Diplomamunka

# Részecskedetektorok optimalizálása Geant4 szimulációval

Albrecht Gábor Fizikus MSc., kutató fizikus specializáció II. évfolyam



Témavezető: Galgóczi Gábor fiatal kutató

Belső konzulens: Dr. Nagy Márton Imre adjunktus

Eötvös Loránd Tudomány Egyetem Természet Tudományi Kar Atomfizikai Tanszék

2020

## Tartalomjegyzék

1.	Bevezető	1
	1.1. Képalkotás müonokkal	1
	1.1.1. Módszerek	2
	1.1.2. Detektorok	4
	1.1.3. Sakurajima müonteleszkóp	7
	1.2. Geant4	9
	1.3. Neurális hálók	10
<b>2</b> .	A munka főbb lépései	12
	2.1. Szimulációk	12
	2.2. Kiértékelés, neurális hálók	13
3.	Validáció	14
	3.1. Müonok szóródása	15
	3.2. Energialeadás $\ldots$	22
	3.3. Keltett másodlagos részecskék	27
4.	A detektor szimulációja	31
5.	A neurális hálók tanítása	38
6.	Diszkusszió	42

## 1. Bevezető

A diplomamunkám során kidolgoztam egy módszert, amivel a Sakurajima vulkánnál (Japán) üzemelő müondetektorok mérési adataiból ki lehet szűrni a háttér jelentős részét. Ennek a detektor rendszernek a célja, hogy az aktív vulkán belsejét monitorozza néhány száz méter mélységig, a kőzeten áthaladó müonok mérésével.<sup>[1][2]</sup> A Sakurajima vulkán kiemelt jelentőségű, mivel több város is van a közelében, és nem régiben nagyobb kitöréseket is produkált.<sup>[3]</sup> A detektor rendszerrel már sikeresen megfigyelték például egy lávadugó kirobbanását.<sup>[4]</sup>

Bár a munkám során egyetlen detektorra koncentráltam, a kidolgozott módszer könynyedén általánosítható hasonló típusú detektorokra. Az első lépése az adott detektor mérési eseményeinek pontos szimulációja, amihez én Geant4-et használtam. A második lépése pedig egy neurális háló betanítása a hátteret alkotó események diszkriminációjára a szimuláció segítségével.

#### 1.1. Képalkotás müonokkal

A müonokkal való képalkotásnak az a fő célja, hogy nagy objektumokat (tartályokat, konténereket, épületeket vagy akár hegyeket) is át lehessen világítani, hasonlóan a röntgen sugarakkal való képalkotáshoz. Ezeknek az átvilágításához nagy áthatoló képességű sugárzásra van szükség, és mesterséges sugárforrás nem használható a nagy méretek miatt. (Tartályok, konténerek esetében esetleg még lehet, de már azzal is sok probléma van, nem gazdaságos.)

Ezekre a problémákra jelent megoldást az atmoszferikus(/kozmikus) müonok használata. A müonok a nagy energiás kozmikus protonok által keltett részecske záporokban keltekeznek a légkörben (nagyjából 15 km-es magasságban), ezért szokták atmoszferikus és kozmikus müonoknak is nevezni ezeket. A záporokban elektronok, protonok és neutronok is nagy számban keletkeznek, viszont az elektronok és protonok túl gyorsan elvesztik az energiájukat, a neutronokat meg túl nehéz detektálni, ezért nem használhatók képalkotásra.<sup>[5]</sup>

A müonok spektruma (az elsődleges kozmikus részecsék spektrumát leszámítva) első sorban attól függ, hogy mekkora légrétegen kell átjutnia, ezért függ a tenger szint feletti magasságtól, és a zenit szögtől is. Általában elmondható, hogy 1 GeV környékén van egy csúcsa (bár egészen nagy zenit szögeknél, vagyis a vízszintes irány közelében, 10 GeV fölé is tolódhat a csúcs), nagy energiákon pedig hatványfüggvény-szerűen cseng le. (1. ábra)



1. ábra. Az atmoszferikus műonok spektruma néhány zenit szög esetében.<sup>[6]</sup>

A müonokkal való képalkotás egy viszonylag új eljárás. Az első kísérletek a '60-'70-es években voltak, és csak az utóbbi 10-20 évben kezdett egyre szélesebb körben elterjedni. A legtöbb alkalmazás még ma is inkább csak kísérleti fázisban tart.

#### 1.1.1. Módszerek

Két alapvetően különböző képalkotási módszert dolgoztak ki. A szórási müontomográfiánál<sup>[7]</sup> a müonok szórási szögének az eloszlásából következtetnek az objektum (három dimenziós) belső szerkezetére. Ebben az esetben a müonok irányát a vizsgált tárgy előtt és után is mérni kell, ezért csak közepesen nagy tárgyak vizsgálatára használható.

Az abszorpciós képalkotásnál<sup>[5]</sup> pedig egyszerűen a müonok fluxusát mérik, amivel az objektum belső szerkezetének egy vetületi a képe állítható elő. (2. ábra) (Több irányból mérve ezzel a módszerrel is előállítható egy három dimenziós belső szerkezet.) Ez a módszer használható hegyek átvilágítására is. (Egy 10 GeV-es müon képes már nagyjából 20 m sziklán áthatolni.)



 ábra. Példa a szórási tomográfiára (baloldalt) és az abszorpciós képalkotásra (jobboldalt). <sup>[5]</sup>

Az (átlagos) energialeadás általánosan a következőképpen írható fel<sup>[17][18]</sup>:

$$\langle -dE/dx \rangle = (a+bE)\rho \tag{1}$$

ahol *a* az ionizációs tag (ami a Bethe-Bloch formulával írható le), *b* pedig a sugárzási tagokat (fékezési sugárzás, párkeltés, müon-atommag kölcsönhatás) foglalja magában. *E* a müon energiája,  $\rho$  pedig a közeg sűrűsége. *a* és *b* csak kis mértékben függ az anyagi minőségtől (rendszámtól).

Tehát a müonok energialeadása első sorban a közeg sűrűségétől függ (és csak kisebb mértékben a közeg anyagi minőségétől), ezért a fluxus mérésével a geometria ismeretében az átlagos sűrűségről kaphatunk információt. Ez használható például az objektum belsejében lévő üregek kimutatására.<sup>[5]</sup>

Az egyik legnagyobb probléma a képalkotást illetően, hogy kicsi a müonok fluxusa, 1 m<sup>2</sup>-en másodpercenként nagyjából 100 müon halad át öszesen. Ezért nagy méretű detektorok és viszonylag hosszú mérések kellenek. Különösen akkor, ha egészen nagy dolgokat akarunk vizsgálni, amin csak a nagyon magas energiájú müonok képesek átjutni. (Vagy nagyon nagy felületű detektorrendszerekre van szükség, ha nem alkalmazhatóak hosszú mérések. Sakurajima-nál is azért van szükség sok detektorra, hogy a rendszer teljes felülete elég nagy legyen ahhoz, hogy 1-2 órás időfelbontással tudják figyelni a változásokat.)

További probléma, hogy a detektorok általában nem képesek a müonok energiájának mérésére. (Az energia mérésre alkalmas detektorok nagyok és drágák.) Az abszorpciós módszernél erre azért lenne szükgség, hogy a kis energiás müonokat ki lehessen szűrni. Ezek (az elrendezéstől függően) lehet hogy át sem mentek a vizsgált objektumon (hanem az és a detektor között szóródtak a detektor irányába).<sup>[8]</sup> Jelentős mennyiségű kis energiás müon (vagy egyéb részecske) szóródhat a detektorba, ha az messze van (néhány km-re) a vizsgált hegytől. A kis energiás müonok elkülönítésre egy módszer lehet, ha a detektor számos érzékeny rétegből áll, amik között ólom rétegek vannak. Ilyenkor a szóródás mértéke alapján különíthetőek el a kis és nagy energiás müonok. A nagy energiások szinte teljesen egyenesen mennek át a detektor rendszeren, a kis energiások pedig jelentősen szóródnak az ólmokon. (A diploma munkám során csak a müonokkal foglalkoztam, az egyéb részecskéket - elektronok, protonok - könnyedén ki lehet szűrni.)

#### 1.1.2. Detektorok

Számos detektor típus alaklmas lehet a müonok mérésére, például emulziós detektorok, (plasztik-) szcintillátorok, és különféle gáztöltésű detektorok is. A gáztöltésű detektorok nagy előnye, hogy viszonylag nagy méretűeket is (néhány m<sup>2</sup>-eseket), megfelelő felbontással, nem nagyon drágán lehet készíteni.<sup>[5]</sup> Sakurajimánál sokszálas proporcionális kamrákat (Multi-Wire Proportional Chamber/MWPC) használnak<sup>[1][2]</sup>.

