Kozmikus müonok szóródásával való képalkotás alapjainak vizsgálata

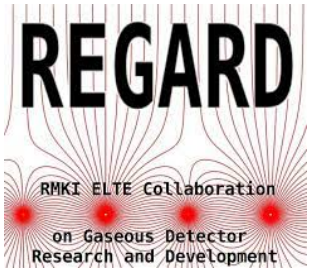
Szakdolgozat

Készítette:
Csatlós Botond Csaba
ELTE TTK Fizika BSc III.

Témavezető:
Dr. Hamar Gergő
WIGNER Fizikai Kutatóközpont Nagyenergiás Fizika Osztály

Belső konzulens
Dr. Nagy Márton
ELTE TTK Atomfizika Intézet

ELTE
EÖTVÖS LORÁND
UNIVERSITY



Eötvös Loránd Tudományegyetem
2022. július 23.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés **2**

1.1. Kozmikus sugárzás 2

1.2. Részecskék anyaggal való kölcsönhatása 4

1.2.1. Bethe-Bloch formula, lineáris energiaátadás 4

1.2.2. Multiple Coulomb Scattering 6

1.3. Detektorok bemutatása 7

1.3.1. Szcintillációs detektorok 8

1.3.2. Gáztöltésű detektorok 8

1.4. REGARD detektorok 12

1.5. Müon detektorok az alkalmazott kutatásokban 14

1.6. Müonok szóródásán alapuló vizsgálati lehetőségek 16

2. A MuonSecurity kísérlet bemutatása **19**

2.1. Mérési elrendezés 19

2.2. Az adatgyűjtés 20

2.3. A berendezés működése, a képalkotás folyamata 21

3. Eredmények **22**

3.1. Müon nyomkövetés 22

3.2. A kiértékelő eljárás 24

3.2.1. Konzisztencia vizsgálat 25

3.2.2. Összetartozó események kiválasztása 26

3.2.3. Szóráserősség, és annak kétdimenziós eloszlása 27

3.3. Mélységélesség vizsgálata 31

3.4. Különböző minták összehasonlítása 33

3.5. Különböző impulzusú részecskék 34

4. Konklúzió, összefoglalás **36**

5. Kitekintés **37**

Köszönetnyilvánítás **38**

Kivonat

A kozmikus sugárzásnak a Földet elérő komponense müonokból áll, ezek nagyenergiás, nagy áthatoló képességű töltött részecskék, amik anyagon áthaladva szóródhatnak és elnyelődhetnek. A szóró- és elnyelődési centrumokból következethetünk az anyag minőségére és mennyiségére. Ez a nem roncsoló és nem invazív vizsgálati eljárás igéretes lehet a más eljárásokkal nem, vagy csak nehezen vizsgálható objektumok belső struktúrájának feltérképezésében.

A dolgozatomban bemutatom a WignerFK REGARD Detektorfejlesztő kutatócsoport által épített müon-szóródáson alapuló mérési összeállítást, az úgynevezett Muon-Security berendezést. Az adatok analízisét saját kiértékelő programokkal valósítottam meg, a dolgozatomban összehasonlítok különböző minőségű és mennyiségű mintákat, továbbá vizsgálom a kisérleti adatokból a minta helyének a megállapíthatóságát.

1. Bevezetés

2019-től lehetőségem volt a Wigner Fizikai Kutatóközpont gáztöltésű detektorok kutatásával és fejlesztésével foglalkozó REGARD Lendület Innovatív Detektorfejlesztő Kutatócsoport munkálataiba becsatlakozni. A munkám során részt vettem az csoport által tervezett MWPC kamrák építésében, és egy, a müonok szoródásán alapuló kísérleti elrendezés, a MuonSecurity megépítésében. A kísérleti összeállítás adatainak analízisét saját kiértékelő programokkal én végzem. A MuonSecurity kísérlet egy ígéretes projektnek mutatkozik, a dolgozatomban a működésének és az alkalmazásának alapjait vizsgálom.

A szakdolgozatom elején bemutatom a REGARD csoport által fejlesztett és a kísérlethez használt detektorok működését, és a releváns fizikai folyamatokat. A 2. fejezetben a kísérleti összeállítást mutatom be, a 3. fejezetben a mérések kiértékelésének eredményeit közlöm és azokból levonható következtetéseket.

1.1. Kozmikus sugárzás

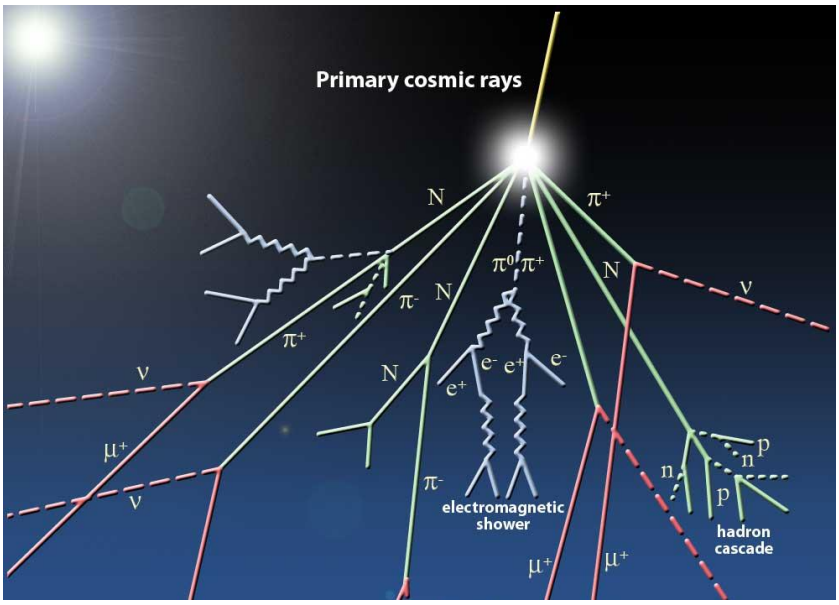
A 19. század végére egyre több kísérlet folyt az ionizáló sugárzások összetételének és eredetük megértéséért. A kozmikus sugárzás létezését igazoló kísérlet 1912-ben V. Hess végezte csapatával [1], egy hőlégballonra szerelt elektroszkóp kisülését vizsgálta különböző légköri magasságokban egészen 5350 m tengerszint feletti magasságig. Akkoriban az uralkodó elmélet az volt, hogy a sugárzás a földben lévő radioaktív izotópokból származik, ezt cáfolta a kísérlet eredménye, a tapasztalat az volt, hogy az ionizáció mértéke nő a magassággal, akkor is, ha a Napot leárnyákolták, ebből arra következtettek, hogy egy űrből jövő sugárzásról van szó. Valójában a sugárzás elsősorban a Naprendszeren kívülről, távoli galaxisokból származik, illetve a Napból. A sugárzás összetételét 2 amerikai fizikus, Carl. D. Anderson és Seth H. Neddermeyer határozta meg 1937-ben [2], a sugárzás másodlagos részecskéit vizsgálták, ekkor fedezték fel az müont[1].

A sugárzás összetételét tekintve legfőképp nagyenegriás protonok, illetve α részecskék és könnyebb atommagok alkotják. Ezek a légkörben kölcsönhatásba kerülnek az O és N atomokkal és részecskezáporok keletkeznek a nagyenergiás nehézion ütközések során. Egy ilyen részecskezápor vázlatos rajza a 1 ábrán látható. Elsősorban pionok keletkeznek, a semleges pionból pedig két foton, a töltött pionok pedig elbomlanak egy

[1] Először azt feltételezték, hogy a piont találták meg.

müonra és egy müon-neutrínóra:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- &\rightarrow \mu^- + \nu_\mu \end{aligned} \tag{1}$$



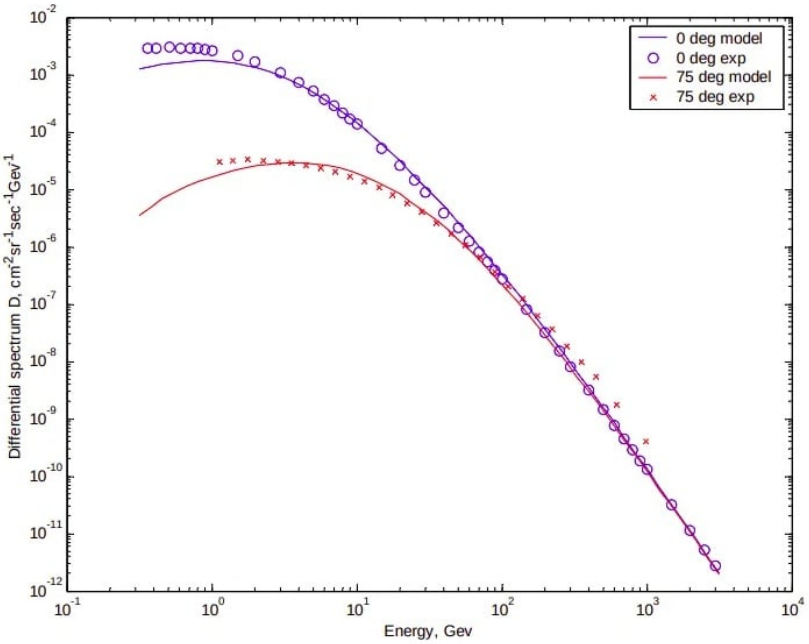
1. ábra. Egy részecskezápor, jól láthatóak a bomlási sémák.

A müonok a föld felszínére is eljutnak[2], a fluxusuk $\vartheta = 0$ zenit-szögnél körülbelül 1 müon/perc 1 cm^2-en. A föld felszínén a fluxus zenit-szög szerinti eloszlása

$$\phi(\vartheta) = \phi_0 \cos^\alpha(\vartheta) \tag{2}$$

ahol $\phi(\vartheta)$ az adott ϑ zenit-szögnél mérhető müonfluxust, ϕ_0 pedig a 0° zenit-szögnél mért fluxust felöli [3]. A koszinusz kitevőjének értéke függ a magasságtól és a müon energiájától, tengerszinen körülbelül 2. Az eloszlás jellegét azzal lehet magyrázni, hogy minél kisebb a zenit-szög, annál kisebb utat tesz meg a részecske a felszín eléréséig, így kisebb az elbomlásának valószínűsége is. A detektált müonok átlagos energiája 3-4 GeV, az energia-fluxus spektrum a 2. ábrán látható.

[2]Az élettartamuk 2,2 μs, klasszikusan számolva 660 m-t tehetnének meg, azonban az időtágulás miatt eljutnak a föld felszínére és az energiájuk függvényében a felszín alá is akár kilométeres mélységig, ez teszi alkalmassá a müontomográfiát geofizikai alkalmazásokra.



2. ábra. A kozmikus müonok energia spektruma két különböző zenit-szögnél.
A $\vartheta = 0°$ zenit-szöghöz tartozó adatok forrása [4], a $\vartheta = 75°$-ű adatok pedig a [5] mérés eredményeiből származnak.

1.2. Részecskék anyaggal való kölcsönhatása

Ha gyors töltött részecskék ~~szilárd~~ anyagon ~~vagy gázon~~ haladnak át akkor az áthaladó részecskék és a térfogat atomjai között Coulomb-kölcsönhatás lép fel, ennek hatására különböző folyamatok játszódnak le az áthaladó és a közeg részecskéi között.

1.2.1. Bethe-Bloch formula, lineáris energiaátadás

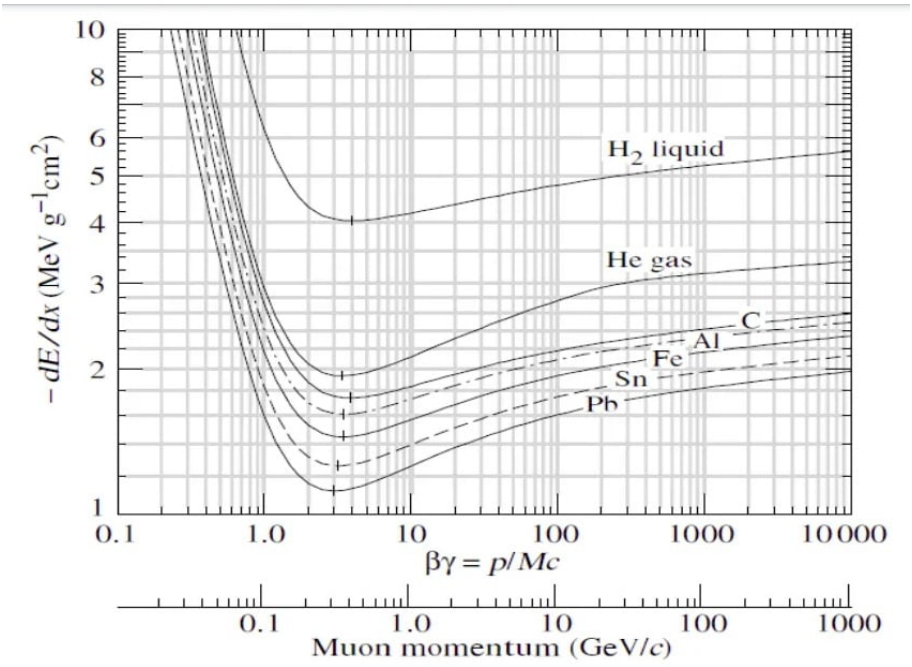
Az ütközések révén az részecskék energiát adnak át az anyagnak. A közeg atomjai vagy gerjesztődnek, vagy ha az átadott energia nagyobb az atom egy külső elektronjának kilépési munkájánál, akkor ionizáció történik. Mivel a müonok kevés energiát adnak le az anyagban, ezért a fékezési- és átmeneti sugárzásnak sokkal kisebb a jelentősége a Coulomb kölcsönhatásnál. Az egységnyi hosszra jutó energiaveszteséget a Bethe-Bloch formula segítségével számíthatjuk ki

$$\frac{dE}{dx} = -K\frac{Z}{A}\frac{\rho}{\beta^2}\left[\ln\frac{2m_e c^2\beta^2 E_M}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2\right], \qquad \text{ahol } K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{m_e c^2} \tag{3}$$

A formulában N az Avogadro-szám, m_e és e az elektron tömege és töltése, E a közegbe érkező részecske mozgási energiája, $\beta = v/c$ a sebessége, Z közeg rendszáma és I a közeget alkotó atomok ionizáiós poteniálja. A K konstans minden egyésgnyi töltésú részecskére $0,154\ MeVg^{-1}m$. Az egy kölcsönhatás során maximálisan átadható energia E_m, a relativisztikus kéttest-kinematikából a következő módon lehet meghatározni:

$$E_M = \frac{2c^2 m_e \beta^2}{1-\beta^2} \tag{4}$$

A formulából látszik, hogy, a leadott energia csak a részecske sebességétől függ, a tömegétől nem, illetve a kölcsönhatás során csak a közeg elektornjainak a hatását vesszük figyelembe. A 3. ábrán a különböző anyagokban mért Bethe-Bloch göbe látható.



3. ábra. Bethe-Bloch görbe különböző anyagban müonokra.

