

GEOMETRIAI REFERENCIA KAMRA (GRC) DETEKTOROK, KALIBRÁCIÓJUK ÉS REKONSTRUKCIÓS HATÁSFOKUK JAVÍTÁSA

TDK DOLGOZAT



Pálfi Botond
ELTE Fizika BSc

Témavezető: László András
HUN-REN Wigner FK NFO, Innovatív Detektorfejlesztő
Kutcsop

2023 november 10.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
2. Gáztöltésű detektorok	2
2.1. A gáztöltésű detektorok működésének fontos jelenségei	2
2.1.1. Ionizáció	2
2.1.2. Ionizációs energia-leadás	3
2.1.3. Elektronok driftje	4
2.1.4. Townsend-lavina	6
2.1.5. Kapacitív csatolás és várható jelalak	8
2.2. Különböző gáztöltésű számlálók	8
2.3. Sokszálas proporcionális kamrák	9
2.4. Időprojekciós kamrák	10
3. Az NA61-SHINE kísérlet	10
3.1. A driftsebesség-korrekció elve	11
4. Egy GRC detektor megépítése	13
5. A csatornák kalibrációja	15
6. Rekonstrukció hatékonyságának növelése	16
6.1. Jelenlegi rekonstrukciós algoritmus	16
6.2. Elméleti megfontolások	18
6.2.1. A célfüggvény	18
6.2.2. A kiolvasott jel	19
6.2.3. Fizikai elvárások	19
6.3. Jelalakok vizsgálata	20
6.4. Klaszterek meghatározása	22
6.5. Egyszerű módszer a beütések összepárosítására	23
6.5.1. Eloszlások összeadása	25
6.5.2. Rövidített lecsengésű eloszlások	27
6.6. További módszerek beütések összepárosítására	28
6.6.1. Különböző tulajdonságok vizsgálata főkomponens-analízissel	28
6.6.2. Mindkét mátrixot használó $f(H^{(F)}, H^{(P)})$ függvények	30
6.7. Kiértékelés	31
7. Összefoglalás	33
8. Kivonat	33

1. Bevezetés

Az elmúlt hetven évben rengeteget fejlődő részecskefizika számára rendkívül fontosak a részecskegyorsítókban végzett kísérletek: az egyre nagyobb tömegű és rövidebb élettartamú részecskék utáni kutatás egyre nagyobb energiájú ütközéseket kíván meg, a már ismert elemi és nem elemi részecskék viselkedésének egyre mélyebb megértéséhez és alaposabb leírásához pedig egyre pontosabb és egyre funkcionálisabb kísérletekre van szükség.

Az elméleti modellek és az azokat vizsgáló gyakorlati berendezések hosszú utat tettek meg J.J. Thomson és Ernest Rutherford elektronok és atommagok létezését bizonyossá tevő, egyetemek laboratóriumaiban kis csoportok által elvégzett kísérletei óta: ma már a több kilométeres hosszúságot is elérő LINAC-ok és szinkrotronok gyorsítják fel az anyag elemi részecskéiből és nehezebb ionokból álló nyalábokat akár 6.5 TeV energiára, hogy aztán egymásnak vagy fix céltárgyaknak ütköztessék azokat. A kíváncsok, egy-két elemi részecske ütközésével járó események során is százasaival keletkezhetnek új, különböző összetételű részecskék, amelyeket összetett, nemzetközi együttműködések által gondozott detektorrendszerek igyekeznek a maguk funkciója szerint észlelni.

A TDK dolgozatomhoz való kutatás keretén belül magam is egy kis részét képezhettem a részecskefizika mélyebb megértés utáni hajtóvadászatának. Alkalmam volt segíteni több új, a CERN SPS gyorsítójának NA61 detektorrendszerében szolgálatba állt detektor megépítésében, kalibrációjában, valamint önálló munkám eredményeképpen rekonstrukciós hatásfokának javításában.

2. Gáztöltésű detektorok

A részecskefizika számára a kezdetektől fogva elengedhetetlen volt olyan eszközök megépítése, amelyekkel - akár közvetett úton is - érzékelni lehet kisszámú, akár egy-két részecskét is. Az elmúlt század fejlődésének eredményeképpen a legtöbb, részecskék vagy sugárzások által okozott fizikai hatást képesek vagyunk részecskék detektálására kihasználni. A legtöbb, nagyenergiás fizikában alkalmazott nyomkövető detektor az ionizáció jelenségét használja ki a részecskék érzékelésére, esetenként pedig azonosítására is. Az ilyen detektorokkal semleges részecskék csak közvetett úton vizsgálhatóak, hiszen azoknak előbb más kölcsönhatások során töltött részecskéket kell létrehozni ahhoz, hogy érzékelhetőek legyenek.

2.1. A gáztöltésű detektorok működésének fontos jelenségei

2.1.1. Ionizáció

Egy nagy energiájú, töltött részecske anyagon való áthaladása során több módon is interaktál azzal. A legtöbb detektor az elektromágneses kölcsönhatást használja ki a részecskék érzékelésére, hiszen ezen a mérettartományon az nagyságrendekkel erősebb az erős és gyenge kölcsönhatásoknál, így akár kis mennyiségű anyagban is nyomot hagyva [1]. A továbbiakban a beérkező részecske és az anyag elektromágneses terei közti kölcsönhatásokat

fogom vizsgálni, mivel az elektronnál nehezebb részecskék esetén a bremsstrahlungból, Cserenkov-sugárzásból és áthaladási sugárzásból eredő energiaveszteség elhanyagolható ahhoz képest.

A közegen áthaladó részecske az anyagot alkotó atomokkal való ütközések során energiát ad át azoknak. Az átadott energiától és a közeget alkotó részecskéktől függően azok vagy magasabb energiaszintre gerjesztődnek, vagy ionizálódnak, leszakítva magukról egy elektront. A nagy energiájú részecske energiáját hasonló nagyságrendben fordítja ionizációra és gerjesztésre. Az adott úthosszon bekövetkező ionizáló ütközések száma Poisson-statisztikát követ, ahol a hatványalap és az exponens értéke a következő: $\lambda_{Poisson} = sN_e\sigma_I$. Itt s a megtett úthossz, N_e a közeg elektronsűrűsége, σ_I pedig az elektron ionizációs hatáskeresztmetszete. Az ionizáló ütközések egy része (argonban közel harmada) azonban több elektron-ion párt is kelt, ami jelentősen módosítja az adott úthosszon keletkezett párok számát leíró statisztikát. Argon gázban, szobahőmérséklet és légköri nyomás esetén nagyjából 100 darab elektron-ion pár keletkezik centiméterenként. Előfordul, hogy az ütközések nagy energiájú δ -elektronokat keltenek, amelyek a valódi nyomvonalától leágazó, saját nyomvonalat hoznak létre [2].

2.1.2. Ionizációs energia-leadás

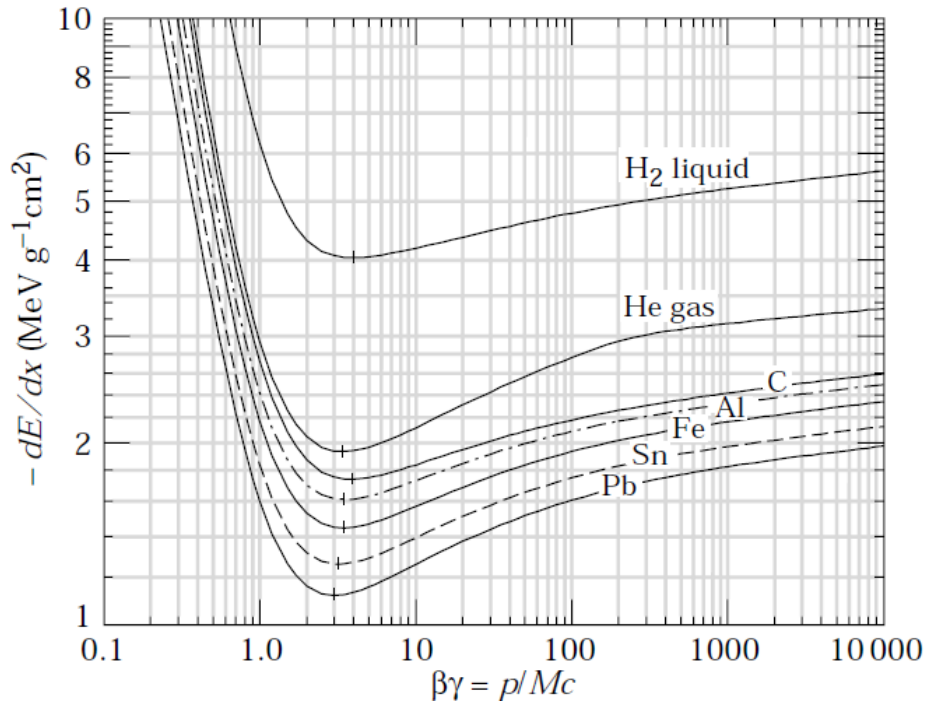
A párkeltés során a nagy energiájú töltött részecske átadja energiája egy részét a keltett elektron-ion pároknak, valamint azoknak az atomoknak, amelyeket nem ionizál, csupán gerjeszt. A fontos mérőszám valójában nem az, hogy egy-egy keltett pár mekkora energiát kap, hanem a nagy energiás részecske energiájának út szerinti deriváltja. Ennek a mennyiségnek az elméleti úton számított várható értékét a *Bethe-Bloch formula* írja le [3]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 \right) \quad (1)$$

Ahol $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ (r_e pedig a klasszikus elektronsugár), z az érkező részecske töltésszáma, $\frac{Z}{A}$ a közeget alkotó atomok töltésszámának és atomsúlyának hányadosa, $\beta = \frac{v}{c}$ és $\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$ a relativisztikus hatásokat jelölik, $T_{\max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 / B$ ($B \approx 1$) az egy ütközés során egy elektronnak átadható maximális kinetikus energia, I pedig a közeget alkotó atom átlagos gerjesztési potenciálja. Az 1. alakú összefüggés valójában csak ritka közegekre és elektronnál nehezebb töltött részecskékre vonatkozik; sűrű közegek esetén az egyenlet további egy $-\delta(\beta\gamma)$ alakú taggal módosul, amely a sűrű közeg polarizációjából eredő energiaveszteségre korrigál. Amennyiben a nagyenergiás részecske tömege m_e nagyságrendjébe esik, $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle$ értékét már nem az ütközésekből, hanem a bremsstrahlungból származó energiaveszteség dominálja. Ahogy az látható, a Bethe-Bloch formula csupán az ionizációs energiaveszteség várható értékét adja meg, adott paraméterek mellett a $\frac{dE}{dx}$ mennyiség értéke a Landau-eloszlást követi [4].

Fontos észrevenni, hogy adott részecske és közeg esetén a Bethe-Bloch formula alapján az ionizációs energia-leadás csupán a nagy energiás részecske sebességétől függ. Ahogy az a 1. ábrán is látható, a görbéknek minimuma van protonok esetén $\beta\gamma \approx 3 - 4$ GeV/c tartományon, jobbra 1 – 2 MeVg⁻¹cm² környéki átlagos energia leadással. Az ilyen

$\beta\gamma \approx 4$ GeV/c energiájú részecskéket *minimum ionizáló részecskéknek* (MIP) nevezzük.



1. ábra. A Bethe-Bloch görbe a MIP körüli energiatartományon különböző közegekben. A vízszintes tengely a részecske típusától függően skálázódik. Forrás: [3]

Mivel a Bethe-Bloch formula a sebesség mellett a nagy energiájú részecske töltésétől is függ, a $\frac{dE}{dx}$ mennyiség ismeretével a részecskék töltésének abszolút értéke egyszerűen meghatározható. A részecskék ismert mágneses tér alatti eltérüléséből következtethetünk a *mágneses rigiditásra*, vagyis az impulzus és a töltés arányára. Az áthaladási idő repülési idő (ToF) szenzorokkal való megméréseivel a sebesség is ismertté válik, amelyből a részecske tömege is megbecsülhető.

2.1.3. Elektronok driftje

Egy elektromos és mágneses tér nélküli közegben az elektronok és ionok termikus egyensúlyban vannak, két paraméterrel leírhatóak. Kinetikus energiájuk az ekvipartíció tétele szerint $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}k_B T$, vagyis a v sebesség várható értékét T paraméter, diffúziójukat pedig a D diffúziós állandó határozza meg. Homogén elektromos tér alatt az elektronok és ionok eltérő u driftsebességre tesznek szert, rendre az elektromos térrel ellentétes és párhuzamos irányban. Megmutatható, hogy $u \ll v$. Az elektronok és ionok tömegei közti több nagyságrendbeli eltérés miatt viselkedésük nagyban különbözik, jelen dolgozatban viszont főképpen az elektronok driftjét elemzem, mivel az könnyebben megérthető. Bár nagyobb térfogatú driftkamrák esetében a diffúzió igen fontos szerepet játszik a drift és rekonstrukció során, most nem térek ki rá.

E nagyságú homogén elektromos térben az elektronok két rugalmas ütközés között szabadon gyorsulnak, $u = \frac{eE\tau}{m}$ driftsebességre szert téve (τ a két ütközés közti átlagos szabad úthosszhoz tartozó idő). Egy-egy, a közeg atomjaival történő rugalmas ütközés során az

elektronok közel véletlenszerű irányú v sebességet vesznek fel, elveszítve az ütközben megszerzett ε_E energiájuk δ hányadát. Hosszú távon a két ütközés között megszerzett, illetve az ütközések során elvesztett energia egyensúlyban van:

$$\frac{1}{u\tau}\delta\varepsilon_E = eE \quad (2)$$

Az átlagos szabad úthosszhoz tartozó idő könnyen kiszámítható. Az ésszerű $u \ll v$ közelítéssel élve:

$$\tau = \frac{\lambda}{v} = \frac{1}{N\sigma} \frac{1}{v}$$

Argon-, metán-, vagy szén-fluorid töltésű detektorokban igaz, hogy az elektronok mozgási energiája jóval nagyobb a termikus energiájuknál: $\frac{1}{2}mv^2 \gg \frac{3}{2}k_B T$. Szén-dioxid esetén jó közelítés az alábbi: $E_{\text{kin}} \approx E_{\text{therm}}$. Az előbbi $E_{\text{kin}} \approx E$ közelítéssel élve adódik a driftsebesség becsült értéke:

$$u^2 = \frac{eE}{mN\sigma} \sqrt{\frac{\delta}{2}} \quad (3)$$

Gázkeverékek esetén az alábbi helyettesítéseket szükséges alkalmazni: $\sigma(\varepsilon) = \sum_i n_i \sigma_i(\varepsilon)/N$, $\delta(\varepsilon)\sigma(\varepsilon) = \sum_i n_i \delta_i(\varepsilon)\sigma_i(\varepsilon)/N$, valamint $N = \sum_i n_i$, ahol n_i , $\sigma_i(\varepsilon)$ és $\delta_i(\varepsilon)$ rendre a keveréket alkotó komponensek számsűrűsége, effektív hatáskeresztmetszete és a rugalmas ütközések során várható energiahányadosa. Fontos megjegyezni, hogy $\sigma(\varepsilon)$ értéke korántsem állandó: az effektív hatáskeresztmetszet a Ramsauer-görbét követi, amelyben közel két nagyságrendnyi eltérések lehetnek ε függvényében.

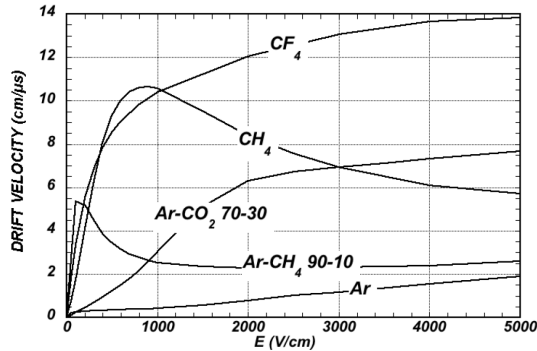
A **3. összefüggést** megvizsgálva láthatóvá válik, hogy a rugalmas ütközések során fellépő energiavesztés milyen fontos: ha $\delta \rightarrow 0$, u driftsebesség is eltűnik. Amennyiben az elektronok ε energiája a közeg atomjainak gerjesztési potenciáljánál kisebb, az ütközések valóban tökéletesen rugalmasak és δ értéke megközelítőleg $\delta \approx 2\frac{m_e}{M}$; ami elektronok esetében a 10^{-4} nagyságrendbe esik [4].

