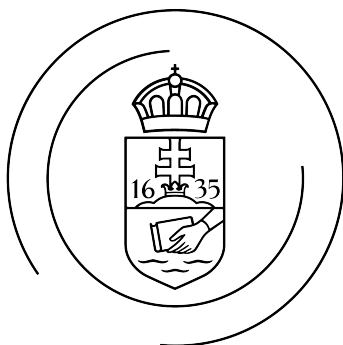


4π müográfia

OTDK pályamunka



ELTE | TTK

Toronyi András

ELTE Fizika BSc 3. évf.

Témavezetők:

Dr. Varga Dezső

HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont
Innovatív Detektorfejlesztő „Lendület” Kutatócsoport

Dr. Oláh László

HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont
Nagyenergiás Geofizika Kutatócsoport

2025

Kivonat

A kozmikus sugárzás keltette másodlagos részecskék Föld felszínét elérő komponensét elsősorban müonok alkotják. Ezek a nagy áthatolóképességű részecskék kiterjedt objektumok roncsolásmentes leképezését teszik lehetővé hozamuk mérése által. Ezen mérés technika neve müográfia. A HUN-REN Wigner FK Innovatív detektorfejlesztő „Lendület” kutatócsoportja költséghatékony és alkalmazás orientált detektorokat fejleszt müográfiai célokra.

2022-ben Japánban müográfiai módszerekkel sikeresen figyeltek meg tájfunok okozta légköri sűrűségváltozásokat, azonban a tájfunok belső szerkezetét és dinamikáját még nem tárták fel az alkalmazott berendezés korlátai miatt. Ez adott motivációt egy nagy térszögben látó müondetektor fejlesztésére, amiben én is részt veszek. Dolgozatomban a detektor fejlesztésével végzett munkámat és az új detektor mérési eredményeit foglalom össze.

Bemutatom a detektor újszerű geometriáját és a detektor működését. Bemutatom a szoftvert amelyet a berendezés adatainak rekonstrukciójára és elemzésére fejlesztettem: kitérek a részecskepályák rekonstrukciójára, a detektor hatásfokának meghatározására és egyéb mérést befolyásoló tényezők figyelembevételére. Továbbá bemutatom a detektorral végzett mérések eredményeit.

A nagy látószögű megfigyelések által lehetőség nyílt a müonfluxusban megfigyelhető irányfüggő inhomogenitások és a légköri nyomás kapcsolatának feltárása. A mérési eredményeket ismertetve bemutatom milyen százalékos nagyságrendű változások kimérésére alkalmas a detektor a müonfluxus nyomás- és irányfüggését tekintve, ezzel egy lépéssel közelebb kerülve a müográfia légkörtani alkalmazhatóságához.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	1
1.1. Kozmikus sugárzás	1
1.2. A müonfluxus mérése	3
1.3. Müográfia	4
2. Müondetektorok	5
2.1. Müográfiai detektorok általában	5
2.1.1. Szcintillátoros detektorok	5
2.1.2. Emulziós detektorok	6
2.1.3. Gáztöltésű detektorok	6
2.2. Újszerű MWPC detektorok felépítése és működése	8
3. Légköri müográfia	10
3.1. A müonfluxus irányfüggése	11
3.2. A müonfluxus nyomásfüggése	11
3.3. Motiváció: trópusi ciklonok megfigyelése Japánban	12
4. Nagy térszögben látó detektor	13
4.1. Detektor geometriája	13
4.2. Adatok felvétele és az analizáló szoftver működése	15
4.3. Nyomkövetés	17
4.3.1. Nyomkövetés matematikája	18
4.3.2. A nyomkövetési algoritmus	20
4.3.3. Geometria finomhangolása	24
4.4. Detektor hatásfoka és átlagos erősítése	28
4.4.1. Nyomkövetési hatásfok	28
4.4.2. Trigger hatásfok	31
4.4.3. Átlagos erősítés	31
4.4.4. Halott csatornák és a kamrák érzékeny felületének meghatározása	34
5. Nagy térszögű müográfia	35
5.1. Müonhozam nyomásfüggése különböző zenitszögekben	36
5.2. Müonhozam nyomásfüggése különböző azimutszögekben	40
5.3. Kitekintés: A müonfluxus magasságfüggése	43
6. Összefoglalás	45
A. 3D nyomkövetési algoritmus kódja	46
B. Saját eredmények	49

1. Bevezetés

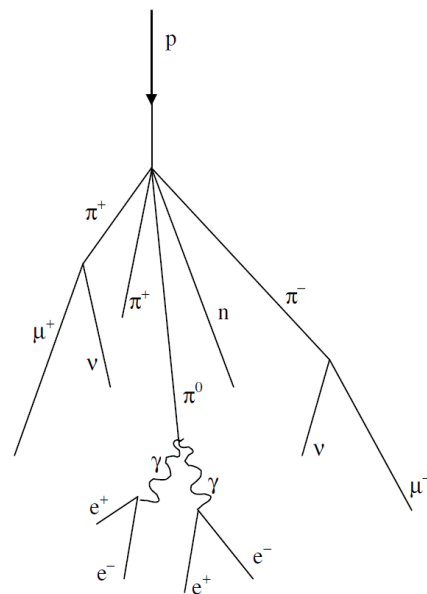
1.1. Kozmikus sugárzás

A kozmikus sugárzás asztrofizikai objektumokból, például a Napból vagy szupernóvákban érkező részecskék sokasága, melyek eléri a Föld légkörét. Összetételét tekintve nagyrészt protonokból, kisebb részt α részecskékből és könnyebb atommagokból áll. Ezen részecskék a Föld légkörének atomjaival ütközve részecskezápороkat hoznak létre, amelyek tovább haladva a földfelszín is elérhetik.

A kozmikus sugárzást 1912-ben Victor Franz Hess osztrák fizikus fedezte fel. Akkoriban a légkörben megfigyelhető ionizációért a kőzetek radioaktivitását tartották felelősnek. Amennyiben ez igaz lett volna, úgy a tengerszint feletti magasság növekedésével az ionizáció mértékének csökkennie kellett volna. Hess ezt cáfolta meg hőlégballonokon végzett mérései során. Miközben 5300 m magasra emelkedett azt tapasztalta, hogy az ionizáció mértéke nem csökkent, hanem háromszorosára nőtt. Ebből következtetett kozmikus eredetű sugárzás létezésére[1], aminek felfedezéséért 1936-ban Nobel-díjat kapott.

Hess mérései után a kozmikus sugárzás a figyelem középpontjába került és annak vizsgálata során több új részecskét, köztük a munkám szempontjából lényeges müont is felfedezték. A részecske első megfigyelése S. H. Neddermeyer és C. D. Anderson nevéhez fűződik.[3] Ők mágneses térbe helyezett ködkamrákban vizsgálták a részecskezápороkkal érkező részecskék nyomvonalait. Mérték azok sebességét és impulzusát, amiből a részecskék tömege meghatározható volt. Így figyeltek meg egy elektronnál jóval (kb. 200-szor) nehezebb, de protonnál könnyebb ± 1 elemi töltésű részecskét, a müont.

A müonok nem közvetlenül a kozmikus sugárzással érkeznek, hanem a kozmikus sugárzás részecskéi által keltett részecskezápороkban keletkeznek, túlnyomórészt töltött pionok és kaonok bomlástermékeként az (1.1a) és (1.1b) folyamatokban. A pionok és kaonok is csupán másodlagos részecskéi a kozmikus sugárzásnak, az érkező protonok (és más atommagok) légkör atomjaival való ütközéseiben keletkeznek. Az 1.1. ábra egy részecskezápоро kialakulását szemlélteti.



1.1. ábra. Kozmikus sugárzás nyomán kialakuló részecskezápоро. Forrás: [2]

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \bar{\nu}_{\mu} \quad (1.1a)$$

$$K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \bar{\nu}_{\mu} \quad (1.1b)$$

A földfelszín elérő, kozmikus sugárzás hatására keletkező részecskék nagy része müonokból áll. A müonok átlagos élettartama $2.2 \mu s$ és a légkörben több km magasra keletkeznek.[4] Ezen részecskék fénysebességhez közeli sebességgel, azaz a relativisztikus kinematika szerint mozognak a légkörben. Az idődilatáció jelenségének köszönhetően eljutnak a Föld felszínére is. Az pedig, hogy viszonylag nagy mennyiségben eléri a felszín más részecskékhez képest, a müonok légkörben elszenvedett kis energiavesztésének és kis kölcsönhatási hatáskeresztmetszetének köszönhető.[5]

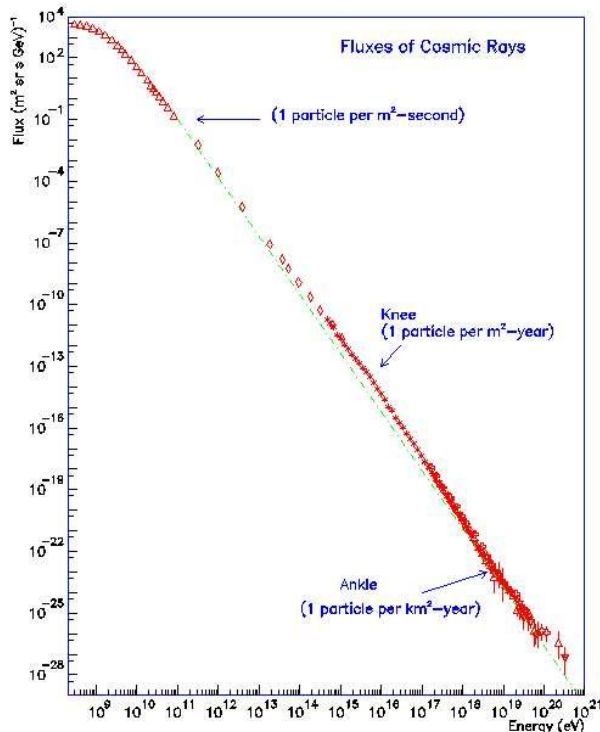
A lejártszódó folyamatok pontosabb megértéséhez vezessük be a légköri mélység fogalmát. A légköri mélység azt jellemzi, hogy a légkörben haladó részecskének mekkora mennyiségű anyagok kell áthaladnia. Ezt (1.2) szerint a légkör $\varrho(h)$ sűrűségének megfigyelési pont fölötti tartományra vett magasság szerinti integráljaként definiáljuk.

$$X = \int_h^\infty \varrho(h') dh' \quad (1.2)$$

(1.2)-ben X a légköri mélység, aminek szokványos mértékegysége g/cm^2 . Az integrálást itt formálisan ∞ -ig végezzük, de valójában a légkör sűrűsége néhány 100 km magasan már elhanyagolható. Az (1.2) szerinti definíció a függőlegesen érkező részecskékre vonatkozik. A $\vartheta < 60^\circ$ zenitszögben érkező részecskékre a földfelszín síknak tekinthető és a légköri mélység ennek megfelelően $1/\cos \vartheta$ szerint skálázódik, az ennél nagyobb zenitszögben érkező részecskékre a Föld görbülete nem elhanyagolható és a légköri mélység kifejezése bonyolultabbá válik. A teljes légköri mélység a függőlegesen érkező részecskékre körülbelül $1000 \text{ g}/\text{cm}^2$.

A légkörben haladó részecskékhöz vezessünk be még két mennyiséget: az átlagos szabad úthosszt (jelölje λ), amit egy részecske két kölcsönhatás között átlagosan megtesz, és az átlagos bomlási úthosszt (jelölje d), amit egy instabil részecske átlagosan megtesz mielőtt elbomlana. Ez utóbbi mennyiség energiafüggő is. Mindkét mennyiséget a légköri mélységgel azonos g/cm^2 egységben értjük.

A kozmikus sugárzással érkező nukleonokra $\lambda \sim 80 \text{ g}/\text{cm}^2$, így a légkör vastagsága több, mint tízszerese a nukleonok szabad úthosszának. Müonok tipikusan a felső légkörben az első néhány kölcsönhatásban keletkeznek.



1.2. ábra. Elsődleges kozmikus sugárzás energiaspektruma. Forrás: [6]

A müonok energiaspektrumát így, ha nem is triviális módon, de teljes mértékben meghatározza az őket keltő mezonok energiaspektruma.[5] A keletkező pionok energia-

Egy részecskét tekintve annak valószínűsége, hogy az elbomlik vagy kölcsönhatásba lép attól függ, hogy λ vagy d a nagyobb. Mivel d energiafüggő, így például az, hogy egy pion elbomlik és müon keletkezik belőle, vagy kölcsönhatásba lép a légkör atomjaival újabb pionokat létrehozva, az eredeti pion energiájától függ. Kisebb energiájú pionok esetén az elbomlás dominál így kisebb energiájú müonok keletkeznek, amik azonban nagyrészt maguk is elbomlanak vagy a légkörben elnyelődnek. Nagyobb energiájú pionok esetén pedig az valószínűbb, hogy a részecske kölcsönhatásba lép újabb, valamivel kisebb energiájú pionokat létrehozva, amik bomlásából már földfelszínt elérő müonok keletkeznek.

Konkrét energiákat tekintve egy földfelszínt elérő kozmikus müon keltéséhez legalább 5 GeV energiájú pionra van szükség, de a legtöbb müon keletkezéséért a 10 GeV – 100 GeV energiájú pionok felelősek.

spektrumát pedig az elsődleges kozmikus sugárzás energiaspektruma határozza meg, amit az 1.2. ábra mutat. Az ábrán is jól látható, hogy viszonylag nagy számban keletkezhetnek olyan pionok, amik egy földfelszín elérő kozmikus müon keltéséhez elég nagy energiájúak. Így a függőlegesen érkező kozmikus müonok fluxusa a tengerszinten nagyságrendileg $1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. [7]

1.2. A müonfluxus mérése

Egy részecsketípus *irányfüggő intenzitása* vagy egyszerűen *intenzitása* definíció szerint az egységnyi dt idő alatt, $d\Omega$ térszögelem irányból, dA felületelemre beérkező részecskék dN száma. Ezt I -vel jelöljük és a definíció szerint az (1.3) kifejezéssel adhatjuk meg.

$$I(\vartheta, \varphi) = \frac{dN}{dA dt d\Omega}, \quad (1.3)$$

ahol ϑ jelöli a zenitszöget és φ az azimutszöget. Az intenzitás függhet a részecske energiájától, de sokszor csak a teljes energiaspektrumra integrált intenzitással foglalkozunk. Ebben a dolgozatban is intenzitás alatt ezt értjük. Az intenzitás fogalmából definiálható két másik mennyiség: a *fluxus* és az *integrált intenzitás*. Ezek például [8]-ban a következő módon vannak definiálva:

$$J_1 = \int_{\cap} I(\vartheta, \varphi) \cos \vartheta d\Omega \quad (1.4a)$$

$$J_2 = \int_{\Omega} I(\vartheta, \varphi) d\Omega \quad (1.4b)$$

Itt J_1 a fluxus és J_2 az integrált intenzitás. A fluxus definíciójában $\cap$ a felső félgömbre vett integrálást jelöli ($\vartheta \leq \pi/2$), míg az integrált intenzitás esetében a teljes térszögre kell integrálni. A fluxus jelentése tehát egy vízszintes dA felületelemre merőlegesen beérkező részecskék száma egységnyi idő alatt, míg az integrált intenzitás egy dA felületelemre bármilyen irányból érkező részecskék száma egységnyi idő alatt. A dolgozatban ezeket a fogalmakat valamivel általánosabban használom és integrált intenzitás alatt egy tetszőleges $\Delta\Omega$ térszögre integrált irányfüggő intenzitást értek és $J_{\Delta\Omega}$ -vel jelölöm:

$$J_{\Delta\Omega} = \int_{\Delta\Omega} I(\vartheta, \varphi) d\Omega \quad (1.5)$$

A müonfluxus vagy intenzitás mérésekor valamilyen $\Delta\Omega$ térszög irányból beérkező ΔN müonszámot mérjük egy Δt hosszúságú időintervallumban. A méréshez használt detektorunk ΔA effektív felületét ismerve az adott irányból érzékelt integrált intenzitására a következő becslést adhatjuk:

$$J_{\Delta\Omega}^{(m)} = \frac{\Delta N}{\Delta t \Delta A}, \quad (1.6)$$

ahol $^{(m)}$ jelöli, hogy a mennyiség mérésebből adódik. Ennek bizonytalansága a kozmikus müonok detektorba érkezésnek statisztikus voltából adódik. A folyamat Poisson-folyamatként modellezhető. Ha az idő függvényében $J_{\Delta\Omega}(t)$ írja le a müonhozam átlagos intenzitását, akkor a detektorba érkező müonok számának eloszlása a Δt intervallumban egy $\Delta A \cdot \int_{\Delta t} J_{\Delta\Omega}(t) dt$ paraméterű Poisson-eloszlással írható le.

$$P(\Delta N = k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}, \quad \lambda = \Delta A \cdot \int_{\Delta t} J_{\Delta\Omega}(t) dt \quad (1.7)$$

A müionhozam időfüggése a környezeti paraméterek (például nyomás, hőmérséklet) időfüggéséből adódik. Erre részletesebben 3. fejezetben térek ki. A Poisson-eloszlás várható értéke és szórásnégyzete is a λ paraméterével egyezik meg, így a mérésünk alapján λ torzítatlan becslése és annak bizonytalansága $\Delta N \pm \sqrt{\Delta N}$. Innen a mérés bizonytalansága hibaterjedéssel adódik és az (1.8) kifejezéssel kapható meg.

$$J_{\Delta\Omega}^{(m)} = \frac{\Delta N}{\Delta t \Delta A} \pm \frac{\sqrt{\Delta N}}{\Delta t \Delta A} \quad (1.8)$$

Mérésünkkel ezek alapján a tényleges integrált intenzitás Δt intervallumra vett átlagát becsüljük meg. Több egymást követő időintervallumot véve a müionhozam időfüggése is vizsgálható.

A dolgozat szempontjából további fontos eset, mikor kizárólag a relatív változásokra vagyunk kíváncsiak. Ekkor egy T hosszúságú mérésből kapott átlagos integrált intenzitáshoz képesti relatív változását vizsgáljuk a Δt intervallumok átlagos integrált intenzitásának. A teljes mérésre vett átlagos integrált intenzitást (1.8) alapján az alábbi formula adja.

$$\langle J_{\Delta\Omega}^{(m)} \rangle = \frac{N}{T \Delta A} \pm \frac{\sqrt{N}}{T \Delta A}, \quad (1.9)$$

ahol N a teljes mérés ideje alatt detektorba érkező müionok száma és $\langle J_{\Delta\Omega}^{(m)} \rangle$ a teljes mérésre vett átlagos integrált intenzitás. Ekkor a Δt intervallumban az úgynevezett relatív integrált intenzitás (1.10) szerint becsülhető. Ezt a mennyiséget jelölje $\delta J_{\Delta\Omega}^{(m)}$

$$\delta J_{\Delta\Omega}^{(m)} = \frac{J_{\Delta\Omega}^{(m)}}{\langle J_{\Delta\Omega}^{(m)} \rangle} = \frac{T}{\Delta t} \frac{\Delta N}{N}, \quad (1.10)$$

a mennyiség relatív bizonytalansága pedig a hibaterjedés szerint

$$\frac{\Delta \delta J_{\Delta\Omega}^{(m)}}{\delta J_{\Delta\Omega}^{(m)}} = \sqrt{\frac{1}{N} + \frac{1}{\Delta N}} \approx \frac{1}{\sqrt{\Delta N}}, \quad (1.11)$$

ahol az utolsó közelítés akkor érvényes, ha $N \gg \Delta N$, ami legtöbbször teljesül. A relatív intenzitások vizsgálatának előnye az is, hogy nincs szükség a mérést végző detektor effektív felületének ismeretére, ez attól független mennyiség. Kizárólag a beérkező részecskeszámától és a mérési időtől függ.

1.3. Müoográfia

A müoográfia a földfelszínre elérő kozmikus müionok képalkotásra való felhasználása.[9] Az eljárás elve a röntgenes vizsgálathoz nagyon hasonló. A leképezni kívánt objektum alatt vagy mögött mérjük a kozmikus müionok fluxusát és a különböző irányból mért fluxus alapján meghatározzuk az objektum sűrűsége szerkezetét.

Egy adott irányból mért müionfluxus és az anyagmennyiség között, amin a részecskék áthaladnak, antikorrrelációs kapcsolat van: több anyagmennyiség esetén kisebb hozam mérhető, kevesebb anyagmennyiség után nagyobb hozam mérhető. Az anyagmennyiség a

légköri mélységhez hasonló módon a részecske úthossza mentén az anyag sűrűségére vett integrálként definiálható.

A müografikus képalkotás nagy előnye, hogy passzív és roncsolásmentes, ugyanis mesterséges sugárforrás helyett a légkörben keletkező természetes háttérsugárzás részét képző müonokat mérjük. A müonok nagy áthatolóképessége és kis eltérései (többszörös szóródás esetén is) pedig lehetővé teszik, hogy kiterjedt, sűrű objektumok is leképezhetőek legyenek kellő felbontással biztonságos távolságból. A müográfiát ezen tulajdonságai napjainkban egy gyorsan fejlődő és sokat ígérő tudományterületté tették, számtalan helyen alkalmaznak már ilyen módszereket.

Első alkalmazások közül talán a legismertebb a Luis W. Alvarez által vezetett kísérlet. A kutatók Gíza második legnagyobb piramisában, a Kephren piramisban kerestek korábban még felfedezetlen kamrákat. A mérések során végül nem találtak ilyet, azonban mégis nagy eredménynek számított, hogy a piramis átvizsgálása mindenféle roncsolás nélkül elvégezhető volt.[10]

Müografiai módszereket használnak ezen túl például vulkánok monitorozására vagy barlangok feltérképezésére is. Az Innovatív Detektorfejlesztő „Lendület” kutatócsoport több ilyen projektben is részt vesz. Egy-két példát említve: hazai fejlesztésű műszerek üzemelnek a Sakurajima vulkán megfigyelését végző *Sakurajima Müografiai Obszervatóriumban* (SMO)[11–15], a csoport végzett több föld alatti mérést is például a Molnár János-barlangban, a Pilisben található Ajándék-barlangban és Köbányán is.[16]

Újjonnan pedig nagyobb légköri jelenségek például tájfunok átvilágítására is alkalmaznak bizonyult a módszer (lásd a 3. fejezetben)[17].

2. Müondetektorok

Ebben a fejezetben bemutatom, hogy milyen módszerekkel, eszközökkel mérhetjük a kozmikus müonok fluxusát. Három detektortípust tárgyalok, ezek közül pedig egyre térek ki részletesebben, amivel a kutatásom során is foglalkoztam.

2.1. Müografiai detektorok általában

A müondetektoroknak három fő típusa van ezeket mutatom be alább. Mindegyik típusnak vannak előnyei és hátrányai. Ezeket figyelembe véve választják ki a legmegfelelőbbet a különböző alkalmazásokra.

2.1.1. Szcintillátoros detektorok

A szcintillátoros detektorok szcintillátor-anyagot használnak a kozmikus müonok detektálására. Gyakoriak például a műanyag szcintillátorok, amik polisztirolból és valamilyen adalékanyagból (pl. 2,5-difenil-oxazol) készülnek.[18]

A szcintillátor - anyagok a beérkező részecske energiáját elnyelik és fotonok formájában kisugározzák. Általában nem keletkezik annyi foton, hogy a jel érzékelhető legyen, ezért a keletkező fotonokat fotoelektron-sokszorozóval alakítják mérhető jellé. A fotoelektron-sokszorozókban a beérkező fotonok fotoeffektussal elektronokat löknek ki egy fotokatód-ból, amik ezt követően egyre nagyobb feszültségre kapcsolt dinódák felé gyorsulnak. A dinódákból 1-1 elektron képes több új elektront kilökní ezzel sokszorozva a jel nagyságát dinódáról dinódára. Egy fotoelektron-sokszorozóban tipikusan 8-12 dinóda található.

Szcintillációs detektorokat előszeretettel alkalmaznak műográfiai mérésekhez, mert nagy sebességű, valós idejű adatkiolvasást tesznek lehetővé. Emellett igen kompakt és robusztus szerkezetek, a környezeti paraméterekkel szemben ellenállóak.[18] Hátrányai közé tartozik, hogy nagy hely- és szögfelbontás csak magas költségek árán érhető el. Az ilyen típusú detektorok jellemzően nehezek is, így kevésbé modulárisak, illetve a működtetésükhöz szükséges elektronika fogyasztása is magas.

2.1.2. Emulziós detektorok

Az emulziós detektorok kémiai alapon működnek. A detektor fotografikus lemezekon rögzíti a rajta áthaladó töltött részecskék nyomait. A fotografikus lemez egy ezüst-bromid (vagy más ezüst-halogenid) kristályokat tartalmazó zselészerű anyag. A töltött részecske ezen áthaladva ionizálja az ezüst-bromidot, ami kémiai reakciókhoz vezet, ezzel a részecske a lemezen nyomot hagy. A lemezen a részecskenyomok utólagosan előhívhatók és mikroszkóppal vizsgálhatók.

Ez a módszer igen nagy (néhány mikronos) helyfelbontást tesz lehetővé. További előnye, hogy működtetéséhez nincs szükség elektronikára, így alkalmazható olyan helyeken, ahol ez nehezen lenne kivitelezhető, például víz alatt is.[19] Hátránya, hogy nem képes valós idejű adatokat előállítani, csak utólagos rekonstrukcióra van lehetőség, valamint triggerelésre sem képes. Ezen túl az ilyen detektorok detektálási hatásfoka szobahőmérséklet felett romlik, így csak jól megválasztott környezetben, például föld felszíne alatt vagy építmények belsejében használják.

2.1.3. Gáztöltésű detektorok

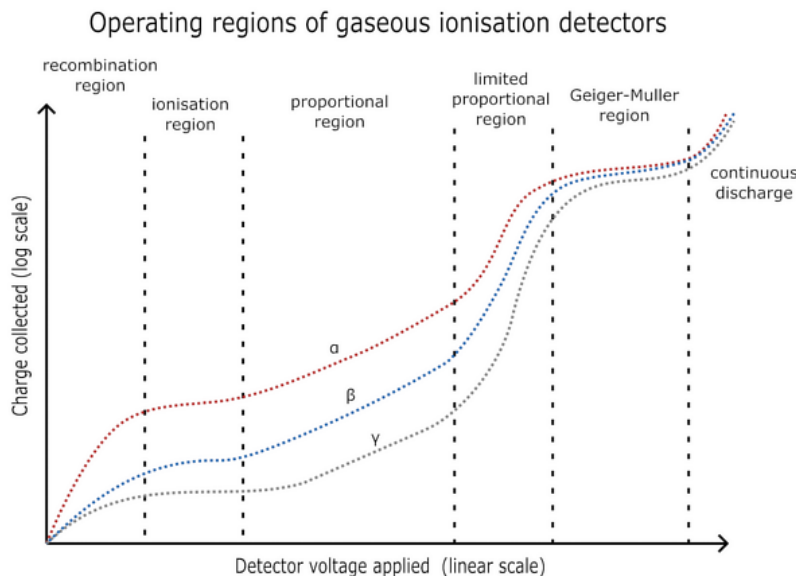
A gáztöltésű detektorok a kozmikus müonok ionizációs tulajdonságát használják ki. A gáz ionizációja során keletkező elektronok felerősített jelét tudjuk detektálni. A gáztöltésű detektorok felépítése a következő: a gázteret egy földelt katód veszi körül a gáztérben pedig nagyfeszültségre kapcsolt anódszál(ak)at feszítünk ki.

