

Școala Doctorală de Fizică

TEZĂ DE DOCTORAT

REZUMAT

Coordonator Științific:  
Prof. Univ. Dr. Ionel LAZANU

Autor:  
DOBRE Florina-Mădălina

București, Septembrie 2025



Școala Doctorală de Fizică

---

STUDIUL FLUXULUI DIFERENȚIAL DE MIUONI PENTRU  
APLICAȚII DE MIUOGRAFIE

---

REZUMAT

Coordonator Științific:  
Prof. Univ. Dr. Ionel LAZANU

Autor:  
DOBRE Florina-Mădălina

București, Septembrie 2025



# Cuprins

<b>1</b>	<b>Introducere</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Miunii și miuografia</b>	<b>3</b>
2.1	Radiația cosmică. Fluxul natural de miuoni . . . . .	3
2.1.1	Radiația cosmică primară . . . . .	3
2.1.2	Radiația cosmică secundară și CAE . . . . .	4
2.1.3	Parametrizarea fluxului de miuoni la nivelul mării . . . . .	5
2.2	Fluxul de miuoni generat artificial . . . . .	12
2.3	Miuografia - tehnica modernă de imagistică a structurii interne a obiectelor . . . . .	13
2.3.1	Metode ale miuografiei - descriere și principii . . . . .	14
2.3.2	Sisteme pentru detecția miuonilor . . . . .	16
2.3.3	Aplicații ale miuografiei . . . . .	17
2.3.4	Miuografia vs. alte metode . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Miunii produși natural</b>	<b>21</b>
3.1	Pierderea de energie a miuonilor în materie . . . . .	21
3.2	Detectorul $\mu$ -36 . . . . .	22
3.3	Simulări GEANT4 pentru fluxul natural de miuoni . . . . .	26
3.4	Măsurători în laborator la IFIN-HH . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Miunii generați în experimente cu sisteme laser</b>	<b>29</b>
4.1	Simulări GEANT4 pentru fluxul generat de miuoni . . . . .	29
4.2	Rezultate experimentale - producerea de miuoni la ELI-NP . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Concluzii</b>	<b>43</b>
<b>6</b>	<b>Bibliografie</b>	<b>45</b>
<b>7</b>	<b>Listă de Figuri</b>	<b>49</b>
<b>8</b>	<b>Listă de Abrevieri</b>	<b>53</b>
<b>9</b>	<b>Activitate de cercetare</b>	<b>55</b>



# Introducere

Descoperirea realizată de Victor Hess în urmă cu mai bine de 100 de ani a deschis calea spre un domeniu nou și complex de studiu, radiația cosmică. Un număr imens de particule create în Univers se deplasează prin spațiul cosmic, o parte dintre acestea ajungând și la nivelul Pământului - radiația cosmică primară. Pe măsură ce pătrund în atmosfera terestră, apar numeroase interacții ce determină generarea de avalanșe de particule secundare, numite Cascade Atmosferice Extinse. Fiecare cascadă este constituită din 3 componente, hadronică, electromagnetică și miuonică. Dintre acestea, miunii prezintă un interes deosebit deoarece sunt capabili să ajungă în număr foarte mare la sol datorită interacțiunii slabe cu materia, determinată de secțiunea eficace de interacție mică.

Capacitatea mare de penetrabilitate a miunilor a fost considerată și exploatată în dezvoltarea unei tehnici de investigare a structurii interne a obiectelor de dimensiuni diverse - miuografie. Miuografia poate fi realizată prin transmisie sau prin deviație, fiecare metodă fiind specifică unor anumite dimensiuni și având principii diferite.

Fluxul de miuoni naturali are numeroase avantaje pentru aplicațiile de miuografie: disponibilitatea lui în orice loc de pe glob, în orice moment de timp, proveniența din surse naturale fără să necesite costuri de producere. Însă fluxul relativ scăzut, numeroșii factori ce îl influențează, lipsa unui control asupra energiei și direcției lor, dar și energia medie redusă, reprezintă motive de investigare a unor surse artificiale de miuoni.

Un flux artificial de miuoni poate fi generat în facilități dedicate, ceea ce permite controlul asupra intensității, energiei, direcției miunilor și a momentului în care aceștia să fie generați, însă implică costuri foarte mari, o complexitate ridicată a tehnologiei folosite și un risc biologic crescut. Producerea artificială a miunilor poate fi realizată în două tipuri de facilități dedicate, acceleratoarele de protoni și facilitățile laser de mare putere.