A **2. ábrán** látható néhány különböző gáz és gázkeverék esetén mért driftsebesség. Az NA61 TPC és MWPC detektorai Argon- CO_2 keveréket alkalmaznak, a GRC kamra esetében 90%-10% arányban [5]. A keverékben részben azért van szükség a szén-dioxidra, hogy ε energia ne lépje túl a gerjesztési potenciált, így az ütközések rugalmasak maradnak, a driftsebesség pedig magas lesz.

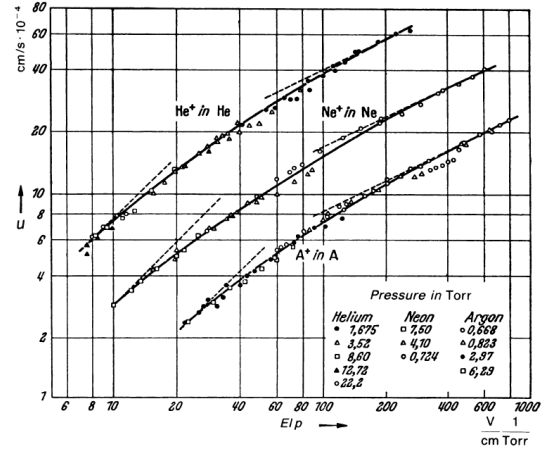
Pozitív, az elektronoknál jóval nehezebb ionok driftje esetén a driftsebesség közelítésére alkalmazott képletek függenek az elektromos tér nagyságától. *Kis* elektromos térnek gondoljuk azt, ahol az átlagos szabad úthossz során az ionokon végzett munka kisebb a termikus energiánál, míg *nagy* elektromos terek esetén a kinetikus energia dominál. A két becslés közti eltérés a **2. ábrán** is jól látható. A továbbiakban az ionok driftsebességére az alábbi közelítést fogom alkalmazni:

$$u = \sqrt{\left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M}\right) \frac{1}{3k_B T} \frac{eE}{N\sigma}} \quad (4)$$

Az ionok driftsebességére általánosan az jellemző, hogy az elektronokénak ezredrésze.



(a) Elektronok mért driftsebessége különböző gázok esetén. Forrás: [6]



(b) Ionok mért és becsült driftsebessége különböző gázok esetén a redukált elektromos tér $\left(\frac{E}{p}\right)$ függvényében. Forrás: [4]

2. ábra. Elektronok és ionok drift karakterisztikája

A drifttérfogatban sebességük elhanyagolható, töltött szálak környezetében, 200 kV/cm körüli nagy terek esetében pedig nagyjából az elektromos tér nagyságával arányos a driftsebességük.

A célunk időprojekciós kamrák esetében az, hogy magas, de konstans és jól meghatározható driftsebességet állítsunk elő. A 3. és 4. összefüggésekből látható, hogy a közeget alkotó gáz sűrűsége fontos paraméter, hiszen $N = \frac{\rho}{M}$. Mivel a sűrűséget befolyásolja a gázkeverék pontos aránya, a nyomás és a hőmérséklet is, a driftsebesség becsült értékét nagyban meg tudják változtatni a gázkeverés pontos aránya, minősége és a külső körülmények is. Bár a legtöbb detektor többé-kevésbé kontrollált környezetben helyezkedik el, a kisebb hőmérséklet- és nyomásingadozások akár percről percre ezrelék nagyságrendű eltéréseket tudnak okozni a driftsebesség becsült értékében.

2.1.4. Townsend-lavina

Az elektronlavinák jelensége könnyen megérthető: ha a driftelő elektronokat gyorsító elektromos tér kellően nagyra nő, az átlagos szabad úthossz alatt megszerzett energia $\varepsilon \approx eE\frac{v}{\tau}$ nagyobb lesz a közeg atomjainak ionizációs energiájánál, így minden ütközéssel várhatóan új elektron-ion párokat keltenek. Könnyen látható, hogy ez egy exponenciálisan növekvő elektronlavinához vezet, ha az N elektronszám dN várható megváltozását az α Townsend együtthatóval fejezzük ki:

$$dN = \alpha N ds \quad (5)$$

Kísérleti körülmények között α együttható függ ε ütközési energiától, tehát az elektromos tértől és a közeg sűrűségétől is. Amennyiben a Townsend együttható csupán az elektromos tértől függ (a közeget állandónak tekintve), a 5. összefüggés kiintegrálásával az alábbi

G gain mennyiséget kapjuk:

$$G = \frac{N}{N_0} = \exp \left(\int_{s_0}^a \alpha(s) ds \right) = \left(\int_{s_0}^a \alpha(E) \frac{ds}{dE} dE \right) \quad (6)$$

Az egyenletben s_0 és a a lavina útjának kiindulási pontja (ahol már kellően nagy az elektromos tér a lavina megindításához), illetve az a pont, ahol G mennyiséget mérjük.

A Townsend-lavina célja a nagy energiás részecske által keltett elektronok felsokszorozása akkora nagyságrendre, hogy kiolvasható legyen az általuk keltett elektromos jel. A Townsend-lavina trükkjének bevetése nélkül a centiméterenként keltett 100-120 elektron-ion pár egy pikofarados kapacitású vékony szálon is csupán mikrovoltos feszültségkülönbséget okozna, ami kísérleti körülmények között nehezen olvasható ki megbízhatóan. Mivel a legtöbb részecskefizikában használt detektor esetében előnyös a jó energiavesztésg-felbontás, tehát a keletkezett elsődleges elektron-ion párok számának és a kiolvasott jelnek a proporcionalitása, ezeknél a készülékeknél nem lehet a drifttérfogatra akkora feszültséget kapcsolni, hogy már ott megkezdődjön az elektronok felsokszorozódása. Ehelyett az sokszálas kamrákban vékony, töltött szálakat használnak az elektromos tér előállítására. A drifttérfogatban így jó közelítéssel homogén, míg a szálak közelében a szálakra merőleges, nagyságrendekkel nagyobb elektromos tér áll elő. Mivel egy vékony, η lineáris töltéssűrűséggel bíró szál közvetlen környezetében az inverz négyzetes törvény miatt a többi töltött szál hatása elhanyagolható, az elektromos tér nagyságát közelíthetjük az alábbival:

$$E = \frac{\eta}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \quad (7)$$

Amennyiben ezt behelyettesítjük a gain nagyságát leíró **6. összefüggésbe**, illetve $\alpha = \beta E$ lineáris közelítéssel élünk a Townsend-együttható és a gain kapcsolatát tekintve (nemesség esetén egy átlagos proporcionalis kamrában ez nem áll messze a valóságtól), megkaphatjuk a Diethorn-formulát [4]:

$$\ln G = \frac{\ln 2}{\Delta V} \frac{\eta}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{\eta}{2\pi\epsilon_0 a E_{\min}} \quad (8)$$

Ahol ΔV az egy atom ionizációjához szükséges potenciálkülönbség, $E_{\min}$ pedig az elektromos tér nagysága a lavina megindulásának helyén (vagyis $s = s_0$ sugárnál). Látható, hogy a gain az elektromos tértől való függésével közvetetten függ a nyomástól, továbbá az is, hogy a szál töltése és sugara is befolyásolja a gaint. Egy tipikus proporcionalis számláló esetén ($E \sim 200$ kV/cm, $a \sim 10$ μ m) a gain 10^5 nagyságrendbe esik, ami már elegendő az elektromos jel kiolvasásához. Túlzottan nagy elektromos terek esetén a nagy energiájú ütközések során keletkező fotonok s_0 sugáron kívül újabb elektron-ion párt kelthetnek, ami újabb, fals jelhez vezethet. Az ilyen fotonok keletkezésének mérséklése a nagy szabadsági fokú *quencher gas*, általában szén-dioxid vagy metán használatának fő oka gáztöltésű számlálókbán. Nem a fotonok keletkezése az egyetlen, G értékének 10^5 nagyságrend környékén felső határt szabó jelenség, de ebből már látható: a gain nem növelhető akármeddig, ha a detektor proporcionalitását meg szeretnénk őrizni [1].

2.1.5. Kapacitív csatolás és várható jelalak

Egy sokszálas gáztöltésű detektor esetén a katódlemezt és az anódot alkotó vékony szálaikat a drifttér fogat választja el egymástól. A keltett elektronok, majd elektronlavinák az anódszálokon terminálódnak. A anódszálon az elektronok által keltett jelalak kiolvasása nem egyszerű: az elektronlavina nanoszekundumos időbeli nagyságrendű jelet hoz létre, amelyet nagyfeszültségre tervezett kiolvasóelektronikával kellene rögzíteni. Az elektronok töltése helyett a hátrahagyott ionfelhő által keltett elektromos tér hatását szokásos kiolvasni - ez már (az ionok ezerszer lassabb driftje miatt) mikroszekundumos nagyságrendű, és az anódhoz közeli, névleges földfeszültségű szálokról is leolvasható.

Egy végtelen térben elhelyezkedő, különböző V_n feszültségre kapcsolt végtelen szálok helyezkednek el, a rajtuk megjelenő Q_n töltések alapján definiálhatjuk a c_{nm} kapacitancia mátrixot:

$$Q_n = \sum_m c_{nm} V_m$$

A anódszálokhöz közeli elektromos tér (7. összefüggésben látható) koaxiális közelítését alkalmazva, valamint azt feltételezve, hogy az ionok driftsebessége μ mobilitás szerint egyenesen arányos az elektromos térrel ($u = \mu E$) egy lokalizált ionfelhő anódtól való távolságának időfüggésére a következő összefüggés adódik:

$$r(t) = a \sqrt{1 + \frac{t}{t_0}} \quad \text{ahol} \quad \frac{1}{t_0} = \frac{\mu}{a^2 \pi \epsilon_0} \left(\sum_m c_{nm} V_m \right) \quad (9)$$

Ahol a az anód sugara, t_0 pedig az ionfelhő kezdeti a távolságához tartozó időt leíró változó. Az ionfelhő $I_k \sim \frac{1}{r(t)}$ alakú, pozitív jelet indukál az anódon, ahonnan könnyen látható, hogy az anódhoz közeli, n indexű szálon indukált jel alakja az alábbi lesz Q_{tot} töltésű ionfelhő esetén [1, 4]:

$$I_n(t) = -\frac{Q_{tot}}{4\pi\epsilon_0} \frac{c_{nk}}{t + t_0} \quad (10)$$

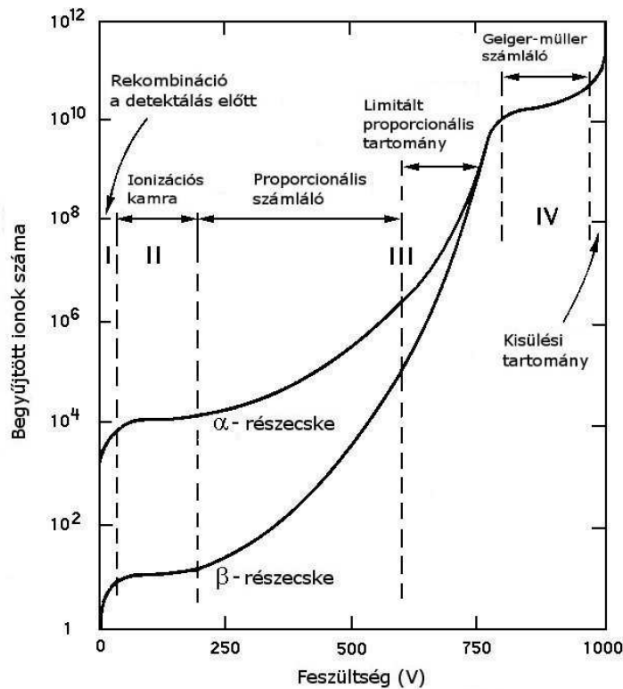
Itt c_{nk} a kapacitancia mátrix anódot és kiolvasott szálat összekötő eleme. A kapacitancia mátrix tulajdonságainak köszönhetően az $I_n(t)$ jel pozitív előjelű és áramerősség dimenziójú.

2.2. Különböző gáztöltésű számlálók

A gáztöltésű számlálóknak három nagy csoportját különböztetjük meg aszerint, hogy mekkora elektromos térrel működnek. Az elektronlavinák és az azok során keletkező, új lavinákat indító nagy energiás UV-fotonok tulajdonságai miatt a detektorokra kapcsolt különböző feszültségek alapjaiban különböző működést okoznak.

A 3. ábrán látható egy adott tulajdonságokkal rendelkező gáztöltésű proporcionális cső (hengeres anód, a közepén egy anódszállal) által észlelt beütésszám adott α - és β -részecske esetén a feszültség függvényében. Az I. tartományban a párkeltés során keletkező elektronok és ionok rekombinációja dominál, míg A II. tartományon az elektronlavinák megindulásához nem elegendő az elektromos tér, így a begyűjtött jel megfelel a párkel-

tett töltések összegének. A II. tartományon működő detektorokat ionizációs kamráknak



3. ábra. Gáztöltésű detektorok működési karakterisztikája az elektromos tér függvényében. Forrás: [7]

nevezik. A III. tartományon működnek a proporcionális számlálók, amelyek a $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ mennyiséggel arányos, elektronsokszorzással erősített jelet adnak. A IV. tartományon Geiger–Müller-számlálók laknak, melyek célja kis aktivitás esetén is egy-egy részecske megbízható, erős jellé alakítása. Ezek a számlálók arra használják ki a nagy feszültségen elektronlavinák során keletkező UV-fotonokat, hogy többszörös lavinákkal 10^{10} feletti gaineket érjenek el, amelyek már analóg jellé (például kattogássá) alakítva közvetlenül érzékelhetőek az ember számára.

2.3. Sokszálas proporcionális kamrák

Az 1968-ban Georges Charpak és csapata által kifejlesztett MWPC (multiwire proportional chamber) detektorok mennyiségi áttörést hoztak a részecskefizikában. Az elektronikus kiolvasás és a metastabil anyagállapotok elkerülése mind lehetővé tették a nagy sebességű adatgyűjtést és ezzel a kísérletek felgyorsítását.

Az MWPC detektorok működésének megértéséhez fontos fizikai jelenségekről az előző fejezetekben szót ejtettem. A gáztöltésű detektorok csupán ionizáló részecskéket képesek közvetlenül érzékelni. Az ilyen, a detektor térfogatán áthaladó részecskék nyomvonaluk mentén centiméterenként száz-as nagyságrendben keltenek elektron-ion párokat. Az MWPC kamrákban az elektromos teret általában a kamra fedőlapjaként szolgáló anódlemez és az azzal párhuzamos síkban kifeszített anódszálak közé kapcsolt nagyfeszültség biztosítja. A anódszálak felé $u \sim 1 - 10 \text{ cm}/\mu\text{s}$ driftsebességgel sodródó elektronok a $10 \mu\text{m}$ nagyságrendbeli átmérőjű anódszálak közvetlen környezetében nagyjából $G \sim 10^5$ nagyságrendbeli sokszorozású elektronlavinákat keltenek. A hátramaradt ionfelhők a detektor céljától és konstrukciójától függően szálakon vagy vezetősíkokon, *padeken* keltenek jelet, amit a kiolvasóelektronika erősít és digitalizál. A padek két dimenziós koordinátafelbontást tesznek lehetővé, míg a szálakról történő kiolvasás során ez csak akkor lehetséges, ha két, egymásra merőleges irányú szálsík van a detektorban. A padekről történő kiolvasás kis felületű detektorok esetén célszerű, ebben az esetben ugyanis még költségha-

tékonyan megépíthető és a kiolvasóelektronika csatornaszáma sem haladja meg a gazdaságosan kiolvasható mennyiséget. Az elmúlt években elterjedté váltak az elektronlavinát anódszálak helyett GEM (Gas Electron Multiplier) fóliával létrehozó gáztöltésű kamrák.