A müonok a gáztéren áthaladva ionizálják a gáz atomjait, elektronokat leszakítva róla. Ez még nem lenne detektálható jel, mert tipikusan csak néhány száz elektron-ion pár keletkezik centiméterenként.[20] A keletkező jel felerősítését a gázerősítés jelensége teszi meg. Az atomokról leszakadó elektronok a nagyfeszültségű anódszál irányába gyorsulnak. A szál felé haladva egyre nagyobb az elektromos tér, így kellően közel az elektronok két ütközés között képesek lesznek akkora energiára szert tenni, hogy maguk is további atomokat ionizáljanak. Ezzel úgynevezett elektronlavina jön létre, ami exponenciálisan, $10^3 - 10^4$ -szeresére növeli az elektronok számát. Ez a jel pedig már érzékelhető nagyságú.

Természetesen az erősítés (vagyis az elektronsokszorozás mértéke) függ az alkalmazott nagyfeszültségtől. Ez alapján a gáztöltésű detektorok három típusát különböztetjük meg, a használt feszültségtartományokat a 2.1. ábra szemlélteti.

- Az ionizációs kamrák az ábra első platóját használják, akkora feszültséget alkalmaznak, hogy a keltett elektronokat maradéktalanul összegyűjtsék, azonban erősítés nem történik. Az ilyen detektorok nagy fluxusú sugárzás mérésére alkalmasak.
- A görbe lineáris részét használó detektorokat proporcionális számlálóknak hívják. Itt a mért jel nagyságából az erősítés mértékére és ezzel a részecskék energiájára lehet következtetni.

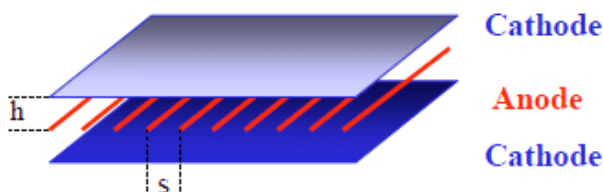
- A görbe második platóját az úgynevezett Geiger-Müller számlálók használják. Ekkor maximális erősítés érhető el még kisebb energiájú részecskék esetén is. Így a részecskék energiája nem mérhető, de mivel a legtöbb részecskét így detektálni tudjuk, az ilyen típusú detektorok kis fluxusú sugárzások detektálására is alkalmasak.



2.1. ábra. Az erősítés mértéke gáztöltésű detektorokban az anódszálra kapcsolt feszültség függvényében. Forrás: [21]

A gáztöltésű detektorokban általában kétkomponensű gázkeveréket használnak. Az első komponens általában nemesgáz (pl. argon) ez tölti be az aktív gáz szerepét. A nemesgázok nem alkotnak molekulákat, egyatomos gázok, így nincsenek forgási és rezgési módusaik, amiket az ütköző elektronok gerjeszthetnének. Ezen felül ionizációs energiájuk is kellően alacsony. Így az elektronok minden energiája az atomok elektronjainak gerjesztésére és további ionizálásra fordulhat.

A gázkeverék másik komponense az úgynevezett kioltó gáz. Ez általában egy nagyobb, sokszor valamilyen szénhidrogén molekula (pl. szén-dioxid vagy metán), sok gerjeszthető rezgési és forgási móddal. Ennek szerepe, hogy a gerjesztett, de nem ionizált atomok relaxálásakor kibocsátott fotonokat elnyelje. Ezek a fotonok képesek lennének a katódból fotoeffektussal elektronokat kilökní és további atomokat gerjeszteni, ionizálni, ami a mérést teljesen ellehetetlenítené. Az ideális gázkeverék aránya az alkalmazástól, a detektor által ellátott feladattól függ.



2.2. ábra. MWPC kamra vázlatos rajza. Forrás: [22]

A gáztöltésű detektorok egy továbbfejlesztett változata a sokszálas proporcionális kamra (*Multiwire Proportional Chamber*, MWPC), amit G. Charpak talált fel 1968-ban, majd 1992-ben Nobel-díjat kapott érte.

Az MWPC-ben a gázteret két földelt katód síklap veszi körül és a gáztérben egymással párhuzamosan kifeszített anódszálak vannak. Egy MWPC vázlatos rajzát mutatja a 2.2. ábra. A működési elve megegyezik a proporcionális kamra működésének elvével, de az áthaladó részecskének a helyéről is információt kaphatunk megfigyelve, hogy a kamra mely szálai adtak jelet. A Wigner FK Innovatív Detektorfejlesztő „Lendület” Kutatócsoportja újszerű MWPC kamrákat is fejleszt, és kutatásom során én is ilyen kamrákból összeállított detektorral foglalkoztam. A következő fejezetben a kutatócsoport kamráit mutatom be részletesebben.

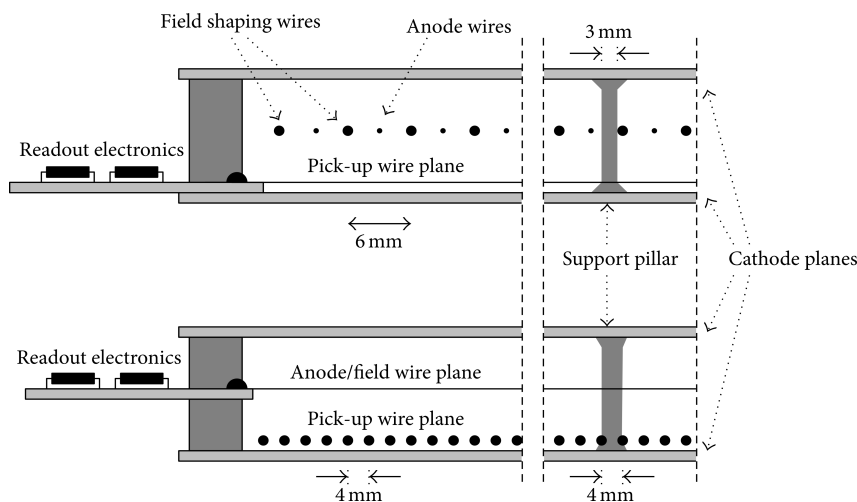
2.2. Újszerű MWPC detektorok felépítése és működése

Az Innovatív Detektorfejlesztő „Lendület” kutatócsoport (korábbi nevén REGARD) könnyű szerkezetű, mechanikai pontatlanságokkal toleránsabb MWPC detektorokat fejleszt.[23–28] Ezek üzemeltetéséhez nincs szükség laboratóriumi körülményekre, terepi mérésekben is effektíven alkalmazhatók.

A csoport több méretben is fejleszt kamrákat: $40\text{ cm} \times 40\text{ cm}$, $80\text{ cm} \times 80\text{ cm}$ és $120\text{ cm} \times 80\text{ cm}$ felületű MWPC-eket is készítenek, amiknek vastagsága 2.5 cm.

A kamrák falai és a katódlapok is üvegszálazs epoxyből vannak valamint a ragasztás is epoxyval történik, hogy a kamra minden része azonos hőtágulási viselkedést mutasson. A kamra gáztere 22 mm vastagságú, a katódlapok 1.5 mm vastagok és rézzel vannak bevonva mindkét oldalukon. A nagyobb méretű kamrákban ($80\text{ cm} \times 80\text{ cm}$ és $120\text{ cm} \times 80\text{ cm}$) ezen túl mechanikai stabilitást biztosító 3D nyomtatott tartóoszlopok is találhatóak. A használt gáz 82 : 18 arányú Ar – CO₂ gázkeverék. [28]

Minden kamrában két szálsíkot feszítenek ki egymásra merőlegesen, ezeket a 2.3. ábra szemlélteti. A felső szálsíkban kétfajta szál található felváltva: az anódszálak és a térformáló szálak (*‘field wire’*, FW), míg az alsó szálsíkban csak egyfajta szál van: a felvevő szálak (*‘pick-up wire’*, PW). Az anódszálak $25\text{ }\mu\text{m}$ átmérőjű aranyozott wolframszálak, míg a többi szál $100\text{ }\mu\text{m}$ átmérőjű rézszál.



2.3. ábra. A REGARD csoport kamráinak két szálsíkja. Forrás: [28]

Az anódszálak minden kamrában egymással össze vannak kötve és kettős szerepük van: egyrészt mérik a kamrában keletkező jel amplitúdóját, az erősítést. Ez a teljes kamrára integrált jel triggerként is funkcionál. Ezen túl ezek a szálak vannak nagyfeszültségre kapcsolva ($1600\text{ V} - 1700\text{ V}$), így ezek valószínűsítik meg a gázerősítést.

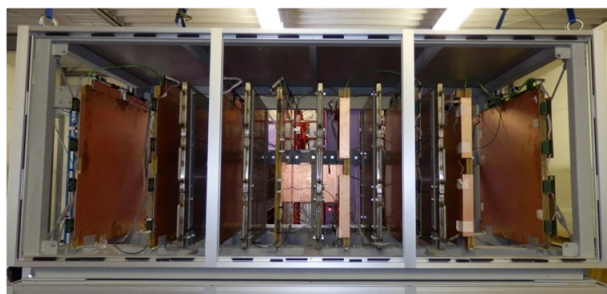
A térformáló és felvevő szálak egyik, funkciója, hogy a detektoron áthaladó részecske

pozíciójáról két dimenzióban adatot szolgáltatassanak. Ennek megfelelően ezen szálak egymástól függetlenek és külön-külön kiolvasható a rajtuk mért jel. Ezen szálakról csupán digitális jelet (digitális 1-et vagy digitális 0-t) olvasunk ki, jelamplitúdót nem. A jel értéke attól függ, hogy a szálon érzékelt amplitúdó elérte-e egy előre beállított küszöbszintet vagy sem. A térformáló szálaknak ezen túl abban is szerepe van, hogy az anódszálakat egymáshoz közelebb lehessen helyezni.

A térformáló szálak egymástól 12 mm-re helyezkednek el az anódszálak pedig ezek között találhatók félúton. A felvevőszálak egymástól 4 mm-re vannak elhelyezve, de harmasával össze vannak kötve, így ebben a szálsíkban is 12 mm-es csatornákról nyerhető ki pozíció információ.

Egy 80 cm × 80 cm-es kamrában 64 térformáló szál van (tehát 63 anódszál) és 192 felvevő szál, vagyis mindkét irányban 64 csatornán olvasható ki pozíció információ.[28] A 40 cm × 40 cm-es kamrákban ennek fele található: 32 térformáló szál, 31 anódszál, és 96 felvevő szál, tehát mindkét irányban 32 csatornányi pozíció információ.

Egy méréshez használt detektor jellemzően több ilyen kamrából áll össze, amiket egymás fölé vagy mögé helyeznek. Így minden kamrában két dimenzióban ismerve az áthaladó részecske pozícióját a mérési pontokra egyenest illesztve a részecske pályája megkapható. A detektor tehát nyomkövető detektorként funkcionál. Egy ilyen detektor látható a 2.4. ábrán.



2.4. ábra. A csoport által fejlesztett kamrákból összeállított detektor. Forrás: [12]

A mérést és az adatok felvételét egy Raspberry Pi (RP) mikroszámítógép vezérli. Az RP egy-egy esemény bekövetkezésekor kiolvassa a detektor adatait és az eseményhez tartozó információkat egy szövegfájl egy sorában elmenti. Ekkor a részecskepályák rekonstrukciója és a detektor hatásfokának kiszámítása még nem történik meg, azt egy külön analízáló szoftver végzi el utólagosan egy külső számítógépen, az RP által biztosított szövegfájlok alapján. Méréskor a detektor holtideje kb. 100 μ s hosszúságú.

A mért adatok elemzésével meghatározható az egyes szálsíkokban a detektor pozíció felbontása (RMS). Ez a csoport kamrai esetén a térformáló (FW) és felvevő szálakra (PW):

$$\sigma_{FW} = 3.73 \text{ mm} \quad (2.1a)$$

$$\sigma_{PW} = 3.92 \text{ mm} \quad (2.1b)$$

Hogy mi számít eseménynek, ami bekövetkezésekor az RP elindítja az adatok kiolvasását, azt a trigger definiálja. Ahogyan fentebb írtam triggernek az anódszálakon érzékelt jelet használja a detektor. Ha ez elért egy előre beállított küszöbszintet, akkor a triggerjel digitális 1-es, ha nem, akkor digitális 0-ként jelenik meg az RP számára. Az RP tehát kezdetben ezeket a jeleket figyeli és, ha megfelelő számú kamra egyszerre adott jelet, akkor elindítja az adatok kiolvasását. Minden mérés előtt be kell állítani egy koincidencia

szintet, vagyis, hogy legalább hány kamrában követeljük meg jelet az adatkiolvasás elindításához. Például hármaskoincidenca szint esetén akkor indul el adatkiolvasás, ha egyszerre legalább három kamra anódszálaiban trigger jelet érzékelünk. Ezek tehát az események, amiket az RP felvesz. Ezek még nem feltétlenül tartalmaznak részecskepályát, előfordulhat, hogy külső zajból adódnak, de a további offline triggerelést már az analízáló szoftver végzi.

Egy triggerjel megérkezésekor az RP vár valamennyit a jelek kialakulására (ez a késleltetési idő minden kamrában a kimért optimális értékre van beállítva), majd elindítja az adatok kiolvasását. A kamrák adatainak kiolvasása az anódszálakon mért jelamplitúdóval kezdődik. Ezt egy analóg-digitál átalakító ('*analog-digital converter*', ADC) digitalizálja és ADC egységekben kerül elmentésre ($1 \text{ ADC} = 1.8 \cdot 10^3 \text{ e} = 0.3 \text{ fC}$). Az átlagos detektálási szint, ami felett már látjuk a kamrában a részecskét körülbelül 120 ADC egység. [28] Ezt követően pedig a pozíció információ kerül kiolvasásra a térformáló és felvevő szálakról. Ez minden kiolvasott csatornán egy digitális 0 vagy 1. Ezeket az RP egy shift register segítségével kamránként olvassa ki: először az első kamra egyik szálsíkját (nevezzük x irányúnak), majd a másikat (nevezzük y irányúnak), majd a következő kamrán kapott x irányú adatokat, majd ugyanezen kamrán kapott y irányú adatokat és így tovább.

Ezekén kívül kiolvasásra kerülnek egyéb fontos adatok is a detektorról, mint például az előző esemény óta eltelt idő, a kamrák triggerjele, az anódszálakon mérhető nagyfeszültség. A detektorok fel vannak szerelve egy környezeti paramétereket mérő egységgel is, aminek az adatai ilyenkor szintén rögzítésre kerülnek. Ezek a hőmérséklet, a páratartalom és a nyomás.

Az analízáló szoftver ezen adatok alapján rekonstruálja a részecskepályákat, kiszámítja a különböző irányból érkező müonok darabszámát és hozamát, valamint a detektor hatásfokát.

3. Légköri müográfia

A kozmikus müonok fluxusa függ a légkör különböző fizikai paramétereitől, például nyomás, hőmérséklet, vagy a Föld és a légkör geomágneses tulajdonságai[29–32]. Ezáltal a müonhozam nagy pontosságú mérésével lehetőség van a légkör fizikai paramétereinek vizsgálatára.

A világban sok nagy felületű fluxusmonitorozó detektorral figyelnek meg ilyen jelenségeket[30–37]. Ezek jellemzően nem nyomkövető detektorok, nem rekonstruálnak részecskepályákat, kizárólag a fluxust mérik, azt viszont nagy felületüknek köszönhetően nagy pontossággal. Az alábbiakban álljon néhány példa ilyen kísérletekre a teljesség igénye nélkül.

A *Global Muon Detector Network* négy, a világ különböző pontjain elhelyezkedő fluxusmonitorozó detektorból áll. Ezek közül három detektor szcintillátorokat használ, míg a negyedik proporcionális számláló csöveket. Mindegyik detektor érzékeny felülete több 10 m^2 nagyságrendű. Az elrendezéssel vizsgálták például a földfelszíni müonfluxus hőmérsékletfüggését[30], vagy a müonfluxus nyomás- és hőmérsékletfüggésének kapcsolatát a légkör mágneses tulajdonságaival.[31]

Másik példa fluxusmonitorozó detektorokra a *MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation research)*, ami egy neutrínó detektor, de kozmikus müonokat is figyelnek vele. Segítségével öt évnyi mérést felhasználva vizsgálták a kozmikus müonok fluxusának sze-

zonális változását[33], valamint ugyanezzel a detektorral vizsgálták a sztratoszférában bekövetkező hirtelen hőmérséklet-változások hatását a müonfluxusra.[34]

Hasonló szezonális változásokat vizsgáltak még a Borexino neutrínó detektorral 10 év alatt felvett adatokból[35], illetve az IceCube is mérte légköri effektusok kozmikus müonok hozamára gyakorolt hatását a déli sarkon.[36]

Továbbiakban a munkám szempontjából fontos légköri paraméterek és müonfluxus között felállítható egyszerű kapcsolatokat mutatom be, valamint a témát motiváló előzményekre is kitérek.

3.1. A müonfluxus irányfüggése

A kozmikus müonok fluxusa függ a részecskék beérkezésének zenitszögétől. Ahogyan az 1.1 fejezetben is említettem, a nem függőlegesen érkező részecskéknek nagyobb légköri mélységen kell keresztül haladniuk, hogy a detektorba érkezenek. Így légköri mélység tekintetében nagyobb utat megtéve több energiát adnak le a légkörben és nagyobb valószínűséggel nyelődnek vagy bomlanak el.

A pontos kapcsolat a zenitszög és a müonfluxus között függ a müonok energiájától is. A kisebb energiájú müonok nagyobb zenitszög esetén jórészt elbomlanak a légkörben, míg nagy energiás müonokból több érkezik ilyen szögben.[5] Az energiát nem tekintve a müonfluxus és a zenitszög között koszinusz-négyzetes kapcsolat áll fenn kb. $60^\circ - 70^\circ$ zenitszögig:

$$I(\vartheta) = I_0 \cos^2 \vartheta, \quad (3.1)$$

ahol $I(\vartheta)$ a ϑ zenitszögben érkező müonok fluxusa, míg I_0 a függőlegesen beérkező müonfluxus.

A müonfluxus azimutiszög-függését tekintve egy ismert jelenség a kelet-nyugati aszimmetria a fluxusban. Ezt geomágneses effektusok okozzák a kozmikus sugárzás szintjén. Geomágneses effektusok miatt kevesebb kis energiájú kozmikus részecske érkezik keletről, mint nyugatról. Ezt a jelenséget sokan megfigyelték, már egészen korán a 20. század első felében is.[31, 38, 39]

3.2. A müonfluxus nyomásfüggése

Munkám szempontjából legfontosabb effektus a müonfluxus nyomásfüggése. A különböző légköri paraméterek müonfluxusra gyakorolt hatása közül ez a legszámottevőbb. Általában, ha más légköri effektus hatásával szeretnénk foglalkozni, előtte korrigálni kell a légköri nyomás müonhozamra gyakorolt hatására. Munkám során én is a müonintenzitás nyomásfüggésével foglalkoztam.

A müonfluxus légköri nyomástól való függése ismét a légköri mélységen keresztül érthető meg. A kozmikus müonok hozama és a légköri mélység között, amin a megfigyelési pontig áthaladnak, antikorreláció van. A nagyobb légtömegben áthaladó müonok nagyobb valószínűséggel lépnek reakcióba, nyelődnek vagy bomlanak el. A megfigyelési pont fölött lévő légtömeget pedig a légköri nyomás jól jellemzi, így kapcsolatot teremthetünk közte és a müonfluxus között.

A gyakorlatban kétfajta empirikus leírást szoktak adni a nyomásfüggésre. Exponenciális kapcsolatot, (mint például [30]-ban és [31]-ben) vagy lineáris kapcsolatot (például

[32]-ben, [40]-ben) szoktak feltételezni. Munkám során én is lineáris nyomásfüggéssel dolgoztam. Ekkor az empirikus formula:

$$\frac{\langle I \rangle - I(t)}{\langle I \rangle} = \beta \cdot (\langle p \rangle - p(t)), \quad (3.2)$$

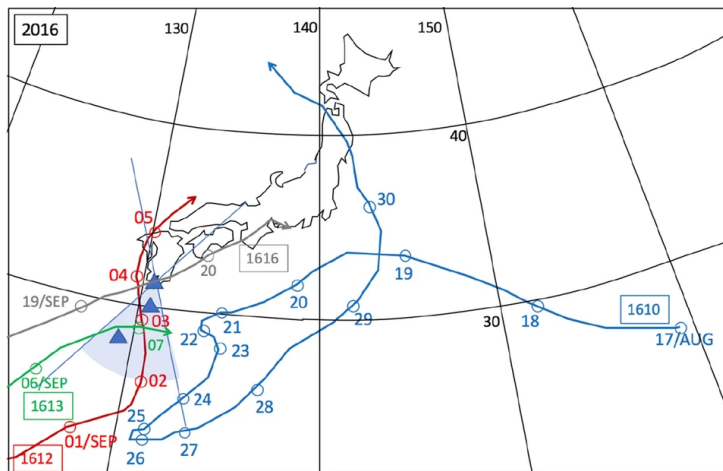
ahol $I(t)$ és $p(t)$ egyazon időben mért intenzitás és felszínen mért légköri nyomás, míg $\langle I \rangle$ és $\langle p \rangle$ összetartozó értékek olyan értelemben, hogy $\langle p \rangle$ felszíni nyomás esetén a müionhozam intenzitása $\langle I \rangle$. Ez például megválasztható a teljes mérésre vett intenzitás- és nyomásátlagnak. β neve *barometrikus koefficiens*. $\beta < 0$ mivel a nyomásváltozás és müionhozam változás között antikorreláció van. β pontos értékét sok minden befolyásolja, mint például a tengerszint feletti magasság.[32]

3.3. Motiváció: trópusi ciklonok megfigyelése Japánban

Ebben a fejezetben szeretnék röviden kitérni a munkámat motiváló, azt megelőző kutatásra, amit Japánban végzett Hiroyuki K. M. Tanaka és társai.[17] A kutatás során sikeresen figyeltek meg trópusi ciklonok, más néven tájfunok, okozta sűrűségváltozásokat a légkörben. A tájfunok belső szerkezetét és dinamikáját azonban még nem sikerült feltárniuk az alkalmazott eszközök korlátai miatt. Ez adott motivációt egy újszerű detektor fejlesztésére, amiben én is részt veszek.

A tájfunok olyan több száz kilométer átmérőjű, nagy skálás légköri jelenségek, amik közepében a nyomás igen alacsony és közepüktől kifelé haladva nő. A tájfun közepe és széle között akár 100 mbar-os nyomáskülönbség is előfordulhat.

H. K. M. Tanaka és társai egy óceánparti, tájfunok szempontjából aktív városban, Kagoshimában elhelyezett szcintillátoros müondetektorral vizsgálták a nagy skálás légköri jelenségek okozta nyomásváltozásokat. A vizsgált időszakban 8 tájfun haladt el a detektor előtt. A mért müionfluxust három meteorológiai állomás adataival vetették össze, amik rendre Kagoshimában, Yakushimában és Nazeben voltak. Ezek közül a kagoshimai és yakushimai állomások a detektorhoz közelebb, a nazei állomás attól pár száz kilométerre helyezkedett el. A méréshez használt állomásokat, a detektort és néhány ciklon útját mutatja a 3.1. ábra.



3.1. ábra. Kék háromszögek a meteorológiai állomásokat mutatják. Északról délre: Kagoshima, Yakushima, Naze. A késsel halványan színezett rész a detektor látószöge és a piros, zöld, kék illetve szürke vonalak a ciklonok útvonalai. Forrás: [17]

A nyomásfüggés vizsgálatok jó egyezést találtak az elmélettel $\beta \approx -0.2\%/mbar$ érték mellett. A tájfunok többsége által okozott nyomásváltozás összeegyeztethető volt a müionfluxus változásával mindhárom állomáson mért adatok esetén. Találtak azonban két tájfun, amikor az elmélettel való egyezés rosszabb volt. Ezekben az volt a közös, hogy a tájfun okozta nyomáscsökkenés a közelebbi állomások adataiban érzékelhető volt, de

a távolabbi Nazeben nem. A tájfun közepe és széle közti nyomáskülönbség volt látható Naze és a közelebbi állomások között.

A müonfluxusra gyakorolt paradox hatás feloldására ezután a kutatók megvizsgálták külön a kis és nagy zenitszögben érkező részecskék hozamát. Azt találták, hogy a kis zenitszögű, közel függőleges részecskék hozamát a lokális kagoshimai és yakushimai nyomás írja le, míg a nagy zenitszögű, közel vízszintes részecskék hozama a nazei nyomással egyeztethető össze.

Ezt követően a kutatók megvizsgálták csak a kis zenitszögben érkező részecskéket a teljes mérés időtartamára és azt találták, hogy a müonhozam irányfüggésének mérésével a tájfunok útja nyomon követhető volt.[17]

Egy 2021-es tájfunnal Dr. Oláh László is foglalkozott. Ő a Kagoshimától nem messze található SMO-ban (Sakurajima Müográfiai Obszervatórium) telepített MWPC detektorok adatit vizsgálta. Ez a detektor a Sakurajima vulkánt figyeli, így a közel horizontális részecskéket méri. A tájfun detektor előtt való elhaladása pedig ezen detektor adataiban is megfigyelhető volt.

Mindezek adtak motivációt arra, hogy egy nagy térszögben látó detektort fejlesszünk, ami lehetővé tenné a tájfunok mélyrehatóbb vizsgálatát. A fejlesztés európai szempontból is releváns lehet, mivel tájfunokhoz hasonló ciklonok mediterrán térségekben is kialakulhatnak.[41]

Munkám része volt ezen új detektorhoz egy adatelemző szoftver megírása és az első mérések elemzése. A következő fejezetekben ezeket ismertetem.

A 4. fejezetben az új detektort mutatom be. Először írok a detektor geometriájáról és működéséről, a mérési adatok felvételéről. Ezt követően a detektorhoz írt adatelemző szoftver működésével foglalkozom, annak minden részletére kitérve.

Az 5. fejezetben mutatom be a detektorral végzett első mérések eredményeit, amik során a müonhozam nyomás- és irányfüggésével foglalkoztam.

4. Nagy térszögben látó detektor

Munkám során egy olyan új detektorral foglalkoztam, ami a légkört figyelő fluxus-monitorozó detektorok között több szempontból is rendhagyó. Egyrészt jóval nagyobb térszöget lát be, nevezetesen egy teljes felső félgömböt, másrészt ebből következően alkalmas a müonfluxusnak azimutális szögfüggését is mérni, ami a detektortól távolabbi légkör állapotát is vizsgálni engedi.

