohoto chování je nejasný. Je možné, že tuto prudkou změnu zapříčinil nějaký atmosférický vliv. Trojrozměrný graf pro tuto sérii dat je na obrázku 23.



Obrázek 23: sklep – graf závislosti četnosti detekovaných mionů na teplotě a tlaku. Odkaz: <https://www.wolframcloud.com/env/sojksa00/data0floor.nb>

Pro tato data byly získány následující hodnoty fitu:  $a = (93300 \pm 2000) \text{ N/h}$ ,  $\beta = (-68,9 \pm 2,0) \text{ N/hPa}\cdot\text{h}$  a  $\gamma = (10 \pm 6) \text{ N}^\circ\text{C}\cdot\text{h}$ .

Jako poslední provedené měření bylo dlouhodobé měření na čtvrtém podlaží, které trvalo téměř dva měsíce. Pro toto měření bude zobrazen pouze trojrozměrný graf, jelikož vzhledem k délce měření by musel být graf časového průběhu rozdělen na několik částí, přičemž žádná z nich nenese nové informace.



Obrázek 24: Dlouhodobé měření – graf závislosti četnosti detekovaných mionů na teplotě a tlaku. Odkaz: <https://www.wolframcloud.com/env/sojksa00/dlouhodobce.nb>

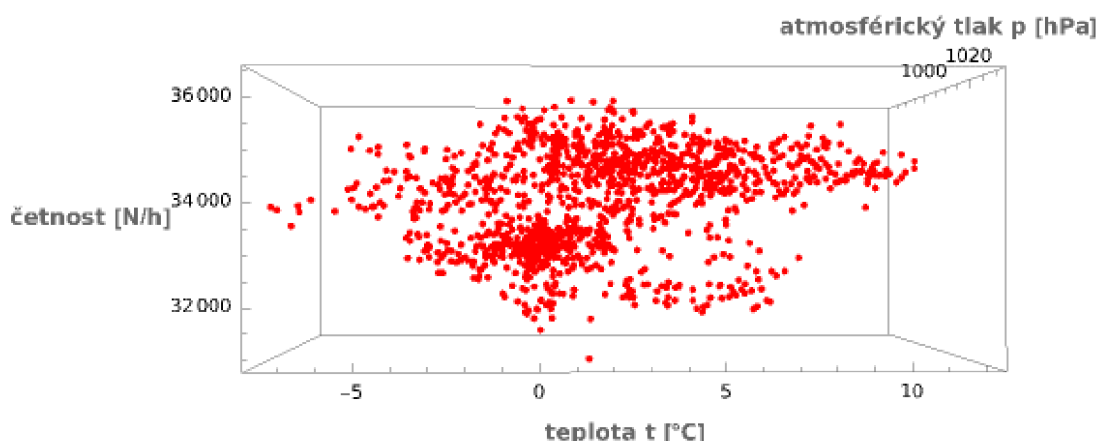
Na obrázku 24 je na první pohled vidět rozdíl v datech ve srovnání s předchozími měřeními. Vypadá to, jako by zde byly dvě série dat, které jsou posunuty o četnost zhruba 2000 N/h. Po provedení fitu těchto dat získáme hodnoty  $a = (57400 \pm 2300) \text{ N/h}$ ,  $\beta = (-23,2 \pm 2,3) \text{ N/hPa}\cdot\text{h}$  a  $\gamma = (73 \pm 8) \text{ N}^\circ\text{C}\cdot\text{h}$ .

V tabulce 1 jsou shrnuty výsledky fitování experimentálních dat.