Az Bethe görbéken látható, hogy a lassabb részecskék egy bizonyos sebesség értékig jobban ionizálnak, több energiát adnak le, mint a gyorsabb részecskék. Ez azzal magyarázható, hogy több idejük van a közeg elektronjaival való kölcsönhatásra. A görbéknek van egy minimuma $\gamma\beta \approx 4$ értéknél, ezeket a részecskéket minimum ionizáló részecskének, MIP-nek (minimum ionizing partiles) nevezik. A zárojelben megjelenő $2\beta^2$-es tag a relativisztikus korrekció, a minimumérték után a kölcsönhatásban leadott energia növekedni kezd, egy tartomány után lassul a növekedés értéke, ahogy a részecskék

sebessége nő.

A nagyenergiás részecskék Bethe görbéje egy konstans értékhez tart, amíg le nem lassul addig, amikor eléri azt az energia tartományt, ahol már a fékezési sugárzás lesz a domináns energiaveszteség. A dE/dx mennyiség a közegen áthaladó részecske töltésének négyzetével is arányos, így a különböző töltéssel rendelkezők szétválaszthatóak.

A müonok az anyagban a közeg elektronjaival való ütközések során vesztenek az energiájukból, az 1-1000 GeV-es energiatartományba esők átlagosan 2.2 MeV-et g/cm^2-en. Ha az energiaveszteség elég nagy, a müonok elnyelődnek. Az 1 táblázat különböző enegriájú müonokra azt a távolságot tartalmazza, amin elnyelődnek különböző anyagtípusokban.

anyag	sűrűség [g/cm^3]	Elnyelődési távolság [m]		
		0.3 [GeV]	3 [GeV]	30 [GeV]
H_2O	1.00	1.4	13.6	136.4
beton	2.50	0.5	5.5	54.5
vas	7.87	0.2	1.7	17.3
ólom	11.35	0.1	1.2	12.0
uránium	18.95	0.1	0.7	7.2

1. táblázat. 0.3, 3 és 30 GeV energiájú müonok elnyelődési távolsága különböző anyagokban.

1.2.2. Multiple Coulomb Scattering

Ha egy töltött részecske közegen halad át, akkor a közeg atommagjainak Coulomb-terén apró szögekben szóródik. Ezáltal a részecske pályája egy sztohasztikus folyamat során eltérül az anyagban, ezt a jelenséget Multiple Coulomb Scatteringnek hívják. A közegben szóródott müonok szögeloszlása jó közelítéssel Gauss elszlást követ[3].

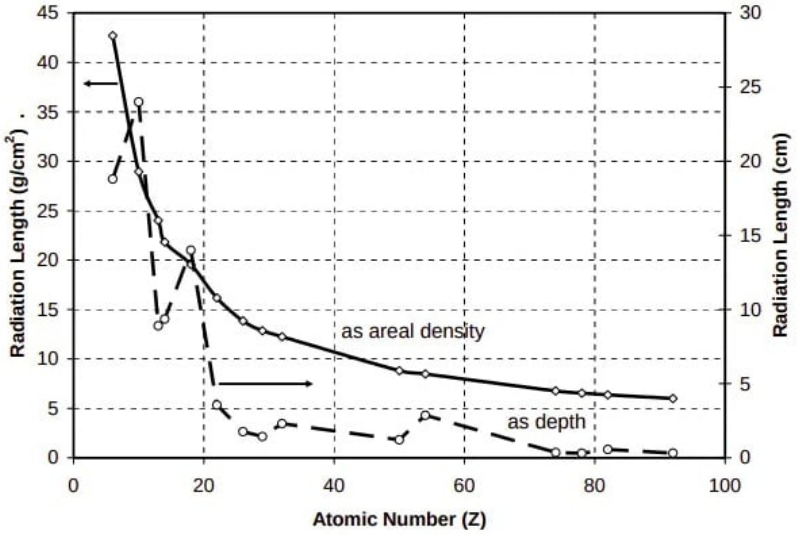
$$f(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\theta} e^{-\frac{\theta}{2\sigma_\theta^2}}. \tag{5}$$

Az eloszlás átlaga nulla, a formulában θ a szóródott müon függőlegessel bezárt szöge, és σ_θ a szórás, amit a következőképp lehet kiszámítani

$$\sigma_\theta = \frac{13.6MeV}{p}\sqrt{\frac{x}{x_0}}\left[1 + 0.038\ ln\left(\frac{x}{x_0}\right)\right], \tag{6}$$

[3]az eloszlás középső 98 %-ára igaz ez[6], nagy szögű szórásoknál már Rutherford szórásként kell számolni, de ettől függetlenül kezelhetjük Gauss-eloszlásként a jelenséget

ahol p az impulzus MeV-ben, x az anyag vastagsága és x_0 pedig az anyagra jellemző sugárzási hossz. Sugárzási hossznak azt a karakterisztikus távolságot nevezzük, amelyen a bejövő részecske kezdeti energiája $1/e$-ad részére csökken. Ez értelemszerűen azt jelenti, hogy egy kétszer akkora impulzusú részecske fele annyira szóródik az anyagon, a fele akkora meg kétszer annyira. A sugárzási hossz erősen függ a közeg Z rendszámától, annak növekedésével fordítottan arányos. A mennyiség kifejezhető hosszúság vagy felületsűrűség egységben. Utóbbi esetben a sugárzási hossz a közeg rendszámának növekedésével monoton csökken, ha viszont hosszúság, vagy térfogatsűrűség egységben fejezzük ki, akkor függ a közeg halmazállapotától is, így a rendszám növekedésével nem tisztán monoton csökken, viszont továbbra is szorosan összefügg azzal. Ezt a 4. ábára szemlélteti



4. ábra. Sugárzási hossz a rendszám függvényében. [7]

1.3. Detektorok bemutatása

Ebben a részben a kozmikus müonok detektálása során leggyakrabban alkalmazott detektorok típusairól és működési elvéről írok. A részecskefizikai detektorok egyik legfőbb feladata a részeskék minél pontosabb nyomkövetése, illetve sebességük vagy energiájuk meghatározása, azáltal típusának beazonosítása. A töltött részeskék mágneses térben való eltérülése alapján meghatározható az impulzus, a részeskepálya alapján pedig például a részecske keletkezési helye is.

A részecskék detektálása a detektorral való kölcsönhatáson alapul. Az elektromág-

neses kölcsönhatás valószínűsége jóval nagyobb, mint az erős és gyenge kölcsönhatáson alapuló jelenségeké, így a detektorok általában az előbbire alapoznak. A kozmikus részecskék detektálása során a legelterjedtebb detektorok ionizációs- vagy fényjelenségek észlelésén alapulnak.

1.3.1. Szcintillációs detektorok

A részecskefizikában gyakran használt berendezések a szcintillátorok, jó hatásfokuk és időfelbontásuk, illetve kedvező áruk miatt. A szcintillátorok olyan kristályokból készülnek, amik a rajtuk áthaladó töltött részecskék leadott energiáját fényvillanássá alakítják. A szintillációs kristályok molekulái gerjesztett állapotba kerülnek az áthaladó részecskék (vagy γ fotonok) hatására és egy foton kibocsájtásával gerjesztődnek le. Fontos, hogy a kibocsájtott fény intenzitása az ionizáló részecskék leadott energiájával arányos, a keletkező jelet fotoelektron sokszorozóval (PM) erősítik tovább. Több rétegben elhelyezett detektor segítségével a részecske pályája is meghatározható. A szcintillátorok anyaga átlátszó, készülhetnek szerves vagy szervetlen anyagból (léteznek szcintillációs folyadékok is), gyakoriak a plasztik és a NaI(Tl) berendezések. A PM cső érzékenysége miatt gyakran árnyékoló bevonattal látják el a detektorokat, hogy elkerüljék a természetes fény közvetlenül a sokszorozóba jutását. A detektortípus hátránya, hogy idővel a berendezés fényhozama így a hatásfoka romlani kezd mechanikai sérülések, vagy magas hőmérséklet hatására, illetve a helyfelbontásuk sem túl jó.

1.3.2. Gáztöltésű detektorok

A gáztöltésű detektorok voltak az első eszközök, amiket radioaktív sugárzások vizsgálatára fejlesztettek ki a XX. század első felében. A gázdetektorok előnye, hogy a szilárdtest detektorokkal szemben, a bejövő részecskék pályáját kevésbé módosítják a detektor anyagának molekuláival való ütközések, mivel a töltőanyaguk kis anyagmennyiségű, így pályameghatározásra alkalmasabbak. Ezen kívül olcsóbban legyárthatóak akár nagyobb mértekeben is, viszont a fizikai körülményekre érzékenyebbek.

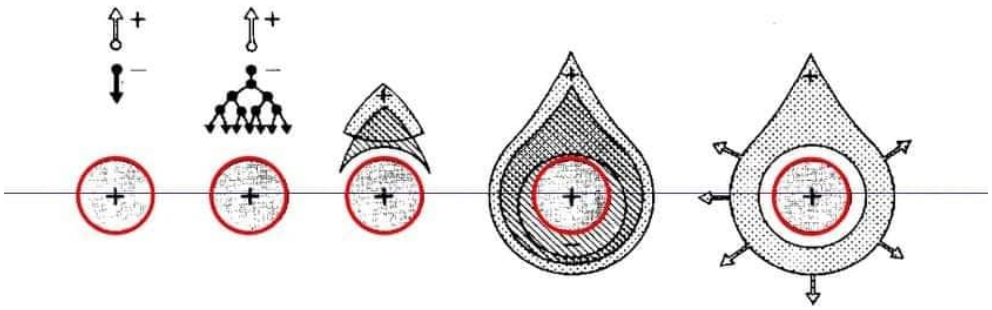
Az ionizációs kamrák a gáztöltésű detektorok egy típúsa, amiknek működése a kozmikus részecskék ionizáló hatásán alapul. Egy töltött részecske egy gáztérfogaton áthaladva, ha elég nagy energiával rendelkezik, akkor elektron-ion párokat hoz létre, ionizálja a gázt[4]. A nagyenergiás müonok gázdetektoron történő áthaladásukkor pár

[4]Ezt nevezzük elsődleges ionizációnak.

száz elektron-ion párt hoznak létre centiméterenként. 100 eletkron töltése még nem elég nagy ahhoz, hogy kiolvassuk, ugyanis ekkora jelet nem lehet megkülönböztetni a kiolvasó elektronika és feldolgozórendszer háttérzajától, további erősítésre van szükség. Az első berendezés, ami ezen az elven működött a Geriger-Müller cső volt [8]. Ez egy vékony, koaxiális földelt vezető hengerből áll, ami a katód szerepét tölti be. A cső gázzal van feltöltve, a cső a közepén egy vékony (100 mikron nagyságrendű) anódszál helyezkedik el, ami nagyfeszültésgre van kapcsolva. A nagyfeszültség hatására a következő alakú elektrosztatikus tér alakul ki:

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi Q}\frac{1}{r}, \tag{7}$$

ahol λ a szál vonalmenti töltéssűrűsége, ϵ a közeg elektromos permittivitása. Az elektromos tér hatására a detektoron áthaladó részecske által keltett elektronok az anódszál felé mozogonak, a pozitív töltésű ionokat pedig ellentétes iárnyba. Az elektronokat a gázatomokkal való ütközések lassítják, így közel egyenletes sebességgel haladnak a gázban, ezt a folyamatot hívják driftnek. Az anódszálhoz közel, a térerősség már akkora, hogy két ütközés között az elektronok elegendő energiára tesznek szert ahhoz, hogy egy újabb elektront üssenek ki a gázatomokból, így új, további ionizációra képes szabad elektronok keletkeznek[5]. Ezek az elektronok is gyorsulnak, amik így tovább ionizálják a közeget. A folyamat többször megismétlődik, az elektronok száma exponeniálisan növekszik, egy úgynevezett Townsend-lavina képződik. A folyamatot az 5. ábra szemlélteti.



5. ábra. Az elektronlavina és a pozitív töltésű ionok keletkezése és időbeli fejlődése az anódszál körül [9].

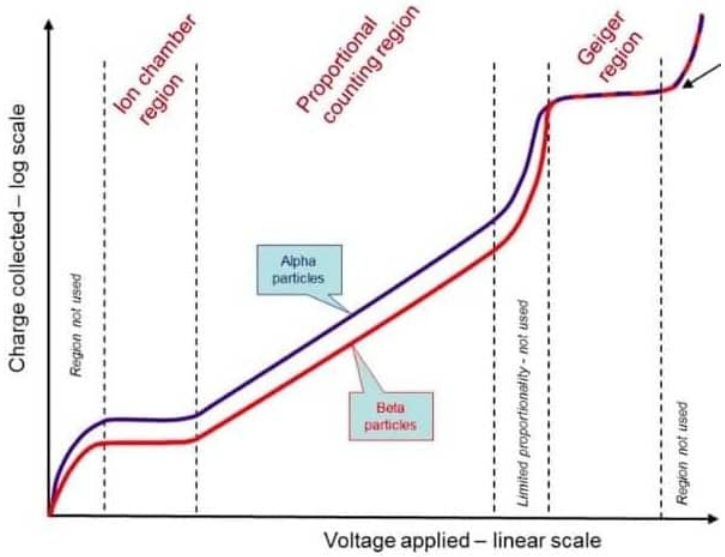
Ezzel az folyamattal körülbelül 10^3-10^5-es erősítést lehet elérni. Az lavinaképződés nagyságrendileg 10 *ps* alatt megtörténik, de a jel csak akkor észlelhető az anódszálakon, amikor a pozitív töltésű ionok eléggé eltávolodtak attól.

[5]Ezt nevezzük másodlagos ionizációnak.

A detektorokban alkalmazott gázkeverék legfőbb összetevője valamilyen nemesgáz, annak kedvező tulajdonságai miatt. Egyatomosak, nem rendelkeznek forgási vagy rezgési módusokkal, így az ionizációból származó elektronok rugalmasan ütköznek a gáz atomjaival, az így átadott energia teljes mértékben az elektron kiszabadítására fordul és a kis energiaveszteség miatt már alacsony anódfeszültségnél is tapasztalható erősítés. Leggyarkabban argont használnak, mivel előállítása olcsóbb, mint a kriptoné vagy a xenoné, de megfelelő ionizációs potenciállal rendelkezik. A nemesgázon kívül kioltó, úgynevezett "quenching" gázra is szükség van, mivel a sokszorozás során az argon atomok gerjesztődnek és 11,6 eV energiájú UV fotonok kibocsátásával adják le a a többletenergiát, és ezek az UV fotonok a katód felületéről elektronokat lökhetnek ki. A katód anyaga praktikus okokból leggyakrabban réz, aminek az ionizáiós küszöbe 7,7 eV tehát tiszta argon használata esetén önfenttartóvá válna a lavina és a detektor működésképtelen lenne. Ennek megelőzésére megfelelő arányban valamilyen sokatomos gázt kevernek a nemesgáz mellé ami elnyeli ezeket az UV fotonokat, legtöbb esetben szénhidrogéneket, azon belül is CO_2 gázt a kedvező ára miatt. A fékező- és nemesgáz arányától függ az erősítés mértéke is, általában 90:10 vagy 80:20 arányú keveréket használnak. Egy 82:18 arányú Ar-CO_2 gázban centiméterenként körülbelül 110 elektron keletkezik.