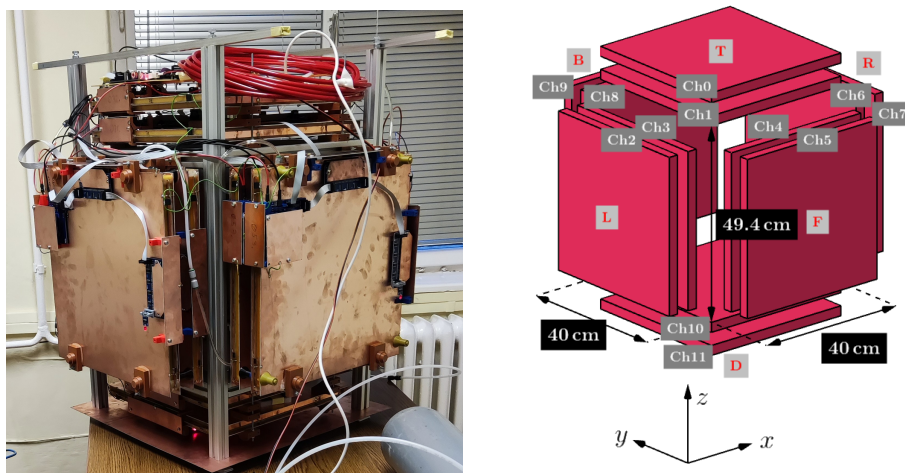
A detektor elrendezést Dr. Varga Dezső fejlesztette ki, az én feladatom pedig az volt, hogy ehhez az új detektorhoz fejlesszek kiértékelő szoftvert, mivel a csoport korábbi detektorokhoz írt analízáló szoftverei nem alkalmazhatók erre a geometriára. Munkám részeként ezen felül a fejlesztett szoftvert felhasználva elemeztem a detektor első méréseinek adatait és megvizsgáltam, hogy milyen légköri jelenségek mutathatók ki ezzel a detektorral.

4.1. Detektor geometriája

A berendezés tizenkettő $40\text{ cm} \times 40\text{ cm}$ felületű MWPC kamrából (lásd a 2.2. fejezetben) épül fel. Ez a 12 kamra viszont nem hagyományos módon egymással párhuzamosan

van elhelyezve, hanem egy kocka felületén vannak elrendezve: a kocka minden lapján 2-2 MWPC található. Az elrendezést és vázlatos rajzát a 4.1. ábra mutatja.

Ennek a műszernek a látószöge jelentősen nagyobb, mint a hagyományos elrendezésnek. Egy tetszőleges műon az esetek nagy részében egyenes vonalon haladva a kocka két lapján áthalad, így 3 vagy 4 kamrán is ami alapján a pályáját rekonstruálni lehet. Az esetek kisebb részében előfordulhat, hogy a műon a kocka valamelyik "élén" két kamra között kiszökik, ekkor nem tudjuk detektálni.



4.1. ábra. A detektor és vázlatos rajza

A detektor névleges geometriai adatai a következők:

- Az azonos lapon lévő kamrák középvonalának távolsága 58 mm,
- Az átellenes oldalon található kamrák középvonala egymástól 519 mm-re helyezkedik el. (Vagyis a kamrák közelebbi lapjainak távolsága 494 mm.)
- Ezen túl a kamrák elrendezése egy kocka minden szimmetriáját mutatja. Természetesen a valódi elrendezésnek, ahogyan a 4.1. ábra bal oldalán is látható jól meghatározott "alja" és "teteje" van. Az alján található egy nagyobb rézlap, ami a földből esetlegesen felvett zajtól védi a detektor, míg az elrendezés teteje úgy van kialakítva, hogy könnyen szállítható legyen.
- A detektor 12 kamrája 0-tól 11-ig számozott, és a későbbiekben is így hivatkozom majd rájuk (például Ch4 a 4-es számú kamra, ahol Ch a *chamber* szóból jön).
- Ezen túl a detektor lapjait is önkényesen elneveztük. A lapok a T (Top), D (Down), F (Front), B (Back), L (Left), R (Right) elnevezéseket kapták.
- A detektorhoz definiálok ezen túl egy globális koordináta-rendszert, ami a későbbiekben lesz hasznos. Ennek origója az elrendezés geometriai középpontjában van. Az x tengely az L laptól az R lap felé, az y tengely az F laptól a B lap felé, a z tengely pedig a D laptól a T lap felé mutat.

A 4.1. ábra mutatja, hogy melyik lap hol helyezkedik el, melyik lapon melyik kamrák találhatóak és merre néznek a globális koordináta-rendszer tengelyei.

4.2. Adatok felvétele és az analizáló szoftver működése

A detektor mérésének vezérlése és az adatok kiírása a hagyományos detektorok adatgyűjtésével teljesen azonos módon zajlik egy mikroszámítógép (RP) segítségével. Ezt a geometria nem változtatja meg, hiszen csupán az kerül felvételre, hogy melyik kamra melyik szálain volt beütés. A detektorhoz tartozó mikroszámítógép tehát felveszi az eseményeket és egy szövegfájlban soronként eltárolja a szükséges információkat. Egy felvett eseményhez tartozó adatokat mutat a 4.2. ábra.

```

45 T 2023-09-05_17:00:52 76620 Adc 1948 5528 1460 1488 1492 1472 1480 1492 1468 1484 1656 1640
Thp 25.00 65.0 974.0 0 Count 2 211 Check 1 1 1 1 1 1 1 P 768 Hv 1666 1646 2148.2
Ch 2 13 14 2 4 5 5 13 14 15 16 17 3 6 7 8 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 13 2 26 27 1 13 2 28 29

```

1. kamra x irány 2. kamra x irány 3. kamra x irány 4. kamra x irány
 1. kamra y irány 2. kamra y irány 3. kamra y irány

4.2. ábra. Példa egy, az RP által a szövegfájlba kiírt eseményre.

A kiírt adatok jelentése az alábbi:

- Az első szám csak egy sorszám, hogy a szövegfájlban hányadik eseményről van szó.
- A T utáni karakterlánc az esemény felvételének dátuma, majd azt követően az előző felvett esemény óta eltelt idő μs -ban.
- Az Adc felirat után az egyes kamrákban mért amplitudó található ADC egységekben. Ennek nullpontja (az ún. *pedestal*) 1492 ADC egység.
- A Thp a környezeti paraméterek jelenti, amik rendre a hőmérséklet $^{\circ}C$ -ban, a páratartalom %-ban és a nyomás mbar egységben.
- A Count arról ad információt, hogy az adatkiolvasás alatt volt-e további esemény, amit az RP nem tudott felvenni
- A Check az adatkiolvasás sikerességét mutatja.
- P a trigger mintázat, ez ugye digitális 0 és 1 jegyekből álló sorozat, ami a kamrák sorrendjében egymás után írva tízes számrendszerben kerül elmentésre.
- Hv a nagyfeszültség értéke a detektorban különböző helyeken mérve.
- Ch a pozíció adatokat jelöli. Az egyes szálokon észlelt beütések vannak érdekesen kódolva: az első szám azt mutatja, hogy az 1. kamra x irányában hány csatorna adott jelet, majd sorban ezen csatornák száma következik. Ezt követi az 1. kamra y iránya hasonló kódolásban és így tovább. Tehát a példaeseményt tekintve az 1. kamra x irányában 2 csatorna adott jelet, a 13-mas és a 14-es, y irányban pedig szintén 2 csatorna a 4-es és az 5-ös.

Az elrendezésnek annyi szépséghibája van, hogy a triggerelésben megjelenik egy limitáció. A hagyományos elrendezésekhez készített adatfeldolgozó rendszeren 10 triggercsatorna van, mivel ennél többre korábban nem volt szükség. Most 12 kamránk van és a teljes triggereléshez 12 csatornára lenne szükség, hogy valóban bármely két lapon áthaladó müonra tudjunk triggerelni. Erre a problémára az az egyszerű megoldás született,

hogy 2-2, a kocka azonos lapján lévő, kamrát egy trigger csatornára kötünk be, és a kamrák trigger jelét vagy kapuval kapcsoljuk össze. Ezek a Ch0, Ch1, illetve a Ch10, Ch11 kamrák voltak.

Természetesen ez azt jelenti, hogy szükségszerűen 2-es koincidencia szint mellett kell végeznünk a méréseinket, hogy az ezen a két lapon áthaladó részecskékre is triggerelni tudjunk. Így persze sok olyan eseményt is felveszünk, amikben részecskenyomot nem fogunk találni, de ezek offline triggereléssel, vagyis az analízáló szoftver által egyszerűen szűrhetők. Mivel a müonfluxus a földfelszínen nem túlzottan nagy (ld. az 1.1 fejezet végét), így nem ad nagy megszorítást ez a kényszer.

Az 1. táblázat ad egy összefoglalást arról, hogy az egyes kamrák a kocka mely lapján helyezkednek el és mely triggercsatornára vannak kötve. Érdekes megjegyezni azt is, hogy az elrendezés úgy van beállítva, hogy kezelhető legyen három külön hagyományos detektorként is. Ennek megfelelően a (Ch0, Ch1, Ch10, Ch11), a (Ch2, Ch3, Ch6, Ch7), és a (Ch4, Ch5, Ch8, Ch9) kamrák együtt 1-1 hagyományos detektort alkotnak. Ezekre külön-külön lefuttatható a csoport korábbi analízise, de az pont az új elrendezés előnyét nem veszi figyelembe vagyis, hogy a kocka szomszédos lapjain áthaladó részecskék pályája is rekonstruálható.

Kamra	Ch0	Ch1	Ch2	Ch3	Ch4	Ch5	Ch6	Ch7	Ch8	Ch9	Ch10	Ch11
Lap	T-0	T-I	L-0	L-I	F-0	F-I	R-I	R-0	B-I	B-0	D-I	D-0
Trigger	T8		T0	T1	T2	T3	T4	T5	T6	T7	T9	

1. táblázat. Összefoglalás a kamrák elhelyezkedéséről. A táblázat mutatja azt is, hogy egy kamra a kocka adott lapjának külső (0, *outer*), vagy belső (I, *inner*) oldalán található.

Munkám során tehát ehhez a detektorelrendezéshez írtam analízáló szoftvert. Ezt C++ nyelven implementáltam. Az analízáló szoftver az analízist két részletben hajtja végre:

1. Előzetes analízis:

Az előzetes analízis során a szoftver nem a teljes mérést értékeli ki csak annak egy reprezentatív részét. Az előzetes analízis eredménye alapján korrekciókra adódik lehetőség, ami elvégzése után sor kerülhet a tényleges analízisre. A korrekciók lehetőségei:

- A detektorban található "halott" csatornák kiszűrése.
- A detektor kamráinak érzékeny felületének meghatározása.
- A detektor geometriájának korrekciója.

2. Teljes analízis:

Ekkor az analízáló szoftver a korrekciók elvégzése után már a teljes mérést kiértékeli. A szoftver a kiértékelés végeredményeképpen a következő adatokat szolgáltatja:

- A beérkező részecskeszám azimut- és zenitszög-függése.
- A kamrák hatásfokának hely és időfüggése.

A kétféle analízist ugyanaz a szoftver végzi el. A különbség abban áll, hogy a mérés egészére vagy csak egy részére végezzük a kiértékelést és ezt a korrekciók előtt vagy után tesszük.

Az analizáló szoftver pedig az alábbi lépések mentén végzi a mérés kiértékelését:

1. A detektor geometriájának beolvasása:

A szoftver először beolvassa egy fájlból a detektor geometriáját, amit a későbbi számításokban használ fel. A geometria az előzetes analízis után ebben a fájlban korrigálható.

2. A mérés eseményenkénti kiértékelése:

A szoftver eseményenként értékeli ki a mérést. Egyszerre mindig csak egy eseményt olvas be. Az eseményben pedig

- rekonstruálja a detektoron áthaladó müon pályáját, (ha volt ilyen) és megvizsgálja, hogy a részecske milyen irányból érkezett,
- ellenőrzi, hogy minden kamra érzékelt-e a részecskét, amin áthaladt (ebből később a kamra hatásfoka számítható),
- megvizsgálja a detektorban érzékelt beütési pontok részecskepályától való eltérését, (ez a geometria korrigálásához lesz hasznos)

3. Kamrák hatásfokának és geometriai pontatlanságának kiszámítása:

Az események kiértékelését követően a szoftver összesíti az eseményekből nyert információkat és ebből meghatározza a kamrák hatásfokát, valamint a detektor geometriai pontatlanságait.

A fejezet hátralévő részében az itt ismertetett kiértékelési folyamat lépéseit mutatom be részletesebben.

4.3. Nyomkövetés

Az eseményenkénti kiértékelés első és talán legfontosabb eleme a nyomkövetés, vagyis a részecskepályák rekonstruálása. A feladat a 4.2. ábrán látható adatokból meghatározni, hogy az adott eseményben volt-e részecske és, ha igen, akkor mi volt a pályája. A müonok elég nagy energiájúak, így gyakorlatilag egyenes pályán haladnak át a detektoron, tehát a cél ezen egyenes meghatározása.

A kihívás a korábbi elrendezésekhez képest, hogy a nyomkövetést most 3 dimenzióban kell elvégezni. A hagyományos elrendezésekhez írt algoritmus miután megállapította, hogy az egyes kamrákban térformáló és felvevő szálsíkjai hol haladt át a részecske, külön-külön egyenest illeszt a két szálsíkban kapott adatokra, független változónak használva a kamrák z koordinátáját (ami a kamrák síkjára merőleges tengelyen értett koordináta). Az illesztést a legkisebb négyzetek módszerével végzi el. Így valójában két darab hagyományos 2 dimenziós illesztés történik és a részecskepálya két vetületét kapjuk meg.

Az új detektor geometriájában nem választható egyértelműen egy jó független változó, így a 3 dimenziós nyomkövetés esetén más módszerhez kell folyamodni. A választott eljárás lényege a következő: A hagyományos módszerrel ellentétben a kamrák két szálsíkját

nem kezelem külön, hanem az érzékelt beütésekből 3 dimenziós beütési pontokat állítok elő. Az így előállított pontokhoz keresem meg a legjobban illeszkedő 3 dimenziós egyenest, ami a részecske nyomvonalát adja.

A következő alfejezetekben bemutatom a háromdimenziós egyenesillesztés matematikáját és az e mentén készült implementációt a szoftverben.

4.3.1. Nyomkövetés matematikája

A probléma megfogalmazása a következő: egy beolvasott eseményben a szoftver talált n darab Descartes koordinátákkal leírt beütési pontot. Feladatunk megtalálni az ezen pontokra legjobban illeszkedő egyenest.

A problémát természetesen egy 3 dimenziós vektortérben érdemes leírni. Ekkor egy térbeli egyenes paraméteresen az (4.1) összefüggés szerint írható le, ahol $\mathbf{y} \in \mathbb{R}^3$ az egyenes egy $t \in \mathbb{R}$ paraméterhez tartozó pontja, $\mathbf{r} \in \mathbb{R}^3$ egy egységvektor ($\|\mathbf{r}\| = 1$), az egyenes irányvektora és $\mathbf{a} \in \mathbb{R}^3$ az egyenes egy tetszőleges pontja.

$$\mathbf{y} = \mathbf{r}t + \mathbf{a} \quad (4.1)$$

A háromdimenziós pontjainkat jelölje $\{\mathbf{x}_i\}_{i=1}^n$, ahol minden $\mathbf{x}_i \in \mathbb{R}^3$ egy oszlopvektor Descartes koordinátákban felírva. Az ezekre legjobban illeszkedő egyenest úgy definiáljuk, hogy a pontok egyenestől mért merőleges távolságnégyzeteinek összegét szeretnénk minimalizálni, vagyis egyfajta legkisebb négyzetek módszerét alkalmazunk (pontosabban ortogonális távolság regressziót). Tehát a minimalizálandó mennyiség:

$$D = \sum_{i=1}^n \|\mathbf{y}_i - \mathbf{x}_i\|^2, \quad (4.2)$$

ahol $\mathbf{y}_i$ az egyenes $\mathbf{x}_i$ -hez legközelebbi pontja, $\|\cdot\|$ pedig az euklideszi norma. Vegyünk fel egy bázist a vektortérben és fejtük ki rajta az $\mathbf{x}_i$ pontjainkat. A bázist jelölje $\{\mathbf{e}_i\}_{i=0}^2$ és az alábbi feltételekkel vegyük fel:

$$\mathbf{e}_0 = \mathbf{r} \quad (4.3a)$$

$$\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j = \mathbf{e}_i^T \mathbf{e}_j = \delta_{ij} \quad (4.3b)$$

ahol $\cdot$ a skalárszorzást, T a transzponálást, δ_{ij} a Kronecker-deltát jelöli. Vagyis az egyik bázisvektor az egyenes irányvektora a másik két bázisvektor pedig az egyenesre merőleges síkot kifeszítő merőleges bázisvektorok. A bázison fejtük ki az $\mathbf{x}_i - \mathbf{a}$ vektorokat.

$$\mathbf{x}_i - \mathbf{a} = \sum_{j=0}^2 \alpha_j^{(i)} \mathbf{e}_j \Rightarrow \mathbf{x}_i = \alpha_0^{(i)} \mathbf{r} + \mathbf{a} + \left(\sum_{j=1}^2 \alpha_j^{(i)} \mathbf{e}_j \right) \quad (4.4)$$

A (4.4) kifejezésből jól látható, hogy mivel a bázist a (4.3a) és (4.3b) feltételekkel vettük fel, így a keresett egyenestől vett merőleges távolságát az $\mathbf{x}_i$ pontoknak éppen a (4.4) kifejezés zárójeles tagja adja:

$$\mathbf{y}_i - \mathbf{x}_i = - \sum_{j=1}^2 \alpha_j^{(i)} \mathbf{e}_j \quad (4.5)$$

Aminnek abszolútérték négyzete az $\alpha_j^{(i)}$ kifejtési együtthatók négyzeteinek összege. Ezek pedig a megfelelő bázisvektorokkal való skalárszorzással adódnak.

$$\alpha_j^{(i)} = (\mathbf{x}_i - \mathbf{a})^T \mathbf{e}_j = \mathbf{e}_j^T (\mathbf{x}_i - \mathbf{a}) \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} \|\mathbf{y}_i - \mathbf{x}_i\|^2 &= \sum_{j=1}^2 \left(\alpha_j^{(i)} \right)^2 = \sum_{j=1}^2 (\mathbf{x}_i - \mathbf{a})^T \mathbf{e}_j \mathbf{e}_j^T (\mathbf{x}_i - \mathbf{a}) = \\ &= \sum_{j=1}^2 \mathbf{e}_j^T (\mathbf{x}_i - \mathbf{a}) (\mathbf{x}_i - \mathbf{a})^T \mathbf{e}_j \end{aligned} \quad (4.7)$$

Tehát a minimalizálandó D kifejezés kétféleképpen felírva:

$$D = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^2 (\mathbf{x}_i - \mathbf{a})^T \mathbf{e}_j \mathbf{e}_j^T (\mathbf{x}_i - \mathbf{a}) = \sum_{i=1}^n (\mathbf{x}_i - \mathbf{a})^T \left(\sum_{j=1}^2 \mathbf{e}_j \mathbf{e}_j^T \right) (\mathbf{x}_i - \mathbf{a}) \quad (4.8a)$$

$$D = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^2 \mathbf{e}_j^T (\mathbf{x}_i - \mathbf{a}) (\mathbf{x}_i - \mathbf{a})^T \mathbf{e}_j = \sum_{j=1}^2 \mathbf{e}_j^T \left(\sum_{i=1}^n (\mathbf{x}_i - \mathbf{a}) (\mathbf{x}_i - \mathbf{a})^T \right) \mathbf{e}_j \quad (4.8b)$$

ahol kihasználtuk a mátrixszorzás asszociativitását és disztributivitását. Vezessük be a $\mathbf{P} = \sum_{j=1}^2 \mathbf{e}_j \mathbf{e}_j^T$ és $\mathbf{C} = \sum_{i=1}^n (\mathbf{x}_i - \mathbf{a}) (\mathbf{x}_i - \mathbf{a})^T$ jelöléseket. $\mathbf{P}$ szemléletesen a keresett egyenesre merőleges síkra vetítő projektort jelenti. A feladat tehát olyan $\{\mathbf{e}\}_{i=0}^2$ bázist és $\mathbf{a}$ vektort találni, ami a fenti D kifejezést minimalizálja. Ehhez először deriváljuk D -t $\mathbf{a}$ szerint és a deriváltat tegyük nullával egyenlővé. Használjuk a (4.8a) kifejezést.

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial \mathbf{a}} &= \frac{\partial}{\partial \mathbf{a}} \sum_{i=1}^n (\mathbf{x}_i - \mathbf{a})^T \mathbf{P} (\mathbf{x}_i - \mathbf{a}) = \\ &= \sum_{i=1}^n \frac{\partial}{\partial \mathbf{a}} (\mathbf{x}_i - \mathbf{a})^T \mathbf{P} (\mathbf{x}_i - \mathbf{a}) = -2\mathbf{P} \sum_{i=1}^n (\mathbf{x}_i - \mathbf{a}) \stackrel{!}{=} 0 \end{aligned} \quad (4.9)$$

Fent kihasználtuk, hogy $\mathbf{P}$ szimmetrikus és lineáris. A (4.9) kifejezés egy homogén lineáris egyenletrendszer. Ennek triviális megoldása a nullvektor, amivel az ismeretlent egyenlővé téve megkapunk egy $\mathbf{a}$ pontot, ami D -t minimalizálja, vagyis a keresett egyenesen van. Ezen túl ehhez bármilyen olyan $\mathbf{v}$ vektor hozzáadható, amire $\mathbf{P}\mathbf{v} = 0$, vagyis a vektor az $\{\mathbf{e}\}_{i=1}^2$ által kifeszített síkra merőleges. Ez csupán annyit jelent, hogy a keresett egyenes bármely másik pontja is választható $\mathbf{a}$ -nak. A továbbiakban az lesz a kényelmes választás, ha $\sum_{i=1}^n (\mathbf{x}_i - \mathbf{a}) = 0$, ekkor

$$\mathbf{a} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \mathbf{x}_i \equiv \bar{\mathbf{x}} \quad (4.10)$$

vagyis a mérési pontok átlaga ("súlypontja") rajta lesz a legjobban illeszkedő egyenesen. Ezt $\mathbf{C}$ -be visszaírva láthatjuk, hogy $\mathbf{C}$ éppen a mért $\mathbf{x}_i$ pontok empirikus kovarianciamátrixának $(n-1)$ -szerese.

$$\mathbf{C} = \sum_{i=1}^n (\mathbf{x}_i - \bar{\mathbf{x}}) (\mathbf{x}_i - \bar{\mathbf{x}})^T \quad (4.11)$$

Ennek ismeretében tekintsük ismét a (4.8b) kifejezést.

$$D = \sum_{j=1}^2 \mathbf{e}_j^T \mathbf{C} \mathbf{e}_j \quad (4.12)$$

Tehát D értékét úgy kapjuk, hogy $\mathbf{C}$ -t szendvicseljük a keresett egyenesre merőleges sík bázisvektoraival és ezeket összeadjuk. Könnyen látható, hogy egy ilyen kvadratikus alak akkor lesz minimális, ha $\{\mathbf{e}\}_{i=1}^2$ éppen a $\mathbf{C}$ mátrix két legkisebb sajátértékéhez tartozó sajátvektora és ekkor D értéke éppen a két legkisebb sajátérték összege. Mivel $\mathbf{C}$ szimmetrikus és pozitív definit (hiszen D -t úgy konstruáltuk, hogy mindenképpen pozitív legyen), így sajátvektorai ortogonális bázist alkotnak. Vagyis, ha $\{\mathbf{e}\}_{i=1}^2$ a két legkisebb sajátértékhez tartozó sajátvektor, akkor $\mathbf{e}_0 = \mathbf{r}$ éppen $\mathbf{C}$ harmadik sajátvektora, ami $\mathbf{C}$ legnagyobb sajátértékéhez tartozik.

Összegezve, ha a detektorban az $\{\mathbf{x}_i\}_{i=1}^n$ pontokban tapasztaltunk beütést, a pontokra legjobban illeszkedő egyenes nyomvonal a következő eljárással kapható meg.

1. Meghatározzuk a pontok "súlypontját", vagyis átlagát. Ez a pont rajta lesz a keresett egyenesen.
2. Ezt követően kiszámítjuk a mért pontok empirikus kovarianciamátrixának $(n - 1)$ -szeresét.
3. A kapott mátrix sajátértékproblémáját megoldjuk és a keresett egyenes irányvektora a legnagyobb sajátértékhez tartozó sajátvektor lesz.
4. A másik két sajátérték összege pedig megadja az egyenestől való négyzetes eltérések összegét.
5. Ezzel megkaptuk az egyenes egy pontját és irányvektorát, ami (4.1) alapján egyértelműen meghatározza a keresett egyenest, illetve ismerjük az illesztés "jóságának" fokmérőjét is, az egyenestől vett négyzetes eltérések összegét.

Érdemes megjegyezni, hogy a fenti ortogonális regresszió alapuló eljárás teljesen ekvivalens egy háromdimenziós adatsoron végzett főkomponens analízissel, ahol ez a háromdimenziós adatsor az $\{\mathbf{x}_i\}_{i=1}^n$ halmaz. Hiszen a főkomponens analízis lényege is éppen azon irány meghatározása, ami mentén a pontok a legnagyobb változékonyságot mutatják.

4.3.2. A nyomkövetési algoritmus

Ebben a fejezetben a nyomkövetési algoritmus megvalósítását mutatom be. Az algoritmust a 4.3.1. fejezetben ismertetett matematikai leírást felhasználva implementáltam. Ennek feladata tehát az egyes eseményekben található részecskepályák rekonstruálása a mérési adatok alapján. Lebontva a nyomkövetés a következő lépéseket hajtja végre egy eseményen:

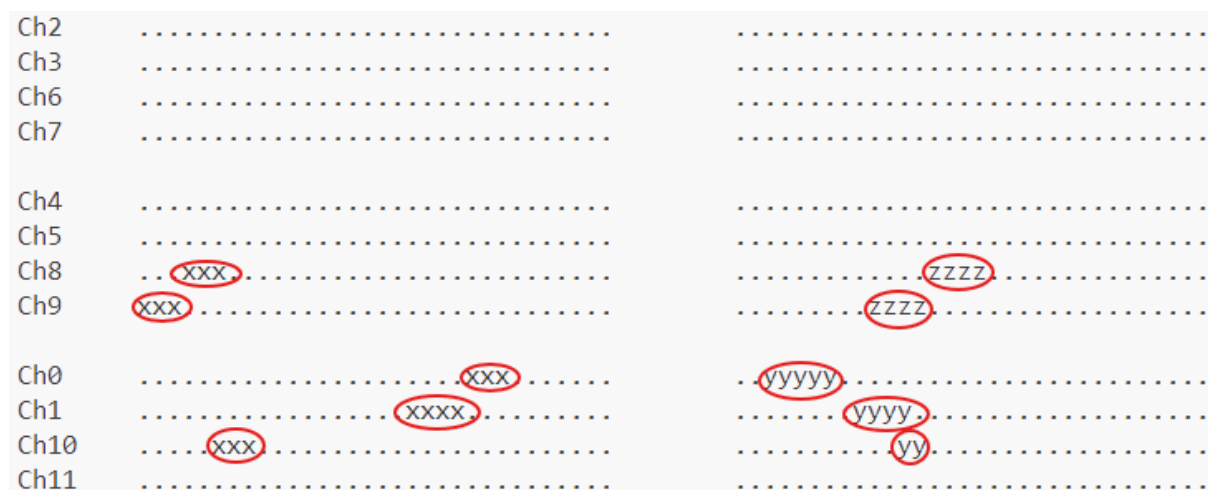
1. A "klaszterek" keresése a kamrákban.
2. A klaszterek alapján 3 dimenziós beütési pontok meghatározása.
3. A 3 dimenziós pontok ismeretében a legjobban illeszkedő részecskenyom megkeresése, ha létezik ilyen.