Tabulka 1: Porovnání parametrů  $a$ , tlakových koeficientů  $\beta$  a teplotních koeficientů  $\gamma$  pro všechna hlavní měření

Parametry fitu	Sklep	4. podlaží	Dlouhodobé měření	6. podlaží
$a$ [N/h]	$93300 \pm 2000$	$65200 \pm 2700$	$57400 \pm 2300$	$72000 \pm 13000$
$\beta$ [N/hPa·h]	$-68,9 \pm 2,0$	$-31,7 \pm 2,7$	$-23,2 \pm 2,3$	$-29 \pm 12$
$\gamma$ [N/°C·h]	$10 \pm 6$	$16 \pm 5$	$73 \pm 8$	$0 \pm 23$

Jak můžeme vidět, u všech měření se nám potvrzuje barometrický jev – tzn. u všech měření jsme obdrželi záporný tlakový koeficient  $\beta$ . Co se týče teplotního koeficientu  $\gamma$ , u tří měření dostáváme kladnou hodnotu, u posledního je tak vysoká relativní nejistota, že nemá cenu o znaménku rozhodovat. Každopádně můžeme prohlásit, že má atmosférický tlak větší vliv na výslednou zaznamenanou četnost toku mionů než teplota. S tímto by mohlo přijít do sporu dlouhodobé měření, když avšak nahlédneme do grafu, můžeme konstatovat, že je zde hodnota teplotního koeficientu silně ovlivněna hustotou hodnot v levém spodním kvadrantu (viz obrázek 25).



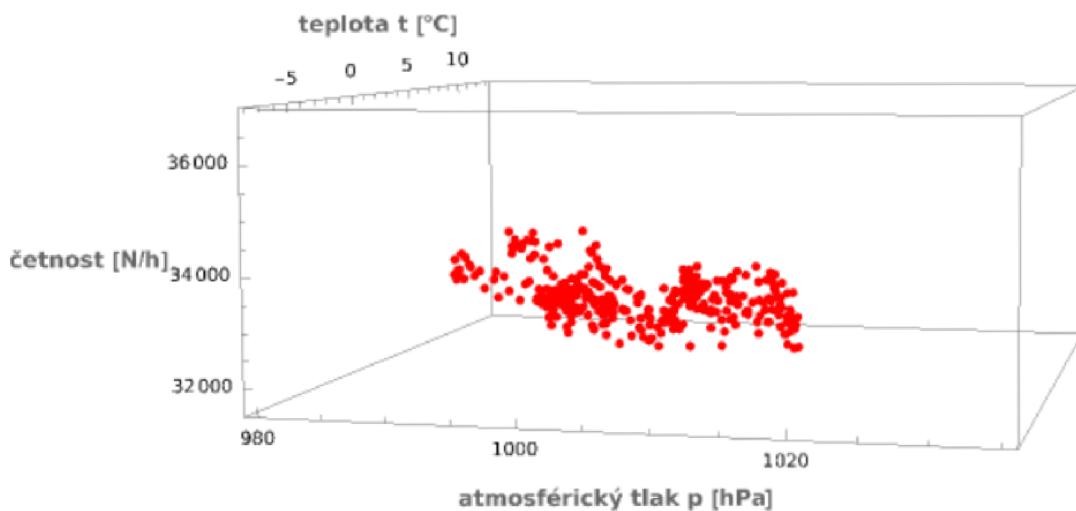
Obrázek 25: Dlouhodobé měření – pohled na promítnutí do roviny četnost / teplota. Odkaz: <https://www.wolframcloud.com/env/sojksa00/dlouhodobce.nb>

Konkrétnějším vhladem do jednotlivých měření můžeme vyslovit následující. Měření v 6. podlaží je zatíženo nejvyšší relativní nejistotou, a to ve všech třech parametrech. Vzhledem k tomu nemůžeme parametry příliš porovnávat s ostatními. Porovnáme-li parametry z měření ve sklepě a ve čtvrtém patře, všimneme si konzistentního rozdílu v parametru  $\beta$ . Ve sklepním měření je tento parametr více než dvojnásobný. Z toho vyplývá, že při větším stínění má atmosférický tlak větší vliv na počet zaznamenaných částic. Mohli bychom očekávat, že při měření v 6. podlaží by měl být tento koeficient nižší, což ale bohužel nemůžeme ze získaných dat ničím podložit. Pro potvrzení tohoto tvrzení by bylo nutné měření v 6. podlaží opakovat.