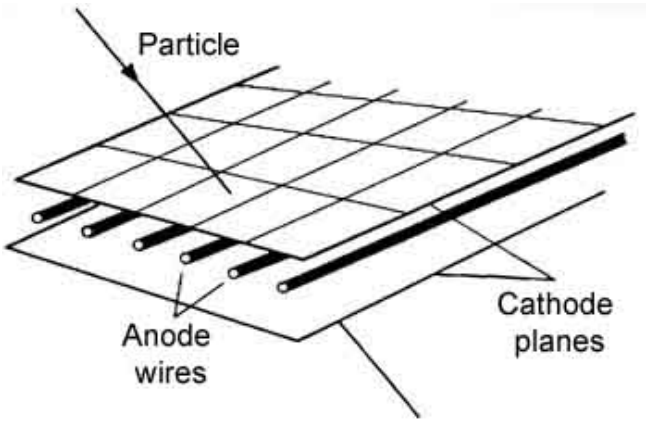
Az ionizációs kamrák az anódfeszültségtől függően eltérően működnek. Van egy kisfeszülstégű tartomány, ahol még nem alakul ki elég nagy térerősség a szál közelében ahhoz, hogy a CO_2 gáz fékező hatását legyőzze, ekkor az ionizációból származó elektronok a szál felé driftelődnek és ezt a jelet mérjük erősítés nelkül. Proporcionális kamrákról beszélünk, ha a detektor egy jól definiált feszültségtartományon működik, ahol az ionizáló részecske leadott energiájával arányos felerősített jelet mérünk. Ha tovább növeljük az alkalmazott feszültséget, egy olyan tartományba érünk, ahol az mért jel bármekkora energiájú részecske esetén közel egyenlő, a GM csövek is ebben a tartományban működnek. A különböző feszültség tartományokat a 6. ábra szemlélteti.

1968-ban G. Charpak elkészített egy olyan gáztöltésű kamrát, ami lényegében sok proporcionális csőből állt, amelyek egy síkban két katódlemez között, egy gáztérben voltak elhelyezve, mindegyik anódszál ugyanakkora feszültségre kapcsolva. Ez az úgynevezett MWPC (Multi Wire Proportional Chamber), a vázlatos rajzát a 7. ábra mutatja. Működési elvét tekintve nagyon hasonló a proporcionális szálakhoz, ugyan úgy az ionizáló részecske által keltett elektronlavina jelét erősíti és méri. A közös gáztér ellenére, nem jelenik meg a kapacitív csatolás miatt az összes szálon a kiolvasandó jel egyszerre, mert az ionizációk során keletkező pozitív ionoknak árnyékoló hatása van,



6. ábra. Az ábrán α és β részecskék szerepelnek, de a feszültség tartományok jól kivehetőek.

a jel csak az ahhoz közeli szálon lesz mérhető. Több detektort egymás alá helyezve a részecske pályája is rekonstruálható. Az MWPC-k előnye, hogy olcsón nagy felületű detektrok gyárthatóak, és felépítéstől függően mobilisak, viszont a gáz érzékenysége miatt, a nyomás- vagy hőmérsékletkülönbségek komoly hatással lehetnek a detektor hatásfokára.



7. ábra. Egy tipikus MWPC vázlatos rajza [9].

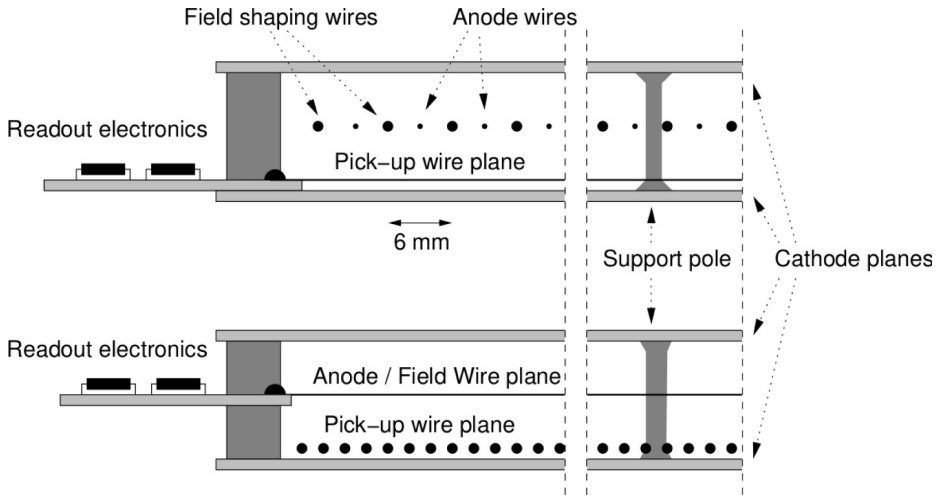
1.4. REGARD detektorok

A REGARD Csoport gáztöltésű részecskefizikai detektorok fejlesztésével foglalkozik a Wigner Fizikai Kutatóközpont Nagyenergiás Fizikai Osztályán. 2019 óta van lehetőségem a csoport munkálataiba becsatlakozni és segíteni a detektorok elkészítését és fejlesztését. A csoport több típusú detektort fejleszt (erről később ebben az alfejezetben), én főleg az MWPC-k építésében vettem részt.

A mérések helyszínétől és a mérések során rendelkezésre álló helytől függően több fajta MWPC-t készít a csoport [13], a felületük szerint 80×80 cm^2-es (ezentúl 80-as), 120×80 cm^2-es és 50×50 cm^2-es detektorok is léteznek, előbbi kettő fizikai paraméterei a méretükön kívül megegyeznek, az utóbbi detektor a 80-as 2:3 arányú kicsinyítése. Ebben a fejezetben a 80-as detektorról fogok írni, ezek a detektorok látják el a MuonSecurity kísérlet tracking részét.

A detektor üvegszálas epoxy oldalfalakból illetve két földelt, 1.5 mm vastag rézbevonatú nyomtatott áramköri lapból készült katódlemezből áll. A gáztér vastagsága 22 mm, így a gáztérfogat körülbelül 14 dm^3. A detektor nagyjából közepén található egy szálsík, amit 100 μm vastagságú rézből készült úgynevezett térformáló szálak (Field Wire) és 20 μm vastagságú aranyozott volfram, úgynevezett érzékeny anódszálak (Sense Wire) alkotnak, ezek felváltva, egymástól 6 mm-re helyezkednek el. Van még egy szálsík, az alsó katódlemeztől 2 mm-re, a felső orientációjára merőlegesen, ezek szintén 100 μm vastagságú rézszálak (Pick Up), egymástól 4 mm-re. A 8. ábrán a detektor metszetei láthatóak a szálsíkokkal. A vákony anódszál végzi a gázerősítést és így a jel amplitúdójának nagyságának mérését, erre 1600-1700 V nagyfeszültség van kapcsolva, a vastag szálaknak pedig az elektronlavinát kiváltó elektromos teret formáló szerepük van. A térformáló szálak és az alsó szálsík végzik a beütések x és y dimenziójának megállapítását, így a detektorok alkalmasak egy időben digitális jelkiolvasásra és pozíciómeghatározásra 2 dimenzióban.

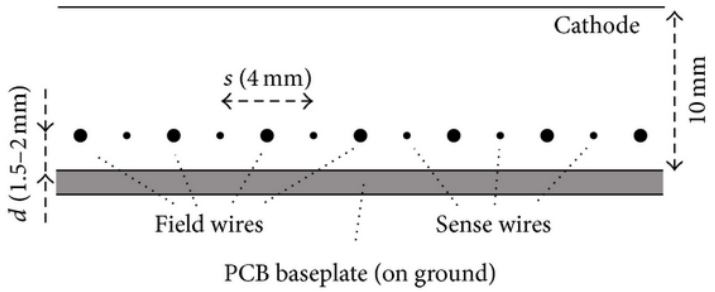
Egy detekroban 64 térformáló és 63 érzékeny szál helyezkedik el, ezeket csatornánként olvassuk ki, a Pick Up szálakat hármasával. A szálakat pontforrasztással rögzítjük a helyükre, a forrasztások minősége különösen fontos, mivel, a detektor működése közben a csúcshatás és koronaeffektus miatt rövidzárlat keletkezhet, ami tönkreteheti a detektort. Az elemeket kétkomponensű epoxy gyantával ragasztjuk össze, figyelve arra, hogy a sehol se eresszenek, ugyanis, ha oxigén jut a detektorba, akkor annak romlik a hatásfoka. Egy detektorrendszer általában 8 MWPC-ből áll, a detektorok gázrendszere össze van kötve, az első detektortól kezve az utolsóig áramlik a gáz, így



8. ábra. A REGARD csoport által épített 80x80 és 120x80 cm-es MWPC kamrák két oldalsó metszete.

különösen fontos a tisztasága. A detektorok terepi mérések során nagy nyomás- és hőmérsékletkülönbségeknek lehetnek kitéve, ami az alapvetően elég nagy mennyiségű gáz térfogatára komoly hatással van, így annak érdekében, hogy a detektorok ne sérüljenek, 3D nyomtatott PLA tartóelemekkel rögzítjük a katódlemezeket, ezek látszanak a 8. ábrán (Support Pole). A detektorok fel vannak szerelve kiolvasó elektronikákkal, amik a katódlap anyagával azonos rézbevonatú NYÁK lapokkal vannak árnyékolva.

Varga Dezső és Hamar Gergő kifejlesztettek [11] [12] egy új fajta asszimetrikus MWPC dizájnt, amit CCC-nek (Close Cathode Chamber) neveznek. A detektorok könnyebbek és strapabíróbbak az MWPC-knél és a helyfelbontásuk is nagyobb. A CCC detektorok méretei dizájntól függően a 6×6 cm^2-től a 50×50 cm^2ig terjed, szintén NYÁK-okból készült katódlemezek és üvegszálas epoxy lécek alkotják, a szálsíkjában az MWPC-khez hasonlóan 20 mikoron vastagságú aranyozott volfram szálak és 100 mikronos rézszálak találhatóak. Ezekben a detektorokban nincs második Pick Up szálsík, ehelyett itt az alsó szálsíktól 1.5 mm távolságra lévő alsó katódlemez a szálsíkra merőleges 4 mm széles parkettákra (padekre) van osztva. Fontos különbség még, hogy a vastag térformáló szálak negatív potenciálon vannak, a pozitív szál körül kialakult ionfelhő tükörtöltése megjelenik a padeken, így ez a detektor is alkalmas 2 dimenziós jelkiolvasásra. A detektor metszete a 9. ábrán látható. A CCC-k is argon-széndioxid gázkeverékkel működnek. A szegmentált katódlemez előállítása drága, így nagy méretekben nem éri meg ezt a típust gyártani az MWPC-kel szemben.



9. ábra. CCC detektorok szálsíkja [11].

1.5. Müon detektorok az alkalmazott kutatásokban

A 1.3. alfejezetben szereplő detektortípusok egymás alatti rétegben való elhelyezésével meghatározhatjuk az áthaladó kozmikus részecskék háromdimenziós pályáját. A müonok nagy áthatolképességük miatt könnyen áthaladnak nagy anyagmennyiségeken (például egy hegy, vagy vulkán) és eljutnak a földefszín alá energiájuktól függően akár több száz méterre. Éppen ezért jól használhatóak a geofizikában egyéb módszerekkel nehezen vizsgálható objektumok feltérképezésére.

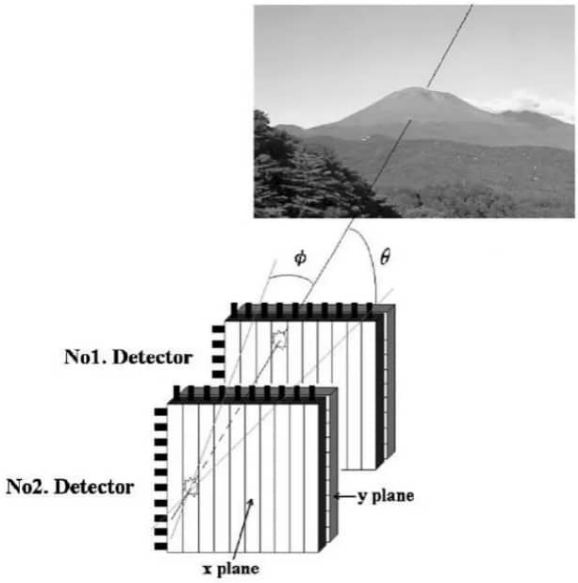
Ahogy az 1.2.1.-ben tárgyaltam, a kozmikus müonok áthatolóképessége az adott közegben függ annak elektronsűrűségétől, minél sűrűbb, annál több energiát veszít benne az áthaladó részecske. Ha meg tudjuk határozni egy adott irányból az áthatoló kozmikus müonok intenzitását, és ismerjük a vizsgálandó objektum dimenzióit, akkor meghatározható a sűrűségtérképe. Több irányból végezve a mérést a háromdimenziós eloszlás is meghatározható, ezt inverziónak hívják. A kozmikus müonokkal végzett anyagminőség vagy szerkezeti struktúra vizsgálatát müográfiának nevezzük.

Az első dokumentált müográfiai mérést E. P. George végezte [14], aki részecskedetektorok felhasználásával a hóréteg vastagságát határozta meg az ausztrál hegyekben lévő bányák felett, úgy, hogy a kozmikus müonok hozamát mérte.

A müográfia első geofizikai alkalmazását Luis W. Alvarez vezette kutatócsoport végezte, 1966-ban [15]. A Hafré-piramisban egy feltételezett kamra létezését szerették volna igazolni vagy cáfolni, ehhez a piramis belsejében elhelyeztek egy szikrakamrákból és szcintillátorokból álló rendszert, amikkel mérni tudták a részecskék pályáját, és így a fluxusát a kamra feltételezett helye alatt. Az egy évig tartó mérés első pár hónapja után a piramis körülbelül 20 %-át térképezték fel, fél év után a piramis tetején lévő mészkősapka dimenzióit is meg tudák becsülni. A mérés során bebizonyították, hogy nem létezik a keresett kamra. A Mexikóban található Nap-piramisban is végeztek

hasonló vizsgálatot 2008-ban [16].