2.4. Időprojekciós kamrák

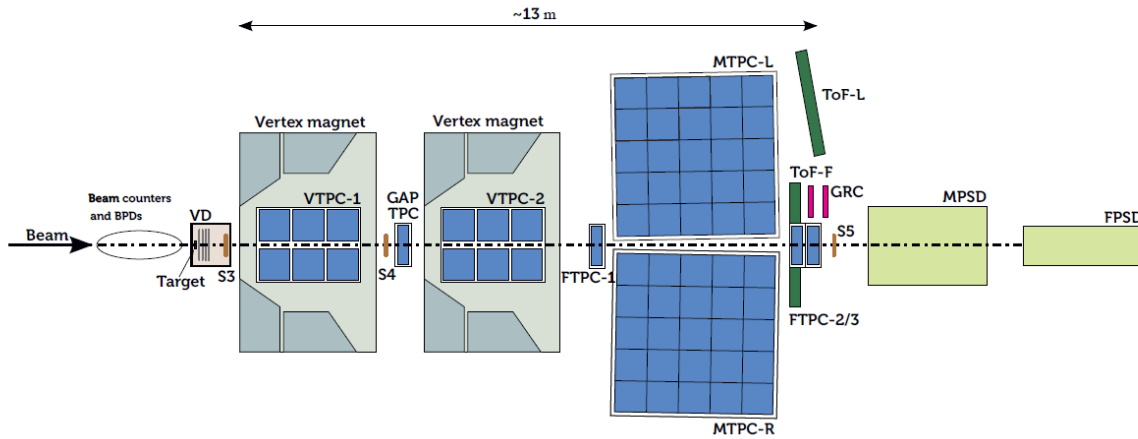
A TPC (Time Projection Chamber) detektorok lényegében olyan, széles drifttérfogattal rendelkező MWPC detektorok, amelyek repülési idő-detektorokkal összehangolva töltött részecskék nyomvonalának három dimenziós rekonstrukciójára, valamint a várható ionizációs energialeadás értékének becslésére alkalmasak. Működési elvük a széles, részben térformáló kalickával létrehozott drifttértől és a mikroszekundumokban mérhető driftidőtől eltekintve teljes mértékben megegyezik a MWPC detektorokéval. A nagy térfogatú TPC detektorok több kísérlet alapkövét képezik. Az NA61-SHINE kísérlet MTPC detektorainak 15 m^2 alapterületéhez 63360 darab kiolvasó pad tartozik, míg 111 centiméteres driftmagassága és $2.3 \text{ cm}/\mu\text{s}$ driftsebessége akár $48 \mu\text{s}$ driftidőt eredményezhet [5].

A TPC kamrák működésének szerves részét képezi a pontosan megépített drifttér és a driftsebesség ismerete. Homogén tér és állandó driftsebesség esetében feltételezve, hogy ismerjük egy részecske áthaladásának idejét, annak és a jel észlelésének időkülönbségét megszorozva az elektronok driftsebességével megkapjuk a részecske áthaladásának harmadik, drifttérrel párhuzamos koordinátáját is az anódszálaktól mérve. A TPC kamrák esetében általános kétdimenziós, szegmentált padeken történő kiolvasás esetén ez háromdimenziós nyomvonal-rekonstrukciót eredményez. Az MWPC detektorokhoz hasonlóan egy pontosan megépített proporcionális erősítésű TPC kamra az indukált jelek nagyságának változásából képes a részecske által keltett elektron-ion párok számát, abból pedig ionizációs energia leadását megbecsülni, és a részecskét azonosítani. Az NA61 kísérlet TPC detektoraival például 4%-ig pontos $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ felbontást lehet elérni. [5]

3. Az NA61-SHINE kísérlet

Jelen dolgozathoz való kutatás keretén belül a Wigner Fizikai Kutatóközpont Innovatív Detektorfejlesztő "Lendület" Kutatócsoportja és témavezetőm segítségével volt alkalmam részt venni a CERN NA61-SHINE kísérletében. A SHINE (SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment) nevéhez híven többcélú kísérlet, amely hadron-proton, hadron-atommag és atommag-atommag ütközésekben vizsgálja a hadronok képződését. Az elmúlt években az NA61 főképp nehézion (ólom-ólom) ütközéseket, valamint a neutrínók képződésének megértéséhez fontos kaon-szén, proton-szén és proton-titán ütközéseket vizsgált [8]. Az SPS (Super Proton Synchrotron) gyorsító északi felén elhelyezkedő detektorrendszer a Nagy Hadronütköztető kísérleteivel ellentétben fix céltárgyat használ.

A nyaláb és a target ütközésekor keletkezett részecskéket és azok útvonalát a **4. ábrán** látható detektorok vizsgálják. A keletkező részecskék energialeadás-eloszlásuk szerinti beazonosításához és nyomon követéséhez elengedhetetlenek a TPC kamrák, amelyekből négy nagy térfogatú darab szolgál a detektorrendszerben. A két darab, szupravezető

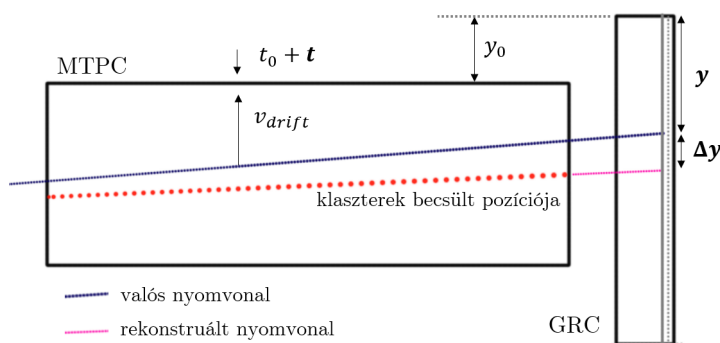


4. ábra. Az NA61 detektorrendszer sematikus felülnézeti ábrája. Forrás: [8]

mágnesek alatt elhelyezkedő *vertex* TPC kamra a mágneses térben eltérülő töltött részecskék impulzusának és energialeadásának mérését szolgálja, míg a két, downstream irányban elhelyezkedő, a kísérlet számára legtöbb információt szolgáltatató main TPC a dE/dx mennyiség pontos mérését teszi lehetővé [5].

A TPC kamrák nagy pontosságú, 20 ± 0.1 °C hőmérsékleten tartott légkondicionált és szigetelt szobákban helyezkednek el. Az alkalmazott gázkeverékben adott $\frac{E}{\rho}$ redukált elektromos tér alatt mérhető driftsebességet egy, a TPC kamrák gázkivezetésére kötött külön erre a célra kifejlesztett detektor vizsgálja, azonban ez nem ad tökéletes becslést a driftsebességre. A TPC kamrák kis túlnyomás alatt vannak a légkörhöz képest, de fóliaablakokon át össze vannak kötve azzal, így a légköri nyomás változásai a TPC kamrákban is megjelennek, százalék nagyságrendű változásokat okozva a driftsebességben. Az egyik MTPC kamrát állandó hőmérsékleten tartani hivatott légkondicionáló rosszabb minősége miatt az abban a kamrában a driftsebesség is jobban ingadozik a többinél [5, 9].

3.1. A driftsebesség-korrekción elve



5. ábra. A driftsebesség-kalibráció elve

A TPC detektorok driftsebességének kalibrációja nagy energiájú lézersugarak használatával, mesterségesen létrehozott pályákkal is elvégezhető lenne [4]. Az NA49 detektorait nyalábidőn kívül még nagy pontosságú neodímium lézerekkel kalibrálták, de a rendszert azóta költségei és problémái miatt leszerelték [9]. A Long Shutdown 2 alatt megépített, majd beszerelt GRC (Geometry Reference

Chamber) detektorok célja az, hogy a függőleges (drifttérrel párhuzamos) irányban jó

felbontású "vonalzóként" funkcionáljon. Ha a GRC és TPC detektornak köszönhetően pontosan ismerjük egy-egy részecske függőleges pozícióját és a detektálás idejét, mérés közben is jó korrekciót tudunk adni a driftsebesség értékére. A **5. ábrán** látható, vastaggal szedett mennyiségeket pontosan ismerjük: ezek a GRC detektor által mért y függőleges koordináta, valamint a TPC detektor által a triggerhez képest mért t időkülönbség. A trigger részecskéhez viszonyított időkésését t_0 -nak becsülve kaphatjuk az elektronok által drifttel töltött időt: $t_{drift} = t_0 + t$. Az MTPC és GRC detektorok y_0 driftirányú offszetjének figyelembe vételével kapjuk a mért y értéket. Fontos azonban, hogy sem v_{drift} , sem t_0 , sem y_0 pontos értékeit nem ismerjük; az algoritmus $y^{(B)}$ koordinátát ezek becsült $v_{drift}^{(B)}$, $t_0^{(B)}$, $y_0^{(B)}$ verzióiból számítja.

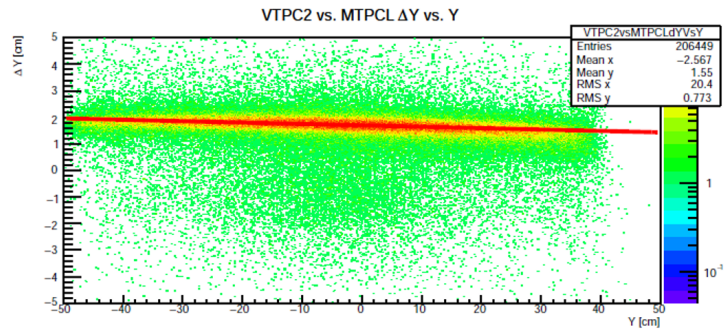
$$\begin{aligned} y &= v_{drift} \cdot t_{drift} + y_0 = v_{drift} \cdot (t_0 + t) + y_0 \\ y^{(B)} &= v_{drift}^{(B)} \cdot t_{drift}^{(B)} + y_0^{(B)} = v_{drift}^{(B)} \cdot (t_0^{(B)} + t) + y_0^{(B)} \end{aligned} \quad (11)$$

Ha az egyenletrendszerből kiejtjük t időt, valamint behelyettesítjük $\Delta y = y - y^{(B)}$ mennyiséget, a következő összefüggésre jutunk:

$$\Delta y = \left(\frac{v_{drift}^{(B)}}{v_{drift}} - 1 \right) \cdot y + \left(y_0^{(B)} - v_{drift}^{(B)} \cdot t_0^{(B)} + v_{drift} \cdot t_0 - \frac{v_{drift}^{(B)}}{v_{drift}} \cdot y_0 \right) \quad (12)$$

Látható, hogy amennyiben a különböző részecskék nyomvonalához párosított Δy mennyiségeket a **6. ábrán** látható módon y függvényében ábrázoljuk, az illesztett egyenes meredekségéből megkapjuk a becsült és valós driftsebességek arányát, amelyből korrekciót kapunk a driftsebességre, azt felhasználva tengelymetszetéből pedig a trigger időkésésére és a detektorok offszetjére.

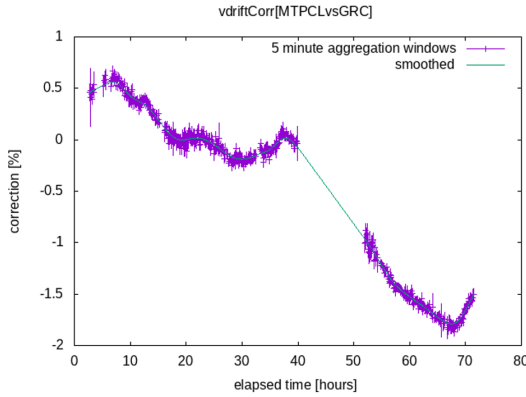
A **4. ábrán** látható, hogy az NA61 detektorrendszerben csupán a MPTC-L kamra mögé került GRC detektor. Ennek oka, hogy a GRC-vel kalibrált MTPC-L kamrát virtuális GRC-ként használva a **12. összefüggés** segítségével kalibrálhatjuk a VTPC-2 detektort, majd a VTPC-2-t GRC-ként használva, ugyanazzal a módszerrel MTPC-R és VTPC-1 is kalibrálható.



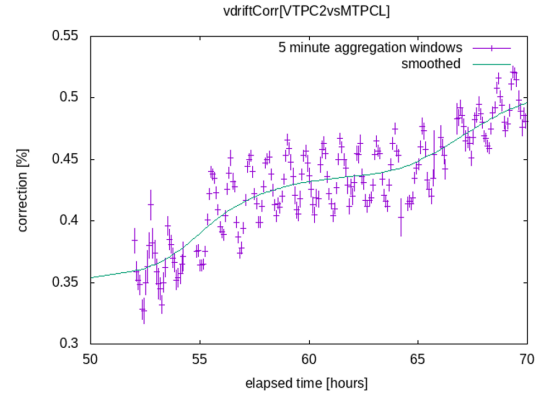
6. ábra. Egymás ellen plotolt y és Δy mennyiségek. Forrás: László András

Bár a detektorrendszer körbekalibrálása során a kalibráció pontossága minden egyes lépésnél csökken, ez nem jelent problémát: a TPC kamrák nagy térfogatának és akceptanciájának köszönhetően jóval több nyomvonal áll rendelkezésre TPC–TPC kalibráció, mint GRC–TPC kalibráció esetén, valamint a TPC-k jobb helyfelbontása is segítségünkre van. Ahogy az a **7a.** és **7b. ábrákon** is látható, a GRC–TPC driftsebesség-korrekció hibája ezrelékes nagyságrendű, míg a TPC–TPC korrekciók esetében a hiba tízezrelékes,

így pedig a korrekció hibáját még több lépés után is a GRC pontossága fogja dominálni. A jobb oldali képen látszik a MTPC-L légkondicionáló berendezésének tökéletlensége is: a driftsebesség nagyjából egy órás periódusidővel oszcillál a légkondicionáló által okozott hőmérséklet-ingadozásnak köszönhetően.



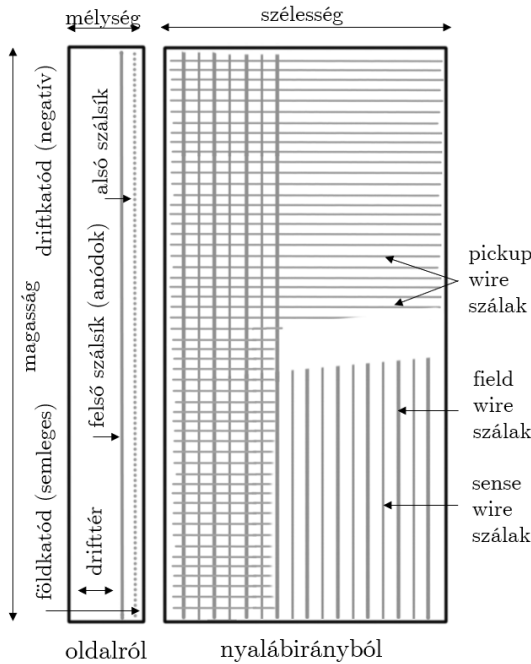
(a) Példa a MTPC-L és GRC közti driftsebesség-korrekcióra az idő függvényében. Forrás: László András



(b) A VTPC-2 és MTPC-L közti driftsebesség-korrekció az idő függvényeként. Forrás: László András

7. ábra

4. Egy GRC detektor megépítése



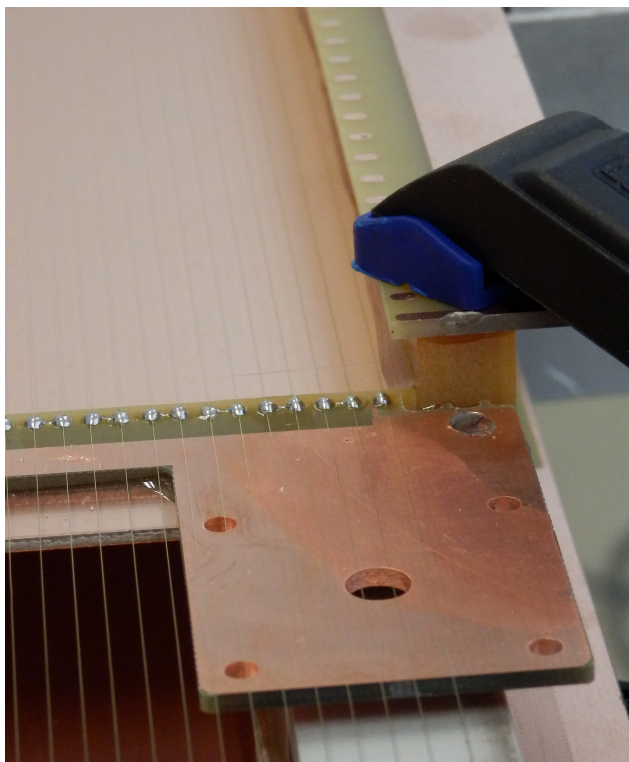
8. ábra. A GRC detektorok vázlatja

A Wigner Fizikai Kutatóközpontban mindkét, az NA61 detektorrendszerben szolgálatba állított detektor (de főleg a downstream irányban lévő GRC-2) megépítésében szerepet vállaltam.