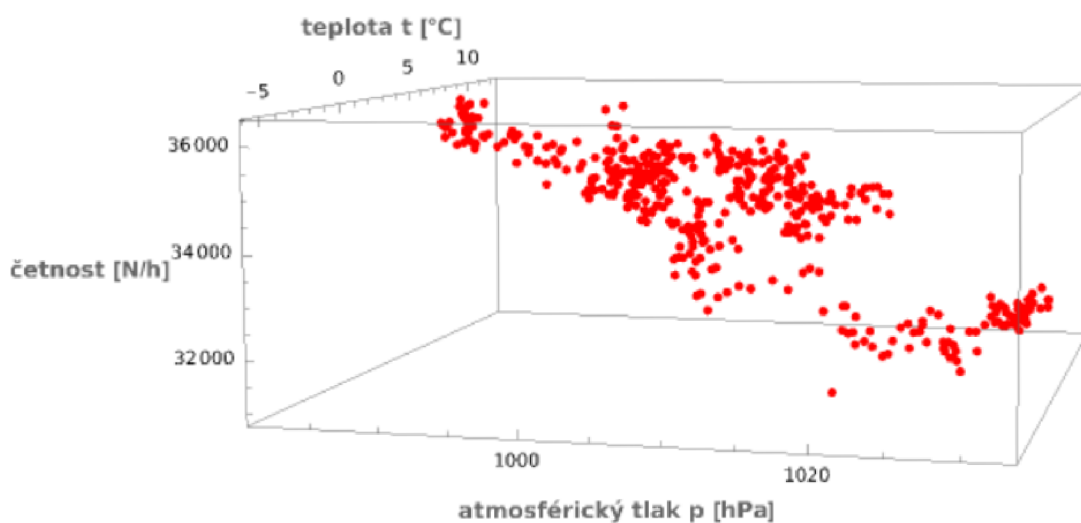
Zajímavé je nahlédnout do dlouhodobého měření. Jak bylo již dříve zmíněno, podíváme-li se na obrázek 24, vypadá to, jako kdyby byla série dat tvořena dvěma dílčími sériemi,



kteře jsou o něco posunuté v parametru  $\alpha$ . Vzhledem k tomuto „rozštěpení“ na dvě série dat byla vyhodnocena data po kratších časových intervalech. Díky tomu jsme schopni lépe analyzovat toto chování. Vypracované trojrozměrné grafy jsou na obrázcích 26, 27 a 28.

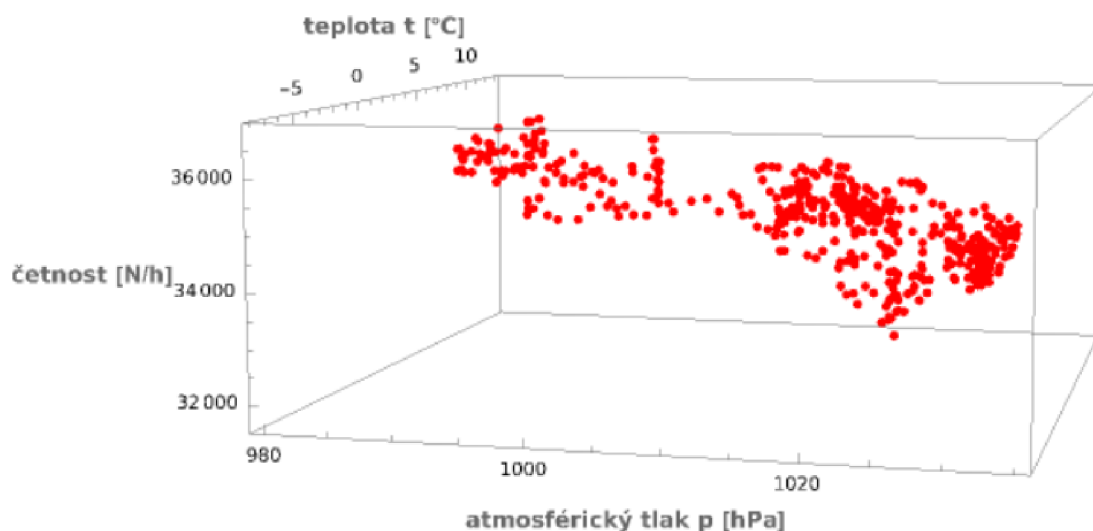


Obrázek 26: 1. část dlouhodobého měření – graf závislosti četnosti detekovaných mionů na teplotě a tlaku.  
Odkaz: <https://www.wolframcloud.com/env/sojksa00/dd1.nb>