A proporcionális kamrák főbb részei:

- töltő gáz (jelen esetben 80% Ar és 20% CO<sub>2</sub>)
- földelt katód(ok) (lehetnek szálak, és a kamra fala is)
- nagyfeszültségű anód(ok) (általában vékony szálak, mert így lehet a legnagyobb elektromos térerősséget elérni, tipikusan 1-2 kV feszültségen vannak)
- feszültségváltozást mérő elektronika
- A proporcionális kamrák alapvető működése az alábbi lépésekre bontható:
- 1. Az ionizáló részecske elektron-ion párokat kelt a gázban.
- 2. Az ionok a katód felé, az elektronok pedig az anód felé kezdenek el gyorsulni.
- Az anódok közelében lévő nagy térerősség miatt az elektronok annyira felgyorsulnak, hogy tovább ionizálják a gázt. Egy elektron(-ion) lavina jön létre.
- 4. A lavina az anódon és a katódon mérhető feszültség változást hoz létre, aminek a nagysága arányos a kezdeti elektronok számával, vagyis a részecske energialeadásával.

A sokszálas proporcionális kamrákban több szál van egymás mellett így az áthaladó részecske pozíciója mérhető.<sup>[9]</sup> A Sakurajima-nál használt kamrák vázlata a 3. ábrán látható. A burkolat nyomtatott áramköri lapból van, ami epoxi ragasztó és üvegszálak keveréke rézzel bevonva. Ez is földelve van (katódsíkok). A kamrákban három különböző szál van:

- anód szálak: ezek teljesen össze vannak kötve, a teljes kamrában leadott energia mérésére és a kamra triggerelésére szolgálnak
- "mező alakító szálak" (field shaping wires): földelve vannak, az áthaladó részecske (egyik irányú) pozíciójának a mérésére szolgálnak
- "pick-up" szálak: földelve vannak, az áthaladó részecske (másik irányú) pozíciójának a mérésére szolgálnak, 3-as csoportokat alkotnak (3-asával össze vannak kötve)

A méréshez azt használják föl, hogy az elektronok az anód szálakon hamarabb hozzák létre a feszültésg változást mint az ionok a földelt szálakon, így az anódszálakon mért feszültésgváltozásra lehet triggerelni a mérést. Mind a tér alakító szálak, mind a pickup szálak 12 mm-es sávonként mérik a részecskék pozícióit.<sup>[12]</sup> Tehát egy kamra három dolgot mér külön (egy eseméynél): a teljes energialeadást, illetve a részecskék vízszintes és függőleges helyzetét. Bár mind a két irányban méri a pozíciót, nem egy teljes 2 dimenziós négyzetrácson ("pixelenként") teszi azt. Ha több vízszintes és függőleges szál is megszólal egyszerre, akkor nem azonosíthatóak be egyertélműen azok a pontok (pixelek) ahol a részecskék áthaladtak. (Például ha két-két vízszintes és függőleges szál szólal meg - egy müon és az egyik ólomban keltett nagy energiás másodlagos részecské miatt - azok négy pontban metszik egymást, és két lehetséges variáció van a részecskék helyére. - 4. ábra)



3. ábra. A méréshez használt kamrák vázlata.  $^{\left[ 12\right] }$ 



4. ábra. Példa arra, ha 2-2 (i, j a függőleges szálak közül és n, m a vízszintesek közül) szál szólal meg a két irányban. Ilyenkor két lehetőség van a részecskék pozíciójára, (i, n) és (j, m) metszéspontjai ( $\mathbf{A}$  eset), vagy (j, n) és (i, m) metszés pontjai ( $\mathbf{B}$  eset).

#### 1.1.3. Sakurajima müonteleszkóp

Egy-egy detektor 7 proporcionális kamrából, és 5 darab 2 cm-es ólom rétegből áll. (Az ólmoknak 4 mm-es rozsdamentesacél-borítása van.) A vulkán és a mérés helyének az elhejezkedése a 5. ábrán látható. A 6. ábra pedig egy adott detektort mutat be.<sup>[1]</sup> Több hasonló detektor is üzemel kicsit más geometriával. (A kamrák mérete és elhelyezkedése változó.)

Mivel a detektor messze van a vizsgált objektumtól, a vulkán (vetületének) egyes pontjairól párhuzamosan érkeznek a müonok a detektorba. (Hasonlóan a csillagászati távcsövekhez/teleszkópokhoz.) Vagyis a detektorral két dolgot kell meghatározni. Egyrészt a részecske irányát, ezt viszonylag egyszerűen meg lehet határozni. Másrészt pedig hogy "nagy energiájú volt-e" a részecske, vagyis át ment-e a vulkánon, ez a nehezebb feladat. Alapvetően abból lehet kiindulni, hogy a részecske pályája "mennyire volt egyenes". A nehézséget az okozza, hogy egy eseményél 1-1 kamrában több szál is megszólalhat a másodlagos részecskék miatt, ezért nem mindig azonosítható be az elsődleges részecske pozíciója.

A munkám során a Sakurajima-nál használt egyik detektort szimuláltam Geant4el. Majd a szimulációk segítségével sikeresen tanítottam be egy mesterséges neurális hálót a kis és nagy energiás műonok diszkriminácójára. (Ebben az esetben a két energia tartomány közötti küszöb néhány GeV-nél van, tahát 1-2 GeV alatt az összes műont el szeretnénk dobni, 10 GeV fölött pedig az összeset megtartani.)



5. ábra. A detektorrendszer elhelyezkedése.<sup>[1]</sup> A csillag jelöli a mérés helyét.



6. ábra. Az egyik detektor fényképe és az elrendezésének vázlata.<sup>[1]</sup>

#### 1.2. Geant4

A Geant4<sup>[13]</sup> egy széles körben használt, mindenki számára szabadon hozzáférhető, részecsketranszport szimulációkra szolgáló programcsomag. Számos különböző területen használják. Többek között nagy energiás részecske fizikai szimulációkhoz az LHC-nál, az űrbéli sugárzási környezet szimulálására az ESA-nál és számos orvosi fizikai alkalmazása is van. Ezért ma is folyamatosan fejlesztik, habár az első verzióját már több mint 20 éve készítették.

Ez a Geant (GEometry ANd Tracking) programcsomagok negyedik generációja. Az egész programcsomag C++-ban van megírva, és a felhasználónak is alapvetően C++-ban kell dolgoznia. (Bár van számos, a különböző alkalmazás területeknek megfelelő, előre megírt alkalmazás is, amiknél macro/script fájlokkal lehet dolgozni.) A felhasználónak az előre megírt alap osztályokat (azok bizonyos függvényeit) kell az alkalmazásnak megfelelően implementálnia. A geometrián túl a különböző térfogatok anyagai (összetétel, sűrűség, halmazállapot stb.) és az alkalmazott fizikai folyamatok is egyesével meghatározhatók, de vannal előre definiált anyagok és fizikalisták is. (A fizikalista definiálja, hogy a különböző fizikai folyamatokra melyik - előre implementált - modellt és milyen paraméterekkel használja a szimuláció.) Általánosságban is, a felhasználónak nagyon nagy szabadsága van a szimuláció megvalósításában, éppen emiatt könnyű hibázni, vagyis különösen fontos ellenőrizni a szimuláció helyességét.

A Geant4-ben különálló eseményeket lehet szimulálni. Egy esemény abból áll, hogy a program leszimulál egy darab elsődleges részecskét, és az összes keltett másodlagos, harmadlagos stb. részecskét is. A felhasználó hozzáférést kap a szimulációhoz egészen az egyes lépések szintjéig (például le lehet kérdezni a lépésenkénti energialeadást, lépéshosszt vagy az adott lépésben keltett részecskéket is).