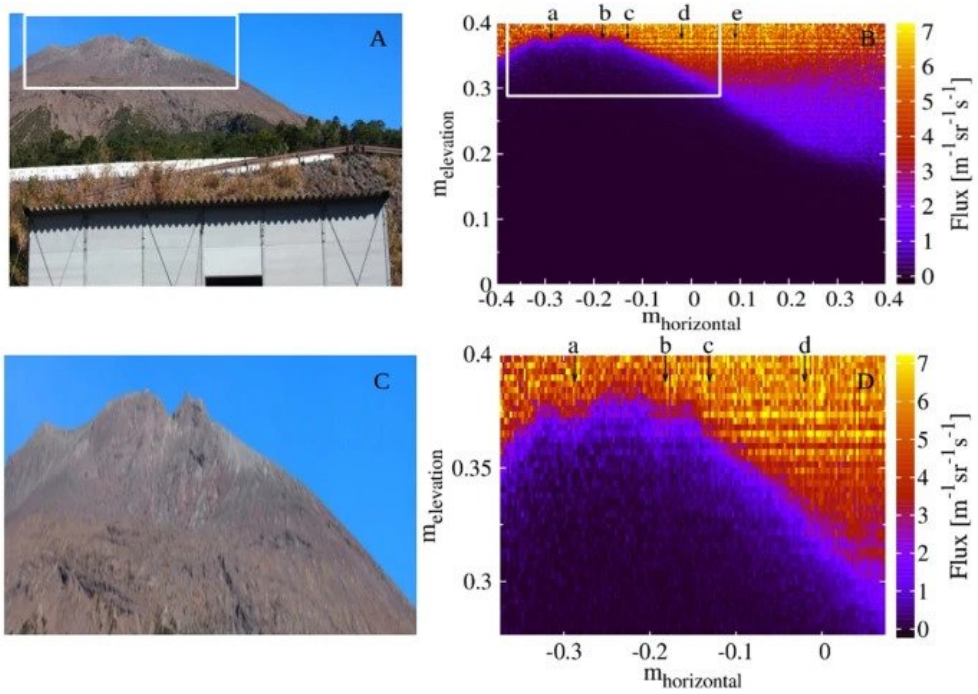
A müográfia a geofizikai mérési módszereket egy merőben új elemmel egészíti ki, új információk illetve eddig nem elérhető kérdések váltak vizsgálhatóvá. Éppen ezért az utóbbi évtizedekben egyre változatosabb alkalmazásai jelentek meg a müográfiának a geofizikában, az egyik ilyen kísérlet az Asama-vulkánnál zajlott 2003 és 2007 között, H. Tanaka és munkatársai végezték [17], az összeállítás 2 szintillátorból állt köztük vas absorberekkel, ezt a 10 ábra szemlélteti. A mérések során 30%-os pontossággal meg tudták állapítani a vulkán sűrűségeloszlását, így információt kaptak a magma helyztéről.



10. ábra. Az Asama-vulkánt vizsgáló kísérleti összeállítás [17].

A REGARD csoport MWPC detektoraival 2017-től aktívan folynak mérések a Sakurajima vulkánnál [18] [19], ami mára a világ legnagyobb müografikus rendszerévé nőtte ki magát. A több 8 "rétegű" modulból álló detektorrendszer a vulkántól 2,8 km-re, közel vízszintes állásban mér, és mivel ilyen szögben a fluxus cos^2-es jellege miatt nagyon kevés müon érkezik, a mérések nagyon hosszú időtartamúak, így a dinamikai mérésekhez az aktív felületet jelentősen növelték. A detektorok között ólom abszorberek találhatóak, amikre azért van szükség, hogy az elektronok alkotta hátteret kiszűrjék. A mérés első szakaszának végére készült 2.7 mrad szögfelbontású müonfluxus térkép a 11. ábrán látható. A detektorrendszert folyamatosan feljeszti a kutatócsoport, az évek alatt a környezeti hatásoknak egyre jobban ellenálló, mobilisabb egységet sikerült fejleszteni.

A kutatócsoport detektoraival (mind MWPC-kkel mind CCC-kel) több magyarországi barlangban is folynak föld alatti mérések, többek közt a Királylaki- és az Ajándék barlangban, vagy a Sátorkőpusztai-barlangban [20] [21]. A Budai-vár alagútjaiban jelenleg egy összetett mérés folyik, amik a vár alatti alagútrendszereket és kamrákat vizsgálják.



11. ábra. A Sakurajima vulkánról készült fotók (A és C) és az első nagy felbontású müográfiai képek (B és D) [19].

1.6. Müonok szóródásán alapuló vizsgálati lehetőségek

Az előző alfejezetben bemutattam, hogy a müonfluxus mérésen alapuló vizsgálati módszerek alkalmasak lehetnek nagy kiterjedésű objektumok sűrűségeloszlásának meghatározására. 2003-ban a Los Alamosi Nemzeti Laboratóriumban K. N. Borozdin kutatócsoportja egy új vizsgálati eljárás alapjait dolgozta ki, az úgynevezett Muon Scattering Tomography-ét (MST) [22], ami nem a müonok elnelődését, hanem a részecskék a vizsgálandó céltárgyban történő többszörös szóródását használta fel. A 1.2.2. fejezetben leírtak szerint a kozmikus müonok anyagon történő szóródása egy, a közeg rendszámától és méretétől függő sztohasztikus folyamat, ami jó közelítéssel leírható egy Gauss-görbével. Az eloszlás szórása a (6) egyenlet logaritmikus tagjának

elhagyásával

$$\sigma_\theta \approx \frac{13.6MeV}{p}\sqrt{\frac{x}{x_0}}, \tag{8}$$

ahol x a közeg vastagsága, x_0 pedig a sugárzási hossz. Ezek alapján, ha pontosan meg tudjuk mérni egy céltárgyon áthaladó müonok pályáját, akkor a szóródás mértékéből következtetni lehet a vizsgálandó objektum anyagára és dimenziójára. Különböző energiájú müonok 10 cm anyagon való szóródását a 2. táblázat mutatja *milirad* egységekben.

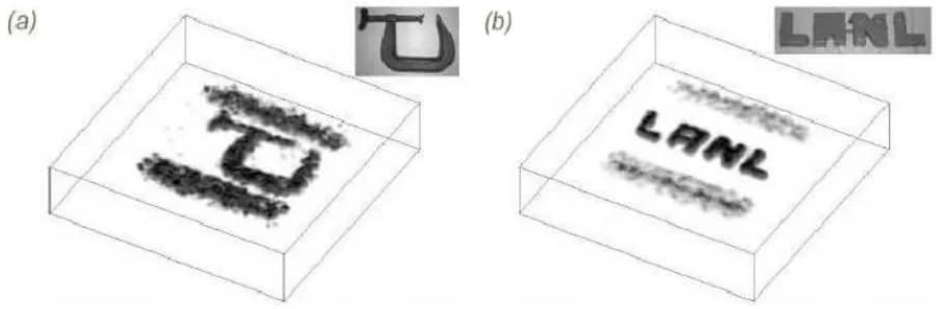
anyag	sugárzási hossz [cm]	Müonok átlagos szóródási szöge [*milirad*]		
		0,3 [GeV]	3 [GeV]	30 [GeV]
H_2O	36,1	26,3	2,6	0,3
beton	10,7	48,3	4,8	0,5
vas	1,76	119.2	11,9	1,2
ólom	0,56	211,3	21,1	2,1
uránium	0,32	279,5	28,0	2,8

2. táblázat. 0.3, 3 és 30 GeV energiájú müonok szóródása 10 cm anyagmennyiségen

A Los Alamosi kísérlet motivációja az volt, hogy egy nem invazív vizsgálati eljárást dolgozzanak ki, ami rövid időn belül képes nagy rendszámú, akár ólommal leárnyékolt nukleáris anyagok beazonosítására kamion méretű rendszerekben. A kísérlet során 4 drift kamrát és vaslemezeket használtak, a vizsgálandó objektum 2-2 detektor között volt, köztük vas szórócentrumok. A detektorok felbontása 400 mikron volt, a szögmérés pontossága kb 2 milirad, így a beérkező müonok impulzusát körülbelül 50% bizonytalansággal tudták mérni. Az első mérések eredménye a 12. ábrán látható, egy vasból készült szerszámot és ólomból kirakott feliratot vizsgáltak. A különböző típusú anyagok más intenzitással jelennek meg a képeken, a referenciaként elhelyezett 2-2 vasgerenda anyaga és vasagsága körülbelül egyezik a szerszáméval, viszont az ólomból kirakott betük árnyéka jóval sötétebb.

A kísérlet bebizonyította, hogy ez az újfajta eljárás alkalmas lehet biztonságtechnikai mérésekre, kis, közepes és nagy rendszámú anyagok elkülönítésére. Azóta több kísérletet is végeztek hasonló elven, vizsgáltak nukleáris hulladékot ([23]), illetve sikerült egy atomreaktor belső szerkezetét megvizsgálni [24]).

A módszer egyelőre még biztonságtechnikai mérésekre a gyakrolatban nem használható, számos leküzdendő akadály van még a területen, A kis bizonytalanságú következtetéseket megnehezíti az, hogy a müonok impulzusa (energiája) között több nagy-



12. ábra. A szerszám és az ólomból kirakott LANL (Los Alamos National Laboratory) felirat képe[22].

ságrendbeli különbség lehet, ennek pontos becslése nehéz feladat. Eldöntendő kérdések megválaszolására, mint például azt, hogy egy rendszer tartalmaz-e nagy rendszámú anyagot, már rövid, párszor 10 perces mérések is alkalmasak lehetnek a jövőben, azonban egy vizsgált minta belső szerkezetének pontos feltérképezéséhez hosszú lefutású mérések szükségesek. A Muon Scattering Tomography a napjainkban egy aktívan kutatott terület.

2. A MuonSecurity kísérlet bemutatása

A REGARD csoport megépítette a saját, müonok többszörös szóródásának mérésén alapuló kísérletét, a MuonSecurity-t. A korábban végzett kísérletek megmutatták, hogy ez az új irány alkalmas lehet anyagvizsgálatra, különböző rendszámú anyagok megkülönböztetésére, viszont az, hogy a módszer mennyire alkalmazható a gyakorlatban, hol vannak a határai, mekkora minimális bizonytalansággal lehet akár a beérkező müonok impulzusát megmondani, mennyi idő alatt lehet kvalitalív és kvantitatív információt szerezni a vizsgált mintáról, még nem tisztázottak.

A MuonSecurity egy összetett merőrendszer, jó hely- és szögfelbontással rendelkező detektorok alkotják több szórócentrummal közöttük. A motiváció a kísérlet mögött az, hogy megépítsünk egy "kellőképp" bonyolult rendszert, ami képes lehet kis bizonytalanságú mérések rövidebb idő alatt történő elvégzésére.

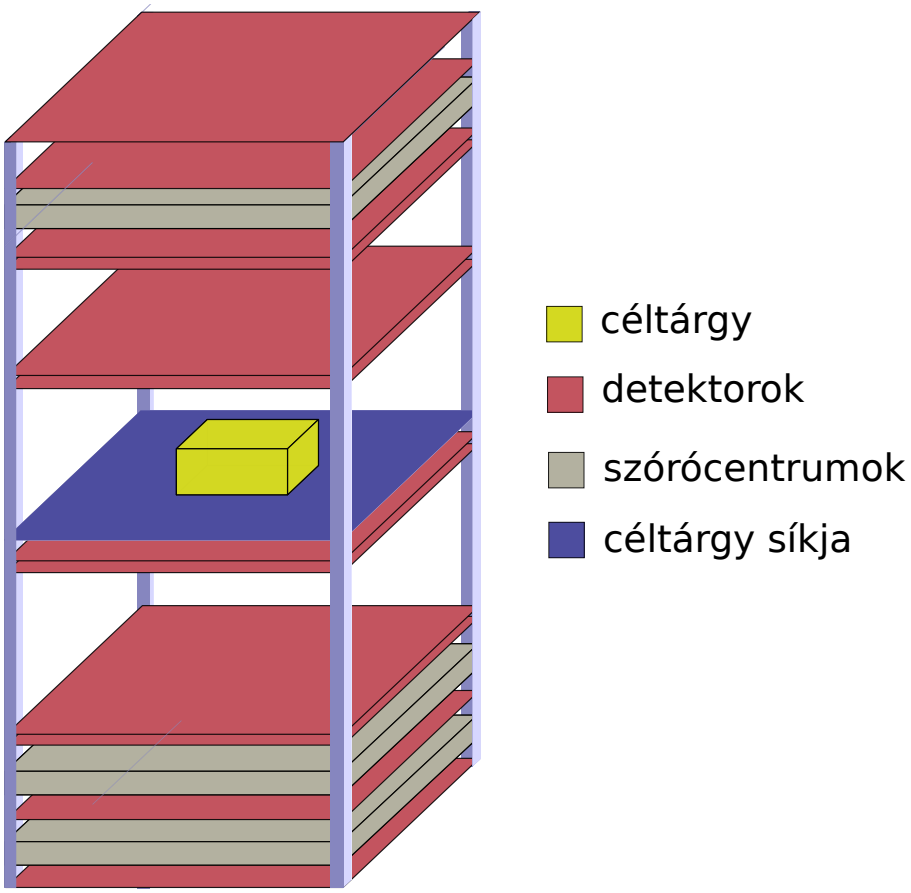
2.1. Mérési elrendezés

A MuonSecurity 12 darab az 1.3. fejeztben bemutatott 80-as detektorból áll, illetve három réteg vas szórócentrumból, ebből egy a detektorrendszer tetejétől 50 cm-re, kettő pedig a detektor alján helyezkedik el. Ezeknek a segítségével lehet becslést adni a beérkező müonok impulzusára, az alsó kettő gyakorlatilag kaloriméterként működik, ezek segítségével lehet meghatározni a vizsgálandó minta összetételét. A berendezés teljes magassága 3 m, a céltárgysík, ahová a vizsgálandó térfogatot helyezzük 1220 mm magasságban van, az elrendezés vázlatos rajza a 13. ábrán látható. A rendszert egy préselt lemezekből készült keret tartja össze, ez látszik is a kiértékelés során (erről részletesebben a megfelelő fejezetben). A rendszer 1700 V feszültségen működik, a töltőgáz 82:18 arányú argon és széndioxid, ami folyamatosan lassan áramlik át a detektorokon.

A detektor térformáló szálai, amikről a beütések pozícióját olvassuk ki, egymástól 12 mm-re helyezkednek el, így a detektorok helyfelbontása meghatározható ha összevetjük az egy detektorra a müonok beütésének helyéből kapott valódi pozíciót, és a kiértékelés során a müonok pályájára illesztett egyenes exrapolálásából kapott pozíciót, ez körülbelül $\Delta x \approx 6$ mm-nek adódik. A rendszer szögfelbontását pedig az alábbi módon tudjuk becsülni:

$$\Delta\theta = \frac{2\Delta x}{h\sqrt{n}} \tag{9}$$

ahol a h a méréstartomány, amit a detektorok lefednek. Így a szögfelbontásra kb 8 $mrad$ adódik.



13. ábra. A MuonSecurity kísérlet vázlatos rajza. A rendszert 12 darab 80x80-as MWPC detektor alkotja, illetve 3 réteg vas szórócentrum. Az ábrán minden vörös síklap 1 detektornak felel meg

2.2. Az adatgyűjtés

A detektorok a beveztőben leírtak szerint a müonbeütéseket a gázerősítés révén mérhető jellé alakítják, a detektorok saját szűrő és erősítő elektronikáinak analóg jelét pedig 3 felé osztja a kiolvasó rendszer, ADC (Analog-to-Digital Converter), Trigger és Analóg jellé. A kiolvasást az úgynevezett DAQ (Data Acquisition System) irányítja, ez egy RapsberryPi által vezérelt, az összes detektor jelét gyűjtő egység. A kiolvasás menete a következő; ha egy detektor Trigger jele nagyobb a beálított küszöbértéknél, akkor a rendszer egy 5 V-os TTL jelet küld a DAQ-nak, ez lényegében egy digitális

1-es. Az, hogy hány detektor Trigger jele kell 1 legyen egyszerre, előre definiált, csak akkor indul meg az esemény kiolvasása, ha ez a koincidencia beállítás teljesül. Ebben az esetben a DAQ egy Start jel indításával elkezdi kiolvasni a triggerelt detektorok vékony anódszálak ADC jelét, illetve azokat a Sense Wire és Pick Up Wire szálak jeleit, amik a részecske hatására megszólaltak [25]. A kiolvasás körülbelül 100 μs-ig tart, közben a DAQ a RapsberryPi-nak egy jelet küld, ami blokkolja a folyamat során esetleg beérkező triggereket. A rendszer által 1 s alatt detektált müonok számát a következők szerint lehet kiszámítani:

$$N = F \cdot A \cdot \Omega \cdot t \cdot \eta, \tag{10}$$

ahol F a kozmikus müonok fluxusa, A a az érzékeny felület, Ω a szögtartomány, ahol mérünk, t az idő és η a hatásfok. Tengerszinten a fluxus nagyságrendileg 100 $m^{-2}s^{-1}sr{-}1$, a detektorok felülete $0,64\ m^2$, a szögtartomány $\frac{0{,}64m^2}{(1{,}5\ m)^2} = 0,28\ sr$, a hatásfok ilyen triggerbeállítások mellett közel 1. Ezek alapján körülbelül 18 eseményt detektálunk másodpercenként[6], mivel a kiolvasáshoz szükséges idő nagyságrendekkel kisebb, mint amennyi átlagosan eltelik két esemény között, a detektorok kiolvasása során nem vesztük adatot.