Obrázek 27: 2. část dlouhodobého měření – graf závislosti četnosti detekovaných mionů na teplotě a tlaku.  
Odkaz: <https://www.wolframcloud.com/env/sojksa00/dd2.nb>





Obrázek 28: 3. část dlouhodobého měření – graf závislosti četnosti detekovaných mionů na teplotě a tlaku.  
Odkaz: <https://www.wolframcloud.com/env/sojksa00/dd3.nb>

Můžeme vidět, že obrázek 26 (1. část dlouhodobého měření) odpovídá spodní části celkového grafu (obrázek 24), obrázek 28 (3. část dlouhodobého měření) odpovídá horní části celkového grafu a obrázek 27 (2. část dlouhodobého měření) má část dat v dolní oblasti a část dat v horní oblasti. Data, která korespondují s přesunem mezi dolní a horní částí byla zaznamenána plynule po sobě, viz. obrázek 16. Porovnáme-li obrázek 16 s obrázkem 22, který odpovídá měření ve sklepě, ve kterém taktéž došlo k menšímu „rozštěpení“ měření (viz. obrázek 23), všimneme si, že v obou případech se tak stalo při prudkých změnách tlaku. Je možné, že právě **rychlost změny tlaku** může být atmosférický jev, který toto chování způsobuje.

V tabulce 2 jsou experimentálně určené hodnoty pro dílčí části dlouhodobého měření.

Tabulka 2: Porovnání parametrů  $a$ , tlakových koeficientů  $\beta$  a teplotních koeficientů  $\gamma$  pro jednotlivé části dlouhodobého měření

Parametry fitu	Dlouhodobé měření	1. část	2. část	3. část
$a$ [N/h]	$57400 \pm 2300$	$43800 \pm 2700$	$119200 \pm 1900$	$76000 \pm 1200$
$\beta$ [N/hPa·h]	$-23,2 \pm 2,3$	$-10,6 \pm 2,6$	$-84,4 \pm 1,9$	$-40,5 \pm 1,1$
$\gamma$ [N/°C·h]	$73 \pm 8$	$-4 \pm 9$	$45 \pm 6$	$42 \pm 5$

Vidíme, že v druhé části měření je vysoká závislost četnosti detekovaných mionů na tlaku, tlakový koeficient  $\beta$  je dokonce nižší než pro měření ve sklepě. Teplotní závislost  $\gamma$  sice je u většiny měření kladná, ale vzhledem k relativním nejistotám a nekonzistenci hodnot nemůžeme závislost četnosti mionů na teplotě prokázat za jednoznačně platnou.

Co se týče stínění získaného umístěním teleskopu na jednotlivá podlaží Přírodovědecké fakulty, je nejvhodnější tato data vyhodnotit pomocí průměrné hodnoty

četnosti detekovaných mionů na jednotlivých patrech. Tato data jsou vynesena do tabulky 3.

*Tabulka 3: Průměrné hodnoty četnosti detekovaných mionů pro jednotlivá měření*

<b>Měření</b>	<b>Sklep</b>	<b>4. podlaží</b>	<b>Dlouhodobé měření</b>	<b>1. část</b>	<b>2. část</b>	<b>3. část</b>	<b>6. podlaží</b>
<b>Průměrná četnost detekovaných mionů [N/h]</b>	24640 ± 30	33620 ± 30	34170 ± 12	33144 ± 15	34230 ± 50	34942 ± 25	41950 ± 40

Jak můžeme vidět, průměrná hodnota četnosti detekovaných mionů je nejmenší v nejnižším patře a největší v nejvyšším patře. To odpovídá zvyšující se tloušťce stínění, které bylo v našem případě realizováno jednotlivými patry budovy (železobetonová konstrukce). Tato část měření je v souladu s předpoklady.