Ezek részleteiben a következőt jelentik.

1. Klaszterek keresése

Az első lépés az úgynevezett klaszterek megkeresése. Klaszternek az egyes kamrákban közvetlenül egymás mellett megszólaló csatornákat hívjuk. A 4.2. ábrán látható példaesemény is jól mutatja, hogy a kamrák szálsíkjai általában nem csak 1-1 csatorna ad jelet, hanem több (legtöbbször egymás melletti) csatorna is. A kamrán áthaladó ionizáló részecske által hagyott jel több szomszédos csatornán is megjelenik.

A nyomkövetési algoritmus része egy klaszterező algoritmus, ami a beütési adatok alapján megkeresi minden kamra mindkét szálsíkjában az egymás mellett megszólaló csatornákat. Az algoritmus ezekről eltárolja a lényeges információkat (klaszterek közepének helye, klaszterek mérete (hány egymás melletti szál szólalt meg) és klaszterek száma az egyes szálsíkokban) és a következő lépésben háromdimenziós beütési pontokat határoz meg ezek alapján. A 4.3. ábrán látható ASCII-art-ként megjelenítve egy eseményben található néhány klaszter.



4.3. ábra. Példa egy eseményben található klaszterekre. A pontok jelölik az egyes kamrák pozícióérzékeny csatornáit, ezekből minden kamrában 2×32 db van. x , y , vagy z jelöli a jelt adó szálakat, attól függően, hogy a szálak milyen globális koordináta-rendszerbeli iránynak felelnek meg.

Amennyiben ismertek a 4.2. fejezetben említett "halott" csatornák (vagyis az előzetes analízist már elvégeztük), akkor a klaszterező algoritmus korrigál ezen csatornákra. A "halott" csatornák olyan csatornák, melyek a kamra többi csatornájánál lényegesen kisebb hatásfokkal üzemelnek, vagyis gyakran nem adnak jelet, mikor egy részecske áthalad rajtuk. Erre a szomszédos szálak alapján korrigálhatunk. Feltételezzük, hogyha egy "halott" csatorna mindkét szomszédos szála jelt adott, akkor a "halott" csatornának is jelt kellett adnia és az algoritmus innentől kezdve ezt a csatornát is így kezeli.

Ez lényegében hibás klaszterek kitöltését jelenti. Egy-egy "halott" csatorna kettévághat egy-egy klasztert, erre történik a korrekció.

A "halott" csatornák keresése az előzetes analízis alatt történik meg, az egyes kamrák hatásfokának helyfüggését vizsgálva. Erre részletesebben a 4.4. fejezetben térek ki.

2. Háromdimenziós beütési pontok meghatározása

A 4.3.1. fejezetben ismertetett eljárással 3 dimenziós pontokra illeszthetünk egyenest. A részecskepálya rekonstruálásához felhasznált 3 dimenziós pontokat a klaszterek alapján kaphatjuk meg.

A klaszterek információt adnak arról, hogy a részecske az adott kamra szálsíkjai mentén hol haladt keresztül. A kamra két merőleges szálsíkjain talált klaszterek adják a 3 dimenziós beütési pontok két koordinátáját. Ez a két koordináta a klaszterek középpontjának koordinátája. A beütési pont harmadik koordinátája pedig a kamra középvonalának megfelelő koordinátája.

Például a 4.3. ábrán látható eseményben találhatunk 1-1 beütési pontot a Ch0, Ch1, Ch8, Ch9, és Ch10 kamrákban, vagyis összesen 5 beütési pontot.

Egy beütési pont koordinátái például a következő módon adódnak: a Ch8 kamra x irányú szálai közül a 4., 5. és 6. szálak adtak jelet, ezek alkotnak klasztert. Ennek középpontja az 5. szál vagyis a beütési pont x koordinátája az 5. szál x koordinátája lesz. Hasonlóan a kamra z irányú szálain talált klaszter középpontja a 15. és 16. szál között van félúton, a beütési pont z koordinátája tehát ezen pont z koordinátája. A beütési pont y koordinátája pedig a Ch8 kamra középvonalának y koordinátájával egyezik meg, hiszen a kamra síkja éppen erre az irányra merőleges. Ezzel megkaptuk a Ch8 kamrában található beütési pont koordinátáit. A többi kamrában található beütési pontok koordinátái ezzel analóg módon adódnak.

Előfordulhat olyan eset is, hogy valamelyik szálsík mentén több klasztert találunk egy kamrában. sőt az is lehet, hogy nem azonos számú klaszter van a két szálsík mentén. Ekkor a merőleges szálsíkokban talált klaszterek több pontot is meghatároznak. Ha az egyik szálsíkon n a másikon m klaszter található, akkor $n \times m$ pont is beazonosítható. Ebből legfeljebb $\min(m, n)$ darab pont tényleges beütési pont, de nem tudjuk, hogy melyek ezek.

Az algoritmus, hogy valódi pontot ne dobjunk el, mind az $n \times m$ pont koordinátáit kiszámolja és mindegyik pontot beütési pontként kezeli. A hamis pontok a következő lépésben válnak szűrhetővé.

3. Részecskenyom rekonstruálása

A háromdimenziós beütési pontok koordinátáinak meghatározása után az algoritmus megkeresi az eseményben található részecskenyomot, ha van ilyen. Ehhez a 4.3.1. fejezetben bemutatott matematikai leírást alkalmazza.

Egy eseményben nem biztos, hogy minden beütési pont a részecske nyomához tartozik, előfordulhatnak külső zajból fakadó klaszterek is a detektorban, amikből hamis beütési pontokat kaphatunk.

Ahhoz, hogy az ilyen zajból adódó hamis pontokat kiszűrjük, az algoritmus a beütési pontok közül minden lehetséges módon kiválaszt három pontot (persze úgy, hogy ne legyen több pont azonos kamrából) és megkeresi az azokra legjobban illeszkedő egyenest, majd azt a nyomvonalat fogadja el, amelyikre a legkisebb az egyenestől vett négyzetes eltérések összege. (A 4.3.1. fejezet jelöléseivel a D érték)

Ezzel lényegében egy offline triggerelést is végzünk hármas koincidenciával. Mint azt a 4.1. fejezetben is írtam az online triggerelés kettes koincidenciával történik technikai okokból, így ezt offline tovább kell szűkíteni. Ez a három pontra való illesztés kiszűri az

olyan eseményeket, amikor csak két kamrában kaptunk jelet.

Mivel az már könnyebben előfordulhat, hogy egy müon nem négy kamrán, hanem csak háromon halad át, ezért nem triggerelünk offline sem négy kamrára. Hárompontos nyomvonalakat még elfogadunk, azok már jól meghatároznak egy egyenest.

Ezeket túl az sem biztos, hogy az olyan eseményekben, ahol több, mint két kamra megszólalt kell lennie részecskenyomnak. Minden ilyen eseményben találhatunk egy legjobban illeszkedő egyenest, de az nem feltétlenül egy részecskéhez tartozik. Így további offline triggerre van szükség. Ennek módja, hogy megadunk egy küszöbértéket az illesztés jóságára, ami felett nem fogadjuk el az illesztett egyenest és az eseményt eldobjuk. Az illesztés jóságát az illesztéshez tartozó χ^2 érték jellemzi. Ez definíció szerint a négyzetes eltérések súlyozott összege, ahol a súlyozás a mérési pontok egyes koordinátáinak szórásnégyzeteinek az összegével történik. A 4.3.1. fejezet jelöléseit alkalmazva:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{\|\mathbf{y}_i - \mathbf{x}_i\|^2}{\sigma_x^{(i)2} + \sigma_y^{(i)2} + \sigma_z^{(i)2}}, \quad (4.13)$$

ahol $\sigma_x^{(i)}$, $\sigma_y^{(i)}$ és $\sigma_z^{(i)}$ az egyes pontok x -ben, y -ban és z -ben lévő bizonytalanságai. Minden kamrában 1-1 koordináta megfelel a térformáló és a felvevő szálakból kapott pozícióinformáció koordinátájával. Ezen szálsíkok pozíciófelbontása ismert[28] és értékük (2.1a) és (2.1b) szerint rendre

$$\sigma_{\text{FW}} = 3.73 \text{ mm} \quad \text{és} \quad \sigma_{\text{PW}} = 3.92 \text{ mm}. \quad (4.14)$$

Minden beütési pont harmadik koordinátája a ponthoz tartozó kamra középvonalának megfelelő koordinátája, mivel a kamrában a jel gyakorlatilag itt keletkezik. Ennek a koordinátának így nincsen bizonytalansága. Ez azt jelenti, hogy minden ponthoz a következő súlyfaktor tartozik:

$$w_i^2 = \sigma_{\text{FW}}^2 + \sigma_{\text{PW}}^2 = 29.28 \text{ mm}^2, \quad (4.15)$$

ahol w_i^2 jelöli a súlyfaktort. Tehát az illesztéshez tartozó χ^2 érték:

$$\chi^2 = \frac{1}{w_i^2} \sum_{i=1}^3 \|\mathbf{y}_i - \mathbf{x}_i\|^2 = \frac{D}{w_i^2}, \quad (4.16)$$

Ahol a korábban látott módon D egyszerűen adódik az illesztéskor használt $\mathbf{C}$ mátrix két legkisebb sajátértékének összegeként. A lineáris illesztésekhez tartozó χ^2 értékek általában valamilyen χ^2 eloszlást követnek. Esetünkben ez nem következik egyértelműen és szigorú értelemben véve nem is igaz. Már az is bonyolít a helyzeten, hogy négypontos nyomvonalak esetén a legjobb háromhoz tartozó χ^2 értéket vizsgálja az algoritmus. Az egyszerűség kedvéért mégis χ^2 eloszlással közelítünk, a szabadsági fokok számát pedig a következő módon becsüljük: az illesztéshez három pontot használ az algoritmus, amiknek összesen 6 olyan koordinátája van, amiben valamilyen szórás van. Az illesztett paraméterek között pedig 4 független: az egyenes irányvektora egy egységvektor, ami két független értékkel adható meg, míg az egyenes egy pontjának két további független paramétere van, mivel a háromból egyet meghatároz az irányvektor. Így tehát 4 független paramétert illesztünk 6 független adatpontra vagyis a χ^2 eloszlás szabadsági fokainak száma $6 - 4 = 2$. Egy 2 szabadsági fokú χ^2 eloszlás 1/2 paraméterű exponenciális eloszlással egyezik meg. A vágást olyan χ^2 értéknél választom meg, ahol az eloszlás 99.9%-át még megtartom, vagyis ahol

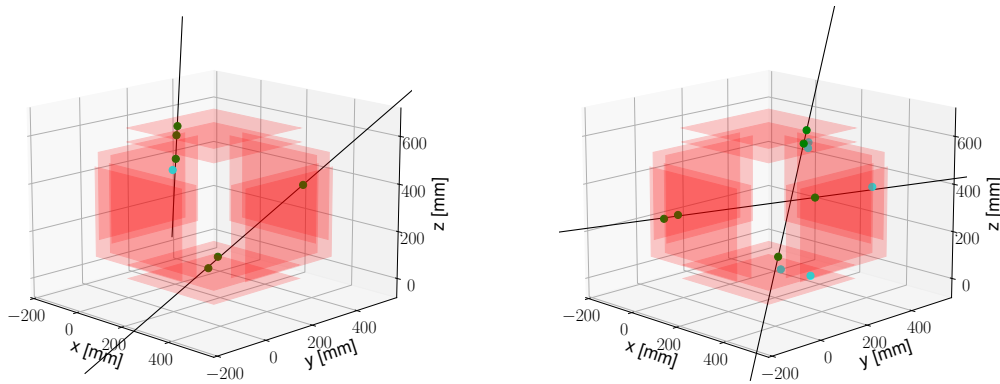
$$F(\chi^2) = 1 - e^{-\chi^2/2} < 0.999 \Rightarrow \chi^2 < -2 \cdot \ln(1 - 0.999) = 13.81, \quad (4.17)$$

ahol $F(\chi^2)$ a χ^2 értékek eloszlásfüggvénye (pontosabban annak becslése, két szabadsági fokú χ^2 eloszlás). Tehát a következő offline trigger a (4.16) egyenletben definiált illesztéshez tartozó χ^2 értéket kiszámítja, az eseményben található legjobb illeszkedéssű egyeneshez és a nyomvonalat akkor tartja meg, ha $\chi^2 < 13.81$.

Ez tehát a nyomkövetési algoritmus. Összefoglalva ismét a működése, most már kicsit részletesebben

1. Korrekció a "halott" csatornákra (ha az előzetes analízis már megtörtént.), a félbevágott klaszterek kitöltése.
2. Klaszterek megkeresése és a beütési pontok koordinátáinak meghatározása ezek alapján.
3. Az összes lehetséges hárompontos kombinációhoz a nyomvonal megillesztése (első offline trigger) és ezek közül a legjobb kiválasztása.
4. A legjobban illeszkedő nyomvonalhoz tartozó χ^2 érték kiszámítása és a nyomvonal megtartása vagy eldobása ennek függvényében (második offline trigger).

A 3. és 4. pontokat elvégző függvény implementálása megtekinthető az A függelékben. A 4.4. ábra pedig néhány nyomvonalat és beütési pontot szemléltet, amit a nyomkövető algoritmus talált meg.



4.4. ábra. A nyomkövető algoritmus által illesztett részecskenyomok és a hozzájuk tartozó beütési pontok. A zöld színű pontok az illesztéshez felhasznált, a kék színűek az illesztéshez fel nem használt pontok, a piros téglalapok a detektor kamráinak középvonalát mutatják. Mindkét ábra két külön eseményt mutat, a jobb oldali eseményeken látható több zajból adódó pont is.

4.3.3. Geometria finomhangolása

Az előzetes analízisből nyerhető első korrekciós lehetőséget a beütési pontok illesztett nyomvonalától való eltéréseinek vizsgálata adja. Ebből a detektor geometriai pontatlanságairól nyerhetünk információt, amit iteratív módszerrel korrigálhatunk. A kamrák helyében a névleges geometriához képest mm-es pontatlanságok fordulhatnak elő. A cél ezek korrigálása.

A detektor tükörszimmetriái alapján azt várjuk, hogy bármelyik kamrában a klaszterek koordinátáinak eltérése az illesztett részecskepályától az egyes szálsíkok mentén átlagosan nulla kell hogy legyen. Ez a mennyiség vizsgálható minden kamra mindkét szálsíkja mentén és a nullától való eltérésekből képet kaphatunk arról, hogy az egyes kamrák helyét jól adtuk-e meg az analízáló szoftvernek, ez alapján finomhangolhatjuk a geometriát.

Az egésznek nagy előnye az, hogy a korrekciót elég szoftveresen elvégezni. A szoftverben kell pontosítani az egyes kamrák helyét, ezzel a detektor valós elrendezését leírva. A szoftverben kétfajta korrekciós lehetőséget implementáltam:

- Lehetőség van bármely kamrát a tér bármely irányában tetszőlegesen eltolni, közben a kamra síkjának irányát nem változtatva.
- Lehetőség van bármely kamrát a saját középpontja körül a kamra síkjában tetszőleges szöggel elforgatni.

E kettővel a kamra síkjában tetszőleges pont körüli elforgatás is végezhető, mivel az felbontható egy kamra középpontja körüli forgatásra és egy eltolásra.

A klaszterek részecskepályától való eltérését minden kamrában külön-külön vizsgálom a kamra szálsíkjaival párhuzamos két irány mentén és külön vizsgálatot végzek különböző részecskepálya-típusok esetén is. Ez alatt azt értem, hogy a részecske a kocka melyik két lapján haladt át. Például egy TD típusú részecskepálya azt jelenti, hogy a részecske a kocka T és D lapján haladt át. Összesen 15 fajta pályatípus különböztethető meg és a kocka minden lapja 5 típushoz tartozik.

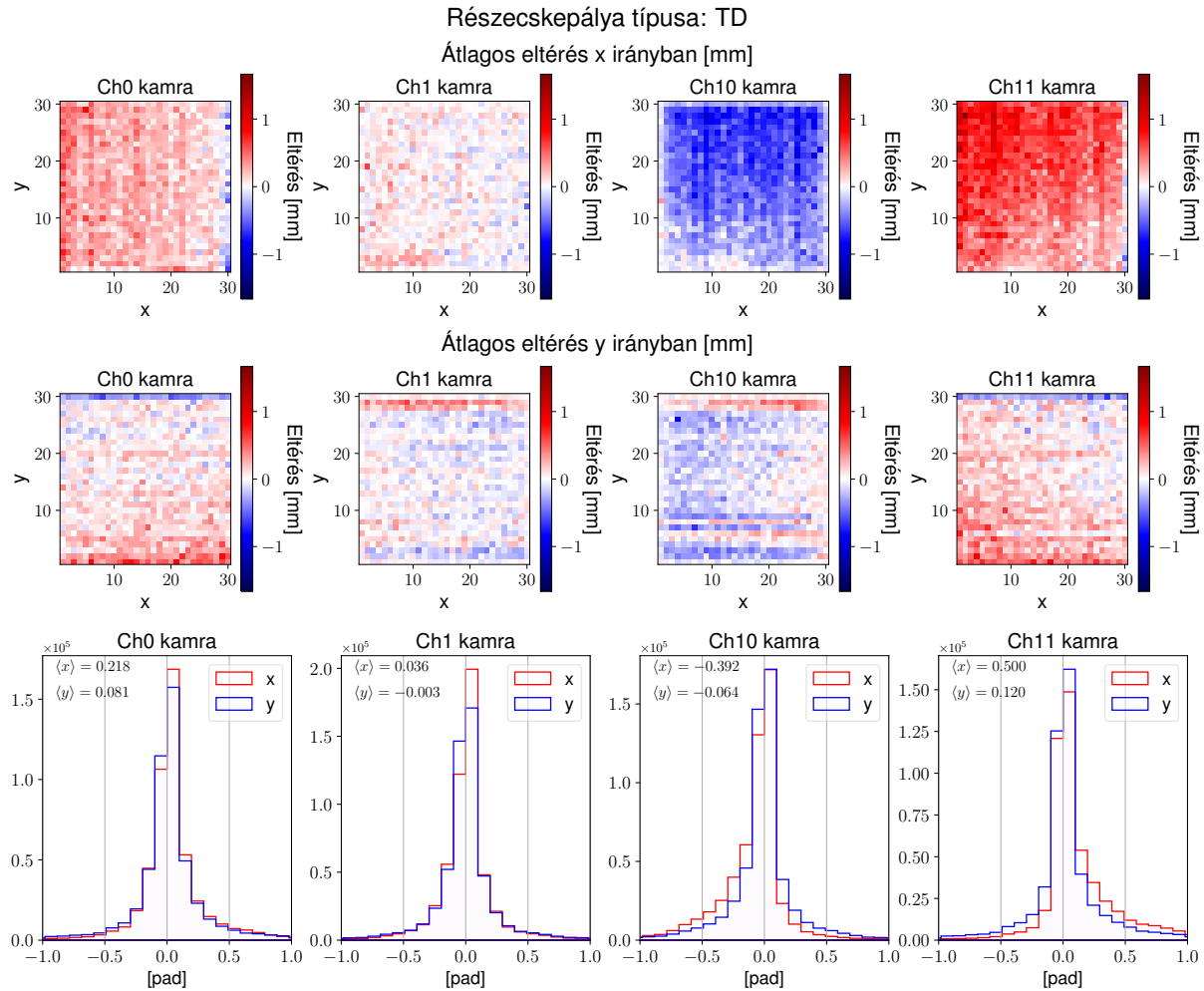
Az esetek ilyen szintű megkülönböztetése megkönnyíti a geometria finomhangolását. Az egyes részecskepálya-típusok arról árulkodnak, hogy a típushoz tartozó 4 kamra egymáshoz képest hogyan van eltolva. A geometria korrigálására a következő taktikát alkalmaztam:

- Először a TD, FB, és LR típusú részecskenyomok alapján egymáshoz képest megfelelő pozícióba állítom az egymással párhuzamos kamrákat. Ezek a korrekciók egyszerre elvégezhetőek, mivel az említett részecsketípusok egymástól függetlenek.
- Ezt követően a párhuzamos kamrákat egymáshoz képest már nem mozgatom, kizárólag 4–4 kamrát együtt vizsgálva állítom be a párhuzamos kamranégyesek egymáshoz képesti pozícióját a maradék 12 pályatípus alapján.

Az eltéréseket kétféleképpen is ábrázolom minden esetben:

- Hisztogramot készítek az eltérések eloszlásából mindkét szádirány mentén, ezzel egy globális képet kapok a kamra adott irány mentén vett eltolásáról.
- "Eltolási térképet" készítek minden kamráról mindkét szádirány menti eltolás esetén. Ezek 32×32 pixeles térképek. Minden pixel egy csatornapárhoz tartozik a kamrában. A pixelekhez tartozó számérték azt mutatja meg, hogy a pixelen áthaladó részecskepályák esetén mekkora a kamrában lévő, részecskéhez tartozó beütési pontok átlagos eltérése a részecskenyomtól az adott szádirányban.

Ezzel helyfüggő képet kaphatok a kamra eltolásáról, ami alapján például a kamra forgatásával korrigálható pontatlanság egyszerűbben felismerhető.



4.5. ábra. A TD pályatípushoz tartozó eltéréseket mutató hisztogramok és térképek a **korrigálatlan** geometria esetén. A hisztogramokon az eloszlások átlagát is megadtam. A hisztogramok pad egységben vannak, ami a csatornatávolságot jelenti, vagyis 1 pad = 12 mm. Jól látható, hogy a Ch10 és Ch11 kamrák egymáshoz képest x irányban el vannak tolva. Láthatóan az átlagos eltérések 1 mm-nél kisebbek, ami a csatornaszélesség töredéke. A geometria így is elég pontos, de korrigálható tovább.

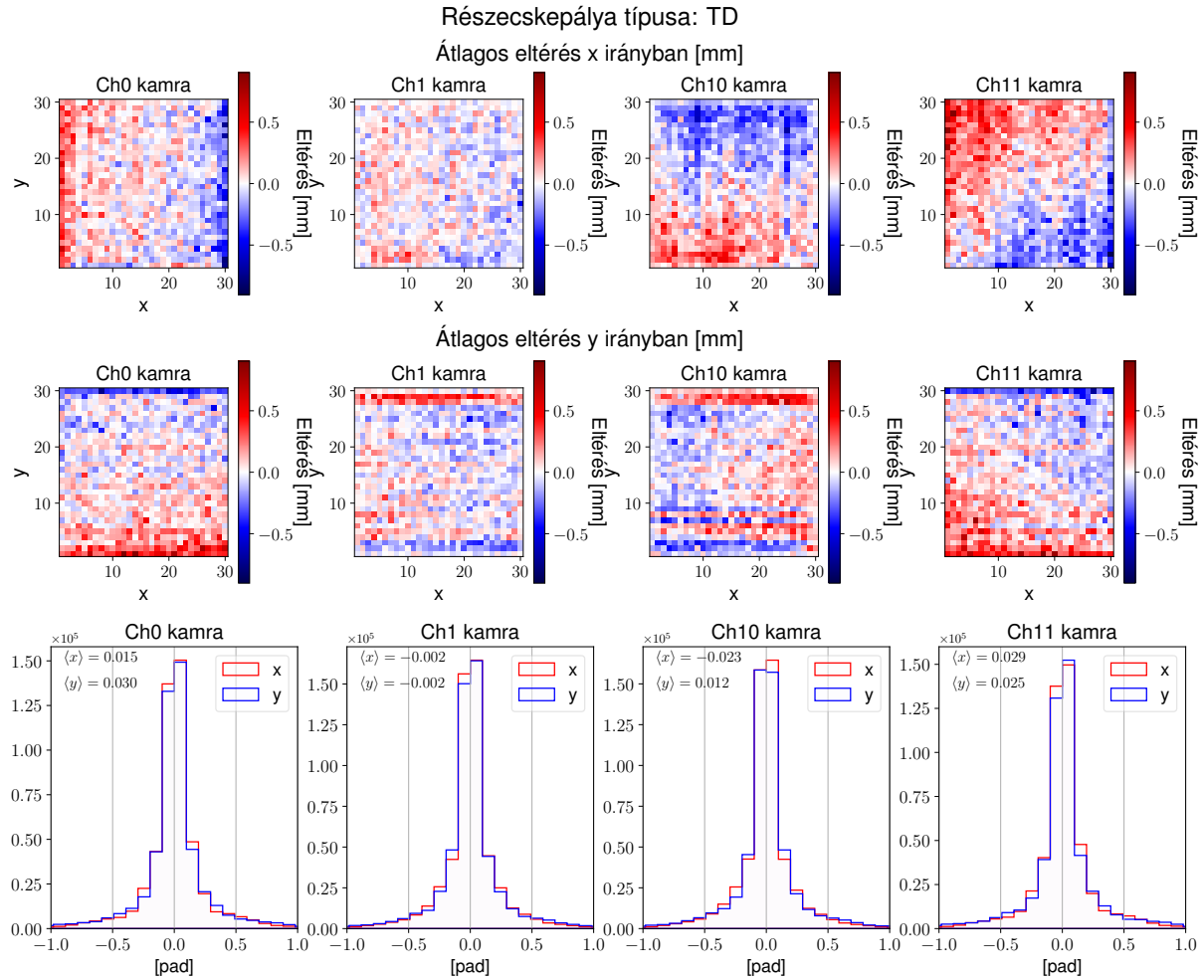
Tehát minden pályatípus esetén egy kamrához 2 hisztogram és 2 eltolási térkép tartozik. Egy pályatípushoz tartozó 4 kamra hisztogramjait és térképeit együtt érdemes ábrázolni, ami 8 hisztogramot és 8 térképet jelent, a korrekció ezek alapján végezhető.

Az algoritmus a hisztogramokhoz és térképekhez szükséges adatokat a részecskenyom megillesztése után számítja ki. Ehhez meghatározza a nyom és a megfelelő kamrák középvonalsíkjaik metszéspontját, amiből a beütési pontok és részecskenyom közötti eltérés egyszerűen adódik.

Az első lépés tehát a párhuzamos kamrák egymáshoz képesti beállítása. a 4.5. ábra a korrigálás nélküli geometria esetén kapott eltolási hisztogramokat és térképeket mutatja a TD pályatípus esetén. Szembetűnő, hogy a Ch10 és Ch11 kamrák egymáshoz képest x irányban el vannak tolva, ezt érdemes korrigálni.