Prima parte tratează miunii din radiația cosmică, produși în mod natural, iar în cea de-a doua parte sunt analizați miunii produși în mod artificial, folosind sistemul laser al ELI-NP. Asupra ambelor cazuri au fost efectuate simulări Monte Carlo, folosind software-ul GEANT4. Pe lângă măsurarea experimentală efectivă și caracterizarea lor, miunii naturali și artificiali au fost folosiți pentru aplicații ale miuografiei, mai exact pentru

determinarea formelor și compoziției unor obiecte considerate.

Capitolul II cuprinde o prezentare amplă a cadrului teoretic și noțiunilor aduse în prim-plan de-a lungul întregii lucrări: radiația cosmică primară și secundară și caracteristicile lor, modul de producere a fluxului de miuoni naturali și parametrizările acestuia, producerea artificială a fluxului de miuoni, experimente dedicate, prezentarea celor două metode de miuografie, aplicațiile ficăruia și o scurtă comparație între miuografie și alte metode complementare.

În Capitolul III am pus accentul pe miuonii din radiația cosmică, am prezentat testarea și îmbunătățirea detectorului dezvoltat pentru măsurarea lor, rezultatele simulărilor GEANT4 și rezultatele măsurătorilor miuonilor atmosferici pentru reconstrucția hărților de densitate a obiectelor considerate.

Capitolul IV cuprinde investigarea mecanismelor de producere artificială a miuonilor prin intermediul fasciculelor laser de mare putere, simulări GEANT4 pentru optimizarea generării miuonilor și măsurători experimentale ce au vizat estimarea energiei miuonilor, caracterizarea formei fasciculului prin măsurători în diferite poziții relativ la ținta de conversie și evaluarea posibilității folosirii acestor miuoni în cadrul aplicațiilor de miuografie.

# Miuonii și miuografia

## 2.1 Radiația cosmică. Fluxul natural de miuoni

Conceptul de radiație cosmică a fost descoperit de fizicianul austriac Victor Franz Hess în anul 1912, descoperire pentru care i s-a conferit Premiul Nobel 16 ani mai târziu [1].

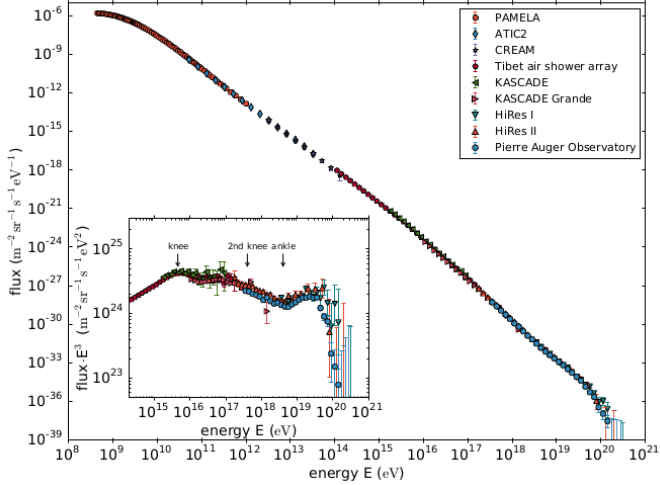
Pământul este în mod continuu expus unei multitudini de particule ce vin din spațiul cosmic, particule ce formează radiația cosmică. Ajunse în partea superioară a atmosferei, particulele din radiația cosmică primară interacționează cu nucleele ce formează atmosfera, producând diverse tipuri de particule secundare. Prin interacții succesive, aceste particule secundare determină apariția unor cascade de particule, numite Cascade Atmosferice Extinse (CAE).

Miuonul este o particulă elementară ce aparține familiei leptonilor, deținând un spin de  $1/2$ . Este o particulă instabilă cu o masă de  $105.66 \text{ MeV}/c^2$  și sarcină electrică negativă. Antiparticula asociată miuonului are o masă aproximativ egală cu masa acestuia, dar este încărcată cu sarcină electrică pozitivă.

Miuonii provin din dezintegrarea pionilor cu sarcină electrică și ajung la nivelul mării în număr mare datorită secțiunii eficiente de interacție mici și efectului de dilatare temporală. Sunt astfel particule penetrante, ce pierd o cantitate mică de energie la traversarea atmosferei.