#### 1.3. Neurális hálók

Sok tudományterülethez hasonlóan a müon detektoroknál is kísérleteznek a neurális hálók lehetséges felhasználási módjaival. Például jól alkalmazhatók a szórási müontomográfiánál a tárgyak belső szerkezetének rekonstrukciójára.<sup>[10]</sup> És ígéretesnek tűnnek a Sakurajima müonteleszkóp méréseinek kiértékelésében is, a kitörések előrejelzésének tekintetében.<sup>[11]</sup>

A neurális hálók használata a gépi tanulás egyik lehetséges módszere. A gépi tanulás során általában sok (akár több mint ezer) változós, nagyon sok (adott esetben több mint százmillió) paraméteres modelleket(/függvényeket) illesztünk az adatokra. Gyakran az elsődleges cél az, hogy a modell a bemeneti adatok alapján a lehető legpontosabban jósoljon meg valamilyen eredményt, és nem pedig az adatok közötti (elemi) összefüggések feltárása, megértése.<sup>[14]</sup>

A mesterséges neurális hálók a biológiai neurális hálózatokhoz való hasonlóságukról kapták a nevüket. Az építő egységeik a neuronok. A mesterséges hálókban egy neuron valamilyen súlyokkal felösszegzi a bemeneti értékeket, majd erre az összegre hattat egy aktivációs függvényt. A kimeneti aktiváció ennek a függvénynek az eredménye, ami aztán további neuronok (egyik) bemeneti értéke lesz. Általánosan egy neuron több másik neuron aktivációját összegzi föl, és a saját aktivációját több másik neuronnak továbbítja. Az illesztendő paraméterek az összegzés során használt súlyok, valamint 1 (a bemeneti aktivációktól független) konstans eltolás (bias) értéke. Egy neuron vázlata a 7. ábrán látható.

Az egyik legegyszerűbb hálózat az ún. "teljesen összekötött neurális hálózat" (fully connected neural network). (8. ábra) Itt a neuronokat rétegekbe szervezzük, és két egymás melleti rétegnél az egyik réteg minden egyes neuronja kapcsolatban van a másik réteg összes neuronjával. Egy rétegen belül és nem szomszédos rétegekben viszont egy neuron sincs összekötve másik neuronnal. A legelső réteg a bemeneti réteg, a neuronjai egyesével kapják meg a bemeneti adatokat. (Minden neuronhoz egy bemeneti adat tartozik.) A legutolsó réteg pedig a kimeneti réteg, ahol a neuronok aktivációja képezi a kimeneti (jósolt) adatokat. A bemeneti és a kimeneti közötti többi réteget rejtett rétegeknek szokták hívni. A modellt leíró paraméterek a rétegek száma, az egyes rétegekben lévő neuronok száma, valamint a neuronok aktivációs függvénye.

A neurális hálózatok tanításának egyik módja a "felügyelt tanulás" (supervised learning). Ilyenkor a tanítási adatoknál ismert bemeneti és kimeneti értékpárokkal dolgozunk. A tanítás során az a cél, hogy az adott bemeneti értékekből jósolt kimeneti értékek valamilyen mérték szerint a lehető legközelebb legyenek a valódi értékekhez. Ezt a mértéket határozza meg hibafüggvény (loss function), amit a tanításhoz szintén meg kell adni.

A tanítás során pedig az optimális súlyok kereséséhez felhasználható, hogy az egész hálózat leírható egymásba ágyazott függvények láncolataként. Így az összetett függvények deriválására vonatkozó szabállyal (láncszabály) minden paraméter deriváltja kiszámítható (a hibafüggvény változásától kiindulva). Ami megmutatja, hogy az adott paramétert csökkenteni vagy növelni kell. (Ez a "backpropagation".) Egy tanítási lépés során a háló először jóslatot ad egy (vagy több) tanítási adat bemeneti értékeire. Aztán a jóslatokkal és a tanítási adat(ok) kimeneti értékeivel kiértékeljük a hibafüggvényt. Végül kiszámoljuk a súlyok deriváltjait, és egyszerre frissítjük azokat.



7. ábra. Egy mesterséges neuron vázlata.<sup>[15]</sup> A az aktivációkat jelöli, W a súlyokat, B az eltolást, f pedig az aktivációs függvényt.



8. ábra. Példa egy teljesen összekötött hálózatra, 1 rejtett réteggel.<sup>[16]</sup>

## 2. A munka főbb lépései

#### 2.1. Szimulációk

A munkám során először a szimulációkat kellett elkészítenem, ehhez felhasználtam a témavezetőm által korábban fejlesztett kódokat, azokat kiegészítettem. A Geant4 10.6-os verzióját és az előre definiált QBBC fizikalistát<sup>[20]</sup> használtam. Ez a fizikalista elsősorban nagyenergiás nehézion fizikához van tervezve, de minden számunkra fontos (a müonok szimulációjához szükséges) folyamat is benne van. (Illetve a teljesség kedvéért külön bekapcsoltam még a nagyenergiás fotonok müon-párkeltési folyamatát, bár ez nem változtatott az eredményeken.)

Első lépésként a rendszer részecskefizikai szimulációjnak validációját végeztem el. Itt a fő cél a folyamatok leírásának pontosságát befojásoló "keltési küszöb" (production cut) paraméter megfelelő értékének a megkeresése volt. Ez egyrészt azt határozza meg, hogy mekkora az a legkisebb energiájú részecske, amit a szimuláció még követ. Az ennél kisebb energiájú részecskéket egyszerűen "megöli" a szimuláció (vagyis nem követi tovább), és az összes maradék energiájukat az adott térfogatnak adják le. Másrészt bizonyos folyamatoknál ez egy küszöböt szab a keltendő másodlagos részecskék minimális energiájára. Például a müonok ionizációjánál az energia küszöbnél kisebb energiájú elektronok nem keltődnek meg, hanem az ezekből származó energia veszteséget a Bethe-Bloch formulával számolja a szimuláció. (Ezzel ellentétben a párkeltésnél mindig létrejön az elektronpozitron pár.) Mivel a fizikalista elsődlegesen nem müonok szimulációjára van tervezve, fontos volt ellenőrizni, hogy milyen keltési küszöb mellett lesz elég pontos a szimuláció.

Második lépésként a tényleges detektort szimuláltam. A munkám során nem szimuláltam le a kamrák teljes válaszát (az elektron-ion lavinákat), mivel erre a Geant4 alkalmatlan. E helyett egyszerűen a pozíció érzékeny szálaknak megfelelő térfogatokban mértem az energialeadást. (És egy megfelelően választott energialeadási küszöb érték - trigger küszöb - fölött "szólalt meg" a szál.) Így a szimulációból a kamrákban lévő eseményenkénti teljes energialeadást, és a megszólalt vízszintes és függőleges szálakat kaptam eredményül. A felhasznált kódokban pontosítanom kellett a geometriát és a szálak kezelését. Valamint egy megfelelő eljárást kellett kidolgoznom az elsődleges müonok generálására.

#### 2.2. Kiértékelés, neurális hálók

A neurális hálókhoz, azok tanításához Python-t használtam. Python-ban számos könyvtár elérhető gépi tanuláshoz, én a tensorflow-t<sup>[24]</sup>, és az arra épülő keras-t<sup>[22]</sup> használtam. Ebben a (teljesen összekötött) neurális hálózatok rétegeit egyenként lehet definiálni, és a létrehozott modellt egy egyszerű paranccsal lehet tanítani.



9. ábra. A validáció során használt elrendezés vázlata. d a céltárgy vastagsága, D a céltárgy (közepe) és a szóródás mérésének síkja közötti távolság.  $\Delta y_0$  a müon céltárgybeli kitérése,  $\Delta \theta$  az eltérülési szöge,  $\Delta y$  a "mért" szóródás,  $\sigma$  az eloszlás szórása. (A jelölések megegyeznek a (2)-es képletekben szereplő mennyiségekkel.)

## 3. Validáció

A validáció során a müonok egy darab céltárgyon való szóródását szimuláltam. Első sorban a szóródás mértékét és az energia veszteséget ellenőriztem. A céltárgy vákuumban volt, a müonokat arra merőlegesen lőttem be, és a céltárgy közepétől 1 m-re néztem meg az elsődleges müon szóródását. Külön vizsgáltam a vízszintes (y irányú) és függőleges (z irányú) szóródást. (9. ábra)

A keltési küszöböt nem energia egységekben, hanem hossz egységekben kell megadni, a Geant4 ebből (az átlagos szabad úthossz alapján) kiszámolja az adott közegben lévő keltési küszöböt energia egységekben. (Vagyis a küszöb alapvetően azt jelenti, hogy amelyik részecske várhatóan nem tesz meg adott úthosszat az anyagban, az nem keltődik meg.)