A Hamar Gergő által tervezett GRC detektor működési elvét tekintve egy sokszálas proporcionális kamra viszonylag nagy, több centiméteres drifttérrel [10]. A függőleges és vízszintes irányú koordinátákat két, egymásra merőleges, a kiolvasóelektronikán keresztül földre kötött, karteziánus kiolvasású szálak biztosítja. Az ALICE kísérlet TPC kamráihoz tervezett kiolvasóelektronika lassú triggerideje miatt van szükség a szokásosnál nagyobb drifttérre, ezzel időben elnyújtva a jelet. A drifttér feszültsége változtatható, így a driftidőt a trigger válaszidejéhez tudtuk igazítani. A driftteret a -900 V feszültségre kapcsolt, az egyik fedőlap belseje által alkotott driftkatód, az 1600 V feszültségű anódszálak, illetve a másik, földelt fedőlap által alkotott katód biztosítja. A pontos

kalibráció érdekében a 120 cm magas GRC detektor az MTPC kamrák teljes driftmagasságát lefedi. Vízszintes irányú koordinátázásra nincsen szükség a detektor működéséhez, csupán arra, hogy az egy-két részecskét érzékeljen eseményenként, így mindössze 40 cm széles.

Mivel a detektor fő célja a jó függőleges irányú felbontás volt, az anódszálakat (a továbbiakban *sense wire*) a függőleges irányú szálsík szálai közé feszítettük. A továbbiakban *felső* vagy *field wire* szálsíknak nevezett síkon a földhöz képest a pozitív nagyfeszültségre kapcsolt vékony sense wire anódszálak és a vastagabb, vízszintes irányú koordináta kiolvasását, valamint az elektromos tér formálását szolgáló field wire szálak párosával váltják egymást, egymástól 6-6 mm távolságban. A detektor vízszintes irányú felbontása a részecskék becsapódási koordinátáját egyenletes eloszlással modellezve $\frac{6+6}{\sqrt{12}}$ mm ≈ 3.5 mm. A szálsík összesen 32 csatornányi jelet biztosít. Mivel nagy multiplicitású, vagyis nagy részecskeszámmal és sok beütéssel járó események során a karteziánus kiolvasás később részletezett bonyodalmakkal jár, a sense wire szálak lekapcsolhatók. A detektor így virtuálisan "keskenyebbé" tehető, kevesebb beütést fog érzékelni.



(a) Az összeállítás egy lépése. Láthatóak a leforrasztott pickup wire szálak. Fotó: László András



(b) A GRC-1 és GRC-2 detektorok 2022 őszén szolgálatba álltak az NA61 detektorrendszerben. Fotó: László András

9. ábra

Az *alsó*, vagy *pickup wire pair* szálsíkra feszítettük a vízszintes irányú, függőleges koordinátát szolgáltató pickup wire szálakat. A jó felbontás és a kis csatornaszám kompromisszumaként, valamint a field wire és pickup wire oldali c_{mn} kapacitások kiegyenlítetté végett, a pickup wire szálakat párosával összekötöttük, így egy-egy kiolvasott

csatorna nem egy-egy szálnak, hanem szál-párnak felel meg. A pickup wire pair szálsík felbontása maximum $\frac{6}{\sqrt{12}}$ mm ≈ 1.7 mm, összesen 192 pár szál van rajta.

A GRC detektor csatornáinak kiolvasását az ALICE detektor TPC kamráihoz fejlesztett kiolvasóelektronika végzi - így nem kellett külön elektronikát fejleszteni a kamrához, ezzel pénzt és időt spórolva. A TPC detektorok elvából adódóan több tíz mikroszekundumon át kell kiolvasni az indukált jelet, így a GRC detektor adatgyűjtésének tulajdonsága lesz, hogy a tényleges eseményből származó *on-time* részecskéken kívül egy rakás későbbi, *off-time* jelet is rögzít. Ezeket a jeleket könnyű elválasztani egymástól: az *on-time* részecskék a triggerhez képest 15-22 időegység késéssel érkeznek, míg az azután rögzített beütések jellemzően *off-time* részecskéket jelölnek.

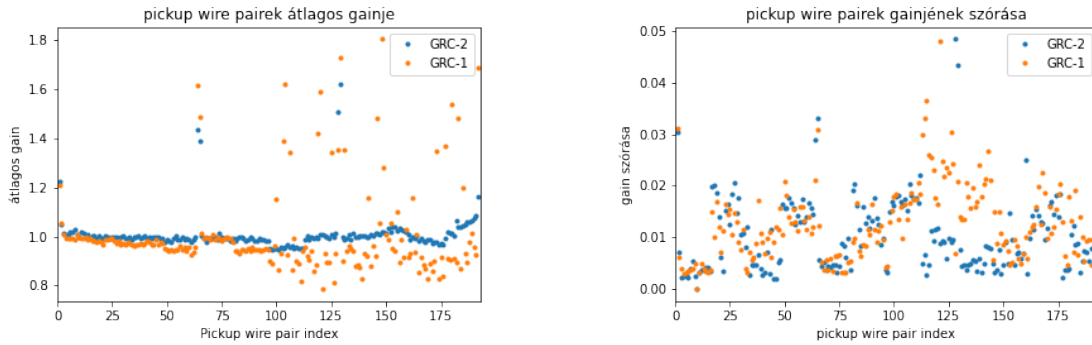
5. A csatornák kalibrációja

A 10. összefüggésben látható, hogy a sense wire-ök környezetében kelő elektronlavinák során a field wire és pickup wire pair szálakon indukált jel egy szálanként eltérő állandó szerint változik. Az állandó nagysága az elektronlavina és a szál távolságától, a szál kapacitásától, a kamra végességétől, a kamrán belüli falak és támaszok közelségétől, valamint a szálak geometriájának tökéletlenségeitől is függ. A kiolvasott digitális jel nagysága természetesen szálanként változhat a kiolvasóelektronika csatornánként eltérő erősítése miatt még akkor is, ha azokon azonos jel indukálódik.

A kiolvasott jel értelmezéséhez szükséges tudni, hogy egy szál mekkora választ ad a saját szálsíkján elhelyezkedő többi szálhoz képest egy-egy a szálak "szemszögéből" azonos beütésre. Mivel mesterséges, ismert méretű elektronlavinát keltő beütéseket nagy mennyiségben létrehozni nem praktikus, sokkal egyszerűbb a sense wire-ökre ismert jelet csatolni, és az arra adott választ mérni. Ez jó közelítés a valós, részecskékre adott válaszra, hiszen abban az esetben a jelet indukáló elektronlavinák a sense wire-ök tizedmilliméteres környezetében jelennek meg. Ezzel a módszerrel csupán egy-egy szálsíkon belül lehetséges a kalibrációt elvégezni, hiszen a sense wire szálak pulzálása a field wire-ökon illetve pickup wire paireken másképp indukál jelet mint egy elektronlavina által okozott töltésfelhő, de a detektor működéséhez ez a relatív kalibráció is elegendő.

A detektor kalibrációját egy ismert digitális négyszögjel sense wire-ökre való csatolásával végeztük. Azt a közelítést alkalmaztam, hogy az erre a jelre szálanként adott válaszok aránya megegyezik az egy-egy részecske által indukált válaszok arányával. A kalibráció célja volt, hogy szálanként megmérjem a *gain* mennyiséget: ez a szálanként mért a_k amplitúdók idő szerinti átlaga és a szálsíkonként mért amplitúdók A idő és szál szerinti átlagának $g_k = \frac{a_k}{A}$ aránya.

A 10. ábrán látható, hogy a szálanként mért gainek nemcsak a szálak egyedi tulajdonságaitól függenek, hanem attól is, hogy melyik kiolvasó egységre vannak kötve. A GRC-1 kamra esetén feltűnő például, hogy a 48-63. indexű szálak kiolvasóegysége a többinél kisebb erősítést biztosít, valamint az is, hogy a kamra alsó (az ábrán jobb oldali) fele jóval zajosabb a felsőnél: itt a gainek átlagai jobban szóródnak, és a gainek szórása is nagyobb.



10. ábra. A pickup wire pair szálsík gainjei és azok bizonytalansága

A különböző csatornák esetén mért gain-eltérések szoftveresen implementációra kerültek. A továbbiakban a csatornákon mért jelek amplitúdója alatt minden esetben az adott pillanatban az adott k csatorna által mért jel és a g_k gain faktor hányadosát értem.

6. Rekonstrukció hatékonyságának növelése

Az NA61 detektorrendszerben minden egyes esemény során létrejött részecskék számának várható értéke a mérés típusától függően a néhány darabtól (nehézion-kísérletek során) akár 1000 darabig változhat [9]. A kis multiplicitású (vagyis kevés új részecskével járó) eseményekben a GRC kamrák karteziánus kiolvasása nem jelent nagy akadályt, hiszen egy-két beütés esetén minden lehetséges kombinatorika figyelembe vétele sem okoz nagy problémát. Két részecske esetén például két-két beütést tapasztalunk mindkét szálsíkon, és négyféleképpen tudunk nyomvonalhoz koordinátákat rendelni. A nagy részecskeszámmal járó, tipikusan Pb-Pb ütközések esetén ugyanakkor szükség lehet arra, hogy a két szálsíkon észlelt beütéseket ne csupán kombinatorikai úton, hanem további, jellemző tulajdonságaik alapján logikai úton párosítsuk össze, így csökkentve a komplexitást. Könnyen belátható, hogy ha n darab tökéletesen elkülöníthető beütés van mindkét szálsíkon, az összes koordinátázási lehetőség száma

- kombinatorikai párosítás esetén $O(n) = n^2$
- tökéletesen működő logikai párosítás után pedig $O(n) = n$.

Ugyan a detektor működéséhez nem szükséges a logikai párosítás megvalósítása, hiszen a szélessége virtuálisan szűkíthető a sense wire-ök lekapcsolásával, minél több beütést azonosít a GRC detektor, annál nagyobb minta áll rendelkezésre a driftsebesség korrekciójához.

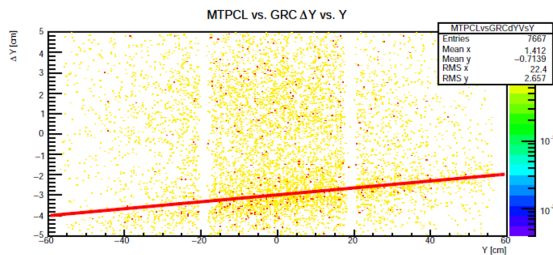
6.1. Jelenlegi rekonstrukciós algoritmus

A jelenleg implementált algoritmus két egyszerűsítést alkalmaz: a csúskeresés egydimenziós, a beütések párosítása pedig kombinatorikai úton történik. A módszer egy rövid, az

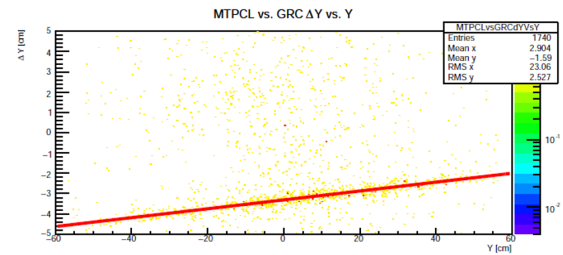
on-time részecskékhez tartozó időszelre felintegrált szálamplitúdókon a száindex szerint iterálva keresi az adott határ feletti értékeket, amelyeket csúcsokként kezel. A csúcsok környezetében egy alacsonyabb határérték feletti amplitúdókat a csúccsal együtt klasztereknek nevezi. Egy-egy klaszter koordinátájának a súlypontját mondja.

Az algoritmus a két különböző szálsíkon észlelt beütés-párokat mind lehetséges részecskebecsapódási helyekként kezeli, tehát f darab vízszintes irányú és p darab függőleges irányú koordináta esetén úgy tekinti, hogy $f \cdot p$ darab lehetséges helyen haladhatott át részecske a detektoron. Ezeket a koordinátákat a TPC detektorok által meghatározott nyomvonallakkal összevetve határozza meg a tényleges, driftsebesség-kalibrációhoz használt y és Δy értékeket.

A jelenlegi algoritmus céljának megfelel, azonban hatásfoka és fake rate-je nem jó. A rekonstrukció két fő tulajdonságából, a kombinatorikai párosításból és egydimenziós klaszterezésből adódik a viszonylag magas fake rate, melynek csökkentése érdekében a klaszterek csúcsának minimum amplitúdója magasra lett állítva, ezzel csökkentve a megtalált klaszterek számát és a hatásfokot. A **11b. ábrán** a GRC által elérhető driftsebesség-korrekciónak egyik fő limitációja, a kevés nyomvonal-koordináta-pár látható. Ennek köszönhető, hogy mérés közben 5 és 20 perc közti adatgyűjtés szükséges egy-egy kalibráció elvégzéséhez. A **11a. ábrán** a karteziánus kiolvasásból eredő sok hibásan összepárosított y – Δy -pár figyelhető meg. Érdekes összevetni a GRC–TPC kalibráció során használt illesztést a **6. ábrán** látható jóval egészeségesebb, százezres mintán alapuló TPC–TPC illesztéssel.



(a) A karteziánus kiolvasás hátránya a túl nagy kombinatorikából származó hibás nyomvonal-beütés-összepárosítás. Forrás: László András



(b) Nagy multiplicitású beállításon sense wire-ök lekapcsolásával csökkenthető a karteziánus kiolvasásból eredő hiba, de kisebb lesz a minta. Forrás: László András

11. ábra

A driftsebesség-korrekciónak hibáját, és az adatgyűjtésre szánt időt tehát két úton lehetne csökkenteni:

- több felismert klaszterpárral, vagyis több $(y, \Delta y)$ adatponttal, illetve
- kevesebb hamis beütéssel.

A dolgozatban egy olyan rekonstrukciós módszert tárgyalok, melynek kétdimenziós klaszterkeresése, valamint egyszerű logikai párosítása a rekonstrukció hatásfokát növelné. A klaszterkeresés implementálásával (amelyet szeretnék is megvalósítani) több adatpontot lehetne meghatározni, ezzel pedig csökkenteni a kalibrációhoz szükséges adatgyűjtés idejét

(főképpen proton-szén ütközések esetében lenne ez hasznos). A kevesebb hamis beütést eredményező logikai párosításra inkább csak gyakorlatként érdemes tekinteni.