Hasonló hisztogramok és térképek készíthetők az LR és FB típusokhoz is. Ezek még pontosabbnak adódnak, mint a TD típus. Iteratív módszerrel megkerestem egy

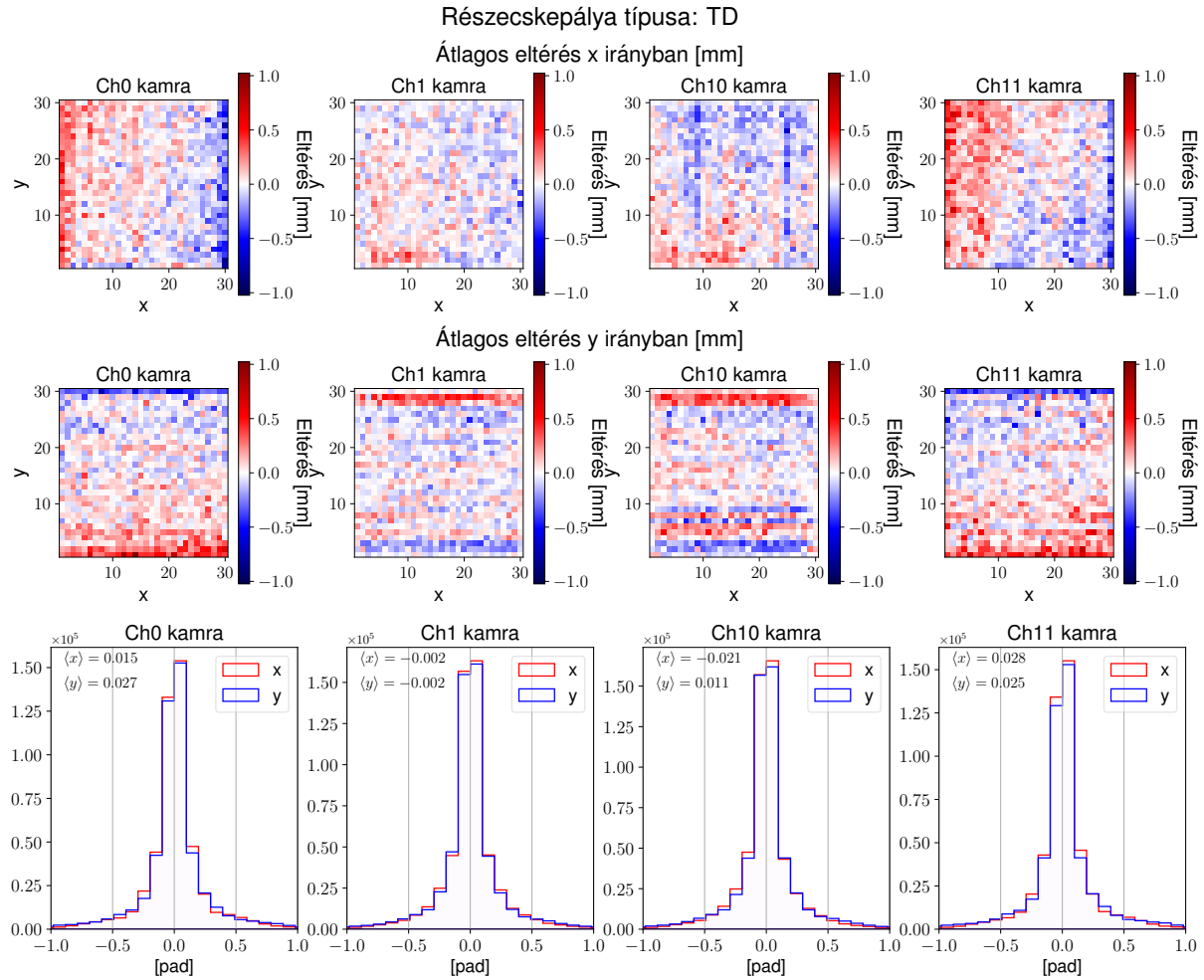
ideálisabb eltolásállapotot és a geometriát ezzel korrigáltam. A korrigálás utáni térképeket és hisztogramokat 4.6. ábra mutatja. A korrigálás pozitív hatása jól megfigyelhető. Most a Ch11 kamrán az látható, hogy a "bal felső sarka" x -ben pozitív, a "jobb alsó sarka" x -ben negatív irányban van eltolva. Az y irányú eltolásra hasonló állítás fogalmazható meg. Ezek egy forgatáshoz tartozó eltolási térképek, a további korrigáláshoz a kamrát pozitív irányban kell elforgatnunk.



4.6. ábra. A TD pályatípushoz tartozó eltéréseket mutató hisztogramok és térképek a **korrigált** geometria esetén. Jól látható a korrekció hatása. A Ch11 kamrában forgatáshoz tartozó térképeket figyelhetünk meg.

Az elforgatásra adható legjobb korrekciót is megkerestem. Az eredményt a 4.7. ábra mutatja.

A korrekciókat a TD, LR és FB pályatípusokat használva az egymással párhuzamos kamrákra elvégeztem. Az így korrigált kamranégyesek egymáshoz képesti korrekciója már nem ilyen egyszerűen elvégezhető, mivel a geometria sokféle módon eltérhet a névlegestől. Ezeket a korrekciókat nem végeztem el, de mint fentebb is említettem a geometria így is elég pontos. A tapasztalt átlagos eltérések a csatornatávolság töredékével egyenlőek. Ezt igazolja a 4.8. ábra, ahol az összes pályatípusra összegzett hisztogramok láthatóak minden kamra esetén.



4.7. ábra. A TD pályatípushoz tartozó eltéréseket mutató hisztogramok és térképek a forgatási korrekció után.

4.4. Detektor hatásfoka és átlagos erősítése

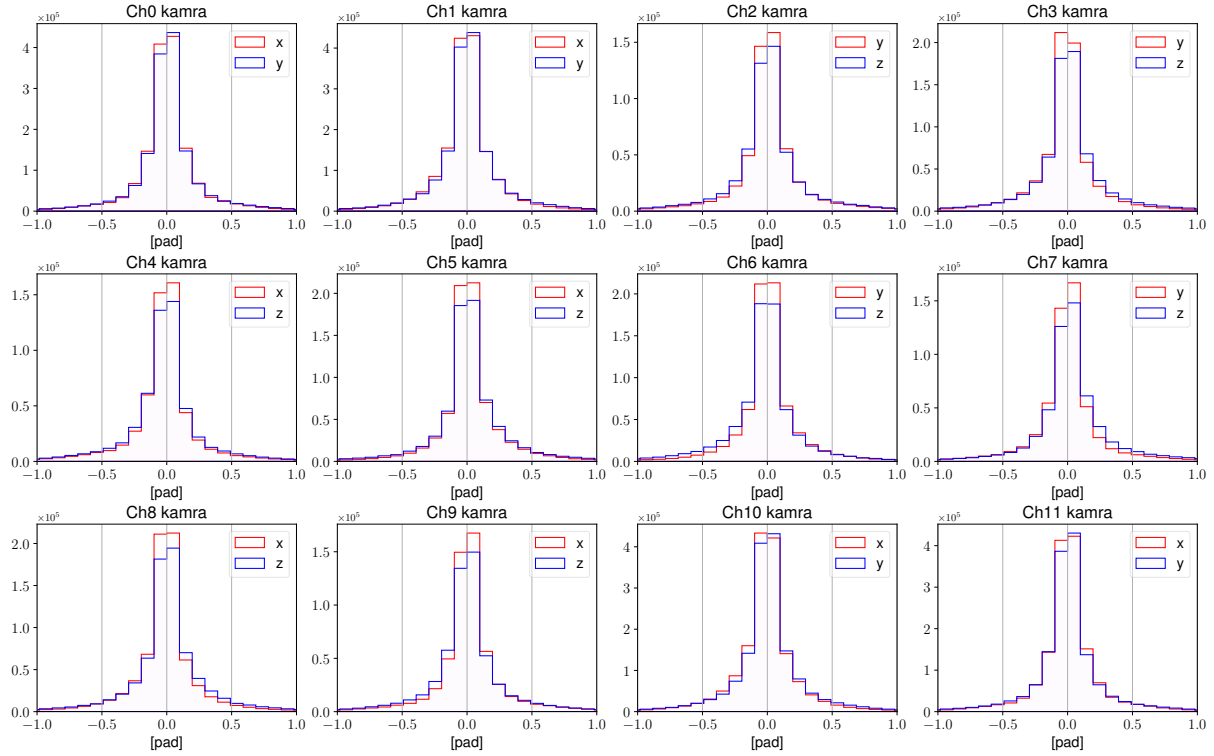
Az analízis következő fontos eleme a kamrák hatásfokának és átlagos erősítésének kiszámítása. Minden kamrához két hatásfok értéket rendelhetünk és vizsgálhatjuk ezek kamrán belüli hely- és időfüggését is. Hasonlóan kiszámíthatjuk a kamrákhoz hely- és időfüggő módon az átlagos erősítéseket is. Ezek fontos információk a mérés szempontjából, valamint az előzetes analízis során ezek alapján találhatjuk meg a "halott" csatornákat, és ezek alapján határozhatjuk meg a detektor érzékeny felületét.

A két hatásfok a nyomkövetési és trigger hatásfok. A következő alfejezetekben ezen hatásfokok és az átlagos erősítés definícióját és kiszámítási módját mutatom be.

4.4.1. Nyomkövetési hatásfok

A nyomkövetési hatásfok annak a valószínűsége, hogy egy kamrán áthaladó részecske után látunk beütési pontot és az a részecske nyomvonalához kellően közel van. A "kellően közel" mindkét szálsík mentén 5σ eltérést jelent, ahol σ értéke a (2.1a) és a (2.1b) egyenletben látható.

Jelölje $N_{\text{cross}}^{(\text{ch})}$ azon események számát, mikor egy részecske a ch azonosítójú kamrán áthalad. Ezek közül $N_{\text{track}}^{(\text{ch})}$ esetben fordul elő, hogy a kamrában beütési pontot is látunk



4.8. ábra. A beütési pontok illesztett nyomvontól való eltéréseinek eloszlása az összes pályatípusra összesítve az egyes kamrák esetén

és az az illesztett nyomvonalhoz kellően közel található mindkét szálsík mentén, vagyis a térformáló szálsík mentén az illesztett nyomvonalhoz $5\sigma_{FW}$ távolságnál közelebb van, valamint a felvevő szálsík mentén az illesztett nyomvonalhoz $5\sigma_{PW}$ távolságnál közelebb van. Ekkor a kamra nyomkövetési hatásfokát a (4.18) kifejezés adja meg.

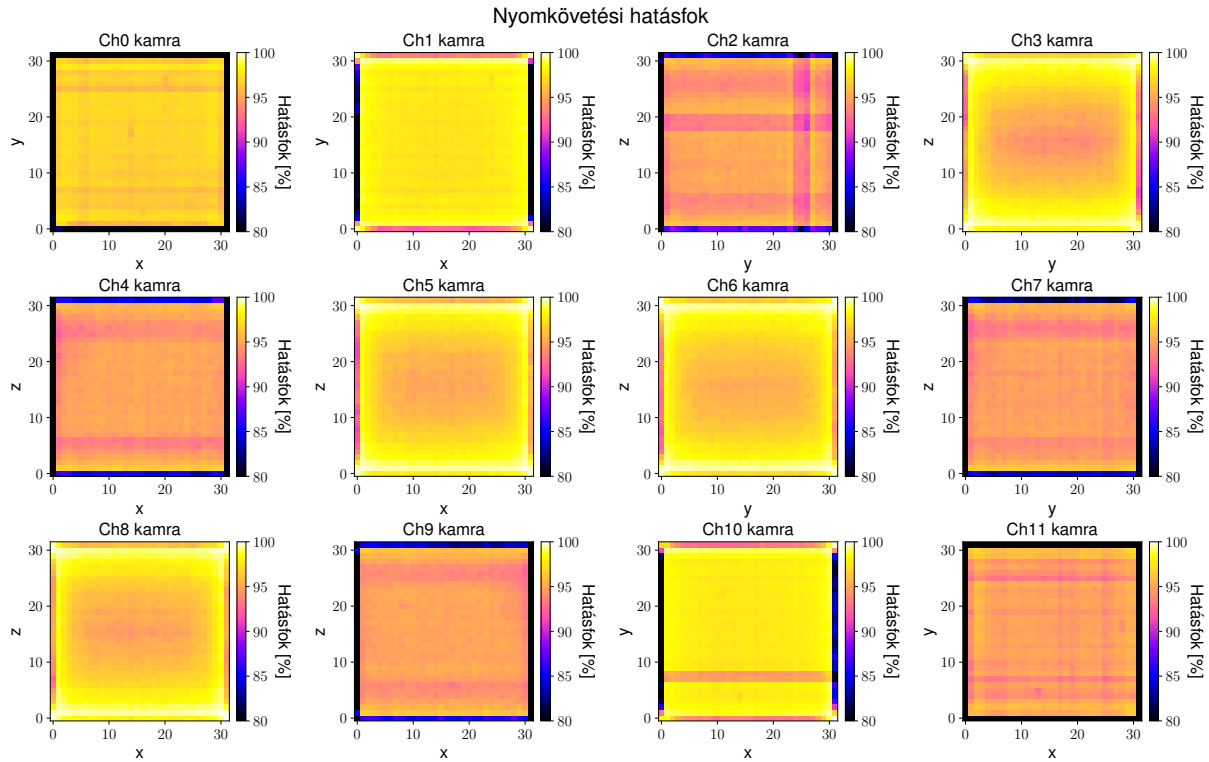
$$\eta_{hit}^{(ch)} = \frac{N_{hit}^{(ch)}}{N_{cross}^{(ch)}} \quad (4.18)$$

A hatásfoknak hely és időfüggését is vizsgálhatjuk. Helyfüggés esetén a kamra minden csatornapárjához rendelünk egy nyomkövetési hatásfok értéket, ezzel képet kapunk az egyes csatornák hatásfokáról is. Ezt az eltolási térképhez hasonlóan egy 32×32 pixeles hatásfoktérképen ábrázolhatjuk. Jelölje $N_{cross}^{(ch),ij}$ a ch számú kamra i -edik térformáló és j -edik felvevő csatornáján áthaladó részecskék számát. Az analízis szoftver szempontjából ez azon illesztett nyomvonalak számát jelenti, amik a kamrát az i -edik térformáló és j -edik felvevő csatornán metszik. Ezek közül pedig jelölje $N_{track}^{(ch),ij}$ azon részecskéket, amik esetén volt beütési pont a kamrában és az az illesztett nyomvonalhoz a fenti értelemben kellően közel volt. Ekkor a kamra ij csatornapárjához tartozó nyomkövetési hatásfok:

$$\eta_{track}^{(ch),ij} = \frac{N_{track}^{(ch),ij}}{N_{cross}^{(ch),ij}} \quad (4.19)$$

A 32×32 csatornapárra kimért hatásfokokat mutatja a 4.9. ábra a detektor összes kamrája esetén.

A hatásfok időfüggésének vizsgálatakor a kamrák érzékeny felületére vett átlagos hatásfokot szeretnénk meghatározni. A kamrák érzékeny felületének meghatározására a 4.4.4. fejezetben térek ki, de ez alatt a kamrák közepét, a szélső 2-2 csatorna elhagyását kell



4.9. ábra. Nyomkövetési hatásfok-térképek az egyes kamrákhoz. A kamrák szélén hatásfokcsökkenés figyelhető meg.

érteni. A 4.9. ábrán is látható, hogy a kamra szélein a hatásfok leesik, a hatásfok időfüggésének vizsgálatakor pedig nem erre az effektusra vagyunk kíváncsiak. Ez alapján a teljes kamrára vett átlagos hatásfokot az (4.20) kifejezés adja meg, ahol az összegzés a kamra érzékeny felületére történik.

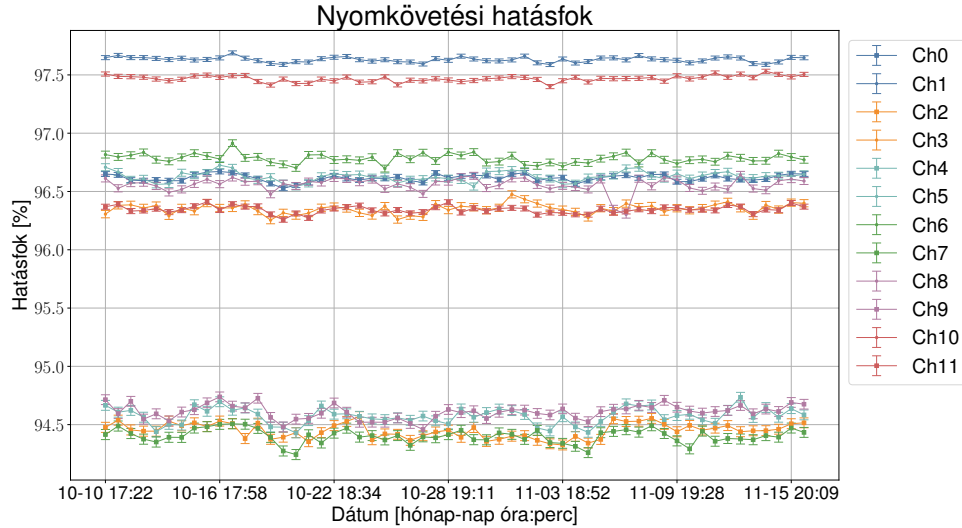
$$\eta_{\text{track}}^{(\text{ch})} = \frac{\sum N_{\text{track}}^{(\text{ch}),ij}}{\sum N_{\text{cross}}^{(\text{ch}),ij}} \quad (4.20)$$

Az átlagos hatásfok időfüggését pedig úgy kapjuk, hogy valamekkora véges, de elég statisztikát biztosító időintervallumokra bontjuk a teljes mérést és ezekben az intervallumokban külön-külön kiszámítjuk az átlagos hatásfokot.

A hatásfok bizonytalanságát a részecskék detektorba érkezésének és detektálásának statisztikus volta adja. Az $N_{\text{cross}}^{(\text{ch})} = \sum N_{\text{cross}}^{(\text{ch}),ij}$ és az $N_{\text{track}}^{(\text{ch})} = \sum N_{\text{track}}^{(\text{ch}),ij}$ mennyiségek Poisson-eloszlásúak, de erősen korreláltak. Továbbá ahogyan a 4.9. ábra is mutatja $\eta_{\text{tracking}}^{(\text{ch})}$ 1-hez közeli érték vagyis $N_{\text{cross}}^{(\text{ch})} \approx N_{\text{track}}^{(\text{ch})}$. Ekkor jó közelítés, hogy az $(N_{\text{cross}}^{(\text{ch})} - N_{\text{track}}^{(\text{ch})})$ mennyiség Poisson-eloszlású, így a hatásfok relatív bizonytalanságát a (4.21) kifejezés adja.

$$\frac{\Delta \eta_{\text{track}}^{(\text{ch})}}{\eta_{\text{track}}^{(\text{ch})}} = \frac{\sqrt{N_{\text{cross}}^{(\text{ch})} - N_{\text{track}}^{(\text{ch})}}}{N_{\text{cross}}^{(\text{ch})}} \quad (4.21)$$

Az egyes kamrák nyomkövetési hatásfokának időfüggését egy mérés alatt a 4.10. ábra mutatja. Az átlagos hatásfokokat a teljes mérési időtartam 16 órás diszjunkt intervallumokra bontásával kaptuk.



4.10. ábra. Nyomkövetési hatások időfüggése az egyes kamrákra 16 órás intervallumokra kiszámítva.

4.4.2. Trigger hatások

A trigger hatások az előzővel teljesen analóg módon definiált: annak a valószínűsége, hogy ha a kamrán áthaladt egy részecske, akkor a kamra adott trigger jelet. Ez a hatások is vizsgálható hely- és időfüggő módon is. Ha $N_{\text{cross}}^{(\text{ch}),ij}$ ugyanazt jelöli, mint korábban és $N_{\text{trig}}^{(\text{ch}),ij}$ ezek közül azon események száma, amikor a kamra adott triggerjelet, akkor a ch kamra ij -edik csatornapárjához tartozó triggerhatásfokot, az egész kamrához tartozó átlagos hatásfokot és annak bizonytalanságát a korábbiakkal teljesen analóg módon adhatjuk meg.

$$\eta_{\text{trig}}^{(\text{ch}),ij} = \frac{N_{\text{trig}}^{(\text{ch}),ij}}{N_{\text{cross}}^{(\text{ch}),ij}} \quad \eta_{\text{trig}}^{(\text{ch})} = \frac{\sum N_{\text{trig}}^{(\text{ch}),ij}}{\sum N_{\text{cross}}^{(\text{ch}),ij}} \quad \frac{\Delta \eta_{\text{trig}}^{(\text{ch})}}{\eta_{\text{trig}}^{(\text{ch})}} = \frac{\sqrt{N_{\text{cross}}^{(\text{ch})} - N_{\text{trig}}^{(\text{ch})}}}{N_{\text{cross}}^{(\text{ch})}}, \quad (4.22)$$

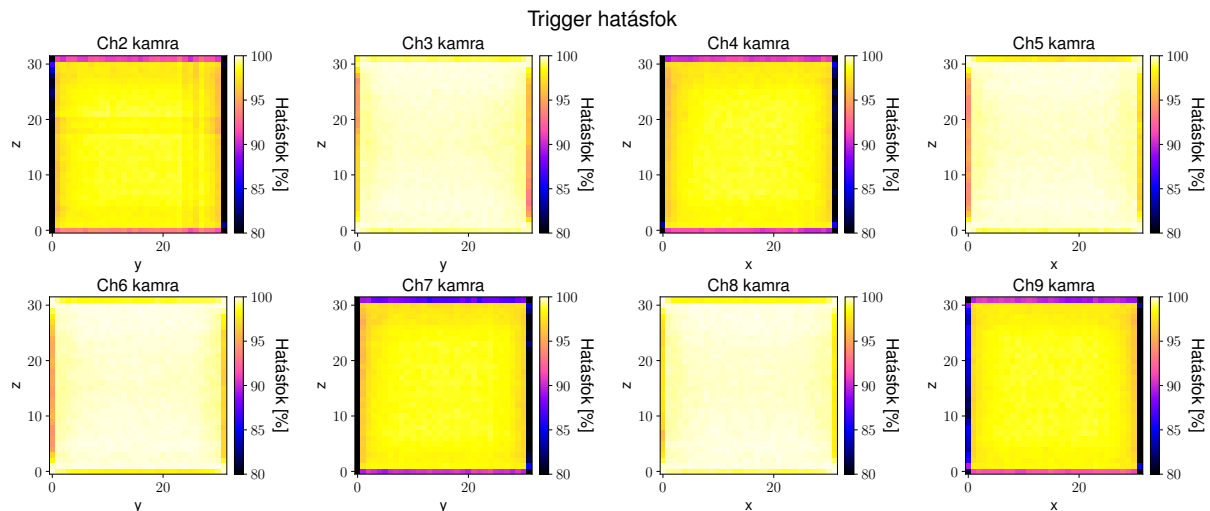
ahol $N_{\text{cross}}^{(\text{ch})} = \sum N_{\text{cross}}^{(\text{ch}),ij}$ és $N_{\text{trig}}^{(\text{ch})} = \sum N_{\text{trig}}^{(\text{ch}),ij}$ és az összegzés a kamra érzékeny felületére történik.

A 4.2. fejezetben ismertetett okokból a trigger hatások csak a Ch2 – Ch9 kamrákra számítható ki, mivel a többi kamra triggerjelét külön-külön nem tudjuk felvenni. A 8 rendszeren triggerelt kamrára kiszámított hatásfoktérképeket és időfüggést a 4.11. és a 4.12. ábrák mutatják.

A 4.9.-4.12. ábrákon jól látható, hogy a detektor kamrái igen magas hatásfokkal üzemelnek, a detektor és a nyomkövetés megbízható módon működik.

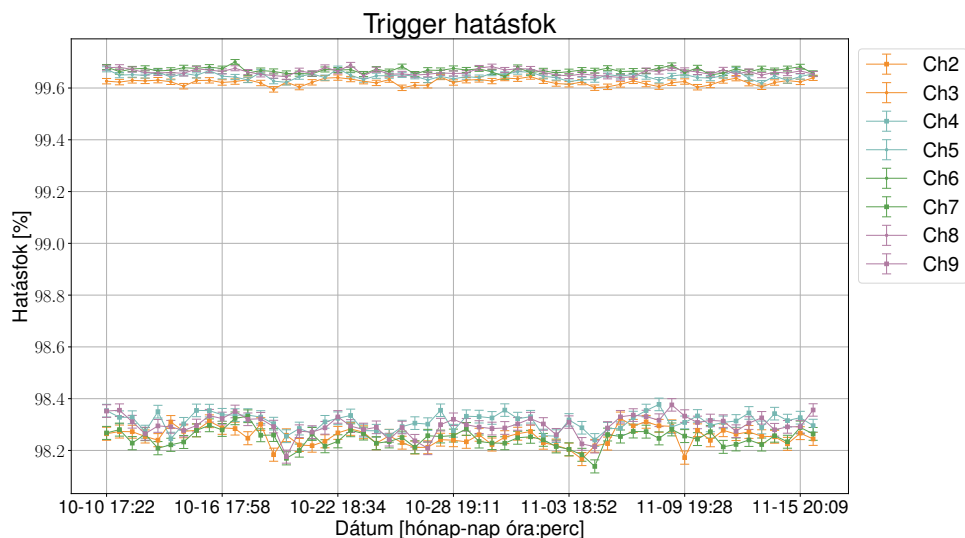
4.4.3. Átlagos erősítés

A mérés szempontjából további fontos információ a kamrák és szálak átlagos erősítése. Ezt az értéket is vizsgálhatjuk hely- és időfüggő módon. Az erősítés a kamrában érzékelt jelamplitúdót jelenti. Ez egy analóg-digitális átalakító által digitalizálva kerül kiírásra ADC egységekben az események felvételekor. Az átalakító ezen túl el is tolja a mért értékeket, hogy kis értékek is felvehetőek legyenek. Az eltolás mértékét hívjuk *pedestálnak*. Így a tényleges jelamplitúdó az átalakító által megadott érték mínusz a pedestal. Az



4.11. ábra. Trigger hatások térképek a hagyományosan triggerelt kamrákhoz. Láthatóan a triggerhatások is elég magas a kamrákban.