2.3. A berendezés működése, a képalkotás folyamata

A berendezés működési elve a következő. A céltárgysíkra helyezett mintán vizsgáljuk a müonok szóródását úgy, hogy mérjük a céltárgy előtt és után a részecske pályáját. Azok a régiók, ahol a céltárgy található, ott átlagosan nagy szögben szóródnak a müonok. A céltárgysíkról készített nagy szögű szóródások térképe rajzolja ki a céltárgyat.

A MuonSecurity alsó régióiban található abszorber rétegekkel különböző impulzuskategóriákra tudjuk osztani a müonokat az alapján, hogy eljutuottak-e addig, elnyelődtek-e rajtuk, vagy hogy mekkora szögben szóródtak ezeken. A különböző impulzusú müonok szóródási képei alapján lehet a céltárgy anyagi minőségéről nyilatkozni.

[6]Ezt le tudjuk ellenőrizni, a kiértékelés során pontosan tudjuk, hogy a mérés ideje alatt hány eseményt észleltünk, ez alapján helytálló a számolás.

3. Eredmények

A munkám során a MuonSecurity berendezéssel való képalkotás alapjait vizsgáltam, ennek a legfontosabb része a kiértékelő program megírása volt. Az 3.1. fejezetben a Tracking szoftver adatainak feldolgozását mutatom be, a 3.2. fejezetben pedig a képalkotás folyamatát, a kiértékelő program működését. A 3.3 fejezetben megvizsgálom a képalkotás mélységélesség felbontását, ami lehetőséget ad a céltárgy függőleges dimenziójának vizsgálatára még így, két dimenziós képalkotás során is. A 3.4. fejezetben különféle anyagi mintákat hasonlítok össze, és végül a 3.5. fejezetben megvizsgálom, hogy a kis impulzusú müonok leválasztása adhat-e új információt.

3.1. Müon nyomkövetés

A MuonSecurity berendezéssel be szeretnénk azonosítani a céltárgyon szóródott müonokat és meg szeretnénk mérni a szóródások szögét. Ehhez az kiértékelés során a mérési tartományt 4 részre osztottam. Ha a detektorokat alulról számozzuk 1-estől kezdve 12-ig, akkor a tartományok:

- Incoming: Ez a két legfelső, a 11-es és 12 detektor 50 cm-es tartománya. A két detektor közül mindkettő meg kell szólaljon, hogy eseménynek tekintsük.

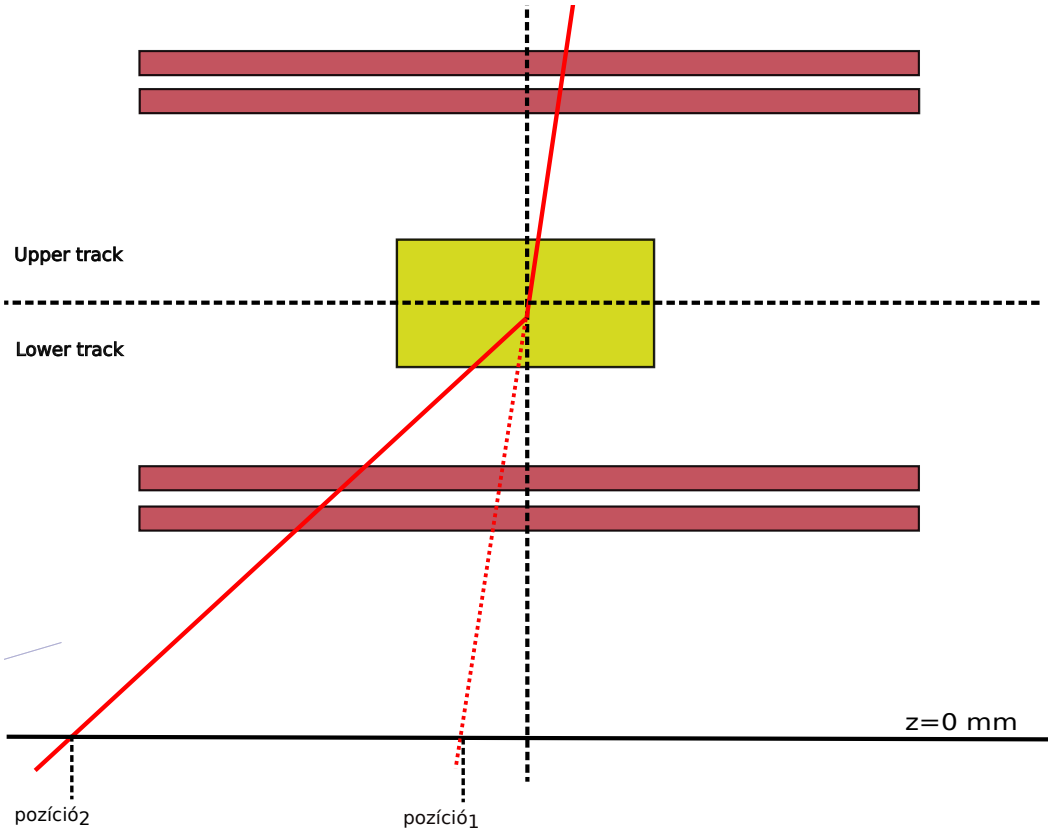
- Upper: Ez a 7-os, 8-es, 9-as, és 10-es detektor által lefedett 70 cm-es tartomány, amin a részecskék azelőtt haladnak át, mielőtt szóródtak volna a vizsgált céltárgyon. 3-as koincidenciát követelünk meg a trackektől.

- Lower: Ezt a 80 cm-es tartományt a 3-as, 4-es, 5-ös és 6-os detektor fedi le, itt haladnak át a müonok a szóródás után.

- Absorber: Ez az előző tartomány, kiegészítve az alsó két detektorral, az 1-essel és 2-essel. A tartomány 115 cm, itt a 6-ból 5 detektor kell megszólaljon.

Eseménynek nevezünk minden kiolvasást, azaz mikor a detektoron müon haladt át. A nyers adatokat a Csoportban használt Tracking szoftveren futatom át először, ami a kívánt tartomány detektorainak klasztereire a legkisebb négyzetek módszerével egyeneseket illeszt (zajok szűrése végett a legjobb illesztéseket tartja meg). A kiolvasás során mindegyik eseménynek adunk egy egyedi azonosítót (EventId), begyűjtjük azt, hogy hány detektor tartományon haladt át (Incoming, Upper, Lower, Absorber), mindegyik tartományra vett illesztés paramétereit, a meredekségét 2 dimenzióban (SlopeX

és SlopeY), illetve az illesztett egyenes $z = 0$ síkkal vett metszetét (PosX,PosY), valamint az illesztés "jóságát" számszerűsítő χ^2 értéket. (Ezt szemlélteti a 14. ábra.)



14. ábra. A céltárgyon való szóródás 1 dimenzióban. Az ábrán pozíció$_1$-gyel jelöltem az Upper track-re illesztett egyenes metszéspontját a $z = 0$ síkkal, pozíció$_2$-vel pedig a Lower trackre illesztett egyenesét. A szóródás szögének nagysága csak szemléltetés jellegű.

Az, hogy milyen kioncidencia beállítást használunk, nyilván hatással van a rendszer hatásfokára, azaz hogy egy N detektorból álló rendszeren átmenő részecskét hány (x) kamrán észlelünk. Ezt a binomiális eloszlás szerint lehet meghatározni:

$$P(x/N) = \sum_{k=0}^{N-x} \binom{N}{k} \cdot \eta^{N-k}(1-\eta)^k, \tag{11}$$

ahol η a trigger hatásfok, értéke $\eta = 0,985$ Ezek alapján, ha például egy négy detektorból álló track-től, 3-as koincidenciát követelünk meg, a hatásfok közel 1 lesz.

A triggerbeállítás a detektorrendszer látószögére is hatással van, ezt a következőképp tudjuk kiszámítani:

$$\alpha_{\text{látó}} = arctg\left(\frac{d}{h}\right), \tag{12}$$

ahol h a kamrák által lefedett méréstartomány, d pedig a detektor szélességének a fele, ez a 80-as detektoroknál 40 cm. Az Upper tartomány látószöge körülbelül $29,7°$.

3.2. A kiértékelő eljárás

A fetni tracklet-ek alapján tudom meghatározni a müonok szóródási szögét, illetve a szórócentrumok helyét. Ezek alapján a képalkotási eljárás lépéseit az alábbiak szerint alkottam meg:

1. Az előző alfejezetben leírtak szerint a detektorrendszer különböző tartományain áthaladó müonok detektorokon hagyott "nyomára" egyenest illesztünk, az egyenes paramétereiből kiszámolható, hogy a $z = 1220$ mm-en a céltárgy síkját hol metszi.

2. Eliminálják azokat az eseményeket, amiknél az Upper és Lower track céltárgysíkkal vett metszéspontja nem egy meghatározott távolságon belül vannak, mivel azok vélhetően nem egyetlen müon céltárgyon való szóródásából adódtak.

3. Mivel a szóródás egy sztohasztikus folyamat, a levegőn, illetve a detektorokon is szóródhatnak nagy szögben a müonok. Ez kisebb valószínűséggel történik meg, mint az, hogy a nagyobb rendszámú és nagyobb anyagmennyiségű céltárgyon szóródnak, éppen ezért, ha eliminálják azokat az eseményeket is, amiknél a szóródás egy általunk meghatározott értéknél kisebb, akkor feldúsíthatjuk a céltárgyon vett szóródásokat a kiértékeléshez.

4. Végül a kétdimenziós képalkotáshoz felosztjuk a céltárgy síkját parkettákra és minden egyes parkettánál megszámoljuk, hogy mennyi, a feltételeknek megfelelő esemény történt, majd normáljuk a parkettára érkező összes beütéssel.

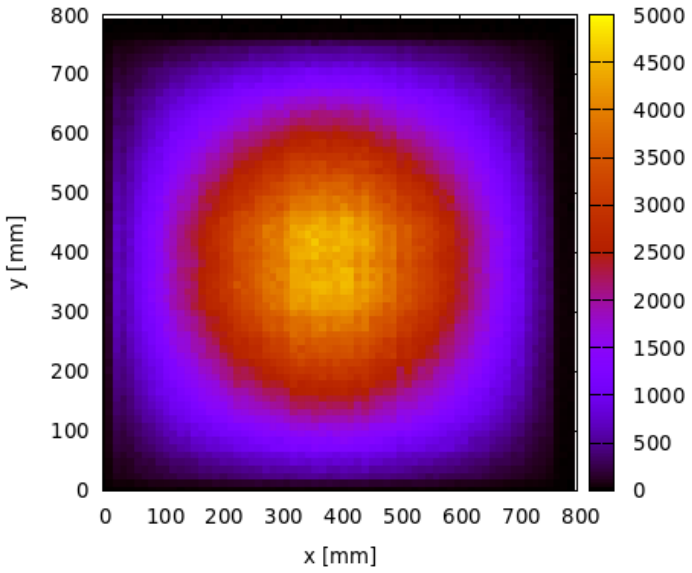
Az alábbi alfejezetekben ezeket a kiértékelési lépéseket és részeteit mutatom be.

3.2.1. Konzisztencia vizsgálat

A szóródási folyamatok sztohasztikus jellege miatt fontos, hogy a mérések során annyi információt tudjunk összegyűjteni, amennyiből valós statisztikát csinálhatunk. Ismerjük a detektor dimenziójától függő detektálható fluxust, viszont fontos kérdés, hogy mekkora részekre érdemes felosztani a síkot, hogy még megfelelő mennyiségű adatunk legyen egy-egy parkettára. Egy kamra helyfelbontása a 2.1. fejezet szerint 6 mm, így egy a 4 kamrás Upper track helyfelbontása

$$\Delta x_{4\text{ kamra}} = \frac{6\ mm}{\sqrt{4}} = 3\ mm \tag{13}$$

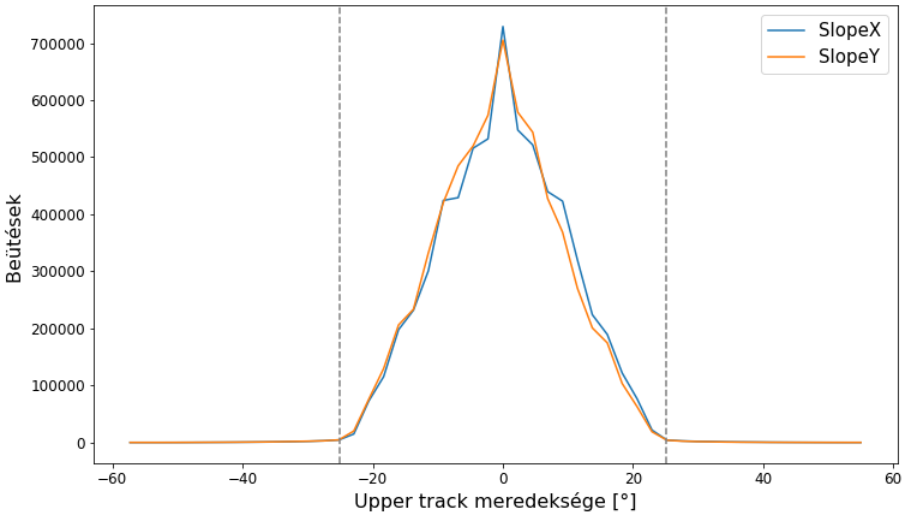
Realisztikus mérések esetén a megfelelő statisztikához ezen legkisebb értéknél nagyobbat érdemes választani, mivel a detektorokban a térformáló szálak távolsága 12 mm (az érzékeny szálaké is ekkora), 1 pad méretére is ennyit vettem. Így a 800 mm-es teljes mérőfelületet 67 parkettára osztottam fel, így még eléh jó felbontást lehet elérni, és megfelelő mennyiségű statisztika is rendelkezésemre áll. A 15. ábrán egy így keszült beütéstérkép látható.



15. ábra. Beütéstérképe egy 7 napos mérésnek. Látszik, hogy egy kb 50 centis tartomány az, ahonnan még elég adat származik, a detektorok széle felé haladva pedig egyre kevesebb. A kiértékelés során ezt a tartományt (a képen a feketével ábrázolt részt) nem tudtam használni.