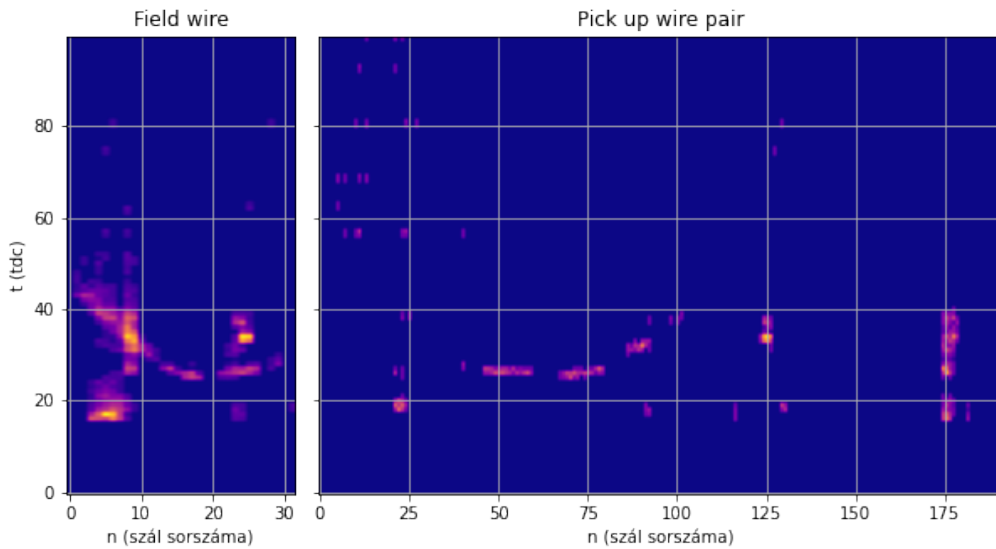
6.2. Elméleti megfontolások

6.2.1. A célfüggvény

Egy-egy esemény során két, jól elkülöníthető adc-ben mért amplitudó adatsort rögzítünk: ezeket mostantól a következőképpen fogom jelölni:

- $F_{nt} < 256$ a field wire szálsíkon felvett adatok F mátrix elemei egész adc mennyiségekben, míg
- $P_{nt} < 256$ a pickup wire pair szálsíkon rögzített P mátrix elemei szintén adc-ben.

A mátrixok n indexe a szál sorszámát jelöli, míg t index az esemény triggerre óta eltelt időt jelöli a detektorrendszer által használt (200 ns nagyságú) tdc időegységekben. A mátrixok elemeinek nagysága (proporcionális kamrákról lévén szó) arányos a Townsend-lavina méretével, vagyis az áthaladó részecske ionizációs energia-leadásával. Az alábbi **12. ábrán** jól látható egy tipikus ólom-ólom ütközés által a két szálsíkon keltett kép. A könnyebb olvashatóság érdekében csupán a $t < 100$ tdc tartományt ábrázoltam. A lényeges (on-time) beütések mindig $15 \leq t \leq 22$ tartományra esnek.



12. ábra. Példa egy Pb-Pb eseményre

Jelen dolgozat fő célja az, hogy egy-egy beütéshez egy, H mátrix által reprezentált klasztert rendelve azok között a két szálsíkon átívelő kapcsolatot teremtsen. Céлом egy olyan $\chi(H^{(F)}, H^{(P)}) \in \mathbb{R}^+$ büntetőfüggvény megkonstruálása, amely az azonos részecskétől származó beütés-párokhoz rendeli a legalacsonyabb értékeket.

6.2.2. A kiolvasott jel

Tegyük fel, hogy van egy a többi beütés által keltett jelektől jól elkülöníthető beütés az egyik szálsíkon. Ekkor úgy definiálom H mátrixot, hogy megegyezzen F vagy P mátrix azon szeletével, ami a beütést és környezetét reprezentálja. Pontos megfogalmazásban: ha F vagy P (a továbbiakban M fogja jelölni a szálsík-mátrixot, amennyiben nem fontos, hogy melyik szálsíkhhoz tartozik) mátrixon n_0, t_0 indexen lokális maximumot találunk úgy, hogy n_0, t_0 nagy környezetében nincsen másik csúcs, $H_{nt} = M_{n_0+n, t_0+t}$, ahol $n \in \{-4, -3, \dots, 3, 4\}$ és $t \in \{-5, -4, \dots, 6, 7\}$.

A továbbiakban adott H mátrixból két egyindexes adatsort fogok gyártani:

- H **C szelete** $C_t = H_{\alpha_1+1, t}$, vagyis a csúcsot tartalmazó szálon vett "időszelet".
- H **S összege** pedig $S_t = \sum_n H_{n, t}$, avagy a szálakra felösszegzett amplitúdó.

Az alábbi, **13. ábrán** látható egy példa egy ilyen H mátrixra, illetve szeletére és összegére. A továbbiakban egy n, t pont *amplitúdója* az adott mátrix vagy adatsor n, t indexekhez



13. ábra. Egy beütés, illetve szelete és összege

tartozó értékét fogja jelenteni. Amennyiben egy H mátrix amplitúdójára hivatkozok, az a csúcs amplitúdójával egyezik meg. A detektorrendszer által használt *tdc* időegységek jó közelítéssel 200 ns hosszúak, míg az *adc* egység nagyjából 10^5 elektron töltésének felel meg. A továbbiakban *maxAdc* mennyiség alatt egy-egy adatsor legnagyobb amplitúdóját értem.

6.2.3. Fizikai elvárások

A gáztöltésű detektorok fizikája alapján posztulálhatunk olyan tulajdonságokat H mátrixokra, összegükre és szeletükre vonatkozóan, amelyeknek elvileg egyenes arányosságban kellene állnia egymással a két szálsík között azonos részecskék által okozott beütések esetén.

A legfontosabb fizikai elvárás természetesen az, hogy a két, azonos részecskéből származó beütésnek ugyanabban az időben kell lennie. Mivel egy kis időcsúszás még lehet a

rendszerben, két beütés összepárosításának minimumfeltétele a továbbiakban az, hogy a csúcsaikhoz tartozó $t_0^{(F)}$ és $t_0^{(P)}$ indexekre:

$$|t_0^{(F)} - t_0^{(P)}| \leq 1 \quad (13)$$

A field wire és pickup wire pair szálakon keltett analóg jel időbeli lefutásának jó közelítése a **10. összefüggés**. Ha a kiolvasott szálát egy beütés éri, az $I(t)$ analóg jelalak kiolvasása és A-D konvertálása után elvileg egy H mátrix szeletét kapjuk. A **10. összefüggés** alapján azt várnánk, hogy egy beütés esetén a kiolvasott jelalakra $I(t) \sim \frac{1}{t+t_0}$ alakú görbe illeszthető, azonban ez nem teljesül. A szeletek felfutó él helyett (a **13. ábrán** is látható) gauss-szerű eleje a nem erre a detektorra tervezett kiolvasóelektronika lassú triggeridejének és válaszfüggvényének köszönhető. A jel lecsengésére a tapasztalataink szerint $I(t) \sim \frac{1}{(t+t_0)^\alpha}$ alakú görbe illeszkedik, ahol $\alpha > 1$. Ez a kiolvasóelektronika $h(t)$ válaszfüggvényén és az ionok kapacitív hatásán kívül a $Q_{\text{tot}}(t)$ mennyiség időfüggésének is köszönhető. Vékony drifttérfogatok esetén ez elhanyagolható lenne, de a GRC kamra a trigger sebességében való bizonytalanság miatt több centiméteres drifttérfogattal készült, így $Q(t)$ -t már számításba kell venni. A kiolvasott jelalak helyesebb közelítése lehet az alábbi függvény:

$$C_t \sim I_{\text{mod}}(t) = \frac{I(t)}{Q_{\text{tot}}} * Q(t) * h(t) \sim \frac{1}{(t+t_0)^\alpha} \quad (14)$$

Mivel a $Q(t)$ függvény egy beütés esetén minden azt érzékelő szál esetén azonos, a továbbiakban erre nem kell korrigálni a H mátrixok összepárosítása során. A kiolvasóelektronika $h(t) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} c_i \delta(t-i)$ válaszfüggvénye elvileg szálanként eltérhetne, de az egyszerűség kedvéért azt fogom feltételezni, hogy nagyjából megegyezik minden szál esetében. Mivel a konvolúció lineáris művelet, fennáll az összefüggés, mely szerint:

$$C_t \sim I_{\text{mod}}(t) \sim I(t) * Q(t) * h(t) \sim \frac{c_{nk}}{(t+t_0)^\alpha} \quad (15)$$

Az elvárás tehát az, hogy egy beütés esetén a két szálsíkon kiolvasott jelalakok csupán egy konstans szorzóval különböznek egymástól. A két jel szeletei és amplitúdója közti összefüggések:

$$\frac{\text{maxAdc}^{(F)}}{\text{maxAdc}^{(P)}} = \frac{C_t^{(F)}}{C_t^{(P)}} = \lambda = \frac{c_{nk}^{(F)}}{c_{nk}^{(P)}} \quad (16)$$

Ahol (F) és (P) indexek a szálsíkot jelölik. Tökéletesen megépített végtelen detektor esetén a c_{nk} kapacitancia-értékek csak a kiolvasott szál és az elektronlavina keletkezési helyének távolságától, valamint a szálak kapacitásától függ, tehát λ közel állandó.

6.3. Jelalakok vizsgálata

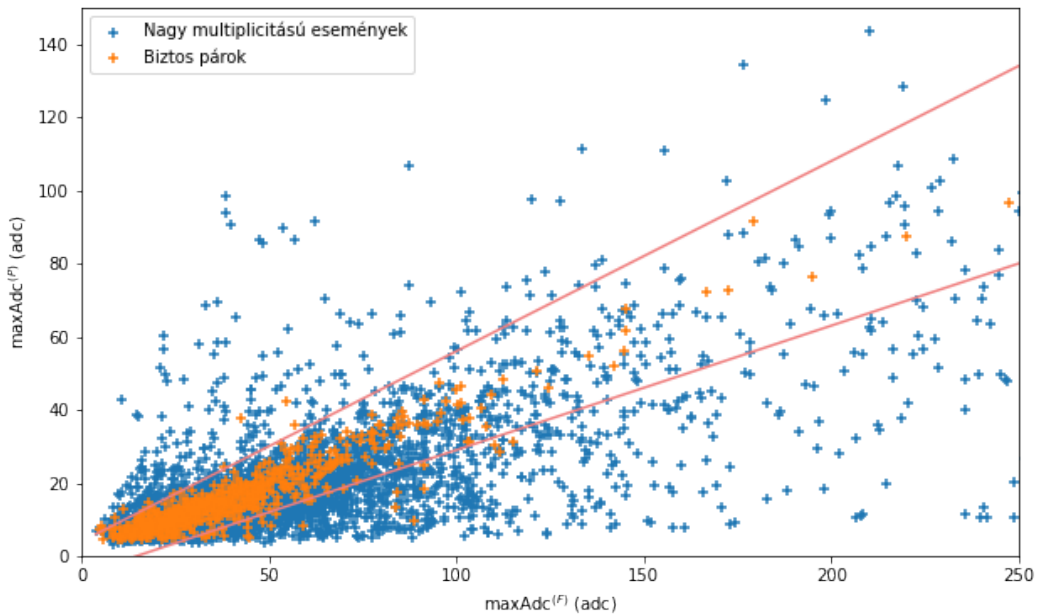
A beütések összepárosításához első sorban fel kell ismerni azokat, majd meg kell határozni alakjukat. Alakjuk vizsgálata során felismerek olyan tulajdonságokat, amelyek segítségemre lesznek összepárosításukban.

A továbbiakban 583 darab ólom-ólom ütközés során felvett eseményt vizsgáltam (ezek

egyike látható a **12. ábrán**). Mivel a Pb-Pb ütközések sok nagy energiás részecskét generálnak, minden egyes esemény tízes nagyságrendű beütésszámmal jár.

A beütések lokalizálásához első sorban megkerestem a csúcsoknak hívott detektor zajszintje fölötti lokális maximumokat F és P mátrixokon.

Ezeket a csúcsokat eseményenként kombinatorikai úton összepárosítottam a **13. feltétel** alapján. Ha van olyan csúcs-pár, amelyet csak egyféleképpen tudtam összepárosítani (tehát mindkét csúcs csak abban az egy párban van benne), azt *biztos párnak* nevezem. Így rendre 28000 illetve 1200 párból álló mintát kaptam a pusztán kombinatorikai úton összepárosított, nagy multiplicitású csúcspárookra és a biztos párokra. A **16. összefüggés** vizsgálatához az összes pár pickup wire pair szálsíkon mért amplitúdóit a field wire szálsíkon mért amplitúdóinak függvényében a **14. ábrán** látható scatter ploton tüntettem fel:



14. ábra. A kombinatorikai módon összepárosított csúcs-párok amplitúdói

Jól látható, hogy a biztos párok amplitúdó-aránya erősen korrelál (az illesztett egyenesük meredeksége pedig $m = 0.42$). Kis amplitúdókon a hiba dominál, míg nagy amplitúdókon egyre jobban egy egyenesre illeszkednek a $(\max\text{Adc}^{(F)}, \max\text{Adc}^{(P)})$ pontok. A kis amplitúdókon domináló nagy hibából már látható, hogy nehéz dolgunk lesz a tényleges beütés-párok és a háttér szétválogatása során. Az ábrán is felvett két egyenest a továbbiakban arra fogom használni, hogy egyszerű síkszelet levágással gyorsan kizárjak olyan klaszter-párokat, amelyek kívül esnek a két egyenes által meghatározott síkrészen, azt gondolva, hogy a síkszeleten kívül eső amplitúdó-arányú párok elhanyagolható valószínűséggel származnak ugyanattól a beütéstől. Ezt a továbbiakban *amplitúdó-feltételnek*

fogom nevezni.

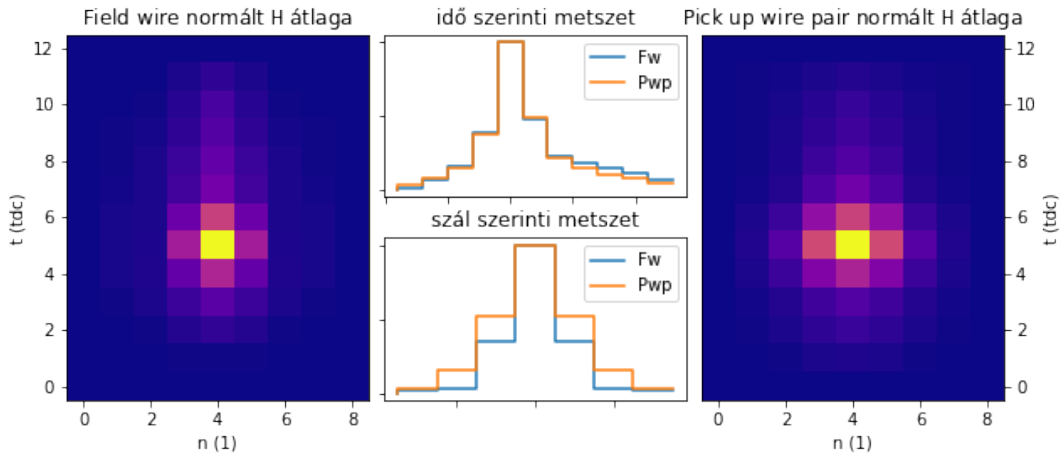
$$0.34 \cdot \max\text{Adc}^{(F)} - 5 < \max\text{Adc}^{(P)} < 0.52 \cdot \max\text{Adc}^{(F)} + 4 \quad (17)$$

A következő lépésben meghatároztam azt, hogy milyen várható jelalakja van egy beütésnek.

Ehhez mindkét szálsíkon kiszámítottam az 1-re normált amplitúdójú H mátrixok átlagát: kiválogattam azokat a $n_0^{(i,k)}, t_0^{(i,k)}$ csúcsot jelölő indexpárokat, amelyek a többitől távol eső, különálló beütéseket jelölnek, ezekhez pedig hozzárendeltem H mátrixukat. A két szálsíkon rendre 600 illetve 2000 ilyen beütést találtam minden eseményt vizsgálva. Az 1-re normált amplitúdójú, különálló H mátrixok átlagát, vagyis az alább látható A mátrixokat a **15. ábrán** plotoltam. Ábrázoltam A mátrixok szeletét, valamint az n indexek szerinti metszetét is.

$$A^{(i)} = \frac{\sum_k N^{(i)} \frac{H^{(i,k)}}{\max\text{Adc}(H^{(i,k)})}}{N^{(i)}} \quad (18)$$

Látható, hogy feltételezésem helyes volt: az átlagos jelalak időbeli lefutása alig különbözik



15. ábra. A normált beütések átlagos jelalakja a két szálsíkon

a két szálsík esetén. Megfigyelhető, hogy a jelalak szál szerinti metszete keskenyebb a field wire szálsíkon: ez is összhangban van az elméleti elvárásokkal, hiszen a field wire szálsík térfelbontása rosszabb, a szálak távolsága nagyobb. A későbbiekben A mátrixokat szál szerint szimmetrizáltam.