Számos paraméter változtatásával futtattam szimulációkat, de egyszerre általában csak egyet változtattam. Ha nem változtattam az adott paramétert, akkor a következő alapértelmezett értékeket használtam:

- Müon energia: 5 GeV
- Céltárgy vastagság: 2 cm
- Keltési küszöb: 0,01 mm
- Anyag: ólom
- (Minden folyamat be volt kapcsolva)

Minden egyes futtatásnál 1 millió müont szimuláltam le. Illetve több referencia futtatást is végeztem 2 cm-es ólom céltárgy esetében (0,01 mm-es keltési küszöbbel), amit az adatok hibabecsléséhez használtam föl. (Sok esetben több módon is lehetett hibát becsülni, például a referencia futtatások szórásából, illesztések hibáiból vagy Poisson-hiba alapján. Ilyenkor a legnagyobb hibát választottam ki a 10-28. ábrákon.) 100 MeV-es, 5 GeV-es és 1 TeV-es müonokkal 10-10 szimulációt futtattam.

Az elméleti számolásokhoz a [19]-es referencia táblázataiban megtalálható adatokat használtam föl.

#### 3.1. Müonok szóródása

A müonok szóródását elméleti számolásokkal hasonlítottam össze.<sup>[17]</sup> (A számolások részletezése a jelölt referencia 33.3. fejezetében található.) Az atommagokon való többszörös Coulomb-szórásra vonatkozó Molière -elmélet alapján a szórt részecskék eloszlásának a középső 98%-a általában jól közelíthető Gauss-eloszlással. Az elméleti számolások is erre vonatkoznak, ezért én is illesztettem Gauss-görbét az eloszlások közepére. Ehhez hisztogramot készítettem a "mért" pozíciókból, úgy hogy az eloszlás közepét minen esetben 200 részre osztottam. A 10-18. ábrákon az "illesztéssel" azt jelöli, hogy a szimulációkból számolt szórás ( $\sigma_{\text{szimulált}}$ ) az illesztett Gauss-görbe szórása. Az "illesztés nélkül" pedig azt, hogy a  $\sigma_{\text{szimulált}}$  a mért eloszlás szórása.

A számolásoknál figyelembe kellett venni a müon céltárgyon belüli kitérését is. (Nem volt elég csak az eltérülési szöget figyelembe venni.) Ezért az elméleti szórások meghatározásához a megfelelő eloszlásokból sorsoltam céltárgyon belüli kitérést, és eltérülési szöget is. Aztán kiszámoltam, hogy az így generált esemény hova esik a pozíció mérés síkjában. Elég sok eseményt generálva egy elég pontos elméleti eloszlást kaptam a müonok szóródására. Ennek az (1 dimenziós) eloszlásnak a szórását vettem az elméleti szórásnak ( $\sigma_{\text{elméleti}}$ ). A számolás során felhasznált képletek:

$$\sigma_{\theta} = \frac{13, 6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{d\rho}{X_0}} \left[ 1 + 0,038 \ln \left( \frac{d\rho z^2}{X_0 \beta^2} \right) \right]$$

$$\Delta y_0 = g_1 d\sigma_{\theta} / \sqrt{12} + g_2 d\sigma_{\theta} / 2 \qquad (2)$$

$$\Delta \theta = g_2 \sigma_{\theta}$$

$$\Delta y = \Delta y_0 + (D - d/2) \tan(\Delta \theta)$$

Ahol  $\sigma_{\theta}$  az eltérülés szögének a szórása. c a (vákuumbeli) fénysebesség,  $\beta$  a szóródó részecske sebessége (c-hez viszonyítva), p a lendülete, z pedig a töltésszáma (müonra z=1).  $X_0$  a céltárgy anyagára jellemző "sugárzási hossz" (radiation length),  $\rho$  a céltárgy sűrűsége, d pedig a vastagsága.

 $\Delta y_0$  a müon (generált) céltárgybeli kitérése,  $\Delta \theta$  a (generált) eltérülési szög,  $\Delta y$  pedig a "mért" szóródás.  $g_1$  és  $g_2$  normális-elszlású véletlen számok, D a pozíció mérés síkjának és a céltárgy közepének a távolsága. (9. ábra) A 10. ábrán az látszik, hogy a keltési küszöb első sorban csak kis energiákon befojásolja a müonok szórását. Ez azért lehet, mert kis energiákon az ionizáció is jelentős szerepet játszik a müonok szóródásában. Nem elhanyagolható, hogy a kis energiás ionizációk ténylegesen lejátszódnak, vagy csak az energia veszteségbe számolódnak bele a Bethe-Bloch formulával. Illetve látszik, hogy 0,01 mm-nél kisebb küszöb értékeknél már kis energiás müonok esetében sem változnak nagyon a szórások.



10. ábra. A müonok elolszlásánák szórása az elméletihez viszonyítva, különböző energiáknál. 1 TeV energiánál nincs ábrázolva a hiba az illesztés nélküli adatokhoz, mert túl nagy (35%).

A 11. ábrán látható, hogy az anyagvastagság növelésével a szimulációból kapott szórások egyre jobban megközelítik az elméleti értéket. Ez érthető, hiszen a Gauss-görbével való közelítés "vastag" anyagokra vonatkozik, amikor egy részecske nagyon sokszor szóródik az atommagokon.

Kis energiákon a szimulált és elméleti szórások között (arányait tekintve) nagyobb a különbség. (12. ábra.) Ami részben azért lehet, mert az elméleti számolásnál elhanyagoltam a müon energia veszteségét. Másrészt pedig az ionizáció is hozzá járul a szóródáshoz, amit a Molière-elmélet nem ír le.



11. ábra. A szórások az ólomvastagság függvényében.



12. ábra. A müonok eloszlásának a szórása az energia függvényében.

A 13. ábrán különböző anyagok vannak összehasonlítva. A szimuláció eredményei általában jól egyeznek az elméleti számolásokkal, csak víz esetében nagyobb az eltérés. Ez valószínűleg azért van, mert a 2 cm-es víz túl vékony volt, ezért az elmélet nem írja le jól a szóródást. És ezért is lehet viszonlyag nagy eltérés a két irány szórásai között az illesztés nélküli esetben. A szórást a kevés nagyobb szögű szóródás határozza meg, emiatt nagyok a fluktuációk.



13. ábra. A szórások különböző anyagok esetében. A különböző anyagoknál a két-két azonos színű doboz a két különböző (y és z) irányra vonatkozik.



14. ábra. A müonok szóródása különböző folyamatok kikapcsolása esetén. Az ábrán az látszik, hogy a müonok mekkora része szóródott messzebre egy adott távolságnál a tengelyek irányában. A két irányt (y és z) független mérésekként kezeltem, vagyis külön-külön beleszámoltam a görbékbe.

A 14. ábrán pedig látszik, hogy a Coulomb-szórás dominál nagyjából  $6\sigma$ -ig. A nagyobb szögű szóródásokhoz első sorban a fékezési sugárzás járul hozzá. De a többi folyamat sem elhanyagolható (a bomlás kivételével). (Legalábbis 5 GeV-es müon esetében, nagyobb energiákon még nagyobb a jelentősége a "sugárzási" folyamatoknak.) (A QBBC fizikalistában külön vannak kezelve a kisszögű - "többszörös" - és a nagy szögű - "egyszeres" - Coulomb-szóródások. A többszörös arra utal, hogy azok nincsenek leszimulálva egyesével, hanem több kisszögű szóródás eredőjét számolja ki a Geant4.<sup>[21]</sup>)

Mivel a nagy szögű szórásokat (azok arányát) is minél pontosabban kell szimulálni, a háromszoros szóráson ( $3\sigma$ -n) kívüli események arányát is ellenőriztem a keltési küszöb függvényében. (15. ábra)



15. ábra. A háromszoros szóráson kívülis események aránya a keltési küszöb függvényében, különböző energiákra.



16. ábra. A háromszoros szóráson kívüli müonok aránya az energia függvényében.

Hasonlóan az elméletihez viszonyított szóráshoz, a  $3\sigma$ -n kívüli események aránya is csökken az energia növekedésével, vagyis nagyobb energiás részecskékre jobb leírást ad az elmélet. (16. ábra) (Legalábbis 100 GeV-ig, onnantól szórást is jelentősen befojásolhatja a fékezési sugárzás és a többi sugárzási tag.)

A 17. ábra azt mutatja, hogy a céltárgy vastagságának növelésével a arányait tekintve egyre kevesebb a nagy szögű szórás, a  $3\sigma$ -n kívüli események aránya egyre jobban megközelíti a Gauss-eloszlásnak megfelelő értéket (0,27%). Ez összhangban van azzal, hogy vastagabb anyagokra a szimulációból számolt szórás egyre jobban megközelíti az elméleti szórást. A vastag céltárgyakra használt közelítés egyre jobb leírást ad a részecskék szóródására. A 17. és a 11. ábra alapján látszik, hogy ólom esetében 2 cm-nél vékonyabb céltárgyra az elmélet rosszul írja le a valódi szórást, és inkább csak 10 cm fölött ad jó leírást (1 GeV energia fölött). Kisebb rendszámú anyagok esetében még rosszabb a közelítés. (18. ábra)



17. ábra. A háromszoros szóráson kívüli események aránya az ólomvastagság függvényében.