A 16. ábrán az Upper trackek szögeloszlása (meredekségeloszlása) látható. Az eloszlás levág 26°-nál, ez konzisztens a 3.1. fejezetben kapottakkal nagyobb szögek felé

a beütésszám az effektív felületnek megfelelően csökken.



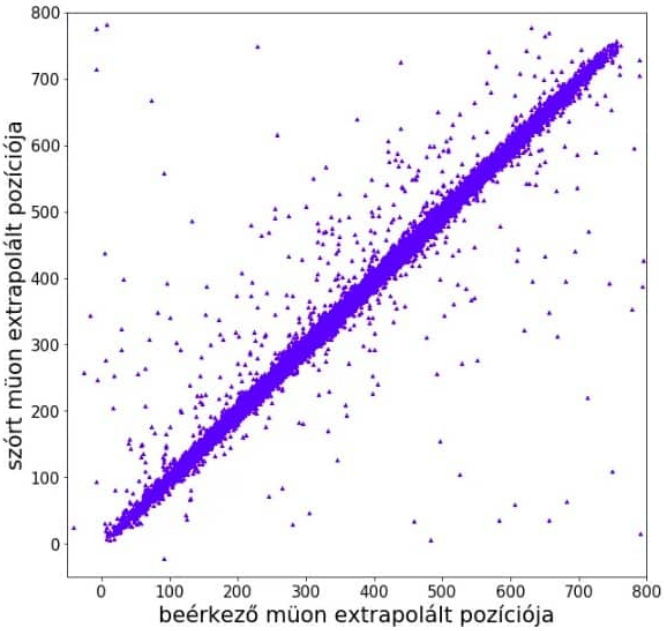
16. ábra. Az Upper treckek meredkéségnek hisztogramja.

3.2.2. Összetartozó események kiválasztása

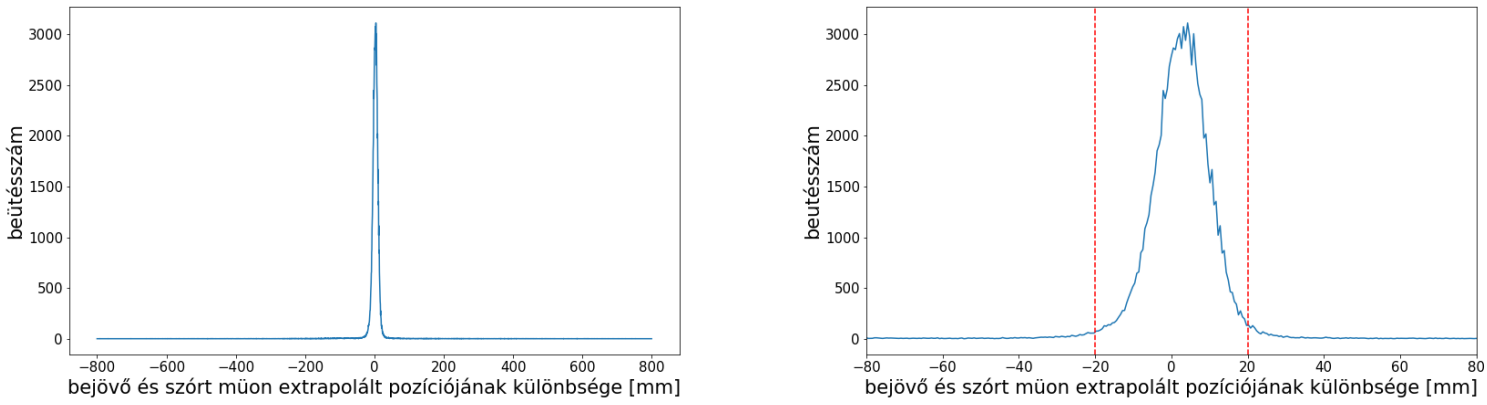
A Tracking szoftver egyenest illeszt a feltételezett pályára. Ezek nem mindig egyetlen müon céltárgyon történő szóródását jelentik, megtörténhet, hogy egy pillanatban több müon is érkezik a detektorokra (tekintve, hogy, ahogy a 2.2. fejezetben kiszámoltam, 18 müon érkezik másodpercentént, ez megtörténhet). Ezeket az eseményeket ki kell szűrni.

A 17. ábrán látható az Upper és a Lower trackekre illesztett egyenesek céltárgysíkkal való metszéspontjának keresztkorrelációja. Látható, hogy a legtöbb esemény egy adott távolságon belül helyezkedik el, ezek az összetartozó események. Ez a távolság a detektoraink helyfelbontásától függ (illetve másodrendben a céltárgy vastagságától).

A 18. ábrán a koordinátakülönbségek eloszlása látható, a bal ábrán a teljes tartományra véve, a jobb ábrán pedig egy kisebb tartományon látható a szemléltetés kedvéért. A vágást 20 mm-re raktam, a piros szaggatott vonalak jelzik a helyét. Ennél nagyobb koordinátakülönbségre nem érdemes vágni, sokkal kisebbre sem, mert statisztikát vesztenénk.



17. ábra. Az Upper és a Lower trackek céltárgysíkkal való metszéspontjának kereszt-korrelációs ábrája.



18. ábra. Mindkét ábrán a koordinátakülönbségek eloszlása látható, a jobb oldalin a vágás helyének szemléltetéséért belenagyítva.

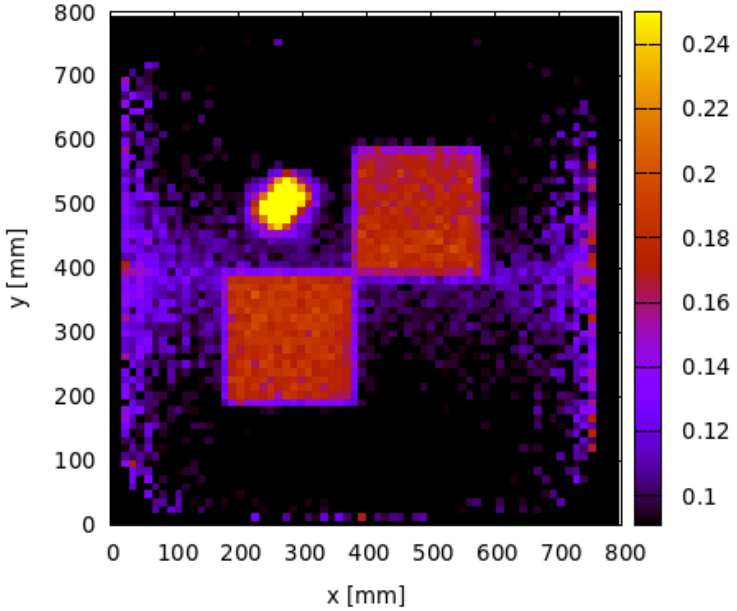
3.2.3. Szóráserősség, és annak kétdimenziós eloszlása

A 3.2. fejezetben leírtak szerint, a képalkotás úgy történik, hogy beazonosítjuk a régiókat a céltárgysíkon, ahol nagy számú, általunk meghatározott értéknél nagyobb szórás történik. Ezzel viszont az a baj, hogy a céltárgysík közepén, ahol sokkal több eseményt detektálunk, mint a detektorok szélén, statisztikus okoból is több ilyen esemény lesz. Éppen ezért, bevezetünk egy új mennyiséget, a **szóráserősséget**. Ez lényegé-

ben egy paden (vagy térfogat egységen) mért nagyszögű szóródások száma, elosztva az összes eseménnyel, amit a paden (térfogategységen) detektáltunk.

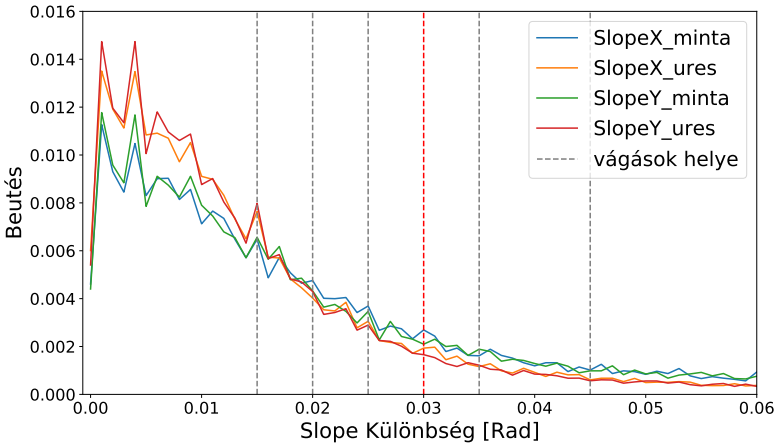
$$\lambda_c = \frac{\sum \Theta(|S^i_{upper} - S^i_{lower}| - c)}{N} \tag{14}$$

ahol N a beütések száma az adott paden. Ha a detektor teljes felületén meghatározzuk a szóráserrőséget, akkor a λ térképke kirajzolja a céltárgyat. A 19. ábrán egy ilyen eloszlás látható, 30 *milirad* minimum meredkségkülönbséget követeltem meg az Upper és Lower trackektől. Céltárgyként 2 vastéglát, illetve egy olómtéglát használtunk. A 2 vastégla vastagsága 25 *mm*, az ólomé 15 *cm*.



19. ábra. Vas és ólom minta szóráserősség térképe. A kép bal és jobb oldalán a háttér látszik.

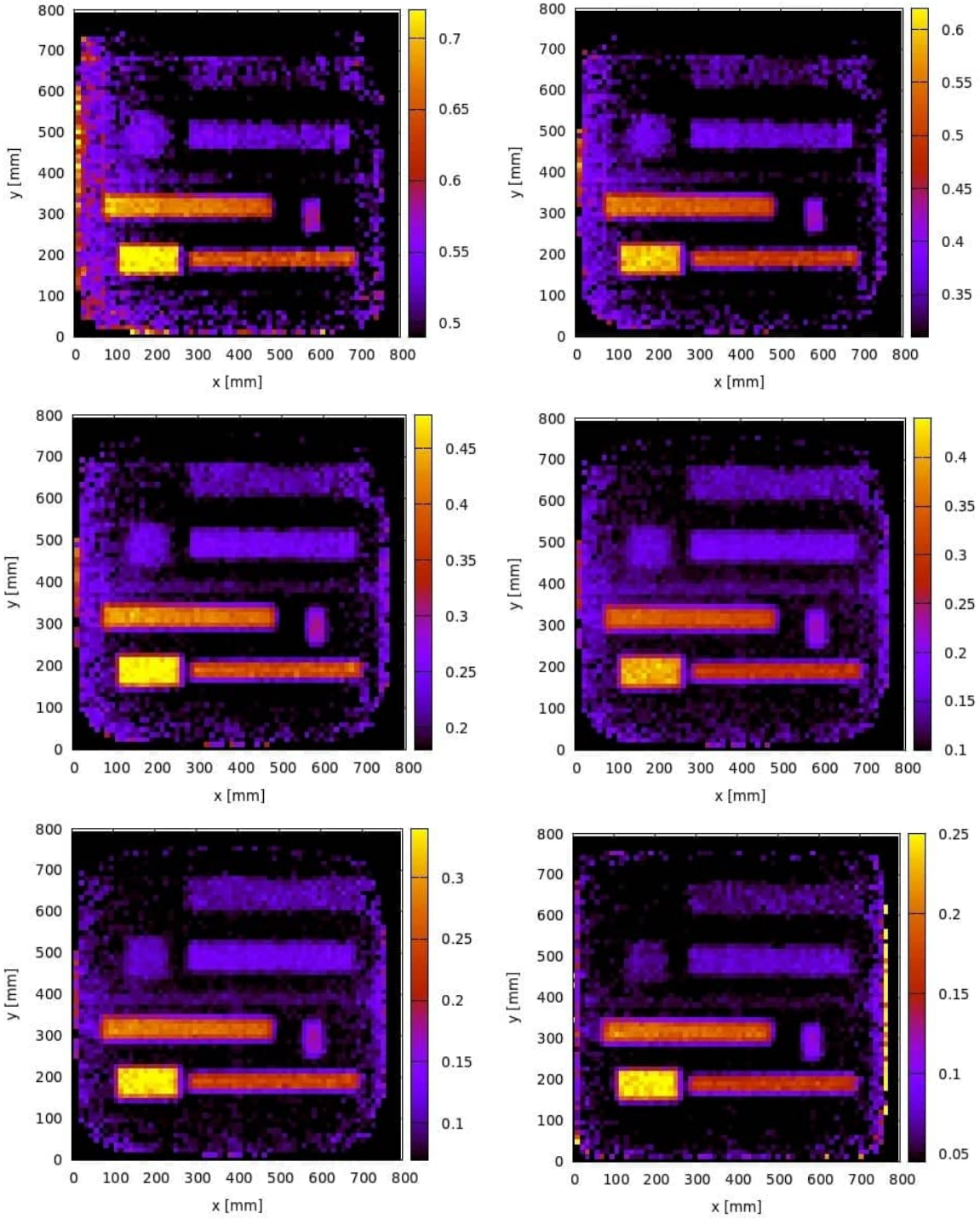
A 20. ábrán a detektor egy üres térrészének és 25 *mm* vas mintának az Upper és Lower trackek meredekségkülönbség hisztogramja látható (az eloszlásokat normáltam az összes beütés számával). Látszik, hogy az üres térrészen is történnek nagyszögű szórások, viszont a vas mintán több. Felmerül a kérdés, hogy hová érdemes tenni a vágást. Ha túl kicsi, akkor hiába gyűjtünk sok adatot, lassabban találjuk meg a magasabb rendszámú szórócentrumokat, illetve az alacsony rendszámú minták képe elveszhet a háttérben. Ha túl nagyra, akkor pedig hosszú mérésekre van szükség ahhoz, hogy elegendő adatunk legyen. Az ábrán piros vonallal jelöltem a 30 *milirad*-os vágást.



20. ábra. Meredekségkülönbség hisztogram.

A 20. ábrán látható hisztogramon szereplő Slope különbség vágások használatával ábrázoltam a 21. ábrán látható mérési elrendezés szóráserősség térképeit 15, 20, 25, 30, 35 és 45 *milirad*-dal, ezek a 22. ábrán láthatóak. Az ábrákat különböző színtartományokon ábrázoltam, a célom az volt, hogy megmutassam, ahhoz, hogy hasonlóan jó képet kapjak a céltárgyakról, különböző mennyiségű adat szükséges. A 15 *milirad*-os ábrázolásnál nem lehet már a plasztik szcintillátor képét megkülönböztetni a háttértől, míg a minimális meredekségkülönbséget 45 *milirad*-nak választva túl kevés statisztikánk van. Az optimum a kettő között van, a továbbiakban 30 *milirad*-dal végeztem a kiértékeléseket.