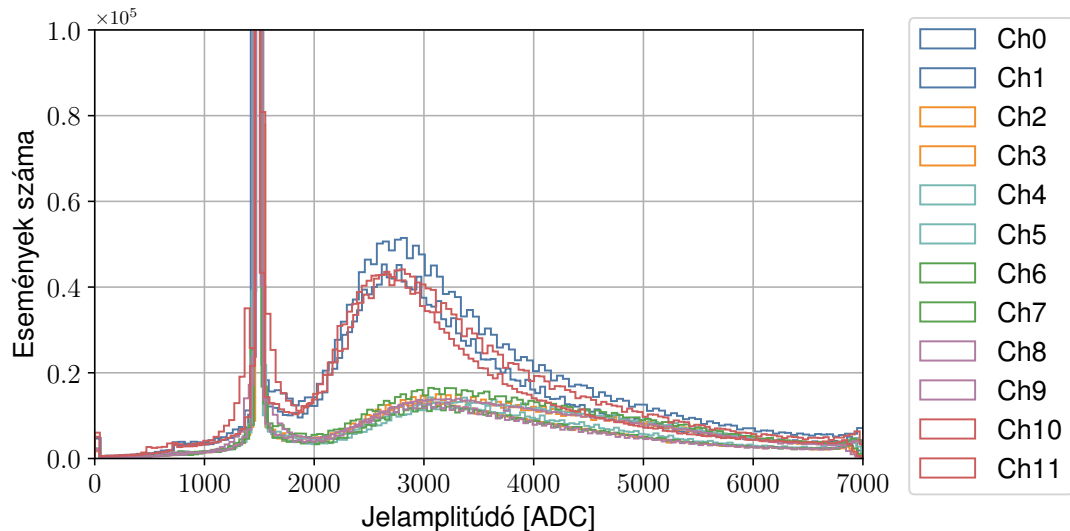
egyes kamrákban mért jelamplitúdók átalakító által megadott értékének eloszlását mutatja a 4.13. ábra. A pedestal éles csúcsa körüli lecsengő eloszlás a kamra Gauss-eloszlású elektronikus zaja, míg a pedestal fölötti rész a tényleges jelamplitúdók Landau-eloszlása.



4.12. ábra. Trigger hatások időfüggése 16 órás intervallumokban kiszámítva. A trigger hatások 99% körüli vagy afeletti.

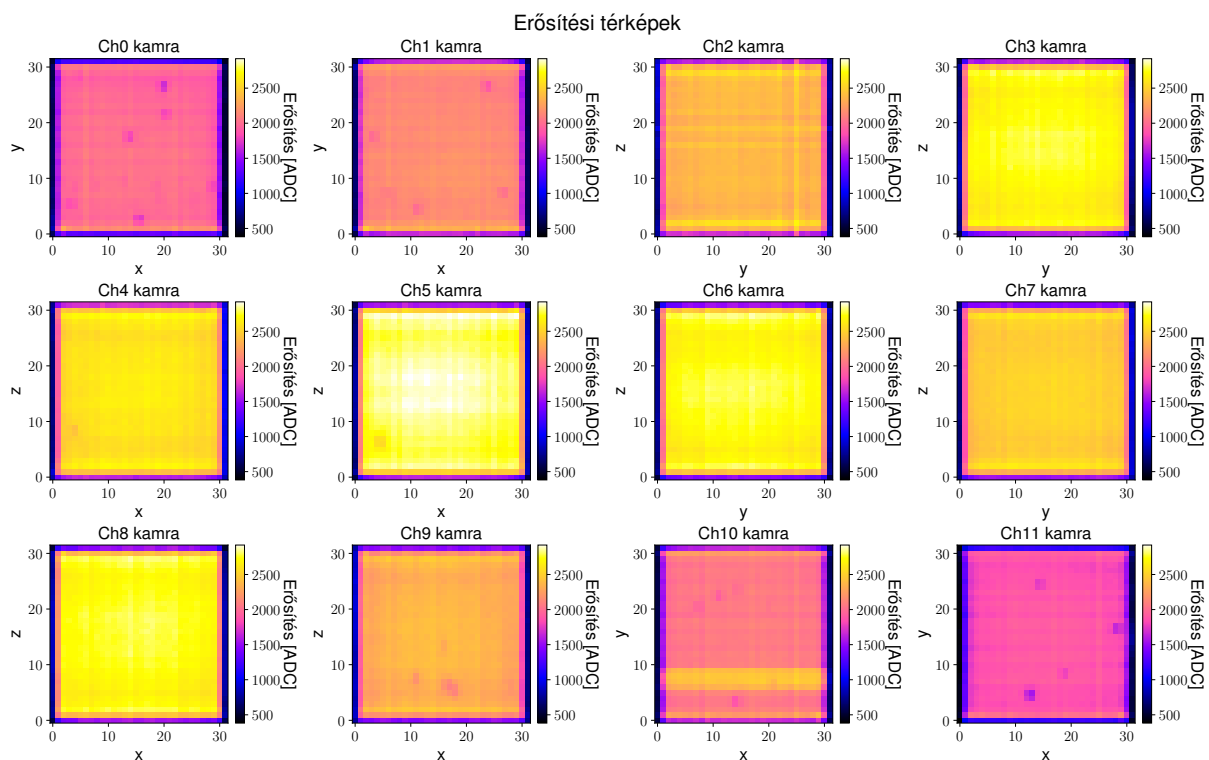
A tényleges jelamplitúdók vizsgálatához a pedestal értékét levontam az analóg-digitális átalakító által megadott értékekből, a további ábrákon ezek szerepelnek. A jelamplitúdók hely- és időfüggésének kiszámítását és ábrázolását a hatásokoknál ismertetett logikával végeztem. A helyfüggés esetén minden pixel azon események kamrában mért jelamplitúdóinak átlagát mutatja, amikor a részecske a pixelhez tartozó csatornákon haladt át a kamrán.

Az időfüggés esetén az egész kamrára vett jelamplitúdó-átlagot határoztam meg azon eseményeket figyelembe véve, mikor a műon a kamra érzékeny felületén áthaladt. A jelamplitúdók átlagát 16 órás időintervallumokban határoztam meg, így ábrázolva az idő-



4.13. ábra. Jelamplitúdók eloszlása 5 millió eseményben az egyes kamrákban. Jól látható a pedestalhoz tartozó éles csúcs 1500 ADC egység környékén.

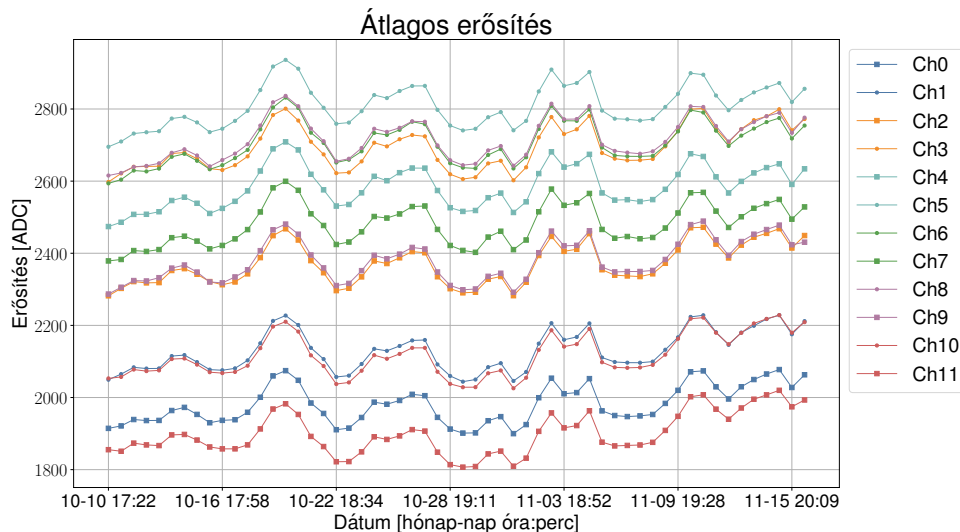
függést. A helyfüggést mutató erősítési térképek a 4.14. ábrán láthatóak, az átlagos erősítést az idő függvényében a 4.15. ábra mutatja.



4.14. ábra. Az egyes kamrák átlagos erősítési térképei. Jól látható, hogy a kamrák szélein áthaladó részecskék esetén az erősítés a kamrában igen alacsony, itt már nem érzékenyek a kamrák. Ezt az analízisben figyelembe kell venni.

A térképeken jól látható, hogy a Ch0, Ch1, Ch10, Ch11 kamrák erősítése látványosan kisebb a többi kamra erősítésénél. Ennek oka, hogy az említett kamrák a T és D lapokon, tehát a detektor alján és tetején helyezkednek el. Vagyis az ezen kamrákba ér-

kező részecskék többségének pályája közel függőleges. A többi kamrába észlelt részecskék pályája nagyobb zenitszögű, így azok átlagosan nagyobb utat tesznek meg a kamrában. A nagyobb úthosszon több ionizációra van lehetőség, így az erősítés is nagyobb. Ez a különbség a kamrák között tehát az elrendezés adottsága.



4.15. ábra. Az egyes kamrák erősítésének időfüggése. Az erősítésben látható szisztematikus ingadozás a töltőgáz nyomásának ingadozásából adódik.

A kamrák erősítésének időfüggésében egy másik érdekes jelenséget, egy szisztematikus ingadozást figyelhetünk meg. Az 5. fejezet ábráival összevetve jól látható, hogy az erősítés a nyomás változásával antikorrrelációban van. Ennek oka, hogy a környezet nyomásának változásával a kamrában található töltőgáz nyomása is megváltozik. Az antikorrreláció onnan jön, hogy kisebb nyomású gáz esetén a kamrában keletkező elektronok átlagos szabad úthossza megnő, így két ütközés között nagyobb energiára tesznek szert. Ez azt eredményezi, hogy már az anódszálaiktól távolabb megkezdődik a gázerősítés, így a folyamat végén nagyobb mértékű erősítés jön létre. Nyomásnövekedés esetén pedig éppen ennek a fordítottja történik.

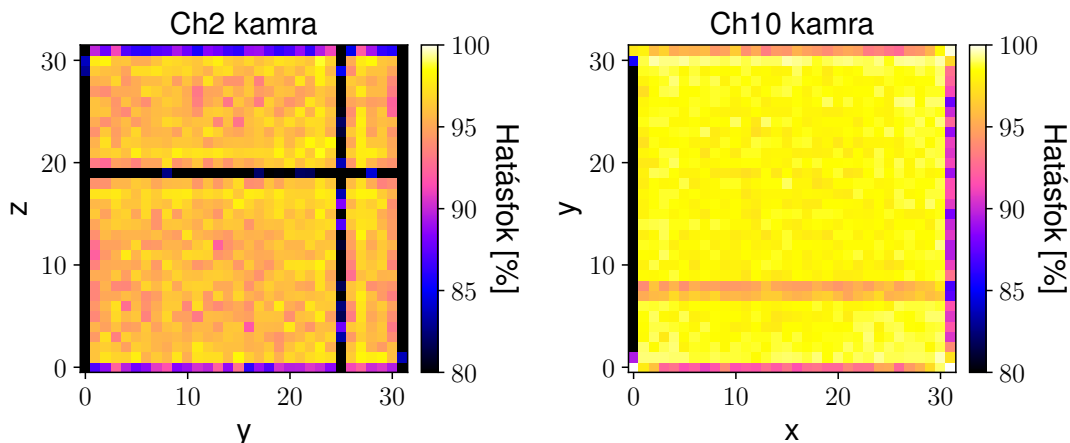
4.4.4. Halott csatornák és a kamrák érzékeny felületének meghatározása

Az előző fejezetben bemutatottam általánosan a kamrák hatásfokának és átlagos erősítésének kiszámítását. Ebben a fejezetben arra térek ki röviden, hogy az előzetes analízis során ezekből nyert információt, hogyan használjuk fel a tényleges analízisben.

Az előzetes analízis első feladata a "halott" csatornák meghatározása. A halott csatornák ismeretében a klaszterezés során azokra korrigálni lehet a 4.3.2. fejezetben ismertetett módon. A 4.4.1.-4.4.3. fejezetek összes ábrája ezt a korrekciót figyelembe véve készült. A hibás szálak még ekkor is láthatóak a térképeken (Ch2 és Ch10 kamrákban), de mint azt látni fogjuk, jelentős hatásfok-növekedés érhető el a korrekcióval.

A halott csatornák megkeresése a korrekció nélküli hatásfoktérképek alapján végezhető el. A 4.16. ábrán a Ch2 és Ch10 kamrák korrekció nélküli nyomkövetéshatásfok-térképe látható. A hatásfoktérképek segítségével a hibás szálak könnyen beazonosíthatóak. Látható, hogy a Ch2 kamrában két hibás szál van, amiknek szomszédai jól működnek, ez a klaszterezéskor jól korrigálható. A Ch10 kamrában két szomszédos szál hibás. Az ezekre való korrekció kevésbé effektív, mert a 4.3.2. fejezetben írt módszer szerint csak akkor

korrigálunk egy csatornát, ha mindkét szomszédos csatorna is megszólalt. Így a Ch10 kamra egyik hibás szálnak korrekciójához a másik hibás szálnak meg kell szólalnia.



4.16. ábra. Korrekció nélküli nyomkövetéshatásfok-térképek a Ch2 és Ch10 kamrákra. A hibás szálak jól beazonosíthatóak.

Az előzetes analízis során fontos megállapítani azt is, hogy a detektor mely része érzékeny. A teljes analízisben a hatásfokok időfüggésének, valamint a részecskeszámok irányfüggésének számításakor már csak az érzékeny felületet kell figyelembe venni. A detektor érzékeny felületét az erősítési térképek alapján állapítjuk meg. Az érzékeny felületet úgy választjuk meg, hogy azon belül a kamra egységesen viselkedjen. Az erősítési térképeken jól látható volt a kamrák szélén az erősítés lecsökkenése. A 4.14. ábrán látható, hogy a kamra közepéhez képest a szélső 2–2 szálon kisebb az erősítés, így a kamra érzékeny felületét ezek "levágásával" definiáljuk.

A kamrák hatásfokának és erősítésének időfüggését úgy számítjuk, hogy csak az olyan részecskenyomokat vesszük figyelembe, amik minden kereszttezett kamra érzékeny felületén haladtak át. A részecskeszámok irányfüggésének vizsgálatakor is kizárólag az ilyen részecskéket vesszük figyelembe.

Ezzel a detektor és az analizáló szoftver bemutatásának végére értünk. A következő fejezetben a detektorral végzett első mérések eredményeit mutatom be.

5. Nagy térszögű müoграфия

Az új detektorral lehetőség nyílt arra, hogy a müonhozam nyomás- és irányfüggését egyszerre nagy térszögben vizsgáljuk. Ebben a fejezetben azt mutatom be, hogy milyen megfigyeléseket sikerült tenni ezáltal és kitérek a detektor korlátaira is.

Az új detektor első mérései során a müonfluxus nyomásfüggését vizsgáltam. A detektor megépítésére a motivációt az adta, hogy a müoграфия hatékony eszköznek bizonyult tájfunok okozta nyomásváltozások kimutatására a kis- és nagy zenitszögben érkező részecskéket külön vizsgálva. A mérések során éppen azt szeretnénk volna látni, hogy a detektortól távolabbi régiók nyomása jellemezhető-e a közel horizontális müonok fluxusával, illetve látunk-e bármilyen inhomogenitást különböző azimutális irányokat tekintve.

Ehhez külön vizsgáltam néhány jól megválasztott térszögtartományban érkező müonhozam időfüggését, amit a mérés alatt tapasztalt nyomásváltozással vettem össze.

A különböző irányból érkező müonok hozamának meghatározása a következő módon zajlik. Először azt kell eldönteni, hogy milyen irány szerinti felbontásban szeretnénk vizsgálni az eseményeket, vagyis milyen $\Delta\Omega$ térszögintervallumokban számoljuk külön-külön a beérkező részecskék számát. A detektor a teljes felső félgömbben képes mérni ($0 \leq \varphi < 2\pi$ azimut- és $0 \leq \vartheta < \pi/2$ zenitszögtartomány). Ezt azimutszögben 16 egyenlő méretű diszjunkt intervallumra, úgynevezett *binre* osztottam fel, míg a zenitszög koszinuszában 8 egyenlő méretű diszjunkt intervallumra. A koszinuszban vett felbontásnak az az értelme, hogy így minden térszögtartomány ugyanakkora térszögintervallumot fed le.

Ezeket az intervallumokat érdemes nagyobb felbontásban felvenni, mint ahogyan használni kívánjuk, mert az analízis lefutása után ezek szabadon összevonhatók, de szétbontani mér nem tudnánk. (Hiszen az analízis nem ad vissza ehhez szükséges információkat.) Ez esetemben is így volt, a későbbiekben ebből a 16×8 térszögtartományból többet is összevonok, hogy egy binben kellő számú részecske legyen egy megfelelő statisztika elkészítéséhez.

A térszögbeli felbontáson túl az időt is hasonlóan fel kell bontanunk diszjunkt binekre az időfüggés vizsgálatához. Az 1.2. fejezetben ismertetett, (1.10) kifejezéssel megadható relatív integrált intenzitást pedig minden idő-binben külön-külön kiszámítjuk az egyes térszög-binekre. Ezzel megkaphatjuk a különböző térszög-binekre a relatív integrált intenzitás időfüggését, amit (3.2) szerint összevethetünk a nyomásváltozással.

A térszög-binekhez hasonlóan az idő-binet is érdemes kezdetben sűrűbben felvenni, mint ahogyan használni tervezzük, majd később összevonni, ha a megfelelő statisztikához szükséges. A kiértékelés során is így tettem és végül 16 órás idő-binetet használtam az időfüggés vizsgálatához.

Az analizáló szoftver tehát eseményenként kiértékeli a mérést. Ekkor megilleszti a részecskepályákat, ezzel kap egy irányvektort, ami megmondja, hogy a részecske milyen irányból érkezett. A részecskét ekkor hozzá számolja a megfelelő térszög-binhez, majd folytatja a következő eseménnyel. Közben az eltelt időt is figyeli, és megfelelő pillanatban újabb idő-binben kezdi számolni az egyes térszög-bineken látott részecskeszámot. A kiértékelés végén minden idő-binre megkapjuk a 16×8 térszög-binben beérkező részecskék számát, amiket a további számítások során tetszőlegesen összevonhatunk.

5.1. Müonhozam nyomásfüggése különböző zenitszögekben

Ebben a fejezetben a különböző zenitszögben érkező müonhozam nyomásfüggésével foglalkozom. Kimutatható, hogy a detektor helyén mért légköri nyomás a nagyobb zenitszögben érkező müonok intenzitását kevésbé befolyásolja, mint a kisebb zenitszögben érkezőkét éppen, ahogy azt várjuk.

Az egyes térszögtartományokhoz és időintervallumokhoz tartozó binék a következők voltak:

- Mivel azimutális irányfüggést itt nem vizsgáltam, így azimutszögben mindössze 1 bint használtam.
- Zenitszögben a kellő statisztika eléréséhez két külön tartománnyal foglalkoztam. Ezek a $0 < \vartheta < 29.0^\circ$ és a $29.0^\circ < \vartheta < 75.5^\circ$ tartományok voltak. Tehát külön vizsgáltam a közel vertikálisan, illetve közel horizontálisan érkező részecskék hozamát.
- Időben szintén ilyen okokból 16 órás bineket használtam.

A nyomásfüggést (3.2) szerinti lineáris függéssel modellezzük. Ezt a müonhozam intenzitására írtuk fel, de az integrált intenzitásra is igaz lesz. Rendezzük át ezt az összefüggést.

$$\frac{\langle J_{\Delta\Omega} \rangle - J_{\Delta\Omega}(t)}{\langle J_{\Delta\Omega} \rangle} = \beta \cdot (\langle p \rangle - p(t))$$

$$\frac{J_{\Delta\Omega}(t)}{\langle J_{\Delta\Omega} \rangle} = \beta \cdot (p(t) - \langle p \rangle) + 1 \quad (5.1)$$

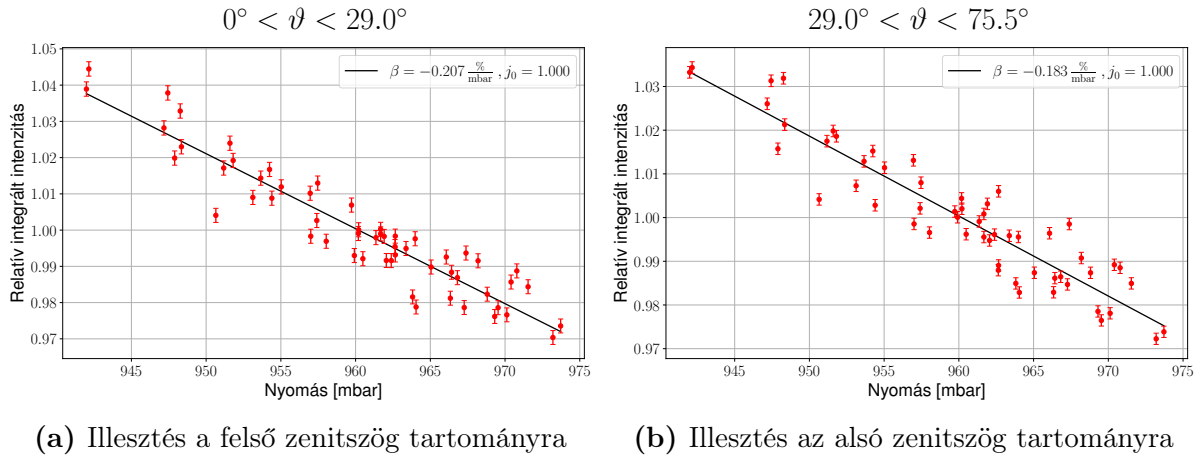
Ahol $J_{\Delta\Omega}$ a megfelelő tartományra vett integrált intenzitás és $\langle J_{\Delta\Omega} \rangle$ ennek egész mérésre vett átlaga. Értelmszerűen ekkor $\langle p \rangle$ az egész mérésre vett nyomásátlag. (5.1) alapján tehát a $(p(t) - \langle p \rangle)$ és $J_{\Delta\Omega}(t)/\langle J_{\Delta\Omega} \rangle$ mennyiségekre egyenest illesztve β megkapható. Ezek alapján mindkét tartományra (5.2) alakú függvényt illesztettem, ahol β és j_0 illesztési paraméterek.

$$\frac{J_{\Delta\Omega}(t)}{\langle J_{\Delta\Omega} \rangle} = \beta \cdot (p(t) - \langle p \rangle) + j_0 \quad (5.2)$$

Az illesztett egyeneseket mutatja az 5.1. ábra, az illesztési paramétereket pedig a 2. táblázat tartalmazza.

Tartomány	$\beta \left[\frac{\%}{\text{mbar}} \right]$	$j_0 [1]$
$0 < \vartheta < 29.0^\circ$	-0.207 ± 0.010	0.99997 ± 0.00079
$29.0 < \vartheta < 75.5^\circ$	-0.1830 ± 0.0097	0.99997 ± 0.00076

2. táblázat. A közel vertikálisan és közel horizontálisan érkező részecskék hozamára kapott barometrikus koeficiens értékek.

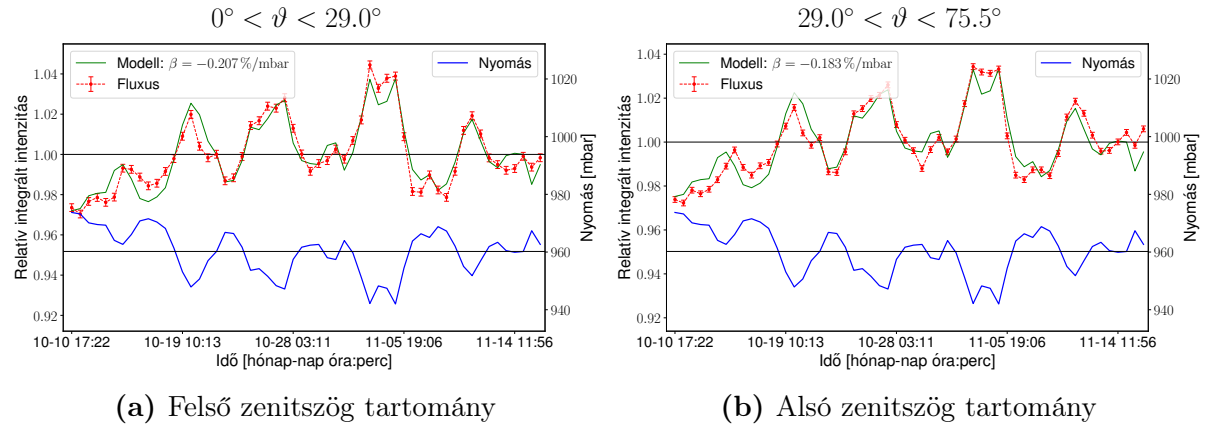


5.1. ábra. Barometrikus koeficiens illesztése a közel vertikálisan és közel horizontálisan érkező részecskék relatív integrált intenzitására

A 2. táblázat adatai alapján látható, a mérési eredmények jó egyezést mutatnak az elmélettel, j_0 -ra megkapjuk az elméleti 1 értéket. Látszik az is, hogy a két tartományra β értéke nem egyezik meg (1σ hibán belül) és abszolút értékben β a közel horizontálisan érkező részecskék esetén kisebb. Ez éppen azt mutatja, amit várunk: a közel vertikálisan érkező müonok hozamát a detektornál mért nyomás jobban befolyásolja, mint a közel

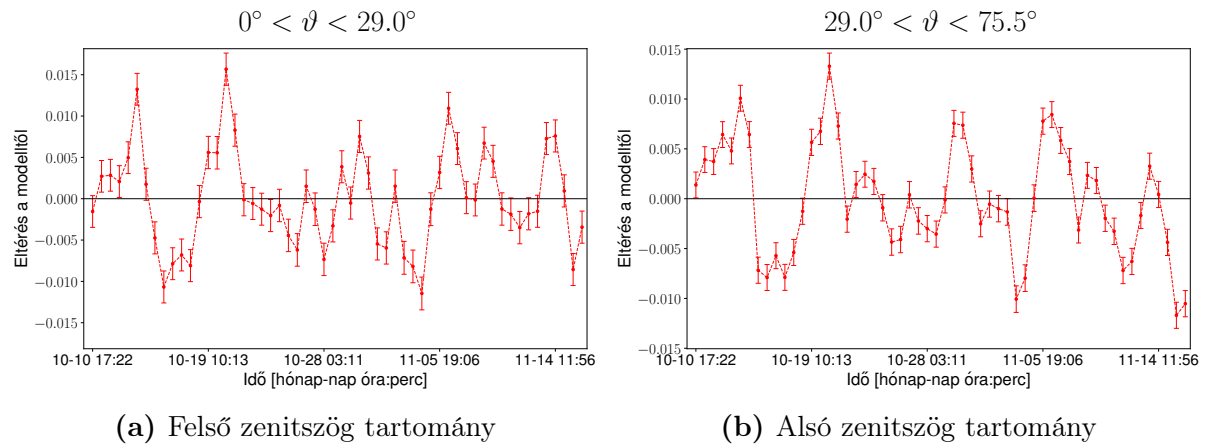
horizontálisan érkező részecskékét. Ennek oka, hogy a detektornál mért nyomás a detektor feletti légtömeg mennyiségét jellemzi, amin a közel vertikálisan érkező részecskék haladnak keresztül. Valamint a közel horizontálisan érkező müonok átlagosan nagyobb energiájúak (ld. a A 3.1. fejezetet), így ugyanakkora nyomásváltozás a hozamukat kevésbé befolyásolja.

A modell helyességének szemléltetésére az illesztett β és j_0 értékek felhasználásával (5.2) szerint a nyomásadatokból kiszámíthatjuk a modell által jósolt relatív integrált intenzitás értékeit az egyes idő-binekre. Ezt a mért értékekkel együtt ábrázolva mutatja az 5.2. ábra.