18. ábra. A háromszoros szóráson kívüli események aránya különböző anyagokra. A különböző anyagoknál a két-két azonos színű doboz a két különböző (y és z) irányra vonatkozik.

#### 3.2. Energialeadás

A nagy energiás műonok energialeadásának ( $\Delta E$ ) eloszlása közelítőleg Landau-eloszlást követ ((3)-as képletek), tehát a leggyakoribb energialeadás (az eloszlás módusza) nem egyezik meg annak átlagával. (19. ábra) A validáció során az energialeadások móduszát és az átlagos energialeadást is ellenőriztem. A legvalószínűbb energialeadáshoz elméleti képleteket használtam föl<sup>[17]</sup> ((4)-es képletek). (A számolások részletezése a jelölt referencia 33.2. fejezetében található.) Az átlagos energialeadásokhoz pedig előre kiszámolt táblázatok adatait használtam föl.<sup>[19]</sup> (A táblázatokban benne vannak az átlagos fékezési erő - stopping power - adatai adott energiákon.)

A Landau-eloszlás sűrűség függvénye:

$$f(x) = \frac{1}{\pi c} \int_0^\infty e^{-t} \cos\left[t\frac{x-\mu}{c} + \frac{2t}{\pi}\log\left(\frac{t}{c}\right)\right] dt \tag{3}$$

Ahol c a skála paraméter,  $\mu$  pedig az eltolás paraméter.



19. ábra. Példa az energia veszteségek Landau-eloszlására 2 cm-es ólom esetében, különböző energiájú müonokra. Nagyobb energiákon egyre hangúlyosabb az eloszlás farka. (Az átlagos energialeadás nő, de a módusz nem nagyon változik.)

Az energialeadás móduszára vonatkozó elméleti képletek:

$$\Delta E_{\text{módusz}} = \xi \left[ \ln \frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I} + \ln \frac{\xi}{I} + j - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right]$$

$$\xi = \frac{K}{2} \langle Z/A \rangle z^2 \frac{d\rho}{\beta^2} \text{ MeV} \quad | \quad [d] = \text{cm}, \ [\rho] = \text{g/cm}^3 \text{ és } [A] = \text{g/mol}$$
(4)

Ahol  $\Delta E_{\rm módusz}$  a Landau-eloszlás módusza. c a (vákuumbeli) fénysebesség, j = 0, 2,  $K \simeq 0,307$  MeV cm<sup>2</sup>/mol (a Bethe-Bloch formulában szereplő együtható),  $\delta(\beta\gamma)$  a Bethe-Bloch formulában lévő sűrűség hatás (density effect) korrekció. m a részecske tömege, z a töltésszáma,  $\beta$  a (c-hez viszonyított) sebessége,  $\gamma$  a Lorentz-faktor. I az anyag átlagos gerjesztési energiája,  $\rho$  a sűrűsége, Z a rendszám, A a moláris tömeg, d a céltárgy vastagsága.

A 20. ábrán látható, hogy az energialeadások nem nagyon függenek a keltési küszöbtől. (Inkább csak nagyon magas küszöbök mellett és a módusz esetében, ami azzal magyarázható, hogy az energialeadásokat egyre nagyobb arányban a Bethe-Bloch formulával számolja a Geant4, vagyis az energialeadások eltolódnak az átlagérték felé.) Illetve látható, hogy viszonylag vékony és vastag rétegek esetében is (21. ábra), és különböző anyagoknál is (22. ábra) (1-2%-ig) pontosak a szimulált eredményak.



20. ábra. Az energialeadások különböző energiákon (100 MeV, 5 GeV és 1 TeV), az elméletihez képest.



21. ábra. Az energialeadások különböző vastagságú ólmok esetében.



22. ábra. Az energialeadások különböző anyagok esetében.

A 23. ábrán érdemes kiemelni, hogy kicsi és nagy energián jobban eltérnek a szimulált és az elméleti energialeadások. Kis energián ez annak tudható be, hogy az elméleti számolások során nem vettem figyelembe, hogy az energia veszteség következtében megnő a müon energialeadásának mértéke (a fékezési erő). Nagy energiákon pedig valószínűleg "más a fizika" az elméleti számolásoknál és a Geant4-ben. Feltehetően nem ugyan olyan közelítéseket alkalmaznak a sugárzási tagok leírására.

A 24. ábrán látszik, hogy kis és közepes energialeadásoknál az ionizáció dominál, nagy energialeadások esetében viszont a fékezési sugárzás. Mivel az utóbbi esemény viszonylag ritka, és viszonlag nagy energialeadással jár, a nagyon nagy energiás műonok energialeadásában nagy fluktuációk vannak. (Ami azzal van összhangban, hogy a Landaueloszlásnak hosszú farka van.)



23. ábra. Az energialeadások az energia függvényében.



24. ábra. Az események aránya az abszorbensben minimálisan leadott energia függvényében, különböző folyamatok kikapcsolásával. (Adott energánál azt mutatja, hogy események mekkora részében volt legalább akkora az energialeadás.)

#### 3.3. Keltett másodlagos részecskék

Végül a keltett másodlagos részecskékről is érdemes pár szót ejteni. Az ionizáció által keltett másodlagos elektronok számára is van elméleti jóslat a keltési (energia-) küszöb függvényében ((5)-ös és (6)-os képletek).<sup>[17]</sup> (A referencia 33.2.7. fejezetének alapján.) (Bár a Geant4-nek hossz egységekben kell megadni keltési küszöböt, energia egységekben lekérdezhető.)

A másodlagos elektronok energiaeloszlása:

$$\frac{1}{\rho} \frac{d^2 N}{dT ds} = f_1 \frac{F(T)}{T^2} 
f_1 = \frac{1}{2} K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} 
F(T) = 1 - f_2 T + f_3 T^2 | 1/2 \text{-es spinű részecskékre} 
f_2 = \frac{\beta^2}{W_{\text{max}}} 
f_3 = \frac{1}{2} \frac{1}{(E + mc^2)^2} 
W_{\text{max}} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e / m + (m_e / m)^2}$$
(5)

Ahol N az elektronok száma. c a (vákuumbeli) fénysebesség,  $K \simeq 0,307$  MeV cm<sup>2</sup>/mol (a Bethe-Bloch formulában szereplő együtható),  $m_e$  az elektron tömege. z a részecske töltésszáma,  $\beta$  a (c-hez képesti) sebessége,  $\gamma$  a Lorentz-faktor, E a kinetikus energiája, m a tömege.  $\rho$  az anyag sűrűsége ([ $\rho$ ] =g/cm<sup>3</sup>), Z a rendszám, A a moláris tömeg ([A] =g/mol), s az anyagban megtett távolság ([s] =cm). T a keltett elektron (kinetikus) energiája,  $W_{\text{max}}$  az elektronoknak átadható maximális energia ([T] = [ $W_{\text{max}}$ ] =MeV).  $W_{\text{küszöb}} \leq T \leq W_{\text{max}}$  között integrálva a következőre jutunk:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dN}{ds} = f_1 \left( -\frac{1}{W_{\text{max}}} - f_2 \ln(W_{\text{max}}/f_2) + f_3 W_{\text{max}} \right) - f_1 \left( -\frac{1}{W_{\text{küszöb}}} - f_2 \ln(W_{\text{küszöb}}/f_2) + f_3 W_{\text{küszöb}} \right)$$
(6)

Ahol  $W_{\text{küszöb}}$  a keltési küszöb ( $[W_{\text{küszöb}}] = \text{MeV}$ ).

A 25. ábrán látszik, hogy kicsi küszöbök esetében közepes és nagy energiákon jól megközelíti az elméleti értéket a keltett elektronok száma. Nagyobb küszöböknél azért van a kelleténél több elektron, mert a szimulációnál a párkeltésből származó elektronokat is beleszámoltam, amik a küszöbtől függetlenül mindig megkeltődnek, vagyis arányait tekintve egyre nagyobb mértékben járulnak hozzá a másodlagos elektronok számámhoz. Kis energián pedig azért tér el az elméleti értéktől, mert nem vettem figyelembe, hogy a müon jelentős energiát veszít az ólomban. Kis küszöböknél ezért több elektron keletkezik, mert az energia veszteség miatt még sűrűbben ionizál a müon. Nagy küszöböknél pedig kevesebb, mert a maximális energia átadás limitálja a keltett elektronok számát. (Például miután egy kevés energiát vesztett a müon, már nem volt elég energiája ahhoz, hogy 1 mm-es küszöbnek megfelelő energiájú elektronokat keltsehessen. Ezért is van csak 1 mm-ig ábrázolva a 100 MeV-es görbe, mert az annál nagyobb küszöbök már a kezdeti energia esetében is meghaladták a maximális energiaátadás értékét.)