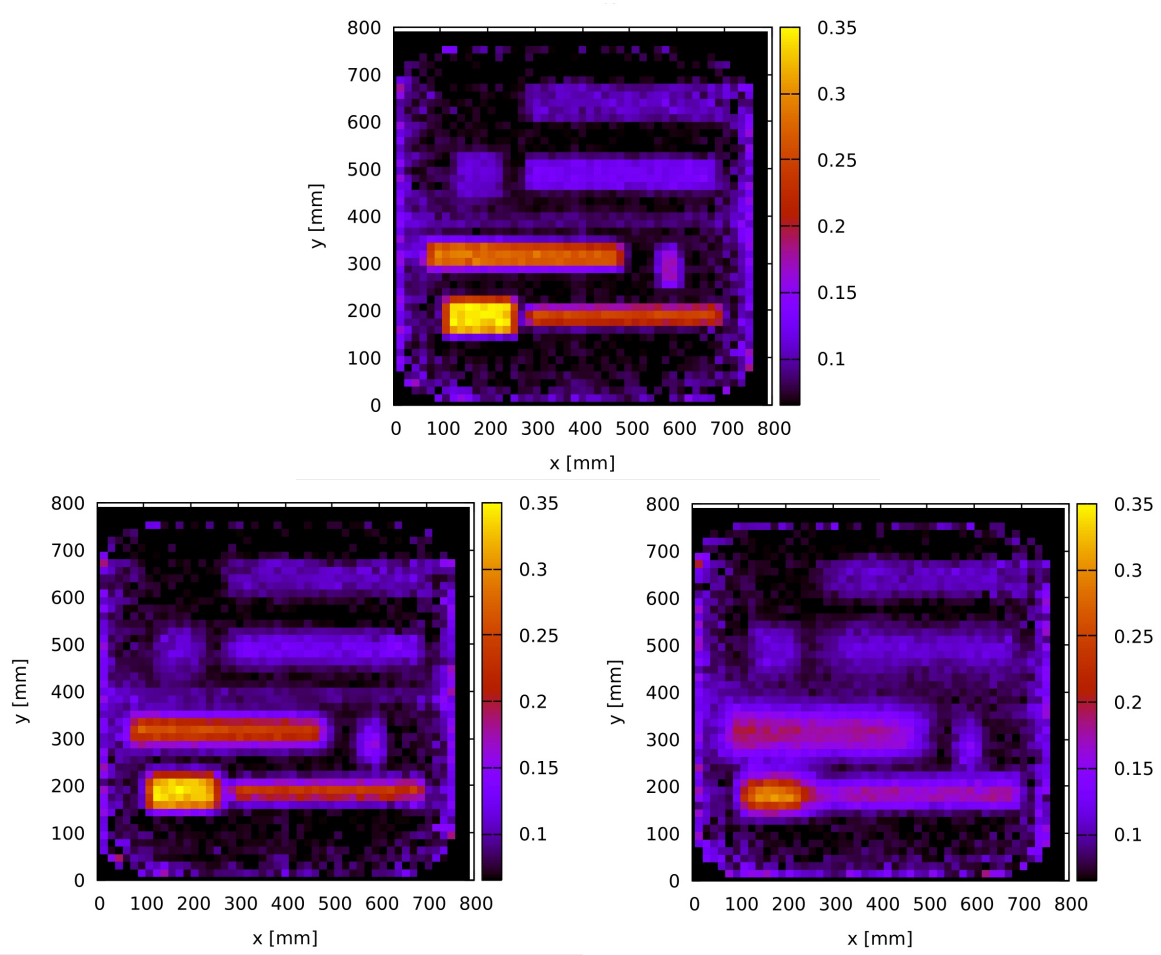
21. ábra. A mérés során magas és alacsony rendszámú anyagokat vizsgáltam. A fehér bevonatú tégla anyaga ólom, mellette egy vas rúd található, mögöttük egy ólomüveg szcintillátor és egy alumínium tégla. A fa minta melletti rúd alumíniumból készült, leghátul egy plasztik szcintillátor látható.



22. ábra. A bal felső kép slope különbség vágása 15, a jobb felsőé 20, a bal középsőé 25, a jobb 30, a bal alsóé 35 és az utolsóé 45 *milirad*-nál van

3.3. Mélységélesség vizsgálata

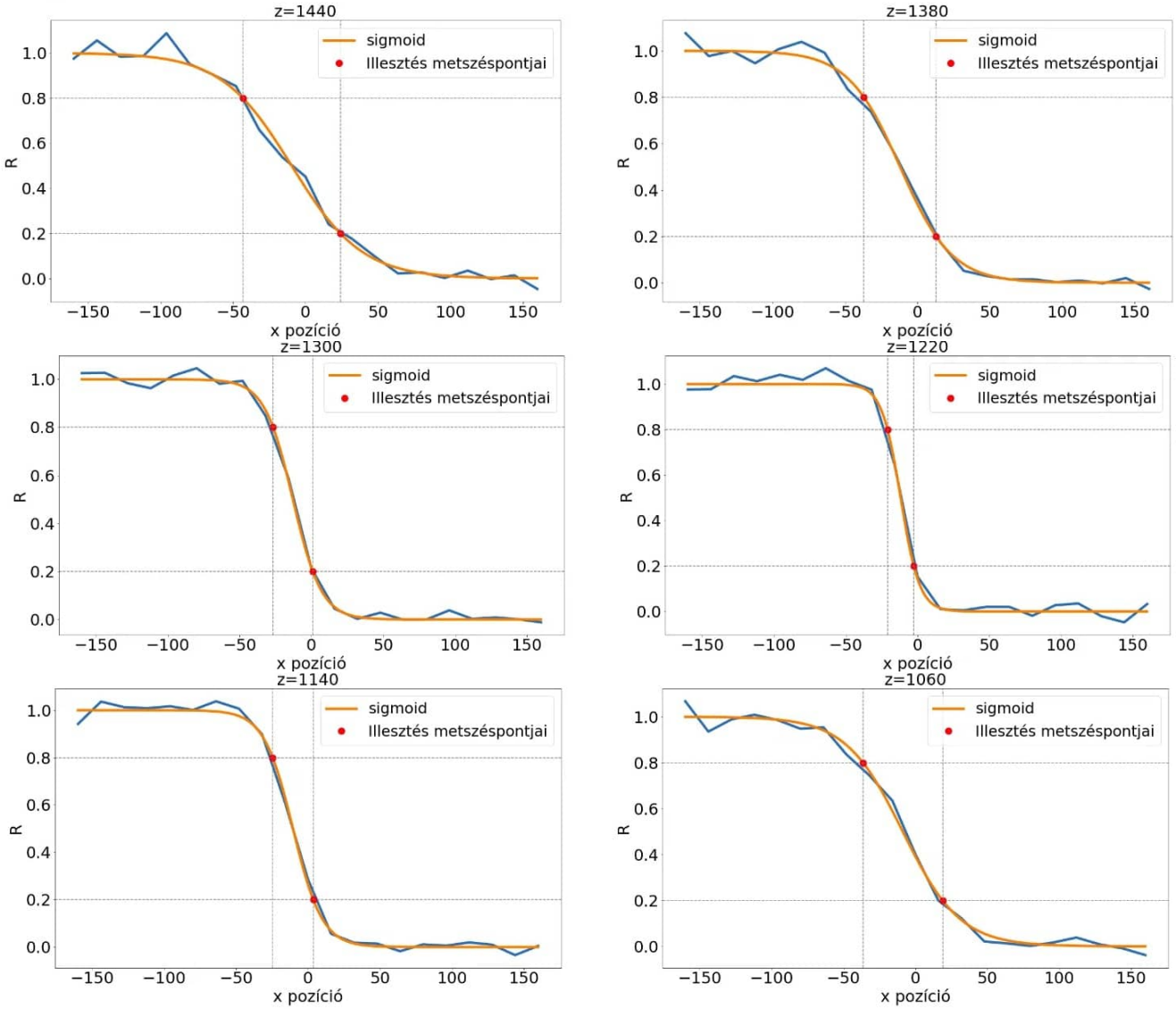
A berendezéssel a jövőben lehetőség lesz három dimenziós képealkotásra is, ebben az esetben nem a céltárgysíkot osztjuk fel padekre, hanem a vizsgálandó térfogatot kis egységekre, és ezeken mérjük a szóráserősséget. Ez egyelőre, a kiértékelés ebben a szakaszában még nem lehetséges, viszont az első lépés ehhez, hogy megvizsgáljuk a képalkotás mélységélességét. A kiértékelés során nem a valódi, $z = 1220\ mm$ céltárgymagasságot adtam meg, hanem különböző értékeket 1060-tól 1440-ig 80 mm-enként. A 23. ábrán 3 különböző magasságban készült kép látható, jól látható, hogy valódi céltárgymagassággal készült képekhez képest el van mosódva a másik kettő.



23. ábra. A felső ábra a valódi tárgysíknál (z=1220 mm), míg az alsó kettő z=1150 mm-hez (bal ábra) és z=1440 mm-hez (jobb árba) tartozik

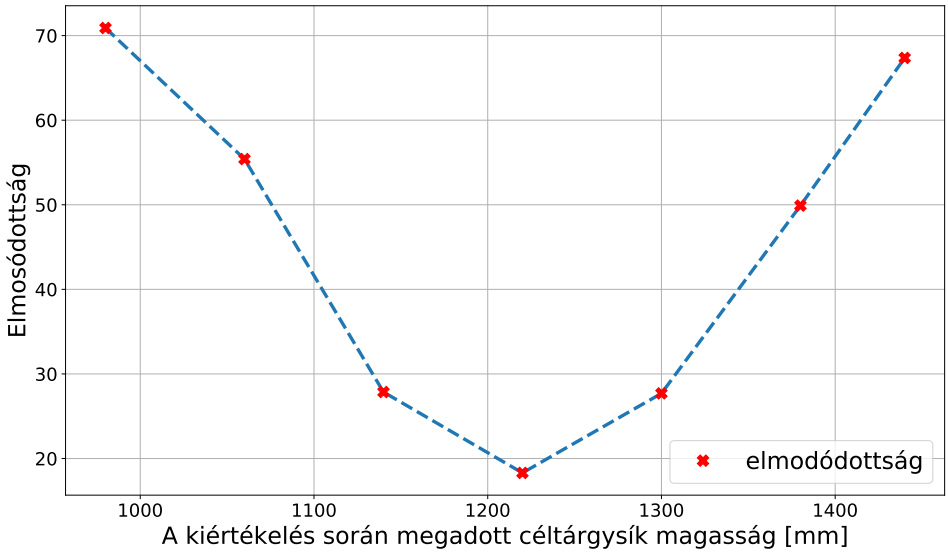
Az elmosódottság mértékét a következőképpen számszerűsítem. Definiálom az R **relatív szóráserősséget**, ami a szóráserrősség 1 és 0 közé való normálása. Kiválasztok a szóráserősség térképen egy részt, ahol egy egyértelműen egy egyenes része található

egy céltárgynak, és megnézem, hogyan alakul a háttérhez képest az átmenet. A háttér relatív szóráserrőssége 0, a céltárgyé 1. Erre az átmenetre egy sigmoid függvényt illesztek, és megnézem, hogy mekkora tartományon veszi fel a függvény az maximális értékének 20 és 80 %-át. A függvényválasztás mögött tapasztalati megfontolás van, jól illeszkedik az adatokra, összehasonlítottam több (errorfunction, arctg) függvénnyel is, de más esetben az illesztés hibája nagyságrendekkel nagyobb volt. Céltárgyként az ólomüveg rudat választottam, illetve a statisztikus hiba csökkentésének érdekében 10 pad adatait integráltam, így egy 12 *cm*-es szakasz átmenetét vizsgáltam. Az illesztések a 24. ábrán szerepelnek.



24. ábra. Ólomüveg tégla különböző magasságok mellett mért relatív szóráserrőségére való szigmoid illesztések.

A 24. ábrán a piros pontok x koordinátáinak távolsága adja az elmosódottságot, ezeket a 25. ábrán ábrázoltam a kiértékelés során megadott magasságok függvényében.



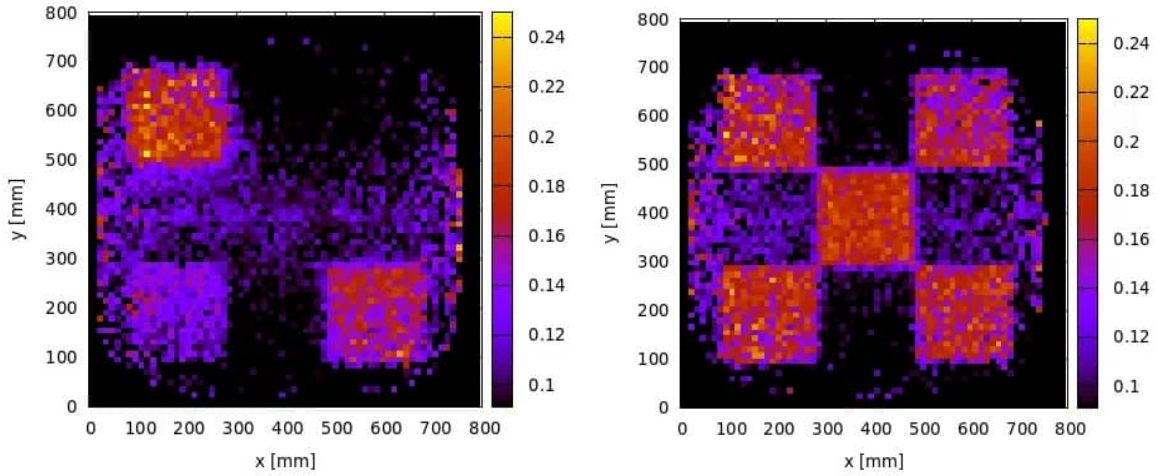
25. ábra. Az elmosódottság mértéke a céltárgymagasság függvényében.

Látszik, hogy a különböző vágások finomhangolása nélkül is jól kivehető minimuma van a görbének, a berednezés alkalmas lehet a jövőben 3 dimenziós képalkotásra.

3.4. Különböző minták összehasonlítása

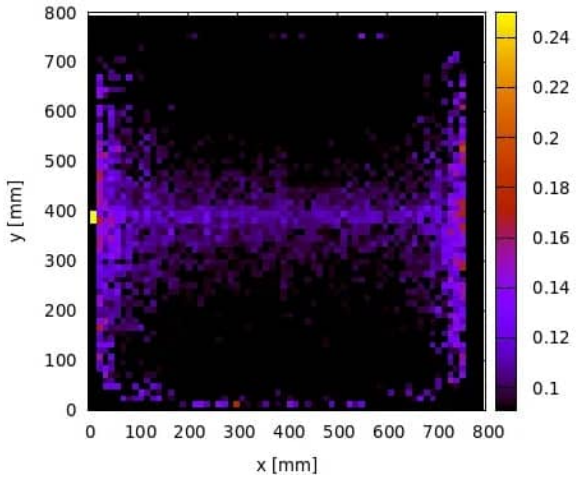
A berendezés egyik legfontosabb feladata, hogy különböző rendszámú szórócentrumokat beazonosítsunk vele. A 19. és a 22. ábrán már látszott, hogy azonos dimenziókkal rendelekző, de más anyagi minőségű objektumok különböző mértékben szórnak, például a nagy rendszámú ólomüvegen és a kisebb rendszámú alumíniumon hasonló magasságuk ellenére nagyban eltérő mértékben szóródtak a müonok.

A 26 ábrán két mérés eredménye látható, mindkét mérés 4 napig tartott. A bal oldali képen 8, 16 és 24 *cm* magasságú betontéglák, a jobb oldalin 2,5 *cm* vastag vastéglák szerepelnek. A képeket ugyanazon a színskálán ábrázoltam, az összehasonlíáts végett. Látható, hogy 24 *cm* betontéglán hasonló számú nagy szögű szóródás tötrént, mint a vason. Ezért fontos, hogy a detektorrendszer jó mélységélességgel rednelkezzen, illetve az, hogy így információt szerezzünk a vizsgált tárgy kiterjedéséről, mivel így lesznek megkülönböztethetőek a minták.