5.2. ábra. A lineáris nyomásmodell helyességének szemléltetése az illesztett paraméterek felhasználásával a közel vertikálisan és közel horizontálisan érkező részecskék esetén. A kék görbe mutatja a nyomást, a piros pontok a relatív integrált intenzitás mért értékeit és a zöld görbe a modell által jósolt relatív integrált intenzitás értékeit.

Az 5.2. ábrán azt is láthatjuk, hogy a modell nem írja le tökéletesen a mért értéket. Az 5.3. ábra mutatja a mért értékek eltérését a lineáris nyomásmodellből kapott értékektől. Az ábrák jól mutatják, hogy a modell nem teljes.



5.3. ábra. A mért relatív integrált intenzitások eltérése a lineáris nyomásmodellből kapott relatív integrált intenzitásoktól. Látható, hogy a modell nem teljes.

A modell javítására a következő kiegészítést tesszük:

$$\frac{J_{\Delta\Omega}(t)}{\langle J_{\Delta\Omega} \rangle} = f(\vartheta) \cdot T(t) \cdot P(p, \vartheta) \quad (5.3)$$

ahol $P(p, \vartheta) = \beta(p(t) - \langle p \rangle) + 1$ a korábbi nyomásfüggés, amiben a zentszögfüggés β -ban van kódolva. $f(\vartheta)$ egy másik zentszögfüggő faktor, ami 3.1. fejezetben említett hatások miatt lép fel. Ez mindkét tartományra 1-1 (különböző) konstans. $T(t)$ pedig minden nyomásváltozáson túli, időben változó ismeretlen hatást ír le. Azt feltételezzük, hogy ez a három hatás (az $f(\vartheta)$ irányfüggés, a $P(p, \vartheta)$ nyomásfüggés és a $T(t)$ ismeretlen effektusok összessége) (5.3) szerint egymástól független. Ezen túl feltesszük azt is, hogy a nyomáson túli ismeretlen hatások a két térszögtartomány relatív integrált intenzitását azonos módon befolyásolják. Ekkor, hogy az ismeretlen hatásokat kitranszformáljuk leoszthatjuk egymással a két térszögtartományban kapott relatív integrált intenzitást, ezzel csak a nyomásfüggés marad a rendszerben (és a zentszögfüggés, de ezt a két tartományra külön-külön egy konstans érték jellemzi).

Jelölje a felső és alsó zentszögtartományon a relatív integrált intenzitást rendre $\delta J_{\vartheta >}$ és $\delta J_{\vartheta <}$. Ekkor ezek hányadosa:

$$\frac{\delta J_{\vartheta >}}{\delta J_{\vartheta <}} = \frac{f(\vartheta >)T(t)P(p, \vartheta >)}{f(\vartheta <)T(t)P(p, \vartheta <)} = \frac{f(\vartheta >)P(p, \vartheta >)}{f(\vartheta <)P(p, \vartheta <)}, \quad (5.4)$$

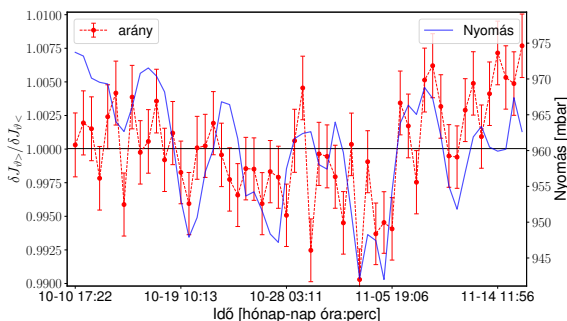
ahol $\vartheta <$ és $\vartheta >$ rendre a felső és alsó zentszögtartományokat jelölik. A $\delta J_{\vartheta >}/\delta J_{\vartheta <}$ hányadost a nyomással együtt ábrázolva mutatja az 5.4a. ábra. A hányados bizonytalansága hibaterjedéssel kapható meg a δJ értékek statisztikus bizonytalanságából.

Az ábrán enyhe korrelációt vélhetünk felfedezni a nyomás és a relatív integrált intenzitások hányadosa között. Valamiféle korrelációt várunk is, hiszen a felső tartományon a nyomásfüggés erősebb, mint az alsón. Így a (5.4) szerinti képzett hányados számlálója a nyomástól gyengébben függ, mint a nevezője.

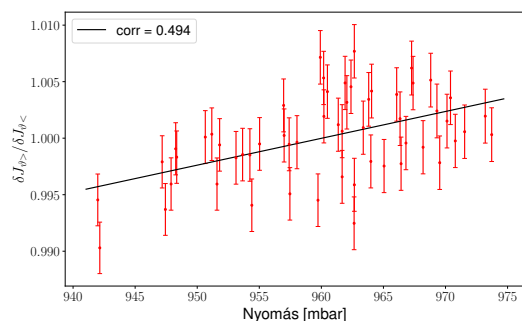
Bár a hányados nem lineárisan függ a nyomástól, de a korreláció felderítéséhez végezhetünk lineáris regressziót a nyomás és a relatív integrált intenzitások hányadosa között. Az adatokra legjobban illeszkedő egyenest az 5.4b. ábra mutatja. Ennek meredekségére $(2.40 \pm 0.57) \cdot 10^{-2} \text{ \%}/\text{mbar}$ érték adódik, ami többszörös hibán belül is pozitív. Az adatpontok közti empirikus korrelációra

$$\text{corr}(p, \delta J_{\vartheta >}/\delta J_{\vartheta <}) = 0.494$$

értéket kaphatunk, ami szintén megerősíti feltételezésünket, miszerint a közel vertikálisan érkező müonhozam nyomásfüggése erősebb a közel horizontálisan érkező müonhozam nyomásfüggésénél.



(a) A relatív integrált intenzitások hányadosa az idő függvényében a nyomással együtt ábrázolva.



(b) A relatív integrált intenzitások nyomásfüggésére legjobban illeszkedő egyenes a korreláció meghatározásához.

Az új detektorral tehát meg tudtam vizsgálni a müonhozam nyomásfüggését különböző

zenitszögek esetén és az elméleti elvárásokkal egyező eredményt kaptam: a nagyobb zenitszögben érkező részecskék hozamának (detektornál mért) nyomástól való függése gyengébb, mint a közel vertikálisan érkező részecskéké.

A nyomásfüggésen túli effektusokat kitranszformálva pedig pozitív korrelációt kaptam a különböző zenitszög tartományokhoz tartozó relatív integrált intenzitások és a nyomás között, ezzel megerősítve az előző állítást.

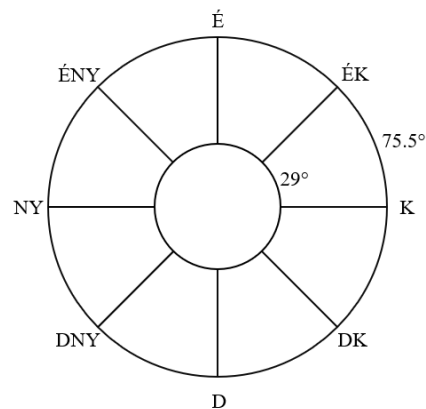
5.2. Müonhozam nyomásfüggése különböző azimutszögekben

Ebben a fejezetben a müonhozamot különböző azimutális irányokban érkező részecskék esetén vizsgálom. Az új detektor nagy előnye, hogy teljes azimutális tartományban tudjuk vele vizsgálni a nagyobb zenitszögben érkező részecskék hozamát is. Ezt kihasználva próbáltam meg inhomogenitásokat kimutatni a müonhozamban egymással szemközti azimutális szeletekben, ez ugyanis összefüggésben állhat a detektortól távolabbi régiókban mérhető nyomással.

Az inhomogenitások megfigyelése a túl nagy statisztikus bizonytalanság miatt egyelőre nem sikerült, de a későbbiekben egy nagyobb méretű detektorral ezek kimutathatók lehetnek.

A méréshez használt szögtartományok és időintervallumok:

- Azimutális irányban 8 különböző szögtartományt vizsgáltam a mérés során. A detektor B lapja északi irányba volt pozícionálva. Az azimutális tartományokat úgy választottam meg, hogy határaik a különböző fő és másodrendű égtájak voltak. Ennek megfelelően van például É-ÉK-i tartomány vagy DK-K-i tartomány. Ezekre később is így hivatkozom.
- Zenitszögben a nagyobb zenitszögű tartományt vizsgáltam, ahol $29.0^\circ < \vartheta < 75.5^\circ$. Egyedül ezt bontottam azimutális irányban különböző tartományokra. A kisebb zenitszögű, felső tartományt ($0^\circ < \vartheta < 29.0^\circ$) egyben kezelem és egyedül egy (5.4)-hoz hasonló hányadosképzéskor használom fel.
- A mérés során használt térszögtartományokat az 5.5. ábra szemlélteti.
- Időintervallumokat tekintve most is 16 órás bineket használtam.



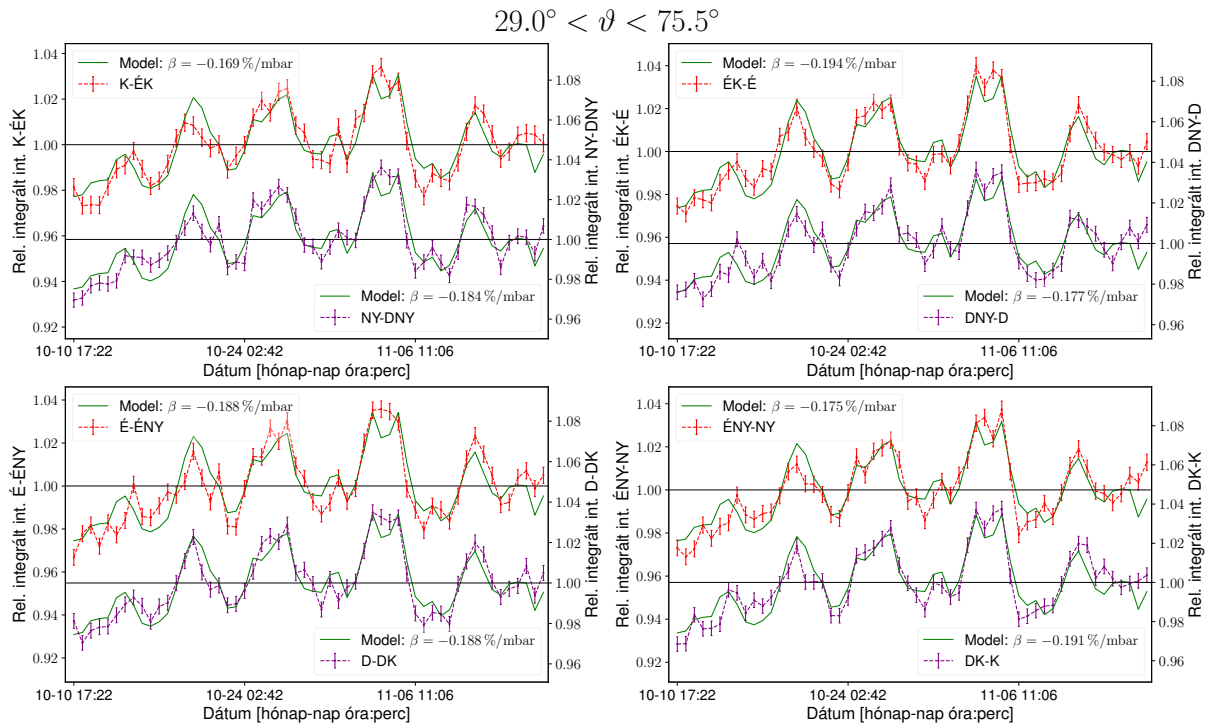
5.5. ábra. A méréshez használt térszögtartományok.

Minden azimutális szeletben vizsgált relatív integrált intenzitásra az (5.2) szerinti lineáris nyomásmodellt illesztettem, ezzel megkapva az egyes tartományokhoz tartozó β barometrikus koefficiens. Az illesztett paramétereket minden tartományhoz a 3. táblázat tartalmazza a szemközti tartományok szerinti csoportosításban.

Az előző fejezethez hasonlóan az illesztett paraméterek segítségével a lineáris nyomásmodell szerint a nyomásértékekből kiszámíthatjuk a modell által jósolt relatív integrált intenzitás értékeket. A mért és modellből kapott eredményeket mutatja az 5.6. ábra. Az ábrán egy grafikonon szerepelnek az átellenes azimutális tartományok mérési eredményei.

Tartomány	$\beta \left[\frac{\%}{\text{mbar}} \right]$	$j_0 [1]$
É-ÉK	-0.169 ± 0.011	0.99995 ± 0.00089
D-DNY	-0.184 ± 0.012	0.99995 ± 0.00091
ÉK-K	-0.194 ± 0.010	0.99997 ± 0.00080
DNY-NY	-0.177 ± 0.011	0.99996 ± 0.00089
K-DK	-0.188 ± 0.013	0.9999 ± 0.0011
NY-ÉNY	-0.188 ± 0.010	0.99996 ± 0.00082
DK-D	-0.175 ± 0.012	0.99995 ± 0.00092
ÉNY-É	-0.190 ± 0.012	0.99995 ± 0.00093

3. táblázat. A lineáris nyomásmodell paramétereire kapott értékek a különböző azimutális szeletekben, nagy zenitszögű ($29.0^\circ < \vartheta < 75.5^\circ$) részecskék hozama esetén.

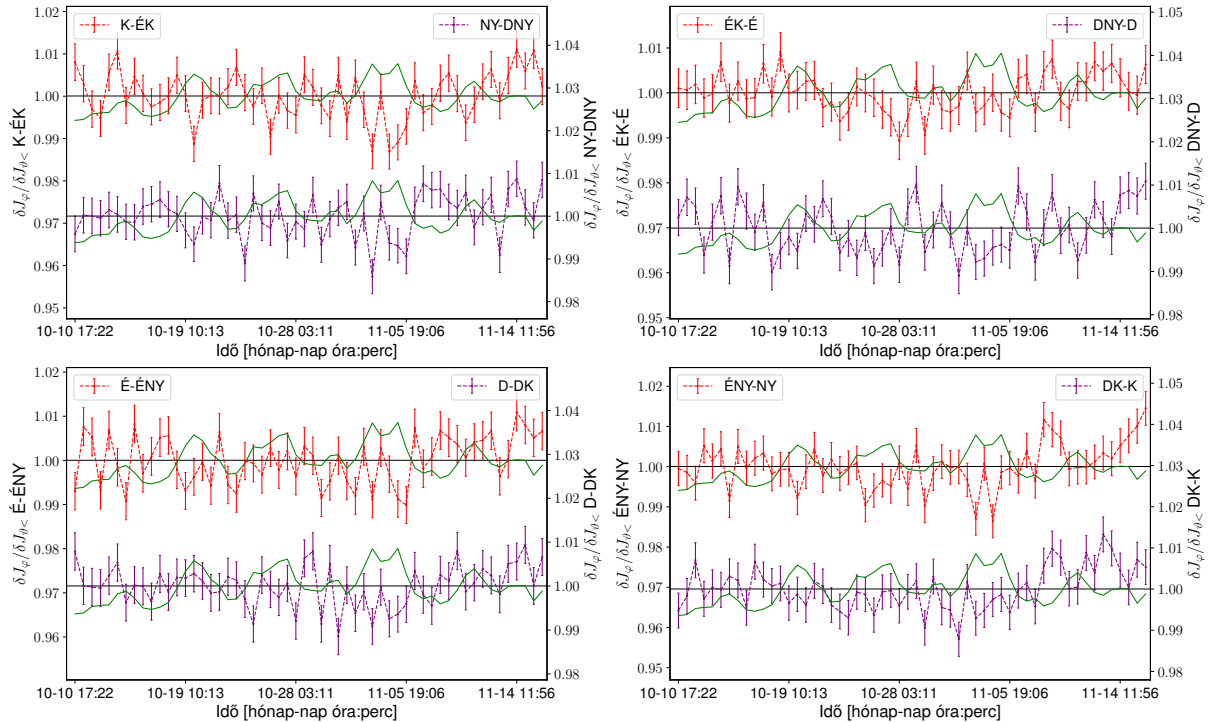


5.6. ábra. A mért relatív integrált intenzitás értékek és az illesztett lineáris nyomásmodell által jósol értékek a különböző azimutális szeletekben. Azonos grafikonon szerepelnek a szemközti azimutális tartományok.

Az ábrákon most is jól látszik, hogy a lineáris nyomásmodellel nem írhatunk le mindent, így most is az előző fejezetben használt módszert alkalmazzuk az ismeretlen effektusok kitranszformálására. A különböző azimutális tartományok relatív integrált intenzitását az előző fejezetben használt felső zenitszögtartomány ($0^\circ < \vartheta < 29.0^\circ$) relatív integrált intenzitásával osztottam le. A hányadosképzéskor tehát minden azimutális tartományból azonos módon transzformálok ki az ismeretlen effektusokat, így a szemközti tartományok továbbra is összehasonlíthatók.

A hányadosok hibája itt is hibaterjedéssel adódik a két hányadosképző mennyiség statisztikus bizonytalanságából. A kapott hányadosokat az 5.7. ábra mutatja. Továbbra

is a szemközti azimutális szögek vannak egy grafikonon feltüntetve. Minden hányadoshoz felrajzoltam megfelelően átskálázva az 5.6. ábrán látható lineáris modell jóslatokat (zöld görbék). Ezek szemléltetik az előző fejezetben látott korrelációt a nyomás és a relatív integrált intenzitások hányadosa között. A zöld görbékkel most antikorrreláció látható, hiszen azok a nyomás negatív meredekségű lineáris függvényei.

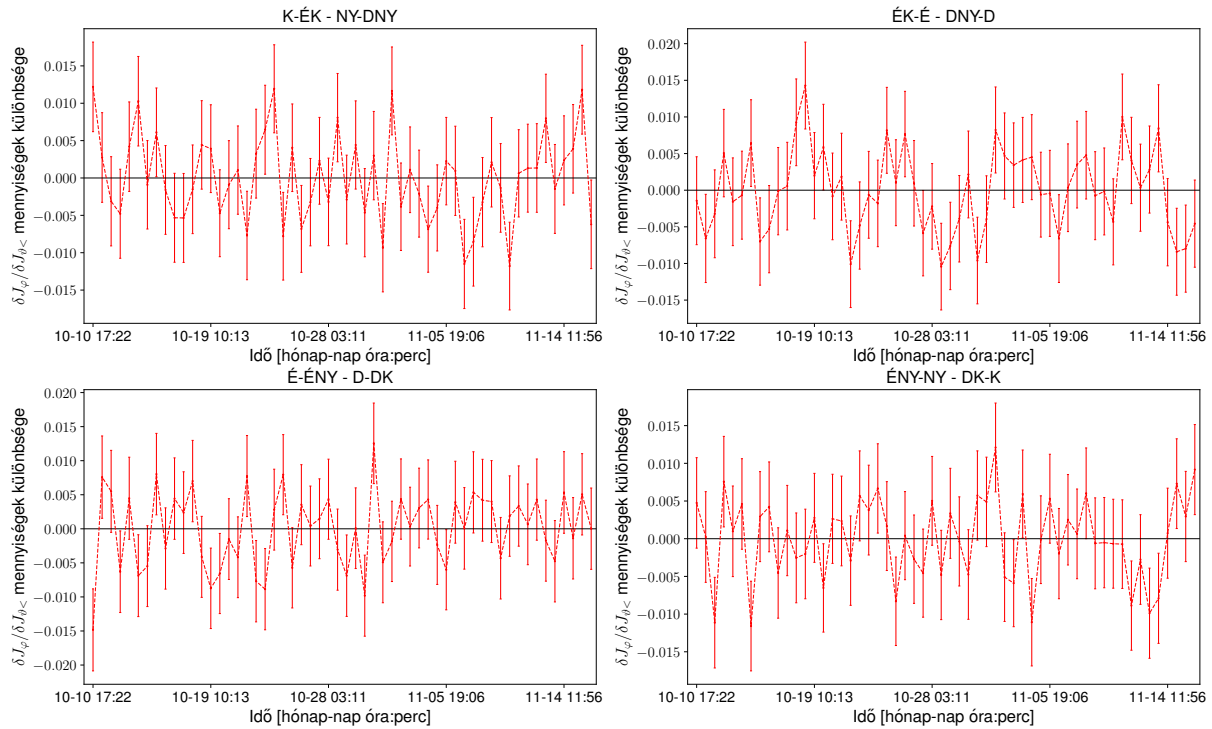


5.7. ábra. Különböző azimutális szeletekben mért relatív integrált intenzitások és a felső zenitszögtartományban mért relatív integrált intenzitás hányadosa. A szemközti azimutális szeletekhez tartozó értékek vannak közös grafikonon ábrázolva. A grafikonokon δJ_φ az azimutális szelethez tartozó relatív integrált intenzitást jelenti.

A célunk az egészzel az, hogy a szemközti azimutális szögek műonhozamában valamilyen inhomogenitást találjunk. Az egyszerű gondolatmenet emögött a következő: a Japánban végzett mérés[17] megmutatta, hogy közel horizontálisan érkező műonok hozama jól követi a detektortól távolabbi régióban mérhető légköri nyomást, hiszen az jobban jellemzi a légtömeg mennyiségét, amin a részecske áthaladt, mint a lokális, detektor környezetében mért nyomás. Ebből kiindulva, ha a detektor környezetében tapasztalható valamilyen irányú nyomásgradiens, akkor létezik olyan irány ami mentén a nyomás nő. Vagyis van olyan azimutális szelet, amerre a detektortól távolabb magasabb a légköri nyomás, míg az ellenkező azimutális szeletben alacsonyabb. Azt várjuk, hogy az ilyen inhomogenitások kimutathatók a műonhozamában is, vagyis a szemközti azimutális szeletek műonhozamájának különbsége nem nulla.

Esetünkben ezt úgy szeretnénk vizsgálni, hogy az ismeretlen effektusokat a fent használt hányadosképzéssel kitranszformáljuk a képből és így pusztán a nyomáskülönbséget vizsgálhatjuk. Az ehhez szükséges mérési adatokat látjuk az 5.7. ábrán. A kérdés az, hogy a szemközti szeletek különbsége ad-e nemnulla értéket. Az 5.7. ábra azonos grafikonon ábrázolt mennyiségeinek különbségét mutatja az 5.8. ábra.

Az ábrán látható, hogy sajnos statisztikailag szignifikáns különbséget nem találunk a szemközti azimutális szeletek között. A vizsgált mennyiségek statisztikus bizonytalan-



5.8. ábra. Szemközti azimutális szeletekben mért relatív integrált intenzitások felső zenitszögtartományban mért relatív integrált intenzitással vett hányadosának különbsége. A grafikonok fölötti felirat mutatja, hogy melyik szemközti azimutális szeletekről van szó.

sága túl nagy ahhoz, hogy bármi kimutatható legyen. Ezen a bizonytalanságok mind az (1.10) és (1.11) alapján számított relatív integrált intenzitások bizonytalanságára vezethetők vissza, ami a detektorba érkező részecskék számából adódik. Hogy ugyanilyen idő és irányfelbontás mellett tudjuk ezt a bizonytalanságot csökkenteni, nagyobb felületű detektorra van szükségünk.

5.3. Kitekintés: A müonfluxus magasságfüggése

Az új detektor eredményeit követően tennék még egy kitekintést. Ahogyan beszélhetünk a müonfluxus nyomásfüggéséről, úgy hasonlóan beszélhetünk a müonfluxus magasságfüggéséről is. Ez alatt a különböző tengerszint feletti magasságokon mért müonfluxust értjük. A jelenség háttere ugyanaz, mint nyomásfüggése esetén: a müonhozamot a megfigyelési pont feletti légtömeg befolyásolja. Nagyobb légtömeg esetén a kozmikus müonok több energiát adnak le a légkörben, nagyobb valószínűséggel nyelődnek vagy bomlanak el és nagyobb valószínűséggel lépnek kölcsönhatásba a légkör atomjaival, így hozamuk kisebb lesz. Kisebb légtömeg esetén pedig éppen fordítva.

Ebben a fejezetben azt szeretném bemutatni, hogy nem számít milyen okból változik a megfigyelési pont feletti légtömeg, az ebből adódó müonhozam változás csak a légtömegváltozástól függ. Ehhez egy régebbi 2022-ben végzett méréshez nyúlok vissza, amikor a Mátrában mértük a müonfluxust három különböző tengerszint feletti magasságban.

Ehhez 40 cm × 40 cm felületű MWPC-kből álló hagyományos detektort használtunk. A mérési pontjaink Gyöngyösön a Sástónál és a Kékestetőn voltak. A legmagasabban és legalacsonyabban fekvő mérési helyszín magasságkülönbsége 847 m. Ekkora szintkülönbség mellett a légköri nyomás és a magasság között még lineáris kapcsolat feltételezhető. Mi-

vel (3.2) szerinti nyomásfüggést feltételezünk, így a relatív müonhozam-intenzitás-változás arányos a nyomásváltozással, tehát esetünkben a tengerszint feletti magasság változásával is. Írjuk le a nyomás és tengerszint feletti magasság kapcsolatát az alábbi módon:

$$p = k \cdot h + p_0, \quad (5.5)$$

ahol k egy konstans, h a tengerszint feletti magasság és p_0 a nyomás tengerszinten. Ezt írjuk be (3.2)-be, hogy megkapjuk a relatív müonhozam-intenzitás magasságfüggését. Referenciaértéknek válasszuk a h_{Gy} magasságon mért I_{Gy} gyöngyösi müonhozamot. Vagyis $\langle I \rangle = I_{\text{Gy}}$ és $\langle p \rangle = k \cdot h_{\text{Gy}} + p_0$.

$$\begin{aligned} \frac{I_{\text{Gy}} - I}{I_{\text{Gy}}} &= \beta (k \cdot h_{\text{Gy}} + p_0 - k \cdot h - p_0) = \beta k (h_{\text{Gy}} - h) \\ \frac{I}{I_{\text{Gy}}} &= -\beta k (h_{\text{Gy}} - h) + 1 \end{aligned} \quad (5.6)$$

Az egyes mérési helyszínek tengerszint feletti magasságát és a helyszínen mért relatív müonhozamot a 4. táblázat mutatja. A müonhozamot a fentiek alapján a gyöngyösön mért müonhozamhoz képest értjük, vagyis definíció szerint ez a mennyiség Gyöngyösön 1. A táblázat tartalmazza a detektor környezeti paramétereket monitorozó szenzora által mér nyomást is Gyöngyösön és a Kékesen. Sajnos a Sástónál a szenzor nem működött, így onnan nincsen nyomásadatunk.

	Gyöngyös	Sástó	Kékes
h [m]	167	507	1014
Relatív fluxus	1.000	1.095	1.266
p [mbar]	995.6	-	902.1

4. táblázat. A mérőhelyek tengerszint feletti magassága, a helyszínen mért nyomás és Gyöngyösi fluxushoz képesti relatív fluxus.