25. ábra. A keltett elektronok aránya az elméleti számoláshoz képest a keltési küszöb függvényében. Az elmélet csak az ionizációra vonatkozik, a szimulált értékekben viszont minden müon által keltett elektron benne van (a párkeltésből származók is).

A 26., 27. és 28. ábrák egy 2 cm-es óloban keltett összes elektront, pozitront és fotont ábrázolják. Látható hogy nagy energiás müonok esetében viszonylag gyakori, hogy relatíve nagy energiájú (néhány száz MeV-es) részecskék keletkezzenek. Ez a detektor szempontjából azért fontos, mert gyakran előfordulhat, hogy a nagy energiás másodlagos részecskék a müon helyétől távol szólaltassanak meg egy szálat (egy-egy detektorban). Különösen fontosak a fotonok, mert az ólomrétegeken is könnyedén átjuthatnak, és később egy általuk keltett elektront is detektálhatnak a sokszálas proporcionális kamrák.



26. ábra. Az összes 2 cm-es ólomban keltett elektronok kumulatív energia eloszlása különböző energiájú müonok esetében.  $\varepsilon$  a keltett elektronok energiája.



27. ábra. Az összes 2 cm-es ólomban keltett pozitronok kumulatív energia eloszlása különböző energiájú müonok esetében.  $\varepsilon$  a keltett pozitronok energiája.



28. ábra. Az összes 2 cm-es ólomban keltett fotonok kumulatív energia eloszlása különböző energiájú müonok esetében.  $\varepsilon$  a keltett fotonok energiája.

## 4. A detektor szimulációja

Látható tehát, hogy a szimulációk általában elég pontosan visszaadják az elméleti számolások eredményeit. Valamint 0,01 mm-es keltési küszöbnél nem érdemes kisebbet választani, mert nem lesz pontosabb a szimuláció. Az ólmokban és a kamrákban ezért 0,01 mm-es keltési küszöböt választottam. Az egész elrendezés levegőben helyezkedett el. Mivel azt nem kellett pontosan szimulálni (a részecskék első sorban az ólmokkal hatottak kölcsön), azért hogy gyorsabb legyen a szimuláció, a levegőben 100 mm-es keltési küszöböt használtam. A szimulált detektor kamrái 96 függőleges (amik a vízszintes - y - irányban mérték a pozíciót) és 64 vízszintes (amik a függőleges - z - irányban mérték a pozíciót) szálból álltak. A szimulációról egy kép a 29. ábrán látható.



29. ábra. A szimulált elrendezés, és egy szimulált esemény. (A pozitron kékkel lenne jelölve.)

A neurális hálóval való tanítás miatt a szimulációnál figyelni kellett arra, hogy az egyes szimulált események a lehető leghasonlóbbak legyenek a valódi eseményekhez. Ezért a szálanként mért energialeadásoknál úgy választottam detektálási küszöböt, hogy a detektorok valós adatoknak megfelelő hatásfokkal szólaljanak meg. A választott küszöbbel a kamrák hatásfokai 99% környékén voltak összesen (ha bármelyik irányban legalább egy triggerelt szál volt), és 97% környékén irányonként. (30. ábra) Illetve a kamrákban mért teljes energialeadásokat átskáláztam úgy, hogy a lehető legjobban hasonlítson az eloszlásuk a ténylegesen mért energialeadás eloszláshoz. (31. ábra) A skálázáshoz feltettem, hogy a mért és a tényleges energialeadás között lineáris kapcsolat van. Vagyis:

$$\frac{\Delta E_{\text{mért}}}{1 \text{ ADC}} = a \frac{\Delta E_{\text{tényleges}}}{10 \text{ ev}} + b \tag{7}$$

alakban felírható. Ahol  $\Delta E$  az energialeadás. Ilyenkor az adatokból készített hisztogramnál az *a* egy nyújtást, a *b* pedig egy eltolást jelent. Ezeket illesztettem úgy, hogy a szimulációból adataiból készített hisztogram az átlagos négyzetes eltérés szerint a leghasonlóbb legyen a mért adatokból készített hisztogramhoz, a csúcs környékén. (Illetve a csúcs nagyságát is szabad paraméterként illesztettem.)

(Az illesztett paraméterek értékei: a = 1,508 és b = -46,98)



30. ábra. A kamrák detektálási hatékonysága, a detektálási küszöb függvényében. A detektálási hatékonyság azoknak az eseményeknek az arányát jelöli, amikor legalább egy szál megszólalt, ha az adott kamrán átment egy müon. A szi-mulációkhoz 1,3 keV-os küszöböt választottam.



31. ábra. A valódi mérésekből és a szimulációkból származó kamrákban mért energialeadások eloszlásának összehasonlítása.

Arra is kellett figyelni, hogy az események fázistere megfelelő mértékben le legyen fedve. A részecskék energiájánál ez azt jelentette, hogy az eloszlás 100 MeV és 10 GeV között egyenletes volt, 10 GeV és 1 TeV között pedig  $1/E^2$  szerint csökkent az eloszlás sűrűségfüggvénye:

$$f(E) = \begin{cases} f_0 & | & 100 \text{ MeV} \le E < 10 \text{ GeV} \\ f_0(10 \text{ GeV}/E)^2 & | & 10 \text{ GeV} \le E \le 1 \text{ TeV} \end{cases}$$
(8)

Így az események fele 10 GeV alatt, a másik fele pedig 10 GeV fölött volt. Ez azért volt megfelelő, mert a nagy energiás műonokat nem lehet megkülönböztetni egymástól, gyakorlatilag ugyan olyan jelet hagynak a detektorban. A 12. és a 23. ábrán látszik, hogy a műonok szóródása és az energialeadás csúcsa nagy energiáknál alig változik. (És a nagyon nagy energiás műonokat sokkal tovább tart leszimulálni.)

A részecskék helyét és irányát pedig egy gömbfelületen sorsoltam ki. A pontos eljárás abból állt, hogy kisorsoltam egy véletlen irányt (egy gömbfelületen egyenletes eloszlással). Illetve kisorsoltam egy véletlen pozíciót egy síkfelületen (egyenletes eloszlással). Majd a síkot (a síkon generált pozícióval együtt) elforgattam úgy, hogy az a gömbfelület megfelelő irányú érintősíkja legyen. (A müont az érintősíkra merőlegesn indítottam el.) Ezzel azt értem el, hogy minden irányból egyenletes fluxussal szimuláltam a müonokat. (Ezzel biztosítva a különböző irányok és pozíciók megfelelő lefedését.) A gömbfelület középpontja a detektor közepe volt, a sugara pedig 5 m. A síkfelület pedig a detektor nagy átlójával megegyező oldalhosszúságú négyzet volt. (32. ábra)



32. ábra. Az elsődleges müonok generálásának vázlata. A müonok irányát egy gömbfelületen sorsoltam ki egyenletes eloszlással, és egyenletes fluxussal.

Így nagyon sok müont kellett volna leszimulálni, ami vagy el sem találja a detektort, vagy legalábbis csak 1-2 kamrán megy keresztül. A szimulációban csak olyan eseményeket fogadtam el, amiknél legalább 5 kamra megszólalt, mivel ennél kevesebb megszólalt kamrával egyáltalán nincs értelme foglalkozni. Azért, hogy minél kevesebb részecskét szimuláljak fölöslegesen, a kisorsolt müonok közül csak azokat fogadtam el (és követtem végig), amik potenciálisan legalább az első négy ólmon átmehettek. Így nagyjából az eldobott események 0,2%-ában szólalt volna meg mégis legalább 5 kamra. (Ha egy eseményt eldobtam, akkor mind a müon irányát, mind a síkon a pozícióját újra sorsoltam.)