26. ábra. Beton téglák (bal) és vas lapok (jobb) szóráserősség térképe.

A 27. ábrán egy 12 napig tartó céltárgy nélküli mérés eredménye látható, erre azért van szükség, hogy meghatározzuk a különböző mérések során a hátteret, így a kis rendszámú anyagok jobban azonosíthatóak lesznek.



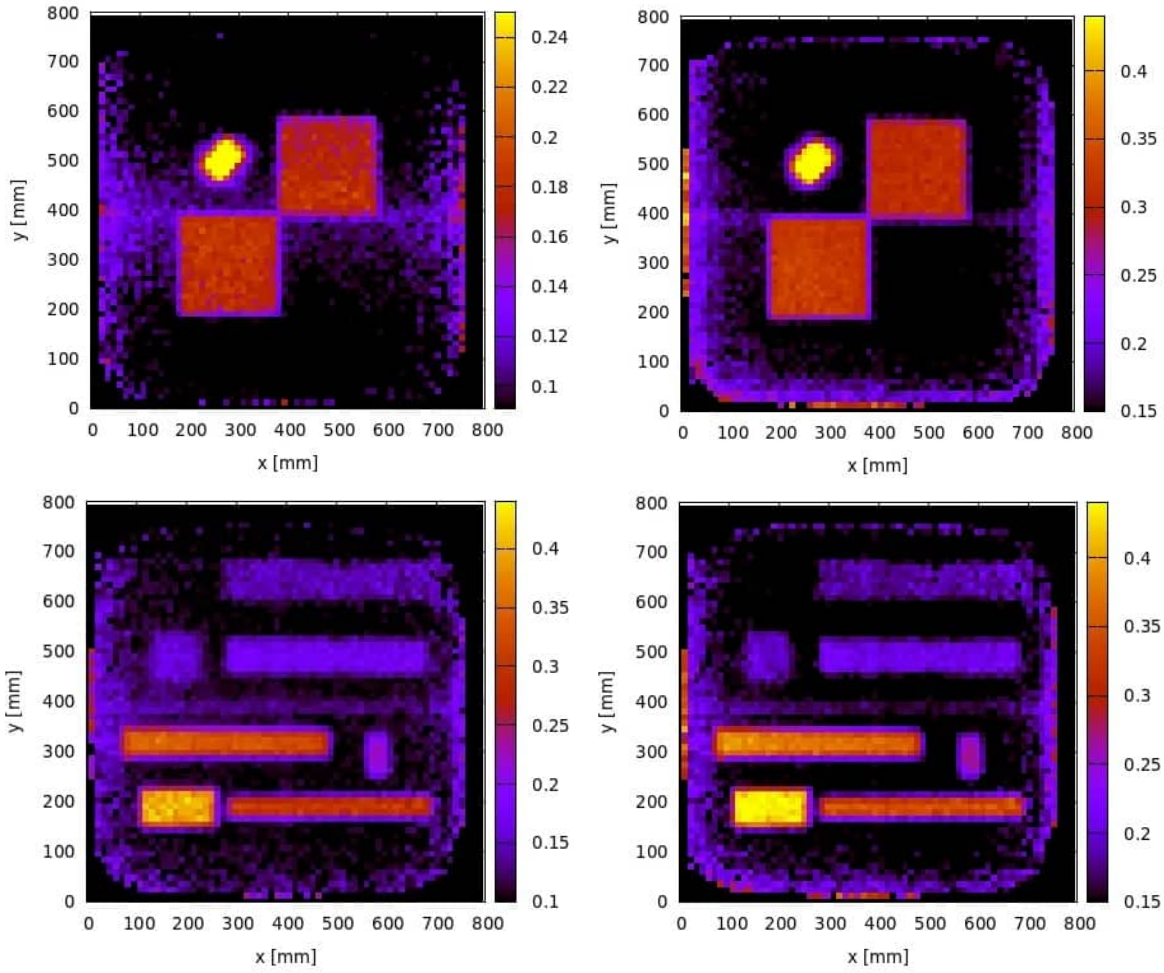
27. ábra. Céltárgy nélküli mérés, a háttérként megjelenik az állvány anyaga, amin jól kivehető a középső és oldalsó polctartó rudak helye.

3.5. Különböző impulzusú részecskék

A MuonSecurity kísérlet egyik fontos eleme, hogy több vas abszorber réteg is el van helyezve a detektorok közé, így különböző impulzus kategógiára tudjuk osztani a szóródott müonokat. Ha meg tudjuk határozni ezeket a kategóriákat, be tudjuk azonosítani a különböző impulzusú eseményeket, akkor a szóródásuk jellege közötti

különbségből következtetni tudunk a céltárgy anyagára.

Ha a céltárgyon szóródott müon eljut az Absorber rétegig azaz átment 2 vas rétegen, akkor az azt jelenti, hogy nagy energiával rendelkezett. A korábbi fejezetekben szereplő szóráserősség térképek ilyen események figyelembevételével készültek, a 28. ábrán ezek hasonlítottam össze olyan mérések eredményével, ahol a müonoktól nem követeltük meg az Absorber rétegig való eljutást, így a kis impulzusú, nagyobb szögben szóródó müonok is részt vesznek a képalkotásban.



28. ábra. Az ábra bal oldalán a már korábban is szereplő, nagy impulzusú müonok detektálásával készült szóráserősség térképek szerepelnek, jobb oldalon a kis impulzusú müonok detektálásával.

Látszik, hogy ha a kis impulzusú müonokat is figyelembe vesszük akkor a kisebb rendszámú anyagok is kontrasztosabban jelennek meg, míg a nagy rendszámúak szétválasztásához a nagyimpulzusúak adnak jelenetős információt.

4. Konklúzió, összefoglalás

A nagy áthatolóképességű kozmikus müonokat radiográfiai mérésekre használó eljárás a müográfia, melynek segítségével nagyméretű objketumok vizsgálhatóak invazív módszerek nélkül. A müográfia egy aktívan kutatott interdiszciplináris terület, amely a müonok fluxusának mérésén alapul, és a geofizikában, régészeti kutatásokban, illetve ipari felhasználásokban jelenthet nagy előrelépést. Alternatív módszer a kozmikus müonok többszörös szóródásán alapuló Muon Scattering Tomography, ami méterskálás céltárgyak belső összetételét tudja feltérképezni, ezzel anyagvizsgálati, ipari, vagy határvédelmi felhasználása is lehetséges.

A szakdolgozatom elkészítése során lehetőségem volt a WignerFK-ban a REGARD kutatócsoport munkálataiba becsatlakozni és részt venni az MWPC detektorainak építésében és fejlesztésében. A MuonSecurity a REGARD csoport szóródási müográfián alapuló kísérlete, célja, hogy a jövőben rövid lefutású mérésekkel minőségi és mennyiségi információt lehessen vele gyűjteni a vizgsált céltárgyról.

A kísérletből származó adatok analízisét én végzem, a dolgozatomban a képalkotás és a berendezés működésének alapjait vizsgáltam. A munkám legfontosabb része egy általam írt képalkotó eljárás volt, először az adatok megfelelő előkészítését és szűrését végeztem el, vizsgáltam, hogy a különböző paraméterek vágásaitól, hogy függ a kép minősége. Vizsgáltam a berendezés mélységélességét, ami a jövőben megvalósuló három dimenziós képalkotás első lépése. Többféle minta összehasonlításával megmutattam, hogy a különböző anyagok képei elkülöníthetőek, illetve be tudtam azonosítani kis impulzusú eseményeket, ami a MuonSecu berendezés egyik új és lényegi eleme.

Diplomamunkám során a kiértékelés alapjaiig jutottam el, igazolva a MuonSecurity kísérleti összeállítás használhatóságát, alapfuncióinak működését. További kutatómunka keretében a kiértékelő renszer fejlesztésével kívánom a berendezés képalkotási képességének határait vizsgálni, és a nagyméretű prototípus tervezését elősegíteni.

5. Kitekintés

A dolgozatomban egyelőre a MuonSecurity használhatóságának csak az alapjait vizsgáltam, a pontosabb analízis csak most kezdődik. Az egyik legfontosabb feladat az eredmények szimulációval való összevetése, validációja. A közeljövőben el fog készülni egy Geant4-es Monte Carlo szimuláció a berendezéshez, ez nagyban javíthatja az esetleges eddig nem ismert háttereknek a kiküszöbölését, illetve segíthet a rendszer geometriai optimalizációjában.

A parkettaméretet a detektálási felbontás és a statisztika határozza meg. Nagy rendszereknél fontos szempont lehet a rövid konfirmációs mérés, illetve a hosszabb részletes vizsgálat is. A 3.2.1 fejezetben lévő beütés téréképen látszik, hogy nem a teljes mérési tartományról származik elegengő adat a megfelelő statisztikához. A szélefektusok (céltárgyon átmenő, aztán a detektor felületéről kiszóródott események) figyelemebevételével növelni lehet az érzékeny felületet, ami növeli a detektor hatásfokát, és csökkenti a méréshez szükséges időt. A mélységélesség vizsgálatánál látszott, hogy a képalkotás során a céltárgy függőleges koordinátájáról is kapthatunk információt, ennek a pontosításával és a megfelelő impulzus- és szögvágások használata mellett lehetőség lesz a jövőben 3 dimenziós képalkotásra is.

A jövőben a MounSecurity saját, erre a célra fejlesztett detektorokat kaphat, illetve a mérőfelület is növelni szeretnénk. Ha a rendszer képes lesz rövid mérések alatt kis bizonytalansággal beazonosítani egy nagy térfogatban a különböző rendszámú szórócentrumok helyét, és meghatározni a dimenzióit, illetve a sűrűségeloszlásukat, akkor a kísérlet továbbfejlesztése alkalmas lehet biztonságtechnikai alkalmazásokra, határvédelemi célokra is.

Köszönetnyilvánítás

Köszönetet szeretnék mondani a témavezetőmnek Dr. Hamar Gergőnek a szakdolgozatom elkészüléséhez nyújtott segítségéért és türelméért, illetve a sok tudásért, amit az évek során kaptam tőle. Dr. Varga Dezsőnek, aki még gimnazistaként befogadott a csoportba, illetve a REGARD csoport összes többi tagjának is. Köszönettel tartozom a családomnak és barátaimnak, akik támogattak az egyetemi tanulmányaim során. Valamint köszöm Dr. Nagy Mártonnak a belső konzulsi segítséget.

A kutatást az OTKA-FK-135349, az ELKH-KT-SA-88/2021, és a TKP2021-NKTA-10 számú pályázat támogatta.

Hivatkozások

[1] V. F. Hess, Measurements of the Penetrating Radiation During Seven Balloon Flights, 1912.

[2] S. H. Neddermeyer, C. D. Anderson, Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles, 1937.

[3] Jeng-Wei Lin et al., Measurment of angular distribution of cosmic-ray muon fuene rate, NIM A 619, 24-27. 2010

[4] H. Jokisch, et al., Cosmic-ray Muon Spectrum up to 1 TeV at 75° Zenith Angle, Physical Review D 19(5), pp 1368-1372 (1979).

[5] B. Rastin, An Accurate Measurement of the Sea-Level Muon Spectrum within the Range 4 to 3000 GeV/c, J. Phys. G: Nucl. Phys 10, pp 1609-1628 (1984)

[6] G.R. Lynch, O.I. Dahl, Approximations to Multiple Coulomb Scattering, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 58, pp 6-10 1991

[7] L.J. Schultz, K.N. Borozdin, Image reconstruction and material Z discrimination via cosmic ray muon radiography, 2004

[8] H. Geiger, W. Muller, Demonstration des Elektronenzählrohrs, Physikalische Zeitschrift 30, 523, 1929,

[9] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, Cern, 1977

[10] G. Charpak, Evolution of the Automati Spark Chambers Annual Review of Nulear Siene, 20, 195-254., 1970

[11] D. Varga, G. Hamar, G. Kiss, CCC: low material budget MWPC". Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 698, 11–18. old., 2013

[12] L. Oláh, G. G. Barnaföldi, G. Hamar, H. G. Melegh, G. Surányi, and D. Varga, Close Cathode Chamber technology for cosmic particle tracking, Journal of Physics: Conference Series, vol. 632, no. 1, Article ID 012020, 2015.

[13] D. Varga, et al., High Efficiency Gaseous Tracking Detector for Cosmic Muon Radiography, Adv. High Energy Phys, Article 1962317, 2016

[14] E. P. George, Cosmic rays measure overburden of tunnel. Commonwealth Engineer 455–457, 1955

[15] L. W. Alvarez, J. A. Anderson et al., Search for Hidden Chambers in the Pyramids, Science 167, 832, 1969

[16] R. Alfaro, V. Grabski et al., Searhing for possible hidden chambers in the Pyramid of Sun, Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conferene 5, 2008

[17] H. Tanaka et al., Development of a two-fold segmented detection system for near horizontally cosmic-ray muons to probe the internal structure of a volcano, NIM PR A 507 657-669, 2003

[18] L. Oláh, Hiroyuki K. M. Tanaka, Muography of Magma Intrusion Beneath the Active Craters of Sakurajima Volcano Muography, Exploring Earth's Subsufrace with Elementary Particles, 2022, L. Oláh, D. Varga, H. K. M. Tanaka

[19] L. Oláh, H. K. M. Tanaka, T. Ohminato et al., High-definition and low-noise muography of the Sakurajima volcano with gaseous tracking detectors, Sci. Rep. 8, 3207, 2018

[20] L. Oláh, G. G. Barnaföldi, G. Hamar, H. G. Melegh, G. Surányi, D. Varga, Cosmic Muon Detection for Geophysical Applications (DOI), Advances in High Energy Physics, Vol. 560192, 2013

[21] G. Hamar, G. Surányi, L. Oláh, D. Varga Exploration of Underground Cave Systems with Muography Muography, Exploring Earth's Subsufrace with Elementary Particles, 2022, L. Oláh, D. Varga, H. K. M. Tanaka

[22] K.N. Borozdin, et al., Radiographic imaging with cosmic-ray muons, Nature, 422, p. 277, 2003

[23] A. Clarkson et al., Characterising encapsulated nuclear waste using cosmic-ray muon tomography, Journal of Instrumentation, Volume 10, 2015

[24] H. Fujii et al., Imaging the inner structure of a nuclear reactor by cosmic muon radiography, Progress of Theoretical and Experimental Physics, 2019

[25] G. Hamar, User's Guide for the REGARD MuonTomograph RaspberryPi Based Data Acquisition System and its Graphical User Interface 2015, online: https://regard.wigner.hu/cikkek/MtRD_Guides_20150306.pdf

NYILATKOZAT

Név: Csatlós Botond Csaba

ELTE Természettudományi Kar, szak: Fizika BSc

NEPTUN azonosító: XLIZ1C

Szakdolgozat címe:
Kozmikus müonok szóródásával való képalkotás alapjainak vizsgálata

A **szakdolgozat** szerzőjeként fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy a dolgozatom önálló szellemi alkotásom, abban a hivatkozások és idézések standard szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Budapest, 2022.06.05 _____

a hallgató aláírása