6.4. Klaszterek meghatározása

A következő lépésben minden szálsíkon szeretném meghatározni a beütések pontos alakját.

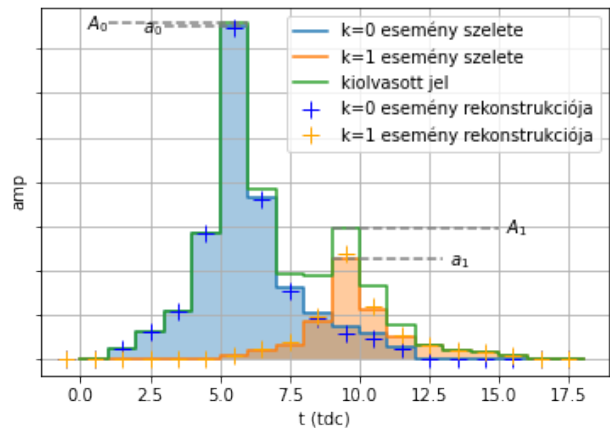
Ha egymáshoz közel (nagyjából 7-8 indexnyi távolságon belül) ment át két részecske egy szálsíkon, az általuk hagyott csúcsok távolsága is kicsi lesz az M mátrixon, a két jelalak pedig torzítani fogja egymást. Az elektrodinamikát leíró egyenletek linearitása miatt ekkor a **15. összefüggésre** igaz lesz, hogy két beütés összege által keltett jel a két jel összege. A gain kalibrációnak köszönhetően c_{nk} kapacitancia-mátrix elemei egy-egy szál-

síkon belül már csak az elektronlavina helye és a kiolvasott szál közti távolságtól függenek, így alkalmazhatjuk a közelítést, hogy az egy szálsíkra n_0, t_0 illetve n_1, t_1 koordinátákra érkező két beütés által keltett jel $M_{nt} = 0 + a_0 \cdot A_{n-n_0, t-t_0} + a_1 \cdot A_{n-n_1, t-t_1}$, vagyis a két, különböző amplitúdókkal súlyozott, különböző koordinátákon elhelyezkedő csúcsú átlagos jelalak összege.

Ezt úgy használtam ki a nagy beütésszámú események különálló klaszterekre bontására, hogy minden szálsík összes, csúcs közelében lévő pontját sorban megvizsgálva a környezetében lévő csúcsok közt szétosztottam a pont amplitúdóját. Tegyük fel, hogy $M_{nt} = M$, valamint ennek a környezetében helyezkedik el K darab csúcs n_k, t_k koordinátákon, a_k amplitúdókkal. Ekkor egy-egy klasztert a klaszterek várható alakjával közelítve az adott n, t pont M amplitúdójára $M = \sum_k^K a_k A_{n-n_k, t-t_k}$ összefüggés teljesül, megbecsülhető az M értékéből egy-egy H klaszterhez tartozó járulék:

$$H_{n-n_k, t-t_k}^{(k)} = \frac{a_k A_{n-n_k, t-t_k}}{M} \quad (19)$$

A fenti összefüggésnek két hiányossága van. A főbb hiányosság az, hogy a fizikai részecskéhez tartozó A_k valódi amplitúdó és a_k látszólagos jelamplitúdó nem egyeznek meg (hiszen $a_k = M_{n_k, t_k}$, ennek alkalmazásával pedig rekurzióba botlanánk). Ezt a problémát több iterációval, illetve illesztéssel lehetne részlegesen orvosolni, de ahogy a **16. ábrán** látható, még különösen közeli beütések esetén sem tér el különösebben a valós és a rekonstruált látszólagos jel. A másik probléma, ami a későbbiekben kellemtelen lehet az, hogy ez a módszer szükségszerűen az átlagos jelalak biasát kényszeríti rá az esetlegesen egyedi időbeli lefutású jelalak-párokra, ezzel mérsékelve azon tulajdonságok számát, amelyek használatával logikai úton összepárosíthatóak volnának a beütések a két sík között. A **17. ábrán** látható két példa az algoritmus bemenetére és kimenetére.

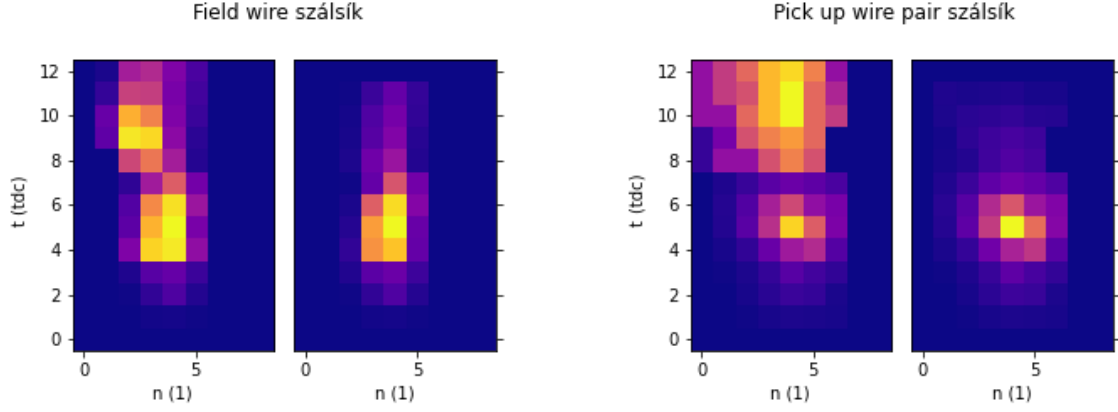


16. ábra. A valódi és látszólagos amplitúdó eltéréseinek szemléltetése

6.5. Egyszerű módszer a beütések összepárosítására

A továbbiakban rátérek tényleges célomra, a klaszterek összepárosítására használt büntetőfüggvények meghatározására és vizsgálatára.

Minden H klaszter meghatározása után elkezdtem a jelalakok azon tulajdonságait keresni, amelyek segítségével összepárosíthatóak a beütések a két szálsík között. A korábbi, az eddigiek által gyengén alátámasztott feltételezéseim (**16. összefüggés**) szerint az egy



17. ábra. Két példa a H mátrixot meghatározó algoritmus kimenetére

részecskéhez tartozó két jelalak amplitúdója és időbeli lefutása egyaránt λ együttható szerint kell, hogy különbözzön egymástól. A jelalakok időbeli lefutása egyszerűbb kérdés: legyen $\mathbf{C}^{(F)}$, $\mathbf{C}^{(P)}$ szeletekhez rendelt büntetőfüggvény az alábbi:

$$\chi_{\text{szelet}}(\mathbf{C}^{(F)}, \mathbf{C}^{(P)}) = c_{\text{szelet}} \cdot \left| \frac{\mathbf{C}^{(F)}}{\max \text{Adc}^{(F)}} - \frac{\mathbf{C}^{(P)}}{\max \text{Adc}^{(P)}} \right|^2 \quad (20)$$

Az amplitúdókhoz pedig a következő, egyparaméteres büntetőfüggvényt rendelem:

$$\chi_{\text{amp}}(\max \text{Adc}^{(F)}, \max \text{Adc}^{(P)}, g) = c_{\text{amp}} \cdot \left(\frac{\max \text{Adc}^{(F)}}{\max \text{Adc}^{(P)}} g - 1 \right)^2 \quad (21)$$

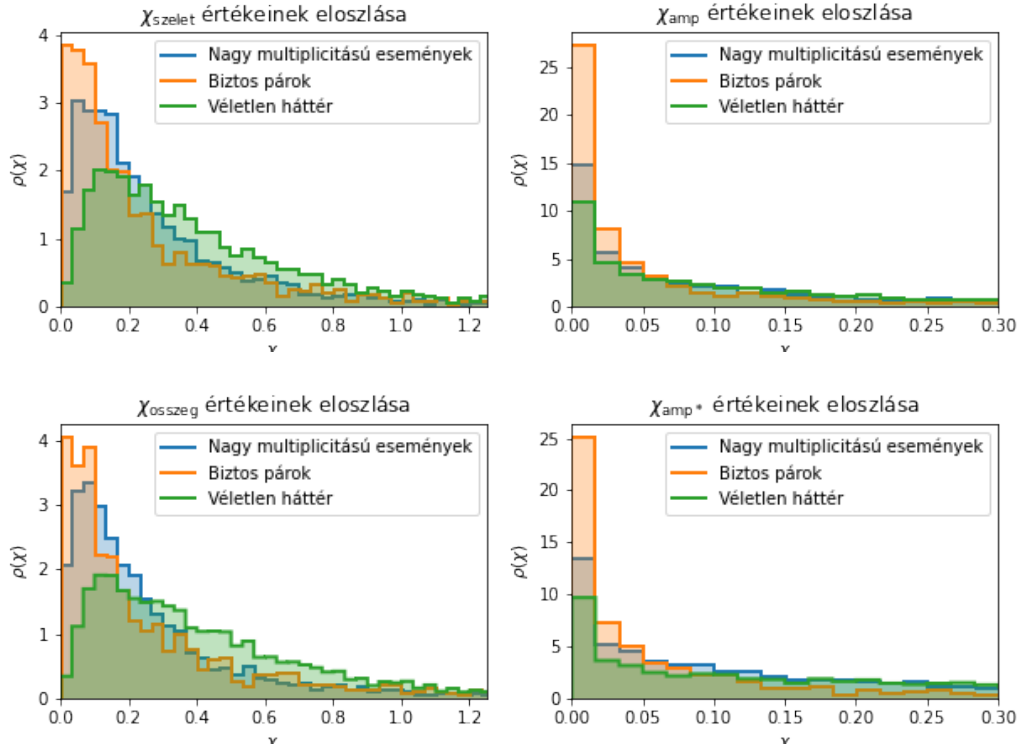
Ha azt szeretném, hogy $\frac{\max \text{Adc}^{(F)}}{\max \text{Adc}^{(P)}} g$ 1-re legyen centrálva, g fizikai jelentése az összetartozó klaszterek amplitúdó-arányának várható értéke. Ezt a mennyiséget korábban egyenes illesztésével $g = 0.42$ értékkel közelítettem, de a klaszterek meghatározása során az amplitúdók is megváltoztak. A meghatározott klaszterek esetén g mennyiséget a biztos párok amplitúdó-arányai által alkotott hisztogram csúcsára illesztett Gauss-görbével határoztam meg, nagysága $g \approx 0.39$.

A büntetőfüggvényeket három klaszterpár-halmazon alkalmaztam: a nagy multiplicitású (tehát egy időben lezajló, de nem biztos) párok 3800 darabos halmazán, az 1140 biztos pár halmazán, valamint egy 6000 mintából álló, az összes beütések közül véletlenszerűen generált, a **17. amplitúdó-feltételnek** megfelelő klaszterpárok halmazán. Az így készült sűrűségfüggvények az alábbi **18. ábrán** láthatók. A biztos párokból generált eloszlások átlagai és szórásai az **1. táblázat**ban vannak felsorolva.

A fentiekén kívül definiáltam a H mátrixok összegéhez tartozó $\chi_{\text{összeg}}$ büntetőfüggvényt is, amelynek alakja megegyezik $\chi_{\text{szelet}}(\mathbf{S}^{(F)}, \mathbf{S}^{(P)})$ -vel, azzal a különbséggel, hogy nem a szelet, hanem az összeg amplitúdójára normáltam. Bár olyan egyértelmű fizikai tartalom nincsen az összegek használata mögött (az elvárás az, hogy nagyjából, de nem teljesen lineárisan λ paraméter szerint függjenek egymástól), mint mondjuk a szeletek vagy amplitúdók esetén, azt tapasztaltam, hogy mégis hasznos meghatározni ezt a $\chi_{\text{összeg}}$ mérőszá-

mot. Definiáltam továbbá χ_{amp}^* büntetőfüggvényt is: ez megegyezik χ_{amp} függvénnyel, azzal a különbséggel, hogy az amplitúdókat (vagyis $H_{4,5}$ értékeket) H gauss-görbével súlyozott összegével helyettesítettem: $\max \text{Adc}^* = \sum_{n,t} H_{n,t} e^{-(n-4)^2 - (t-5)^2}$. Ennek az a célja, hogy a kisebb amplitúdó-fluktuációkat kisimítsam.

Fontos megjegyezni, hogy bár az eloszlások hosszú lecsengéssel rendelkeznek, az őket leíró valószínűségi eloszlásoknak van első, második és negyedik momentuma. 10^5 és 10^6 közötti nagyságú véletlen mintákat vizsgálva az átlag, a szórásnégyzet és a negyedik momentum egyaránt konvergáltak, így nem értelmetlen az eloszlások várható értékét az átlaggal közelíteni.



18. ábra. Különböző χ eloszlások

6.5.1. Eloszlások összeadása

Amennyiben a feljebb definiált eloszlások függetlenek, összeadásukkal még jobb "felbontóképességet" érhetek el.

Tegyük fel, hogy n darab, első és második momentummal rendelkező valószínűségi eloszlást adok össze különböző α_i paraméterek használatával az alábbi módon:

$$\chi = \sum_i^n \alpha_i \chi_i$$

Ha azt szeretném elérni, hogy az eloszlás a lehető legjobb "felbontással" rendelkezzen, a $\frac{\sigma_\chi}{\mu_\chi}$ paramétert, vagyis a szórás és várható érték hányadosát kell minimalizálni. Az új χ eloszlás várható értéke $\mu_\chi = \sum_i^n \alpha_i \mu_i$, szórása pedig $\sigma_\chi = \sqrt{\sum_i^n \alpha_i^2 \sigma_i^2}$. Ha például

az utolsó, n . paraméter szerint szeretnénk minimalizálni a fenti mennyiséget (mivel a probléma indexelésre szimmetrikus, ez szabadon választható):

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial \alpha_n} \frac{\sqrt{\sum_i^n \alpha_i^2 \sigma_i^2}}{\sum_i^n \alpha_i \mu_i} &= \frac{\frac{\sum_i^n \alpha_i \mu_i}{\sqrt{\sum_i^n \alpha_i^2 \sigma_i^2}} \alpha_n \sigma_n^2 - \sqrt{\sum_i^n \alpha_i^2 \sigma_i^2} \mu_n}{(\sum_i^n \alpha_i \mu_i)^2} \stackrel{!}{=} 0 \\
\alpha_n \sigma_n^2 \left(\sum_i^n \alpha_i \mu_i \right) &= \mu_n \left(\sum_i^n \alpha_i^2 \sigma_i^2 \right) \\
\alpha_n \sigma_n^2 \left(\sum_i^{n-1} \alpha_i \mu_i \right) + \alpha_n^2 \sigma_n^2 \mu_n &= \mu_n \left(\sum_i^{n-1} \alpha_i^2 \sigma_i^2 \right) + \alpha_n^2 \sigma_n^2 \mu_n \\
\alpha_n &= \frac{\mu_n \sum_i^{n-1} \alpha_i^2 \sigma_i^2}{\sigma_n^2 \sum_i^{n-1} \alpha_i \mu_i}
\end{aligned} \tag{22}$$

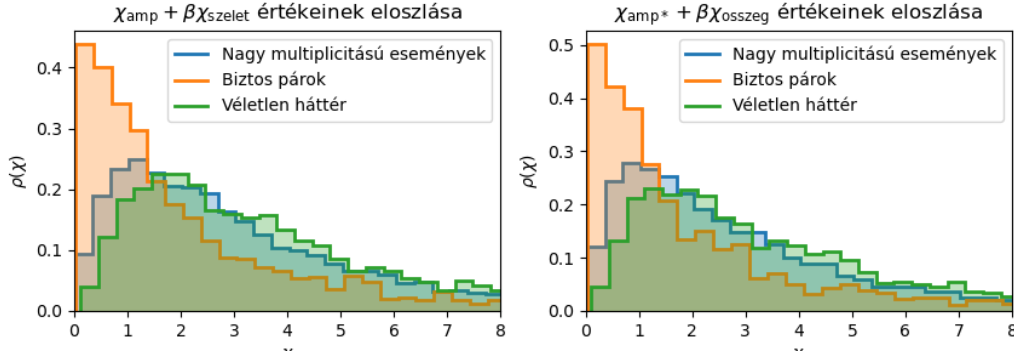
A nagy mintán generált eloszlásokat valószínűségi eloszlásokként értelmezve (ez nem rossz közelítés, mivel kellően nagy mintáról beszélünk) tehát kaptunk egy módszert több eloszlás optimális összeadására.