A kis és nagy energiás műonok diszkriminációjának szempontjából fontos megemlíteni, hogy a detektor szinte csak 300 MeV fölött érzékeny. (Legalábbis, ha legalább 6 kamra megszólal.) És ha elvárjuk, hogy az összes kamra szólaljon meg, akkor néhány GeV alatt jelentősen lecsökken az érzékenysége. Ez hasznos, mert így kevesebb az a műon, amit az utólagos feldolgozás során ki kell szűrni. (Ha viszont csak hat kamrának kell megszólalnia akkor 1 GeV környékén van egy érzékenységi csúcs.) (33. ábra)



33. ábra. A müonok detektálásának hatékonysága, a 10 GeV-es müonok detektálásának hatékonyságához viszonyítva, a müon kezdeti energiájának a függvényében. (Különböző feltételek mellett.)

A 34. és 35. ábrán (felülnézetből és oldalnézetből) néhány detektált kis energiás esemény van ábrázolva. (Amik mind a 7 kamrában és mind a két irányban megszólaltattak legalább 1-1 szálat.) Látható, hogy kis energián viszonlyag nagy szögben is eltérülhetnek a müonok a detektoron való áthaladás során. Illetve ha meg is szólal több (ugyanolyan irányú) szál, azok általában egymáshoz (és a müon helyéhez) viszonylag közel vannak. Ilyenkor valószínűleg a kamra falában (vagy akár a töltő gázban) keletkeztek kis energiás másodlagos részecskék. Hasonlóan, a 36. és 37. ábrákon néhány detektált nagy energiás műon látható. Itt fontos kiemelni, hogy a műonok általában szinte teljesen egyenesen mennek át a detektoron. Viszont ezeknél a műon helyzetétől távolabb is megszólalhatnak szálak a kamrákban. (Akár 15-20 szállal, vagyis 20 cm-el arrébb is.) Ez például az ólomban keltett (viszonylag nagy energiás) másodlagos részecskék miatt lehetséges.



34. ábra. Az ábrán a szimulációkból származó detektor válasz látható 3 kis energiás müonra, felülről nézve. Látható, hogy a 383 MeV-es müon a 3-as és 4-es ólmon jelentősen szóródott. Bár a 387 MeV-es müon vízszintes irányban nem szóródott, a 35. ábrán látszik, hogy a függőleges irányban kicsit eltérült. (Ugyan azok a események vannak jelölve, mint a 35. ábrán. A D1-D7 a kamrákat, a Pb1-Pb5 pedig az ólm rétegek helyét jelöli.)



35. ábra. Az ábrán a szimulációkból származó detektor válasz látható 3 kis energiás müonra, oldalról nézve. Látható, hogy a 383 MeV-es müon a 3-as kamrában sok szálat megszólaltatott. Ez kis energiás elektronok miatt lehet. (Ugyan azok a események vannak jelölve, mint a 34. ábrán. A D1-D7 a kamrákat, a Pb1-Pb5 pedig az ólm rétegek helyét jelöli.)



36. ábra. Az ábrán a szimulációkból származó detektor válasz látható 3 nagy energiás müonra, felülről nézve. A 806 GeV-es eseménynél látszik, hogy a 3-as (és a 7-es) kamránál a müon nyomvonalától távolabb is megszólaltak szálak. Ami azért lehet, mert még a kamra előtt keletkeztek a detektált részecskék (az előző ólomban vagy az előző kamra falában). Az 507 GeV-es müonnál pedig úgy tűnik, hogy az utolsó kamrát már el sem találta a müon, csak egy másodlagos részecske. (Ugyanazok a események vannak jelölve, mint a 37. ábrán. A D1-D7 a kamrákat, a Pb1-Pb5 pedig az ólm rétegek helyét jelöli.)



37. ábra. Az ábrán a szimulációkból származó detektor válasz látható 3 nagy energiás müonra, oldalról nézve. (Ugyan azok a események vannak jelölve, mint a 36. ábrán. A D1-D7 a kamrákat, a Pb1-Pb5 pedig az ólm rétegek helyét jelöli.)

### 5. A neurális hálók tanítása

A neurális hálóm 4 teljesen összekötött részhálóból állt. Három eltérő bemeneti adatot különböztettem meg: az energialeadásokat, illetve a vízszintes és függőleges szálakat. Mindhárom adatot egy-egy külön részhálónak adtam be, egy negyedik részhálónak pedig az előző három utolsó rétegei képezték a bemenetét. A szálak információját egy-egy tömbként adtam át a neurális hálónak, amiben 0 szerepelt azoknak a szálaknak a helyén amik nem szólaltak meg, és 1 pedig azoknak a helyén amik megszólaltak. (38. ábra) Két külön hálózatot is tanítottam, az egyiket az ADC értékek felhasználásával, a másikat pedig tisztán a pozíció információk alapján (az ADC értékek nélkül). A tanításhoz a müonok pályáját a detektor közepére igazítottam. (Vagyis ezt a jóslandó adatoknál is meg kell tenni.)

A hálót a müonok kezdeti energiájára tanítottam, és az "átlagos abszolút százalékos hibát" (mean absolute percentage error) (ami az átlagos relatív abszolút eltérés, százalékban kifejezve) minimalizáltam. A tanításhoz az "Adam" (Adaptive Moment Estimation)<sup>[23]</sup> optimalizációs eljárást alkalmaztam. Végül a diszkrimináció egy megfelelően választott küszöbbel lehetséges a jósolt energiákban. Nem meglepő módon a neurális háló nem tudja nagyon pontosan megjósolni a müonok energiáját, de a diszkriminációhoz megfelelő. Számos egyéb hibafüggvényt és tanítási módszert (például hogy rögtön klasszifikációra tanítom) kipróbáltam, és ezzel sikerült a legjobb eredményeket elérni.



38. ábra. A használt neurális hálók felépítése. Ha az ADC értékeket nem használtam, akkor egyszerűen a megfelelő (az ADC bemeneteket tartalmazó) részhálózat nélkül volt a háló, de mást nem változtattam.

A 39. ábrán az energialeadások nélkül jósolt energiák eloszlása látható. 4 GeV környékén egy hirtelen ugrás van a jósolt energiákban. Onnantól kezdve alapvetően ugyan azt az értéket jósolja a háló az összes magasabb energiára. Vagyis onnantól csak azt tudja a háló, hogy a müonok "nagy energiásak" voltak, mert ugyan olyan válaszokat váltanak ki a detektorban. A 40. ábra a kamrákban mért energialeadásokat is felhasználva mutatja a jósolt energiákat. Látható, hogy ebben az esetben nincsen ugrás a jósolt energiákban, de itt is nagyjából ugyan azt jósolja a háló egy bizonyos energia fölött. (Bár ebben az esetben magasabb a jósolt energia, amire beáll, mint az előző esetben.) Viszont kis energiákon pontosabban meg tudja becsülni a müon tényleges energiáját.



39. ábra. A jósolt energiák eloszlása az ADC értékek használata nélkül. Minden (valódi) energián a jósolt energiaeloszlás csúcsának nagyságát (a hisztogram értékét a módusz helyén) egységnyire normáltam.



40. ábra. A jósolt energiák eloszlása az ADC értékek használatával. Minden (valódi) energián a jósolt energiaeloszlás csúcsának nagyságát (a hisztogram értékét a módusz helyén) egységnyire normáltam.

A 41. és 42. ábrák az elfogadási hatékonyságot mutatják a müon kezdeti energiájának a függvényében, 3 GeV-es vágás esetében. (Vagyis hogy az események milyen arányában jósolt a vágás - 3 GeV - fölötti energiát a neurális háló.) Látszik, hogy az ADC értékek használatával jelentősen javul a kis energiás müonok eldobási aránya. (És még egy kicsit nő a nagy energiás müonok elfogadási aránya.) Bár ez a jelenlegi detektoroknál nem biztos, hogy használható. Részben azért, mert a szimulált és a valódi energialeadások eloszlása kicsit eltér (31. ábra), másrészt pedig a jelenlegi detektorok nem arra vannak tervezve, hogy az energialeadásokat pontosan mérjék. Illetve az is látható, hogy ha 7 kamra helyett csak 6 kamra szólal meg, akkor a nagy energiás müonok elfogadási aránya csak kis mértékben csökken. (Amikor csak 6 kamrának kellett megszólalnia, akkor a korábban 7 kamrára betanított modellt tanítottam tovább.)



41. ábra. A hatékonysági görbék ADC értékek használatával és nélküle, 3 GeV-es vágás esetén. Ebben az esetben olyan eseményekre volt tanítva a hálózat, amikor minden kamrában legalább 1-1 szál megszólalt mind a két irányban.