### 2.1.1 Radiația cosmică primară

Pe baza rezultatelor a mai multe experimente, spectrul energetic al radiației cosmice primare a fost determinat până la energii de  $10^{20}$  eV. Figura 2.1 prezintă acest spectru, în care se poate observa o scădere a fluxului de raze cosmice cu creșterea energiei. Detecția directă a razelor cosmice se poate face până la energii de ordinul  $10^{14}$  eV. Însă pe măsură ce energia crește, fluxul de particule scade dramatic, ajungând pentru energii de ordinul  $10^{20}$  eV la un flux de o particulă/km<sup>2</sup>/an [2]. Astfel, la energii mai mari detecția se face indirect, folosind experimente amplasate la sol pentru a măsura particulele secundare din CAE.



**Figura 2.1:** Spectrul energetic al razelor cosmice primare măsurat de diferite experimente dedicate [3].

O altă cantitate importantă pentru fizica razelor cosmice este compoziția de masă a acestor particule. Protonii reprezintă până la  $\sim 85\%$  din totalul particulelor încărcate, fiind componenta dominantă, particulele alpha au o contribuție de  $12\%$ , în timp ce procentul pentru nucleele cu  $Z \geq 3$  este de doar  $3\%$  [5]. În compoziția radiației cosmice primare se regăsesc și particule fără sarcină electrică, precum radiație electromagnetică și neutrini.

Determinarea surselor radiației cosmice primare pe baza direcției lor de sosire reprezintă o provocare, nefiind realizată cu certitudine până în prezent. Printre posibilele surse se regăsesc: nucleele galactice active, stelele neutronice, supernovele, quasarii sau alte galaxii [4, 5].

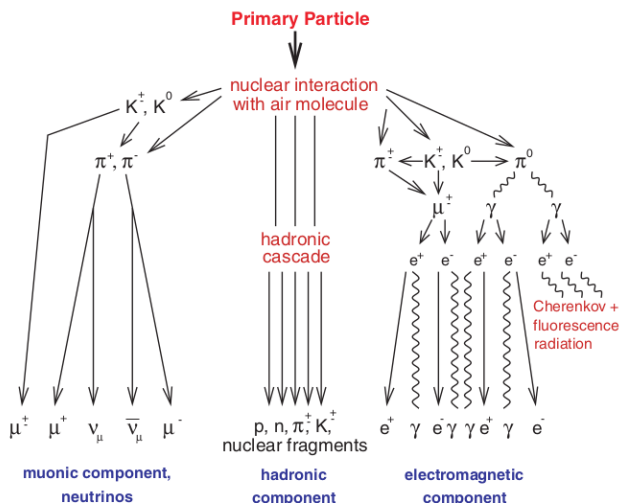
## 2.1.2 Radiația cosmică secundară și CAE

Cascadele Atmosferice Extinse apar în urma interacțiilor și dezintegrării succesive pe care radiația cosmică primară și particulele cosmice secundare le suferă în atmosferă. Aceste cascade se propagă pe traiectoriile de propagare ale particulelor cosmice primare ce au inițiat dezvoltarea acestora și constau din trei componente: hadronică, electromagnetică și miuonică [6]. O reprezentare schematică a componentelor unei CAE este ilustrată în Figura 2.2.

- Componenta hadronică este compusă din fragmente nucleare secundare, neutroni, protoni, pioni și kaoni și reprezintă componenta prin-

cipală, contribuind la formarea celorlalte două componente prin dezin-  
tegrarea pionilor și kaonilor [8];

- Componenta electromagnetică este compusă din fotoni, electroni și pozitroni, fiind cea mai abundentă componentă. CAE depozitează cea mai mare cantitate de energie în atmosferă prin această componentă [8];
- Componenta miuonică este compusă din miuoni, particulele ce reușesc să ajungă în număr mare la nivelul mării. Aceștia provin din dezin-  
tegrarea pionilor și kaonilor și reprezintă doar 10% din numărul total de particule ale unei CAE [8];



**Figura 2.2:** Componentele unei Cascade Atmosferice Extinse. Republicată cu acordul *Reports on Progress in Physics* [7].