Amennyiben az amplitúdóarányt és a normált jelalakok különbségét figyelembe vevő $\chi = \chi_{\text{amp}} + \beta \chi_{\text{szelet}}$ eloszlást tekintjük, a helyettesítéseket alkalmazva $\beta \approx 2.207$ adódik. Az új eloszlás $\frac{\sigma}{\mu}$ aránya meglepő módon rosszabb, mint ha csupán a jelalakot vizsgálánánk, ennek az amplitúdó-eloszlás hosszú lecsengése és az alkalmazott közelítés az oka. Tapasztalat szerint mégis hasznosabb lesz a két eloszlás összegét használni csak az egyiknél vagy másiknál: ugyanis nem mindössze a "felbontást" akarjuk maximalizálni, hanem a biztos párok és a háttér alkotta eloszlások felbontásának hányadosát. Ezt a minimalizálandó $\frac{\sigma_{\text{hatter}}}{\mu_{\text{hatter}}} / \frac{\sigma_{\text{biztos}}}{\mu_{\text{biztos}}}$ mennyiséget az **1. táblázat** utolsó oszlopában jelenítettem meg. Az érdekes módon kicsivel jobb σ/μ arányú $\chi_{\text{amp}*} + \beta \chi_{\text{osszeg}}$ eloszlás esetén $\beta \approx 2.41$.

Eloszlás	μ_χ	σ_χ	$\frac{\sigma_\chi}{\mu_\chi}$	$\frac{\sigma_{\text{hatter}}}{\mu_{\text{hatter}}} / \frac{\sigma_{\text{biztos}}}{\mu_{\text{biztos}}}$
χ_{szelet}	0.257 ± 0.008	0.295 ± 0.008	1.15 ± 0.048	0.78 ± 0.042
χ_{amp}	0.075 ± 0.004	0.159 ± 0.004	2.1 ± 0.134	0.7 ± 0.048
χ_{osszeg}	0.272 ± 0.009	0.319 ± 0.008	1.18 ± 0.048	0.78 ± 0.048
$\chi_{\text{amp}*}$	0.066 ± 0.004	0.15 ± 0.01	2.3 ± 0.208	1.0 ± 0.137
$\chi_{\text{amp}} + \beta \chi_{\text{szelet}}$	2.33 ± 0.073	2.6 ± 0.623	1.1 ± 0.269	0.7 ± 0.275
$\chi_{\text{amp}*} + \beta \chi_{\text{osszeg}}$	2.17 ± 0.069	2.5 ± 0.492	1.2 ± 0.229	0.8 ± 0.293

1. táblázat. Eloszlások átlaga, szórása, felbontása és felbontás-hányadosa

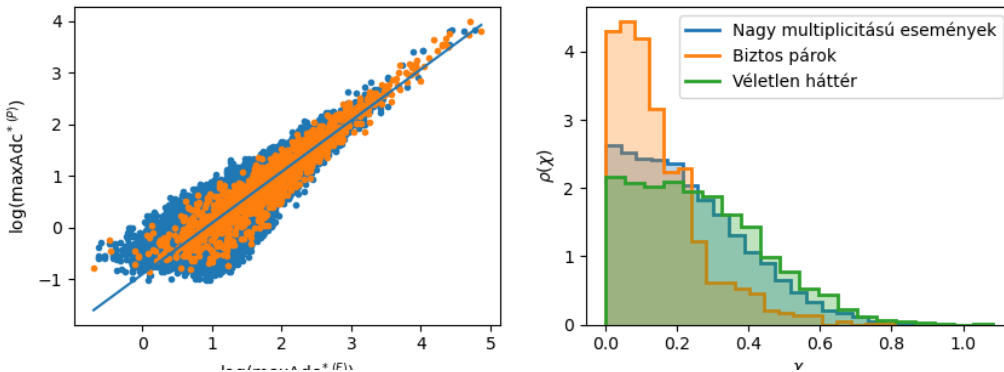
A hibaszámítás során $\Delta \mu_N = \frac{\sigma_N}{\sqrt{N}}$, valamint $\Delta \sigma_N^2 = \frac{1}{N} (m_4 - \frac{N-3}{N-1} \sigma_N^4)$ képleteket használtam. A lineáris hibaterjedés során a kovarianciamátrixot diagonálisnak vettem, ami nem rossz közelítés, hiszen a vizsgált eloszlások a korrelálatlan gauss-görbéhez hasonlóak [3].



19. ábra. Az eloszlások összegei

6.5.2. Rövidített lecsengésű eloszlások

A 1. táblázatban látható, hogy χ_{amp} és $\chi_{\text{amp}*}$ eloszlások esetén a σ/μ felbontás több, mint kétszerese a másik két vizsgált eloszlásnak, emiatt ezek klaszterek összepárosítására rosszabbul használhatók. Ez a nagy szórásnak, az eloszlások hosszú lecsengésének köszönhető, amit a kis amplitúdókon is számított amplitúdó-arány nagy relatív hibája okoz. Az amplitúdók logaritmusát véve, azokat egymás ellen scatter plotolva a 20. ábra bal oldali részéhez hasonló pontokat kapunk. A biztos párok halmazára egyenest illesztve, majd egy-egy pont egyenestől való távolságát meghatározva kaptam a jobb oldalon látható, jó mutatókkal rendelkező eloszlást. Ez a módszer ugyanúgy a λ konstans szerinti összefüggést használja ki, mint a korábbiak.



20. ábra. Rövidített lecsengésű amplitúdó-eloszlás

Eloszlás	μ_χ	σ_χ	$\frac{\sigma_\chi}{\mu_\chi}$	$\frac{\sigma_{\text{hatter}}}{\mu_{\text{hatter}}} / \frac{\sigma_{\text{biztos}}}{\mu_{\text{biztos}}}$
$\chi_{\text{amp}*}^{\text{rov}}$	0.146 ± 0.003	0.121 ± 0.001	0.83 ± 0.02	0.82 ± 0.021

2. táblázat. Rövidített lecsengésű amplitúdó-eloszlás átlaga, szórása, felbontása és felbontás-hányadosa

Fontos megjegyezni, hogy az egyenes illesztését a biztos párok feléből alkotott *training* adathalmazon, míg a kiértékelést a másik felük által alkotott *validation* halmazon végeztem a túloptimalizálás elkerülése végett.

6.6. További módszerek beütések összepárosítására

A H mátrixok két szálsík közti párosítására azok amplitúdóin és szeletein kívül más tulajdonságaik is használhatóak. A továbbiakban megvizsgálók néhány ilyen különböző tulajdonságot, a detektorok fizikájából eredő elméleti elvárások és a nagy mintán végzett gyakorlati vizsgálat szempontjából egyaránt.

Különböző olyan tulajdonságok, amelyekre ki fogok térni:

- H összege és szelete – főkomponens-analízis használatával
- H mátrixok különbsége
- $H^{(F)T}H^{(P)}$ és $H^{(F)}H^{(P)T}$ szorzatok

6.6.1. Különböző tulajdonságok vizsgálata főkomponens-analízissel

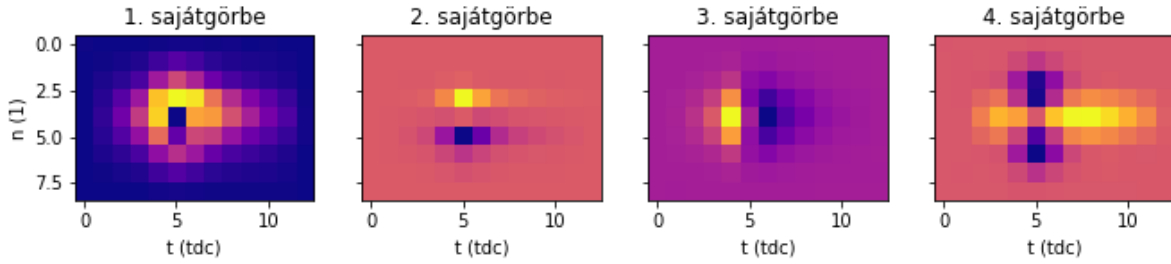
A jó hatásfokú beütés-rekonstrukciós algoritmus utáni vadászatomhoz fontos volt, hogy minél több olyan tulajdonságát vizsgáljam meg a H mátrixoknak, ami kapcsolatot teremthet a két szálsík között. Olyan módszerre volt szükségem, ami jól automatizálható, és a H mátrixokból különböző adatsorokat előállító függvények megadásával gyorsan előállít egy-egy olyan hisztogramot, amelyen látszik, hogy érdemes lehet-e az adott függvény alaposabb megismerésével vesződni.

Inspirációként a képfelismerő algoritmusok legegyszerűbbjéhez és a statisztika alapvető eszközéhez, a gyorsan implementálható főtengety-transzformációhoz nyúltam. Ennek kulcsa az, hogy az adott $f(H)$ függvénnyel legyártott egyindexes adatsorok egymás alá rendezésével kapott mátrix kovarianciamátrixának sajátvektorai az eredeti egyindexes adatsorok jellemző tulajdonságait tartalmazzák. A sajátvektorok alkotta bázisra való áttérés megmutatja, hogy az adatsorok mennyire "tartalmazzák" az adott bázisvektor által reprezentált jellemző tulajdonságokat - ennek segítségével pedig korrelációkat fedezhetünk fel a két szálsík H mátrixai között.

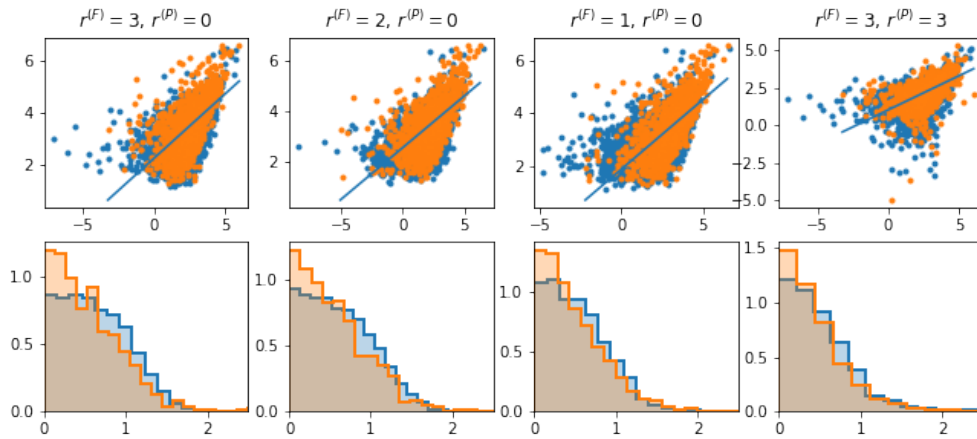
A főtengety-transzformációhoz először előállítom $A_{kl} = f(H^k)_l$ mátrixot, ahol H^k a nagy mintában k -adik indexű mátrix, $f(H)_l$ pedig az adatsort előállító függvény l -edik komponense.

Ekkor a kovarianciamátrix $C = \frac{1}{K}(A - \zeta)^T(A - \zeta)$, ahol ζ az A mátrix oszlopainak átlaga. Egy ilyen kovarianciamátrix jobboldali sajátvektorai az $f(H^k)_l$ adatsorok jellemző tulajdonságait fogják hordozni. Erre jó példa a **21. ábrán** is látható $f_{\text{lapito}}(H)_l = H_{\text{floor}(l/T),l}$ vagyis a H mátrixot egy hosszú egyindexes adatsorrá rendező függvény első négy visszamátrixosított "sajátarca". Ezeken látható, hogy a beütések különböző jellemző tulajdonságait hordozzák: a négy példa esetében ezek az átlagos jelalak, szál szerinti aszimmetria, hamarabb felfutó jel, szélesebb jel.

A nagy méretű kovarianciamátrixok kiszámításának elkerüléséhez szingulárisértékek-dekompozíciót használtam. Ennek során egy tetszőleges P mátrixot az alábbi módon faktorizálunk: $P = USV$, ahol S diagonális mátrix. Ekkor megmutatható, hogy V oszlopaiban lévő vektorok megegyeznek P^TP ortonormált sajátvektoraival, vagyis $(A - \zeta)$ szingulárisérték-dekompozíciójával megkaphatók $KC = (A - \zeta)^T(A - \zeta)$ sajátvektorai.

21. ábra. H mátrixok sajátarcai

A bázisváltás R mátrixa az csökkenő sorrendben sorbarendeztett sajátértékekhez tartozó, egymás alá rendezett sajátvektorokból áll. Az $\tilde{A} = RA^T$ szorzattal meghatározott $\tilde{A}$ mátrix oszlopaiban az $f(H^k)$ adatsorok új reprezentációja jelenik meg.



22. ábra. $\tilde{A}^{(F)}$ és $\tilde{A}^{(P)}$ mátrixok egymás ellen plotolt $r^{(F)}$. és $r^{(P)}$. sorai és az illesztett egyenestől mért távolságok eloszlása a fent említett f_{lapito} függvény esetén

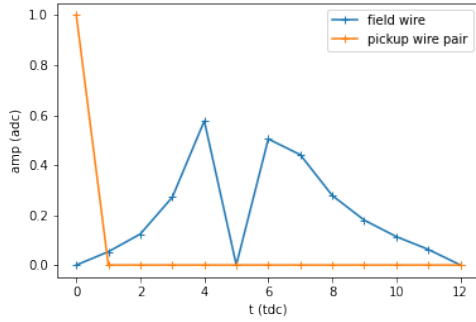
A két különböző szálsík $\tilde{A}$ mátrixainak egy-egy sorát egymás ellen scatter plotolva az alábbi 22. ábrához hasonló ábrákat kapok. Látszik, hogy a biztos párok valamennyivel jobban korrelálnak egy-egy jellemző tulajdonságra a nagy multiplicitású pároknál. A biztos párok által kijelölt pontokra egyenest illesztettem, majd a pontok egyenestől mért távolságát ábrázoltam eloszlásokon.

Az első néhány darab, legkisebb σ/μ értékkel rendelkező, legnagyobb felbontású eloszlás 22. összefüggésben látható ideális összeadása után gyorsan láthatóvá válik, hogy találtam-e olyan tulajdonságokat, amelyek azonos beütéshez tartozó klaszterek esetén jól korrelálnak egymással - az ezekből generált hisztogramokon jól elválik a biztos párokhoz és a háttérhez tartozó eloszlás.

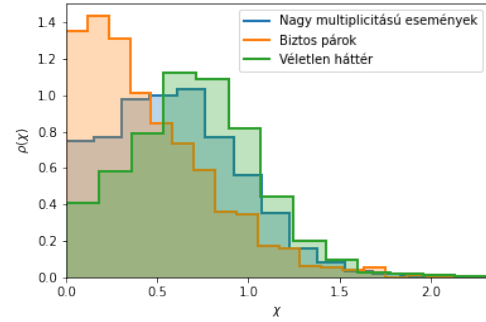
Négy különböző $f(H)$ függvény használatával kerestem jó felbontású eloszlásokat. A klaszterek szeletei esetén találtam egy ilyet, ez a 23b. ábrán látható. A bal oldali 23a. ábrán plotoltam az ehhez az eloszláshoz tartozó két sajátgörbét; ezen látható, hogy erős korreláció van a pickup wire pair síkon mért H_{n_0, t_0-5} érték, vagyis a kezdeti amplitúdó, valamint a $C^{(F)}$ szelet lefutása között. A 3. táblázatban látható, hogy a talált eloszlás

jó felbontással és megkülönböztető erővel rendelkezik.