42. ábra. A hatékonysági görbék ADC értékek használata nélkül, 3 GeV-es vágás esetén. (A "7 kamrára tanítva" azt jelenti, hogy minden kamrában legalább 1-1 szál megszólalt mind a két irányban. A "6 kamrára tanítva" pedig azt, hogy legalább 6 kamrában legalább 1 szál megszólalt bármelyik irányban.)

## 6. Diszkusszió

A diplomamunkám keretein belül a Geant4-el sikeresen szimuláltam egyet a Sakurajima müonteleszkóp detektorai közül, és a szimulációk elemzésével egy pontosabb képet sikerült alkotnom annak működéséről. (Például megvizsgáltam a különböző energiájú müonokra való érzékenységét.) Továbbá kidolgoztam egy eljárást, ami neurális hálók segítségével szűri ki a háttérzajt alkotó kis energiás müonokat a mérési adatokból. Az új eljárás használatával valószínűleg javítható a jel-zaj viszony, tehát csökkenthető lenne az adatgyűjtéshez szükséges idő. Bár valós mérési adatokon egyelőre nem teszteltük a hatékonyságát, a közeljövőben erre is sor fog kerülni. Megmutattam azt is, hogy az új eljárás esetében a kamránként mért energialeadások használatával jelentősen javítható a kis energiás müonok diszkriminációja. Ezért a jövőben azoknak a pontos mérésére is érdemes lehet nagyobb hangsújt fektetni.

Neurális hálókkal valószínűleg még jobb eredményeket lehetne elérni hasonló típusú, viszont nagyobb (és bonyolultabb) detektoroknál, amiknél hagyományos módszerekkel még nehezebben kezelhető a kis energiás müonok elkülönítése. És vélhetően a müonok kezdeti irányának a meghatározására is jól használhatók. Mind a két esetre egyszerűen általánosítható a módszer, elég néhány paramétert megváltoztatni a szimulációban és/vagy a neurális hálóknál. Sőt a későbbiekben akár a jelenleg használt detektorok elrendezése (az azokban lévő ólmtáblák és sokszálas proporcionális kamrák helyzete) is optimalizálható az új diszkriminációs eljárásra ugyanilyen szimulációkkal.

## Hivatkozások

- Oláh, L., Tanaka, H., Ohminato, T., & Varga, D. (2018). High-definition and low-noise muography of the Sakurajima volcano with gaseous tracking detectors. Scientific reports, 8(1), 3207. https://doi.org/10.1038/s41598-018-21423-9
- [2] Oláh, László & Balogh, Szabolcs & Ádám, Gera & Hamar, Gergő & Nyitrai, Gábor & Tanaka, Hiroyuki & Varga, Dezso. (2018). Muography with Multi-Wire-Proportional-Chamber-based Tracking Detectors. 81. 269-274.
- [3] Todde, A., Cioni, R., Pistolesi, M. et al. The 1914 Taisho eruption of Sakurajima volcano: stratigraphy and dynamics of the largest explosive event in Japan during the twentieth century. Bull Volcanol 79, 72 (2017). https://doi.org/10.1007/s00445-017-1154-4
- [4] L., Oláh, Tanaka, H. K. M., Ohminato, T., Hamar, G., & Varga, D. (2019). Plug formation imaged beneath the active craters of Sakurajima volcano with muography. Geophysical Research Letters, 46, 10417–10424. https://doi.org/10.1029/2019GL084784
- [5] Lorenzo Bonechi, Raffaello D'Alessandro, Andrea Giammanco, (2019) Atmospheric muons as an imaging tool, arXiv:1906.03934 [physics.ins-det]
- [6] Tanaka, Hiroyuki & Uchida, Tomohisa & Tanaka, Manobu & Shinohara, Hiroshi & Taira, Hideaki. (2010). Development of a portable assembly-type cosmic-ray muon module for measuring the density structure of a column of magma. Earth Planets and Space. 62. 119-129. 10.5047/eps.2009.06.003.
- [7] Burns, J & Steer, Christopher & Stapleton, M & Quillin, S & Boakes, J & Eldridge, C & Grove, C & Chapman, G & Lohstroh, Annika. (2016). Portable muon scattering tomography detectors for security imaging applications. 1-5. 10.1109/NSSMIC.2016.8069919.
- [8] Ryuichi Nishiyama, Akimichi Taketa, Seigo Miyamoto, Katsuaki Kasahara, Monte Carlo simulation for background study of geophysical inspection with cosmic-ray muons, Geophysical Journal International, Volume 206, Issue 2, 1 August 2016, Pages 1039–1050, https://doi.org/10.1093/gji/ggw191
- [9] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier and C. Zupancic, The Use of Multiwire Proportional Counters to Select and Localize Charged Particles, Nucl. Instrum. Meth. 62 (1968), 262-268 doi:10.1016/0029-554X(68)90371-6
- [10] Yang, Guangliang & Ireland, David & Kaiser, Ralf & Mahon, David. (2018). Machine Learning for Muon Imaging: 9th International Conference, BICS 2018, Xi'an, China, July 7-8, 2018, Proceedings. 10.1007/978-3-030-00563-4\_79.
- [11] Nomura, Y., Nemoto, M., Hayashi, N. et al. Pilot study of eruption forecasting with muography using convolutional neural network. Sci Rep 10, 5272 (2020). https://doi.org/10.1038/s41598-020-62342-y
- [12] Dezső Varga, Gábor Nyitrai, Gergő Hamar and László Oláh, (2016) High Efficiency Gaseous Tracking Detector for Cosmic Muon Radiography (https://doi.org/10.1155/2016/1962317)
- [13] Geant4—a simulation toolkit, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 506, Issue 3, 2003, Pages 250-303 (web: https://geant4.web.cern.ch/)

- [14] Ian Goodfellow, Yoshua Bengio, Aaron Courville, (2016) Deep Learning, MIT Press (web: http://www.deeplearningbook.org)
- [15] Yang, Shengxiang & Wang, Dingwei. (2000). Constraint satisfaction adaptive neural network and heuristics combined approaches for generalized job-shop scheduling. Neural Networks, IEEE Transactions on. 11. 474 - 486. 10.1109/72.839016.
- [16] Eisen, Mark & Zhang, Clark & Chamon, Luiz & Lee, Daniel & Ribeiro, Alejandro. (2018). Learning Optimal Resource Allocations in Wireless Systems.
- [17] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018) and 2019 update.
   (33. Passage of Particles Through Matter) (web: http://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2018-rev-passage-particles-matter.pdf)
- M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018). (Muon Stopping Power and Range description) (web: http://pdg.lbl.gov/2019/AtomicNuclearProperties/adndt.pdf)
- [19] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, 030001 (2018). (Atomic and Nuclear Properties) (web: http://pdg.lbl.gov/2019/AtomicNuclearProperties/)
- [20] Geant4 Physics List Guide, http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/ UsersGuides/PhysicsListGuide/html/reference\_PL/QBBC.html
- [21] V. N. Ivanchenko et. al. (2010) Geant4 models for simulation of multiple scattering, J. Phys.: Conf. Ser.219 032045
- [22] Chollet, François and others, (2015) Keras, https://keras.io
- [23] Diederik P. Kingma and Jimmy Ba, (2014) Adam: A Method for Stochastic Optimization, arXiv:1412.6980 [cs.LG]
- [24] Martín Abadi, Ashish Agarwal, Paul Barham, Eugene Brevdo, Zhifeng Chen, Craig Citro, Greg S. Corrado, Andy Davis, Jeffrey Dean, Matthieu Devin, Sanjay Ghemawat, Ian Goodfellow, Andrew Harp, Geoffrey Irving, Michael Isard, Rafal Jozefowicz, Yangqing Jia, Lukasz Kaiser, Manjunath Kudlur, Josh Levenberg, Dan Mané, Mike Schuster, Rajat Monga, Sherry Moore, Derek Murray, Chris Olah, Jonathon Shlens, Benoit Steiner, Ilya Sutskever, Kunal Talwar, Paul Tucker, Vincent Vanhoucke, Vijay Vasudevan, Fernanda Viégas, Oriol Vinyals, Pete Warden, Martin Wattenberg, Martin Wicke, Yuan Yu, and Xiaoqiang Zheng. Tensor-Flow: Large-scale machine learning on heterogeneous systems, 2015. Software available from tensorflow.org.

## NYILATKOZAT

Név: Albrecht Gábor
ELTE Természettudományi Kar, szak: Fizikus MSc, Kutató fizikus specializáció
NEPTUN azonosító: E4N99J
Diplomamunka címe:
Részecskedetektorok optimalizálása Geant4 szimulációval

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

Budapest, 20 20.05.28.

a hallgató aláírása