### 2.1.3 Parametrizarea fluxului de miuoni la nivelul mării

Miuronii sunt leptoni cu masa de  $105.66 \text{ MeV}/c^2$  și un timp de viață de  $2.2 \mu\text{s}$ . Secțiunea eficace de interacție mică a acestora, alături de efectul de dilatare temporală, permit miuonilor să ajungă în număr mare la nivelul mării, și chiar și în subteran [9].

Caracteristicile fluxului de miuoni măsurat sunt influențate de diverși factori, ce trebuie luați în considerare pentru a realiza anumite corecții

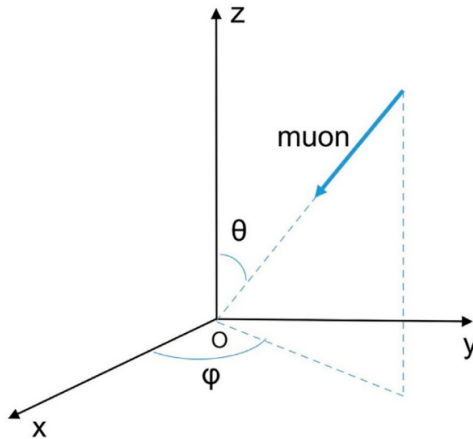
(unde este posibil). Aceste efecte includ activitatea solară, câmpul geomagnetic, variații ale parametrilor atmosferici și locația geografică [10].

Fluxul de miuoni la nivelul mării poate fi determinat folosind două abordări: prin intermediul modelelor de calcul analitice sau empirice bazate pe fit-uri ale datelor experimentale sau realizând simulări Monte Carlo a Cascadelor Atmosferice Extinse, pornind de la un flux real de radiație cosmică primară [9]. De-a lungul timpului, au fost dezvoltate mai multe modele ce tratează fluxul miunilor cosmici, printre cele mai cunoscute regăsindu-se Gaisser (1990) [11], Bugaev et al. (1998) [12], Hebbeker % Timmermans (2002) [13], Tang (2006) [? ], sau Reyna (2006) [15].

Fluxul diferențial de miuoni este un parametru ce descrie distribuția miunilor la o anumită locație și reprezintă numărul de particule pe unitatea de energie, pe unitatea de timp, pe unitatea pe unghi solid, pe unitatea de arie:

$$\Phi = \frac{d^4 N}{dE \cdot dt \cdot d\Omega \cdot dS} \quad (2.1)$$

Această cantitate prezintă o dependență de energia miunilor, precum și de direcția lor de propagare, determinată de unghiul de zenit și cel de azimut. Figura 2.3 prezintă direcția miunilor raportată la cele două unghiuri [16].



**Figura 2.3:** Direcția miunilor în planul xyz, cu  $\theta$  unghiul de zenit și  $\varphi$  unghiul de azimut [16].

#### a) Parametrizarea Gaisser/Tang:

Un model analitic pentru determinarea fluxului diferențial de miuoni a fost propus de Gaisser în anul 1990 , model ce are la bază producerea miuonilor din dezintegrările de tip 2-body. În versiunea lui Gaisser, fluxul diferențial de miuoni poate fi determinat prin intermediul următoarei expresii [17]:

$$\Phi_G(E_0, \theta) = A_G \cdot \frac{E_0^{-\gamma}}{cm^2 \cdot sr \cdot s \cdot GeV} \left( \frac{1}{1 + \frac{\tilde{E}_0 \cdot \cos\theta}{E_{0,\pi}^{cr}}} + \frac{B_G}{1 + \frac{\tilde{E}_0 \cdot \cos\theta}{E_{0,K}^{cr}}} + r_c \right) \quad (2.2)$$

unde  $A_G = 0$  reprezintă factorul de scalare,  $E_0$  energia miuonilor la nivelul mării,  $E'$  energia miuonilor în partea superioară a atmosferei,  $\gamma = 2.7$  indexul spectrului energetic,  $E_{0,\pi}^{cr} = (115/1.1)$  GeV și  $E_{0,K}^{cr} = (850/1.1)$  energiile critice ale pionilor și kaonilor,  $B_G = 0.054$  factorul ce consideră raportul de miuoni produși din dezintegrarea pionilor și cei din dezintegrarea kaonilor, iar  $r_c$  raportul dintre miuonii produși la dezintegrarea pionilor și cei produși din dezintegrarea kaonilor.