## Závěr

Tématem této bakalářské práce bylo zhotovení a využití jednoduchého mionového teleskopu pro studium chování mionů, což jsou částice kosmického záření, které díky svým vlastnostem pronikají skrze zemskou atmosféru až do našich nadmořských výšek.

První částí této práce je rešerše na téma kosmického záření, jeho složek a předně tedy mionů. Je zde popsán vznik, chování a vlastnosti jednotlivých složek kosmického záření, spolu se stručným historickým úvodem.

Druhá část se zabývá samotnou konstrukcí a optimalizací teleskopu, společně s podrobným popisem jednotlivých částí a jejich funkcí jak samostatně, tak jako celku. Jedna z podkapitol je věnována i speciálně navrženému převodníku s čítačem, který byl vytvořen výhradně pro účely této práce. Součástí tohoto celku je i charakteristika použitých scintilačních detektorů a diskuze k možnostem využití sestrojeného teleskopu. Na závěr je provedena analýza vyhodnocených dat a posouzení jejich závislosti na atmosférickém tlaku a venkovní teplotě.

Bodově můžeme provést následující shrnutí výsledků bakalářské práce:

- 1) Byl sestaven teleskop kosmických mionů, založený na koincidenčním měření ze dvou scintilačních detektorů.
- 2) Na bázi mikropočítače AVR32DB28 byl sestrojen a propojen s PC čítač pro realizaci dlouhodobých měření.
- 3) Bylo provedeno testování scintilačních detektorů a měření jejich vybraných charakteristik a na základě těchto výsledků byly nastaveny parametry teleskopu.
- 4) Byla provedena řada měření ve třech podlažích fakultní budovy (17. listopadu 12, Olomouc), která potvrdila stínící efekt železobetonové konstrukce budovy.
- 5) Bylo provedeno dlouhodobé měření a jeho výsledky konfrontovány s meteorologickými údaji.
- 6) Vyhodnocení naměřených dat bylo provedeno s využitím programu Wolfram Mathematica. Toto vyhodnocení potvrdilo tzv. „barometrický jev“, tj. nepřímou závislost četnosti detekovaných mionů na tlaku. Nebyla nalezena jednoznačná závislost četnosti detekovaných mionů na teplotě.
- 7) Některé anomální chování četnosti detekovaných mionů se nepodařilo vysvětlit. Některé mohou souviset s nedokonalostí měřícího zařízení, výpadky sítě, případně s meteorologickými jevy (bouřky, sluneční erupce).

Výsledkem práce je taktéž vytvoření podkladů pro učitele na středních a základních školách, kteří by se prací mohli inspirovat ke zkonstruování obdobného detektoru (například podle [16]) pro využití ve výuce fyziky jako didaktickou a motivační pomůcku, kterou by mohli v žácích vytvořit zájem o jadernou, přístrojovou či experimentální fyziku a astrofyziku.