A büntetőfüggvény működése mögötti fizikai jelentés az, hogy az összetartozó párok esetén nagyjából állandó a field wire szálsíkról kihatott szelet átlagos szelethez való hasonlóságának és a pickup wire pair szálsík nulladik indexű elemének aránya. A jelképződés fizikájával ez könnyen magyarázható; ha a **15. összefüggés**ben szereplő $I_{mod}(t)$ lefutása csupán egy amplitúdótól függ, könnyen belátható, hogy $\frac{C_0^{(P)}}{\sum_t \alpha_t C_t^{(F)}}$ aránynak állandónak kell lennie. Hogy miért pont ez a sajátgörbe-pár ad jól elkülöníthető eredményt, arra nem találtam magyarázatot.



(a) A két szálsík szeleteire hattanított sajátgörbék



(b) A szeletekre hattanított sajátgörbékkel generált eloszlás

23. ábra

A módszer futási időben gyorsan működik: előre meghatározott sajátgörbék és illesztett egyenesek mellett mindössze két mátrixszorzást egyenestől való távolság-meghatározást kell elvégezni ahhoz, hogy megkapjam az adott értéket.

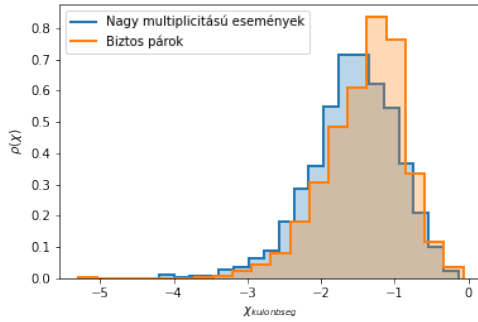
Eloszlás	μ_χ	σ_χ	$\frac{\sigma_\chi}{\mu_\chi}$	$\frac{\sigma_{hatter}}{\mu_{hatter}} / \frac{\sigma_{biztos}}{\mu_{biztos}}$
$\chi_{szelet^{eig}}$	0.46 ± 0.01	0.38 ± 0.014	0.84 ± 0.037	0.71 ± 0.058

3. táblázat. A talált eloszlás átlaga, szórása, felbontása és felbontás-hányadosa

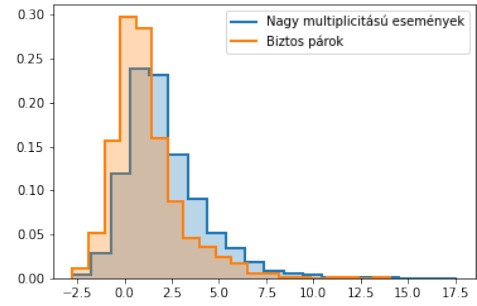
6.6.2. Mindkét mátrixot használó $f(H^{(F)}, H^{(P)})$ függvények

A jelalakok szeleteinek és összegeinek különbségéhez hasonlóan például a teljes jelalakok különbségei is használhatóak a beütések szálsíkok közti összepárosításához. Ha fizikai elvárásokkal szemben a jelalakoknak nemcsak az időbeli, hanem szál szerinti metszete is korrelál, arra az eredményre kell jutnom, mely szerint az azt is figyelembe vevő módszerek hatásfoka összemérhető a csak az amplitúdót és időbeli lefutást mérő módszerrel.

A jelalakok $\frac{H^{(F)}}{\max \text{Adc}^{(F)}} - \frac{H^{(P)}}{\max \text{Adc}^{(P)}}$ különbségén kívül vizsgáltam $H^{(F)\text{T}}H^{(P)}$ és $H^{(F)}H^{(P)\text{T}}$ mátrixszorzatokat is. Mindhárom függvény esetén főtengeley-transzformációt hajtottam végre a függvény segítségével legyártott adatsoron. Ennek a módszernek megvan az az előnye, hogy a kiértékelt $f(H^{(F)}H^{(P)})$ mennyiség mindkét H jelalakot felhasználja, így mindössze egy darab $\tilde{A}$ mátrixot kapok. Nem kell tehát scatter ábrákon egyenest illeszteni és



(a) Eloszlás jelalakok különbsége esetén



(b) Jelalakok szorzataiból számított eloszlások összege

24. ábra. Két példa a mindkét H jelalakot feldolgozó függvényekből generált eloszlásokra.

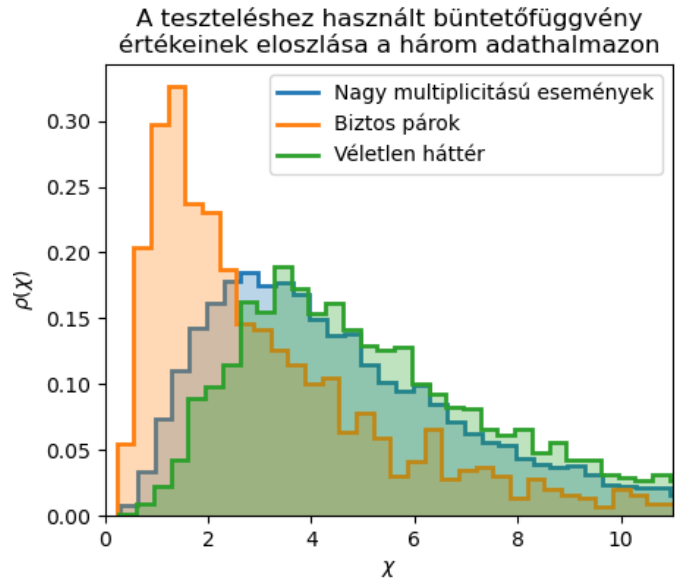
távolságot mérni, elegendő egyből egy-egy sort hisztogramozni ahhoz, hogy láthatóvá váljon a módszer hatékonysága. Bár több, a legjobb felbontás-aránnyal rendelkező sort adtam össze a korábban számított ideális módon, a módszer az **24. ábrán** is látható módon nem vezetett hasznos eredményre.

6.7. Kiértékelés

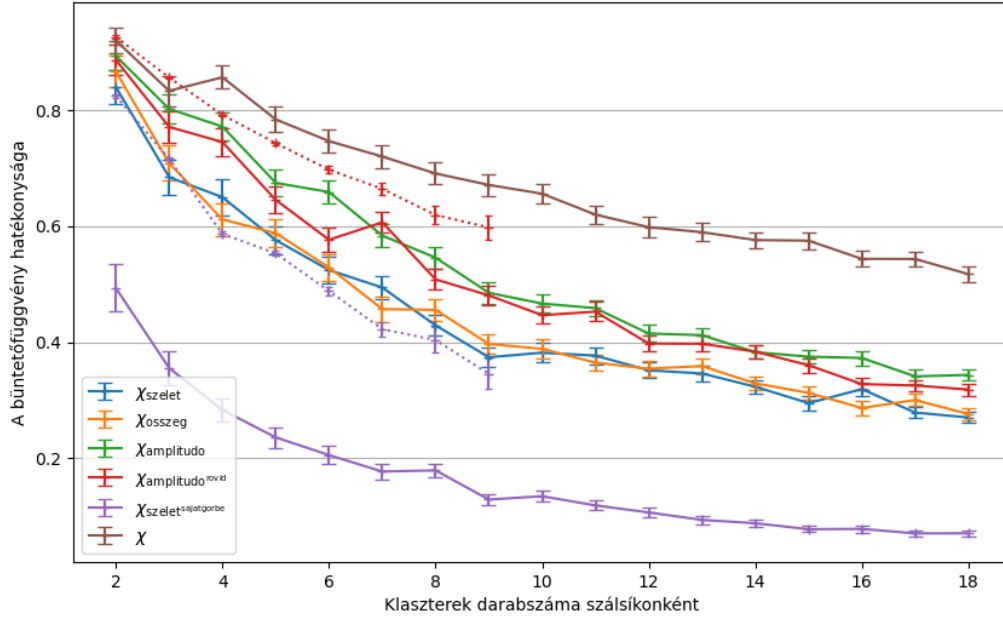
Végső lépésként szerettem volna szemléletesebb fogalmat kapni arról, hogy mennyire működnek jól a különböző büntetőfüggvények.

A különböző büntetőfüggvények hatásfokát egy egyszerű Monte Carlo módszerrel vizsgáltam. Egy-egy büntetőfüggvény hatásfokát a következő módon definiáltam: a helyesen összerendelt párok és az összes vizsgált pár aránya. A 2000 darabos, validation adathalmazból származó, tehát eddig fel nem használt párok alkotta mintából választott, összekevert biztos párokból alkotott két klaszterhalmazt költség-minimalizálással párosítottam össze: az algoritmus megvizsgálja az összes lehetséges permutációt a klaszterek párba állítására, és kiválasztja azt, amelynek esetében legkisebb a klaszterpárokhoz rendelt büntetőfüggvény-értékek összege. Ez

tulajdonképpen a feladatok két dimenziós kiosztási problémája, az *assignment problem*, melynek $C_{ij} = \chi(F_i, P_j)$ költségmátrixa az alkalmazott büntetőfüggvény lehetséges páro-



25. ábra. A kiértékeléshez használt χ büntetőfüggvénnyel generált eloszlás



26. ábra. Különböző büntetőfüggvények teljesítménye Monte Carlo szimulációban

kon felvett helyiértékeiből áll.

A kijelölési probléma megoldása naiv implementációban $O(n!)$ időben számol, míg az általam implementált *magyar algoritmus* időbeli komplexitása $O(n^4)$ [11]. Az alábbi **26. ábrán** látható néhány különböző büntetőfüggvény hatásfokának 100 darab tesztből számított empirikus várható értéke és a várható érték hibája.

Látható, hogy a két, egyenestől való távolságot számító büntetőfüggvény hatásfokát a magyar algoritmus jócskán alulbecsli; ezekben az esetekben a szaggatott vonallal jelölt becslések a naiv implementációval becsült hatásfokot adják meg.

A korábban már ismertetett büntetőfüggvényeken kívül vizsgáltam a következő χ büntetőfüggvényt:

$$\begin{aligned}
 \chi &= \chi_{szelet}^{eig} + \alpha \chi_{szelet} + \beta \chi_{osszeg} + \gamma \chi_{amp}^{rov} = \\
 &= \frac{|m_{eig}(\mathbf{C}^{(F)} \cdot \mathbf{V}^{(F)}) - \mathbf{C}^{(P)} \cdot \mathbf{V}^{(P)} + b_{eig}|}{\sqrt{m_{eig}^2 + 1}} + \\
 &+ \alpha \left(\frac{\mathbf{C}^{(F)}}{\max \text{Adc}^{(F)}} - \frac{\mathbf{C}^{(P)}}{\max \text{Adc}^{(P)}} \right)^2 + \\
 &+ \beta \left(\frac{\mathbf{S}^{(F)}}{\mathbf{S}_5^{(F)}} - \frac{\mathbf{S}^{(P)}}{\mathbf{S}_5^{(P)}} \right)^2 + \\
 &+ \gamma \frac{|m_{rov} \cdot \ln(\max \text{Adc}^{(F)}) - \ln(\max \text{Adc}^{(P)}) + b_{rov}|}{\sqrt{m_{rov}^2 + 1}}
 \end{aligned} \tag{23}$$

Ahol $\mathbf{V}^{(F)}$ és $\mathbf{V}^{(P)}$ a két szálsík szeleteinek **23. ábrán** látható sajátgörbéi, m_{eig} és b_{eig} a sajátgörbék és a szeletekből alkotott $\mathbf{A}$ mátrix szorzatainak scatter plotjára illesztett egyenes meredeksége és tengelymetszete, míg m_{rov} és b_{rov} a **20. ábrán** látható scatter plotra illesztett egyenes két paramétere. $\alpha = 1.09$, $\beta = 8.55$ és $\gamma = 4.12$ a **22. összefüggés** alapján számított összeadási konstansok.

7. Összefoglalás

A **26. ábrán** látható, hogy a definiált büntetőfüggvények közül a χ teljesít legjobban, még 18 egyidejű beütés esetén is várhatóan helyesen azonosítva a klaszterpárok felét. Bár a becsült klaszterpárok listájára a kalibrációhoz nincsen szükség, látható, hogy χ büntetőfüggvény segítségével jó becslést adhatunk arra, hogy melyik két klaszter tartozik ténylegesen ugyanahhoz a részecskéhez.

A két dimenziós klaszterezés és az azonos részecskékhez tartozó beütések megbecslésének implementációja feltehetően két módon járulna hozzá a driftsebesség-kalibráció javításához. A két dimenzióban működő klaszterezés alacsonyabb minimum amplitúdó-feltétele miatt több csúcst és klasztert ismer fel, ezzel növelve az $(\mathbf{y}, \Delta\mathbf{y})$ adatpontok számát. A χ büntetőfüggvény segítségével, ha nem is mondható meg, hogy mely párok tartoznak össze, de csökkenthető a karteziánus kiolvasásból eredő kombinatorika adta illesztési bizonytalanság.

8. Kivonat

Dolgozatom legfőbb célja az, hogy összefoglaljam és bemutassam a témavezetőmmel és az Innovatív Detektorfejlesztő Kutatócsoporttal 2022 tavaszától 2023 őszéig végzett munkámat, melynek során sor került több sokszálas proporcionális kamra megépítésére, kalibrációjára és szolgálatba állítására az NA61-SHINE kísérlet detektorrendszerében.

Elsőként összefoglalom a gáztöltésű detektorok és a sokszálas proporcionális kamrák működésének megértéséhez fontos jelenségeket, majd kitérek az NA61-SHINE kísérlet összeállítására és az általunk megépített GRC (geometriai referencia kamra) detektor megkonstruálásának fő motivációjára, a nagy térfogatú időprojekciós kamrák driftsebességének pontos meghatározására. Megvizsgálom az ideális GRC kamra működési elvét és az általa elérhető driftsebesség-korrekción. Nagy vonalakban bemutatom a ténylegesen megépített GRC detektorok konstrukcióját, elméletileg elérhető tér- és időfelbontását, a tervezésük során költségcsökkentési okokból alkalmazott fontosabb trükköket, valamint az elkészült GRC detektorok kalibrációjának lépéseit.

Összefoglalom a GRC detektorok egyik fő tulajdonságából, a karteziánus kiolvasási módszerből adódó rekonstrukciós nehézségeket, valamint a jelenleg szoftveresen implementált rekonstrukciós módszert. Kitérek a detektor karteziánus kiolvasásából adódó két szálsík közti beütés-összepárosítás szükségességére, fizikai elvárások alapján kijelölöm az összepárosításhoz használt különböző módszereket, végül pedig összefoglalom a különböző összepárosításhoz használt módszerek nagy mintán végzett vizsgálatának lépéseit és

eredményeit.

Hivatkozások

- ¹F. Sauli, *Principles of operation of Multiwire and Drift Chambers. Lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1975-76*, RD/233 köt. (1977).
- ²H. J. Hilke, „Time Projection Chambers”, *Reports on Progress in Physics* **73**, 116201 (2010).
- ³*Particle Physics Booklet* (Particle Data Group, 2016).
- ⁴W. Blum, W. Riegler és L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Particle Acceleration and Detection (Springer-Verlag, 2008).
- ⁵N. A. et al., „NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system”, *Journal of Instrumentation* **9**, P06005 (2014).
- ⁶*Review of Particle Physics*, 667. köt., 1, Review of Particle Physics (Particle Data Group, 2008).
- ⁷K. Márton, *Időprojekciós kamra prototípusának építése a CERN NA61 kísérlethez, TDK dolgozat*, 2010.
- ⁸*Report from the NA61/SHINE experiment at the CERN SPS* (The NA61/SHINE Collaboration, 2023).
- ⁹S. A. et al., „The NA49 large acceptance hadron detector”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **430**, 210–244 (1999).
- ¹⁰D. Varga, G. Nyitrai, G. Hamar és L. Oláh, „High Efficiency Gaseous Tracking Detector for Cosmic Muon Radiography”, *Advances in High Energy Physics* **2016**, 1962317 (2016).
- ¹¹D. F. Crouse, „On implementing 2D rectangular assignment algorithms”, *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems* **52**, 1679–1696 (2016).