A 4. táblázat két nyomásértéke és (5.5) alapján k -t egyszerűen kiszámíthatjuk. Értéke

$$k = -0.110 \frac{\text{mbar}}{\text{m}}$$

adódik. $\beta \cdot k$ értékét pedig a (5.6) összefüggés szerint a relatív müonhozam-intenzitásra és a magasságkülönbségekre illesztett egyenes meredekségként kaphatjuk meg. Az illesztést elvégezve

$$\beta k = (3.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-2} \frac{\%}{\text{m}}$$

értéket kapunk. A kettőt kombinálva a β barometrikus koefficiens kifejezhető.

$$\beta = \frac{(3.2 \pm 0.2) \cdot 10^{-2} \frac{\%}{\text{m}}}{-0.110 \frac{\text{mbar}}{\text{m}}} = (-0.29 \pm 0.02) \frac{\%}{\text{mbar}} \quad (5.7)$$

Látható tehát, hogy a tengerszint feletti magasságból adódó nyomásváltozás müonhozamra gyakorolt hatása a légköri viszonyok változásából adódó nyomásváltozással teljesen azonos módon kezelhető.

6. Összefoglalás

Japán kutatók megmutatták, hogy a müográfiai módszerekkel kimutathatók trópusi ciklonok okozta nyomásváltozások, így a müográfia alkalmas lehet tájfunok sűrűség-szerkezetének vizsgálatára és ezen keresztül kialakulásuknak és dinamikájuknak mélyebb megértésére. Ez adott motivációt arra, hogy a HUN-REN Wigner FK Innovatív detektro-fejlesztő „Lendület” Kutatócsoportja egy nagy térszögben látó müondetektor fejlesztésébe kezdjen amiben én is részt veszek.

A kutatócsoport újszerű MWPC kamráikat használva megépítette az új detektorelrendezést. Kutatásom során ehhez az új detektorhoz fejlesztettem adatanalizáló szoftvert, melyet teljesen az alaptól építettem fel. A szoftver képes előzetes analízis során a detektor hibáit megtalálni és azokat korrigálni. Az ezt követő teljes analízis során részecskepálya rekonstrukciót végez minden felvett eseményre, amelyből kiszámítja a detektor hatásfokát, átlagos erősítését és a müonhozam irány szerinti megoszlását.

Az új analizáló szoftver segítségével ezt követően kiértékeltem a detektor első méréseit, melyben az eszköz által megnyitott új lehetőségek mentén vizsgáltam a müonfluxus nyomásfüggését.

Elemeztem a nyomásfüggést különböző zenitszögtartományokban, ahol az elméleti elvárásokkal egyező eredményt kaptam, kimutattam, hogy nagyobb zenitszögben érkező részecskék hozama gyengébben függ a detektor környezetében mért nyomástól, mint a kisebb zenitszögben érkező részecskéké.

Vizsgáltam ezen túl különböző azimutális szeletekben is a müonhozam nyomásfüggését, amivel azt próbáltam kimutatni, hogy a légköri nyomás (azimutális) inhomogenitásai megfigyelhetők a müonhozamban is. Ezt azonban egyelőre a túl nagy mérési bizonytalanság nem tette lehetővé.

A legnagyobb befolyásoló tényező a mérések pontosságában a statisztikus bizonytalanság, ami a detektorba érkező müonszám statisztikus ingadozásából adódik. A bizonytalanság csökkentésére az egyetlen mód, ha egyszerre minél több eseményről készítünk statisztikát. Mivel a kozmikus müonok hozamát nem tudjuk befolyásolni, így a statisztikához használt minta növelése kétféleképpen oldható meg: hosszabb ideig mérünk vagy nagyobb felületű detektort alkalmazunk. A dolgozatban bemutatott mérések lényege éppen nyomás időbeli változásában rejlik, így időben minél nagyobb felbontásra törekszünk, nem növelhetjük bármeddig a számításhoz használt időintervallumok hosszát. A mérési eredmények pontosságát limitáló tényező, így a detektor mérete. Mivel a detektor nem túl nagy felületű más fluxusmonitorozó detektorokhoz képest, így még nem sikerült vele minden számunkra érdekes jelenséget kimutatni, de annak demonstrálására elég volt, hogy látszódjon: érdemes ezzel az új detektorgeometriával foglalkozni. Az új geometria előnyei már ezen viszonylag kis felületű detektor esetén is kihasználhatók és érdemes a jövőben egy nagyobb méretű hasonló elrendezést építeni.

Függelék

A. 3D nyomkövetési algoritmus kódja

A 4. fejezetben bemutatott analízáló szoftvert C++ nyelven implementáltam. Az alábbiakban ennek egy részletét, a részecskepálya rekonstrukciót végző kódrészletet mutatom be.

A kód a megtalált klaszterek alapján a 4.3.1. fejezetben ismertetett módon keresi meg a beütési pontokra legjobban illeszkedő egyenest. Ezen kódrészlet lefutása előtt a szoftver már beolvasta az eseményt, megkereste a klasztereket és előállította a háromdimenziós beütési pontokat.

A legjobban illeszkedő részecskepályát kereső függvény definíciója alább látható.

```
1 void findBestTrack(Event& event)
```

A függvény egy Event típusú változót kér bemenetnek. Ez egy Struct típusú objektum, amiben minden fontos információ eltárolódik az eseménnyel kapcsolatban. Például minden beolvasott adat, vagy a klaszterek koordinátái.

Az nyomkövetéshez lineáris algebrai műveletekre van szükség. Ehhez az Eigen/Dense könyvtárat használom.[42] A függvény első lépésként az event változóban tárolt háromdimenziós beütési pontokat beírja egy Eigen::MatrixXd típusú mátrix oszlopaiba.

```
1 void findBestTrack(Event& event)
2 {
3     Eigen::MatrixXd clusters(3,event.clusters.size());
4     for(std::size_t i = 0; i < event.clusters.size(); ++i)
5     {
6         for(std::size_t j = 0; j < 3; ++j)
7         {
8             clusters(static_cast<Eigen::Index>(j),static_cast<Eigen::Index>(i))
9                 = event.clusters[i].coords_mm[j];
10        }
11    }
12    ...
13 }
```

Ezt követi a kombinatorikus rekonstrukció, ami azt jelenti, hogy minden lehetséges hárompontos kombinációhoz megkeresi az algoritmus a legjobban illeszkedő egyenest és ezek közül a legjobbat tartja meg. Ez 3 db for ciklus segítségével történik meg. A részecskepálya megillesztése csak az olyan kombinációkra történik meg, amelyek minden beütési pontja különböző kamrában van.

```
1 void findBestTrack(Event& event)
2 {
3     ...
4     Eigen::MatrixXd pointsToFit = Eigen::MatrixXd::Zero(3,3);
5     // Illesztes az osszes lehetsleges harompontos kombinaciokra
6     for(std::size_t j = 0;
7         static_cast<Eigen::Index>(j) < clusters.cols()-2;
8         ++j)
9     {
```

```

10     for(std::size_t k = j+1;
11         static_cast<Eigen::Index>(k) < clusters.cols()-1;
12         ++k)
13     {
14         for(std::size_t l = k+1;
15             static_cast<Eigen::Index>(l) < clusters.cols();
16             ++l)
17         {
18             // Nem történik illesztés, ha két pont azonos
19             // kamrából van.
20             if(event.clusters[j].chamber == event.clusters[k].
21                chamber ||
22                event.clusters[j].chamber == event.clusters[l].
23                chamber ||
24                event.clusters[k].chamber == event.clusters[l].
25                chamber)
26             {continue;}
27
28             // Az illesztéshez használt pontok elrendezése egy
29             // matrixban
30             pointsToFit << clusters(Eigen::all, j),
31                            clusters(Eigen::all, k),
32                            clusters(Eigen::all, l);
33             ...
34         }
35     }
36     ...
37 }

```

Ezt követően megtörténik a három pontra legjobban illeszkedő egyenes meghatározása. Ez a 4.3.1. fejezetben leírt matematikát követi. A pontok súlypontját és az átskálázott kovarianciamátrix sajátértékproblémáját kell megoldani.

```

1 void findBestTrack(Event& event)
2 {
3     ...
4     Eigen::Vector3d Centroid = pointsToFit.rowwise().
5     mean();
6     Eigen::Matrix3d Cov =
7     (pointsToFit.colwise() - Centroid) *
8     (pointsToFit.colwise() - Centroid).transpose();
9
10    Eigen::SelfAdjointEigenSolver<Eigen::Matrix3d>
11    solver(Cov);
12    Eigen::Vector3d eigenvalues = solver.eigenvalues();
13    ...
14 }

```

A sajátértékprobléma megoldása után már csak a legnagyobb sajátértékhez tartozó sajátvektorra van szükség és azt kell ellenőrizni, hogy az aktuálisan talált egyenes a legjobban illeszkedő egyenes-e, valamint egyáltalán elfogadható-e részecskepályának az

illeszkedés jósága alapján. Utóbbi ellenőrzése úgy történik, hogy az `event`-hez tartozó `event.chi2` változó, ami χ^2 értékét tárolja, a változó létrehozásakor a vágásnak választott $\chi^2 = 13.81$ értékkel kerül inicializálásra. Így ezt az első olyan illesztés tudja csak felülrni, ami már részecskepályának elfogadható. A továbbiakban az előzőeknél jobb illeszkedésű részecskepályák írhatják felül a már megtalált pályát.

Az alábbi kódrészlet azt ellenőrzi, hogy az átskálázott kovarianciamátrix első sajátértéke-e a legnagyobb. Ha igen, akkor a nyomvonaltól való négyzetes eltérések összege a másik két sajátérték összegével adható meg. Ha az ezekből számított χ^2 érték kisebb az eddigi legkisebbnél, akkor az újonnan talált részecskepálya felülírja az előzőt (ha már volt) és elment minden fontos hozzá tartozó értéket.

```

1 void findBestTrack(Event& event)
2 {
3     ...
4     if(eigenvalues(0) > eigenvalues(1) &&
5         eigenvalues(0) > eigenvalues(2))
6     {
7         if((eigenvalues(1)+eigenvalues(2)) /
8             weightValue <
9             event.track.chi2)
10        {
11            event.track.chi2 =
12                (eigenvalues(1)+eigenvalues(2)) /
13                weightValue;
14            event.track.point = Centroid;
15            event.track.dirVect = solver.eigenvectors()
16                .col(0);
17
18            event.reset_clusters_usedForTracking();
19            event.clusters[j].usedForTracking = true;
20            event.clusters[k].usedForTracking = true;
21            event.clusters[l].usedForTracking = true;
22            event.containsTrack = true;
23        }
24    }
25    ...
26 }
```

A kód ezt követően még két hasonló `else if` blokkot tartalmaz, amik ugyanezt ellenőrzik a 2. és 3. sajátértékre. Ezzel a függvény tehát megtalálja az eseményben a legjobban illeszkedő részecskepályát.

B. Saját eredmények

- Kutatásom célja a HUN-REN Wigner FK Innovatív Detektorfejlesztő „Lendület” kutatócsoportja által megépített nagy térszögben látó müondetektor szoftveres fejlesztése volt, valamint a megírt szoftver segítségével a detektor első mérésein keresztül a kozmikus müonok hozamának irány- és nyomásfüggésének vizsgálata.
- Az analizáló szoftver megírása kulcsfontosságú, hiszen enélkül a detektor mérési eredményeit nem tudjuk értelmezni, kutatási célokra felhasználni. Munkám során ezt az analizáló szoftvert teljesen az alaptól felépítve írtam meg, a produktum teljes mértékben önálló munkám.
- A szoftvert C++ nyelven implementáltam. A szoftver mindent elvégez az adatok beolvasásától a müonhozam irány szerinti eloszlásának és a detektor hatásfokának kiszámításáig. A szoftver részei vázlatosan alább olvashatók.
 - *Klaszterező algoritmus*: a beolvasott mérési adatokból a detektoron áthaladó részecskék beütési pontjainak rekonstruálása.
 - *3 dimenziós nyomkövető algoritmus*: kombinatorikus módszerrel a pontokra legjobban illeszkedő részecskepálya rekonstruálása (ortogonális távolság regresszió használatával).
 - *Geometriai finomhangolás*: az illesztett részecskepályák beütési pontoktól való eltérése alapján a detektorgeometria szoftveres korrigálása.
 - *Nyomkövetési és trigger hatásfok számítása*: A detektor kamráinak és csatornáinak kétféle hatásfokának kiszámítása.
 - *Átlagos erősítés kiszámítása*: A detektor kamráinak átlagos erősítésének meghatározása.
 - *Egyéb korrekciók*: A hatásfokok és az átlagos erősítés alapján "Halott" csatornák és a detektor érzékeny felületének meghatározása.
- Az elkészült szoftver moduláris, könnyen bővíthető és mivel objektumokat használ más hasonló detektorgeometria is könnyen kezelhető vele.
- A szoftver segítségével kiértékeltem a detektor első méréseit, melyek során a müonhozam irány- és nyomásfüggését vizsgáltam.
- Különböző zenitszögben érkező részecskék hozamának vizsgálatával korrelációt mutattam ki a nyomásfüggés erőssége és a részecskék detektorba érkezési emelkedési szöge között, ami az elméleti várakozásoknak megfelel.
- A közel horizontálisan, de különböző azimutszögekben érkező részecskék vizsgálatával kerestem nyomásgradiens okozta inhomogenitásokat a müonhozamban. Ehhez a nyomás hatásán túli ismeretlen hatásokat kitranszformáltam az adatokból. Megmutattam, hogy a jelenlegi detektor nem biztosít elég statisztikát ehhez, egy nagyobb méretű berendezésre lenne szükség.
- Kitekintésként korábbi, hagyományos detektorral végzett méréseket felhasználva megmutattam, hogy a tengerszint feletti magasság változásából eredő nyomásváltozás müonhozamra gyakorolt hatása azonos módon kezelhető a légköri viszonyok változásából eredő nyomásváltozás hatásával.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretnék köszönetet mondani témavezetőimnek Dr. Varga Dezsőnek és Dr. Oláh Lászlónak a rengeteg rám szánt idejükért, energiájukért és a sok tudásért, tanácsért amit kutatásom során kaptam tőlük. Köszönöm a HUN-REN Wigner FK Innovatív Detektorfejlesztő „Lendület” Kutatócsoportjának, hogy a laboratóriumi háttérrel biztosították.

A kulturális és innovációs minisztérium ekö-p-24 kódszámú egyetemi kiválósági ösztöndíj programjának a nemzeti kutatási, fejlesztési és innovációs alaphól finanszírozott szakmai támogatásával készült.



Hivatkozások

- [1] V. F. Hess. “On the Observations of the Penetrating Radiation during Seven Balloon Flights”. Lefordította és kommentálta A. De Angelis and C. Arcaro b. Schultz. Eredeti cikk: *Durchdringende Strahlung bei sieben Freiballonfahrten*, *Physikalische Zeitschrift* 13 (1912) 1084. arXiv: [1808.02927 \[physics.hist-ph\]](https://arxiv.org/abs/1808.02927). (2018), cím: <https://arxiv.org/abs/1808.02927>.
- [2] B. Holland, Z. Spragg, A. Kubiak és L. Elliott, *Near-Space Muon Flux Detection and Analysis*, ResearchGate, 2017. máj. cím: https://www.researchgate.net/figure/An-illustration-of-the-Shower-of-Particles-Produced-by-Cosmic-Ray-Collisions-From-Coan_fig1_317318317 (elérés dátuma 2024. 11. 07.).
- [3] S. H. Neddermeyer és C. D. Anderson, “Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles”, *Phys. Rev.*, 51. évf., 884–886. old., 10 1937. máj. DOI: [10.1103/PhysRev.51.884](https://doi.org/10.1103/PhysRev.51.884).
- [4] L. Oláh és D. Varga, “Investigation of soft component in cosmic ray detection”, *Astroparticle Physics*, 93. évf., 17–27. old., 2017, ISSN: 0927-6505. DOI: [10.1016/j.astropartphys.2017.06.002](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2017.06.002). cím: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650517301743>.
- [5] S. Cecchini és M. Spurio, “Atmospheric muons: experimental aspects”, *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 1. évf., 2. sz., 185–196. old., 2012. DOI: [10.5194/gi-1-185-2012](https://doi.org/10.5194/gi-1-185-2012). cím: <https://gi.copernicus.org/articles/1/185/2012/>.
- [6] P. Picozza, V. Malvezzi és L. Marcelli, *Cosmic Rays under the Knee*, ResearchGate, 2015. cím: https://www.researchgate.net/figure/All-particle-cosmic-rays-energy-spectrum_fig1_265671393 (elérés dátuma 2024. 11. 07.).
- [7] CMS Experiment at CERN. “Muon Tomography”. (), cím: <https://cms.cern/content/muon-tomography> (elérés dátuma 2024. 11. 07.).
- [8] P. K. F. Grieder, “Section 1.6: Definition of Common Observables”, *Cosmic Rays at Earth: Researcher’s Reference and Data Book*, Amsterdam: Elsevier Science B.V., 2001, 21–28 of section 1.6., ISBN: 0-444-50710-8.
- [9] H. K. M. Tanaka és tsai., “Muography”, *Nature Reviews Methods Primers*, 3. évf., 1. sz., 88. old., 2023. nov. 23., ISSN: 2662-8449. DOI: [10.1038/s43586-023-00270-7](https://doi.org/10.1038/s43586-023-00270-7).
- [10] L. W. Alvarez és tsai., “Search for Hidden Chambers in the Pyramids”, *Science*, 167. évf., 3919. sz., 832–839. old., 1970. DOI: [10.1126/science.167.3919.832](https://doi.org/10.1126/science.167.3919.832).
- [11] L. Oláh, H. Tanaka, G. Hamar és D. Varga, “Muographic Observation of Density Variations in the Vicinity of Minami-Dake Crater of Sakurajima Volcano”, *Journal of Disaster Research*, 14. évf., 701–712. old., 2019. aug. DOI: [10.20965/jdr.2019.p0701](https://doi.org/10.20965/jdr.2019.p0701).
- [12] L. Oláh, H. K. M. Tanaka, T. Ohminato és D. Varga, “High-definition and low-noise muography of the Sakurajima volcano with gaseous tracking detectors”, *Scientific Reports*, 8. évf., 1. sz., 3207. old., 2018, ISSN: 2045-2322. DOI: [10.1038/s41598-018-21423-9](https://doi.org/10.1038/s41598-018-21423-9).

- [13] L. Oláh, H. K. Tanaka, T. Ohminato, G. Hamar és D. Varga, “Plug Formation Imaged Beneath the Active Craters of Sakurajima Volcano With Muography”, *Geophysical Research Letters*, 46. évf., 17-18. sz., 10417–10424. old., 2019. DOI: [10.1029/2019GL084784](https://doi.org/10.1029/2019GL084784).
- [14] D. Varga és tsai., “Detector developments for high performance Muography applications”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 958. évf., 162236. old., 2020, Proceedings of the Vienna Conference on Instrumentation 2019, ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/j.nima.2019.05.077](https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.05.077). cím: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219307417>.
- [15] L. Oláh és tsai., “Földtudományi kutatások és geotechnikai alkalmazások kozmikus müonok mérésével”, magyar, *Magyar Geofizika*, 63. évf., 4. sz., 225–241. old., 2022. cím: https://real.mtak.hu/175341/1/Olah_2022_Muogr_MagyarGeoFiz.pdf.
- [16] L. Oláh, G. G. Barnaföldi, G. Hamar, H. G. Melegh, G. Surányi és D. Varga, “CCC-based muon telescope for examination of natural caves”, *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*, 1. évf., 2. sz., 229–234. old., 2012. DOI: [10.5194/gi-1-229-2012](https://doi.org/10.5194/gi-1-229-2012). cím: <https://gi.copernicus.org/articles/1/229/2012/>.
- [17] H. K. M. Tanaka és tsai., “Atmospheric muography for imaging and monitoring tropic cyclones”, *Scientific Reports*, 12. évf., 16710. sz., 2022. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41598-022-20039-4>.
- [18] J. Marteau, J. de Bremond d’Ars, B. Carlus, A. Chevalier, A. Cohu és tsai., “Development of Scintillator-Based Muon Detectors for Muography”, *Muography: Exploring Earth’s Subsurface with Elementary Particles*, Geophysical Monograph Series sor., L. Oláh, H. Tanaka és D. Varga, szerk., 270. köt., American Geophysical Union - Wiley, 2022, 17. fejj., 237–252. old., ISBN: 9781119723028. DOI: [10.1002/9781119722748.ch17](https://doi.org/10.1002/9781119722748.ch17).
- [19] K. Morishima, A. Nishio, M. Moto, T. Nakano és M. Nakamura, “Development of nuclear emulsion for muography”, *Annals of Geophysics*, 60. évf., 1. sz., S0112., 2017. DOI: [10.4401/ag-7387](https://doi.org/10.4401/ag-7387).
- [20] F. Sauli, “Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers”, CERN, techn. jel. CERN-77-09, 1977. cím: <https://cds.cern.ch/record/117989/> (elérés dátuma 2024. 11. 08.).
- [21] R. Chieng. “Operating regions of gaseous ionisation detectors. Case study”. (2024).
- [22] M. Hamid és S. Bri, *Micromegas Detector Using 55 Fe X-ray Source*, ResearchGate, 2013. jan. cím: https://www.researchgate.net/figure/Diagram-of-multi-wire-proportional-chamber-MWPC-detector_fig1_325946972 (elérés dátuma 2024. 11. 08.).
- [23] D. Varga, G. Hamar és G. Kiss, “Asymmetric Multi-Wire Proportional Chamber with reduced requirements to mechanical precision”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 648. évf., 1. sz., 163–167. old., 2011, ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/j.nima.2011.05.049](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.05.049). cím: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900211009922>.

- [24] D. Varga, G. Kiss, G. Hamar és G. Bencédi, “Close cathode chamber: Low material budget MWPC”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 698. évf., 11–18. old., 2013, ISSN: 0168-9002. DOI: [10.1016/j.nima.2012.09.025](https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212010728). cím: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212010728>.
- [25] D. Varga, G. Hamar és L. Oláh, “Development of Multi-Wire Proportional Chamber-Based Trackers for Muography”, *Muography*. American Geophysical Union (AGU), 2022, 19. fej., 267–278. old., ISBN: 9781119722748. DOI: [10.1002/9781119722748.ch19](https://doi.org/10.1002/9781119722748.ch19).
- [26] D. Varga, S. J. Balogh, Á. Gera, G. Hamar, G. Nyitrai és G. Surányi, “Construction and Readout Systems for Gaseous Muography Detectors”, *Journal of Advanced Instrumentation in Science*, JAIS-307 évf., 2022. DOI: [10.31526/JAIS.2022.307](https://doi.org/10.31526/JAIS.2022.307).
- [27] G. Nyitrai, G. Hamar és D. Varga, “Toward low gas consumption of muographic tracking detectors in field applications”, *Journal of Applied Physics*, 129. évf., 24. sz., 244901. old., 2021. jún., ISSN: 0021-8979. DOI: [10.1063/5.0053984](https://doi.org/10.1063/5.0053984).
- [28] D. Varga, G. Nyitrai, G. Hamar és L. Oláh, “High Efficiency Gaseous Tracking Detector for Cosmic Muon Radiography”, *Advances in High Energy Physics*, 2016. évf., 1. sz., 1962317. old., 2016. DOI: [10.1155/2016/1962317](https://doi.org/10.1155/2016/1962317).
- [29] E. P. Ney, “Cosmic Radiation and the Weather”, *Nature*, 183. évf., 4659. sz., 451–452. old., 1959. febr.
- [30] R. R. S. de Mendonça és tsai., “The Temperature Effect in Secondary Cosmic Rays (Muons) Observed at the Ground: Analysis of the Global Muon Detector Network Data”, *The Astrophysical Journal*, 830. évf., 2. sz., 88. old., 2016. okt. DOI: [10.3847/0004-637X/830/2/88](https://doi.org/10.3847/0004-637X/830/2/88).
- [31] R. R. S. de Mendonça és tsai., “Analysis of Cosmic Rays’ Atmospheric Effects and Their Relationships to Cutoff Rigidity and Zenith Angle Using Global Muon Detector Network Data”, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 124. évf., 12. sz., 9791–9813. old., 2019. DOI: [10.1029/2019JA026651](https://doi.org/10.1029/2019JA026651).
- [32] R. R. S. de Mendonça, J. -P. Raulin, E. Echer, V. S. Makhmutov és G. Fernandez, “Analysis of atmospheric pressure and temperature effects on cosmic ray measurements”, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118. évf., 4. sz., 1403–1409. old., 2013. DOI: [10.1029/2012JA018026](https://doi.org/10.1029/2012JA018026).
- [33] S. Osprey és tsai., “Sudden stratospheric warmings seen in MINOS deep underground muon data”, *Geophysical Research Letters*, 36. évf., L05809. old., 2009. DOI: [10.1029/2008GL036359](https://doi.org/10.1029/2008GL036359).
- [34] S. Osprey és tsai., “Sudden stratospheric warmings seen in MINOS deep underground muon data”, *Geophysical Research Letters*, 36. évf., 5. sz., L05809. old., 2009. DOI: [10.1029/2008GL036359](https://doi.org/10.1029/2008GL036359).
- [35] M. Agostini és tsai., “Modulations of the cosmic muon signal in ten years of Borexino data”, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2019. évf., 2. sz., 46. old., 2019. febr. DOI: [10.1088/1475-7516/2019/02/046](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/02/046).
- [36] S. Tilav és tsai. “Atmospheric Variations as observed by IceCube”. arXiv: [1001.0776](https://arxiv.org/abs/1001.0776) [[astro-ph.HE](https://arxiv.org/abs/1001.0776)]. (2010).

- [37] Ayuso, Sindulfo és tsai., “MITO: a new directional muon telescope”, *J. Space Weather Space Clim.*, 11. évf., 13. old., 2021. DOI: [10.1051/swsc/2020079](https://doi.org/10.1051/swsc/2020079).
- [38] T. H. Johnson, “The East-West Asymmetry of the Cosmic Radiation in High Latitudes and the Excess of Positive Mesotrons”, *Phys. Rev.*, 59. évf., 11–15. old., 1 1941. jan. DOI: [10.1103/PhysRev.59.11](https://doi.org/10.1103/PhysRev.59.11).
- [39] S. Tsuji, T. Katayama, K. Okei, T. Wada, I. Yamamoto és Y. Yamashita, “Measurements of muons at sea level”, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 24. évf., 9. sz., 1805. old., 1998. szept. DOI: [10.1088/0954-3899/24/9/013](https://doi.org/10.1088/0954-3899/24/9/013).
- [40] L. Oláh, H. K. M. Tanaka és G. Hamar, “Muographic monitoring of hydrogeomorphic changes induced by post-eruptive lahars and erosion of Sakurajima volcano”, *Scientific Reports*, 11. évf., 1. sz., 17729. old., 2021. szept., ISSN: 2045-2322. DOI: [10.1038/s41598-021-96947-8](https://doi.org/10.1038/s41598-021-96947-8).
- [41] K. Emanuel, “Genesis and Maintenance of “Mediterranean Hurricanes””, *Advances in Geosciences*, 2. évf., 217–220. old., 2005. DOI: [10.5194/adgeo-2-217-2005](https://doi.org/10.5194/adgeo-2-217-2005).
- [42] Eigen Development Team. “Eigen: Main Page”. (), cím: https://eigen.tuxfamily.org/index.php?title=Main_Page (elérés dátuma 2024. 11. 15.).