## Seznam použité literatury

1. CACHON, André, Alice DAUDIN a Louis JAUNEAU. Cosmic rays. Clinton (Massachusetts): The Colonial Press, 1965. LCCN 65-12235.
2. MYSSOWSKI, Lev Vladimirovich. Космические лучи (Cosmic rays) [online]. Moscow (Russia): State Publishing House, 1929 [cit. 2024-01-18]. Dostupné z: <http://www.e-heritage.ru/Book/10077910>.
3. Friedlander, Michael Wulf. "cosmic ray". Encyclopedia Britannica, 4 Oct. 2023, <https://www.britannica.com/science/cosmic-ray>. Accessed 20 October 2023
4. Britannica, The Editors of Encyclopaedia. "Forbush effect". Encyclopedia Britannica, 29 Mar. 2018, <https://www.britannica.com/science/Forbush-effect>. Accessed 20 October 2023
5. NOAA. Solar - Terrestrial Physics [online]. [cit. 2024-02-28]. Dostupné z: <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/image/>
6. Příspěvatelé WikiSkript: Elektron-pozitronové páry [online]. c2015 [citováno 20. 01. 2024]. Dostupné z: [https://www.wikiskripta.eu/index.php?title=Elektron-pozitronov%C3%A9\\_p%C3%A1ry&oldid=324438](https://www.wikiskripta.eu/index.php?title=Elektron-pozitronov%C3%A9_p%C3%A1ry&oldid=324438).
7. BONECHI, Lorenzo, Raffaello D'ALESSANDRO a Andrea GIAMMANCO. Atmospheric muons as an imaging tool. Reviews in Physics [online]. 2020, 5 [cit. 2024-01-23]. ISSN 24054283. Dostupné z: doi:10.1016/j.revip.2020.100038
8. NUCLEAR POWER. Scintillation Counter – Principle of Operation. Online. Dostupné z: <https://www.nuclear-power.com/nuclear-engineering/radiation-detection/scintillation-counter-scintillation-detector/scintillation-counter-principle-of-operation/>. [cit. 2024-02-21].
9. ORTEC. AMETEK ORTEC [online]. [cit. 2024-03-02]. Dostupné z: <https://www.ortec-online.com>
10. ORTEC. 556 and 556H High Voltage Power Supply [online]. [cit. 2024-03-02]. Dostupné z: <https://www.ortec-online.com/products/electronic-instruments/nim-power-supplies-and-bins/556-and-556h>
11. ORTEC. 590A Amplifier and Timing Single-Channel Analyzer [online]. [cit. 2024-02-28]. Dostupné z: <https://www.ortec-online.com/products/scn/electronics/amplifiers/590a>
12. ORTEC. 418A Universal Coincidence [online]. [cit. 2024-03-02]. Dostupné z: <https://www.ortec-online.com/products/electronic-instruments/delays-and-gates/418a>
13. ORTEC. 974A CCNIM Quad 100-MHz Counter/Timer [online]. [cit. 2024-03-02]. Dostupné z: <https://www.ortec-online.com/products/electronic-instruments/counters-timers-and-ratemeters/974a>
14. SOURCEFORGE. RealTerm: Serial/TCP Terminal [online]. , crun. 2017-10-13 [cit. 2024-03-07]. Dostupné z: <https://sourceforge.net/projects/realterm/>
15. ORTEC. MAESTRO Multichannel Analyzer Emulation Software. ORTEC [online]. [cit. 2024-02-23]. Dostupné z: <https://www.ortec-online.com/products/software/maestro-mca>
16. PRZEWŁOCKI, Paweł a Katarzyna FRANKIEWICZ. CosmicWatch [online]. 2017 [cit. 2024-04-04]. Dostupné z: <http://cosmicwatch.lns.mit.edu/about>
17. GAISSER, Thomas K. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambirdge (England): Cambridge University Press, 1990. ISBN 0521326672.
18. LE BOULICAUT, Elise. *Cosmic Ray Muon Detection* [online]. Saint Peter (Minnesota), 2018 [cit. 2023-09-06]. Dostupné z: [https://gustavus.edu/physics/concertFiles/media/Cosmic\\_Ray\\_Muon\\_Detection\\_Thesis.pdf](https://gustavus.edu/physics/concertFiles/media/Cosmic_Ray_Muon_Detection_Thesis.pdf) . Disertace. Gustavus Adolphus College.
19. PENGRA, D. B. *Cosmic Ray Counting* [online]. Seattle (Washington), 2021 [cit. 2023-09-06]. Dostupné z: [http://courses.washington.edu/phys433/muon\\_counting/counting\\_telescope.pdf](http://courses.washington.edu/phys433/muon_counting/counting_telescope.pdf). Návod. Uniiversity of Washington.
20. NASA. Cosmic Rays - Introduction. MYERS, J.D. NASA. Imagine the Universe! [online]. 2017 [cit. 2023-10-20]. Dostupné z: [https://imagine.gsfc.nasa.gov/science/toolbox/cosmic\\_rays1.html](https://imagine.gsfc.nasa.gov/science/toolbox/cosmic_rays1.html)