Figura 2.4 prezintă fluxul de miuoni determinat de Formula 2.2, în comparație cu cel obținut din măsurători. O supraestimare poate fi observată pentru cazul energiilor mici (sub 10 GeV). De asemenea, neglijarea curbării Pământului face ca această parametrizare să fie aplicabilă pentru unghiuri de zenit mici ( $\theta < 70^\circ$ ).

Mai târziu, Tang a introdus următoarele modificări la formula propusă de Gaisser pentru a rezolva limitările asociate [18]:

$$r_c = 10^{-4} \quad (2.3)$$

$$\Delta = 2.06 \times 10^{-3} \left( \frac{950}{\cos\theta^* - 90} \right) \quad (2.4)$$

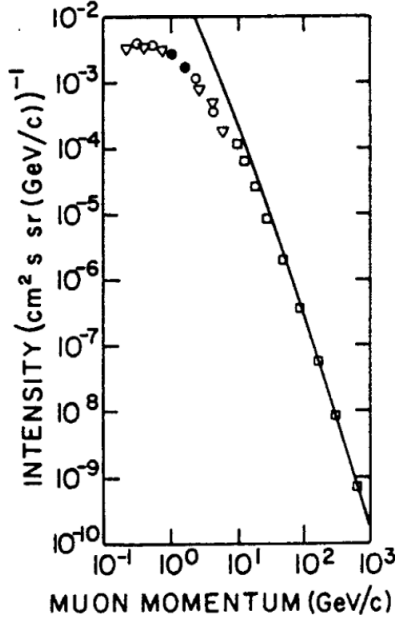
$$\tilde{E}_{\mu 0} = E_{\mu 0} + \Delta \quad (2.5)$$

$$A = 1.1 \left( \frac{90\sqrt{\cos\theta + 0.001}}{1030} \right)^{\frac{4.5}{E_{\mu 0} \cos\theta^*}} \quad (2.6)$$

Valoarea  $r_c$  a fost determinată statistic,  $\Delta$  reprezintă pierderea de energie a miuonilor în atmosferă. Ecuația 2.5 corectează diferența dintre energia miuonului la nivelul solului și cea pe care o are în partea superioară a atmosferei, iar Ecuația 2.26 consideră probabilitatea de dezintegrare și creșterea multiplicității.

Pentru  $E_0 < (1/\cos\theta)$  GeV, modificările rămân aceleași, înlocuindu-se doar [14]:

$$E_{\mu 0} \rightarrow \frac{3E_{\mu 0} + 7 \sec\theta^*}{10} \quad (2.7)$$



**Figura 2.4:** Comparația dintre fluxul de miuoni calculat și cel măsurat [11].

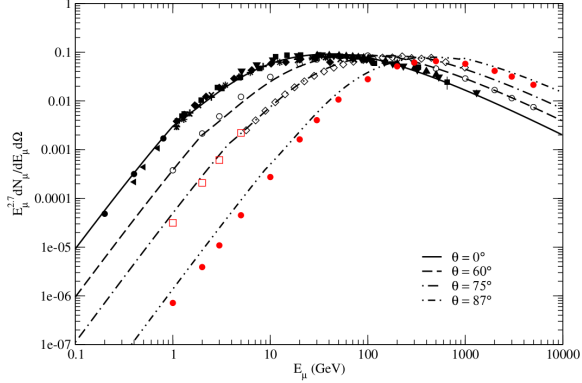
valoarea lui  $\cos\theta$  este determinată pe baza următoarei expresii

$$\cos\theta^* = \sqrt{\left(\frac{x^2 + p_1^2 + p_2 x p_3 + p_4 x p_5}{1 + p_1^2 + p_2 + p_4}\right)} \quad (2.8)$$

unde  $x = \cos\theta$ ,  $p_1 = 0.102573$ ,  $p_2 = -0.068287$ ,  $p_3 = 0.958633$ ,  $p_4 = 0.0407253$  și  $p_5 = 0.817285$ .

În forma finală a acestei parametrizări, sunt definite trei segmente energetice: pentru  $E_0 > (100/\cos\theta^*)$  GeV poate fi folosită formula originală propusă de Gaisser, pentru energii între  $(1/\cos\theta^*)\text{GeV} < E_0 \leq (100/\cos\theta^*)$  GeV modificările definite în ecuațiile 2.23 - 2.26 sunt aplicate formei inițiale și pentru  $E_0 \leq (1/\cos\theta^*)$  GeV se aplică înlocuirea definită de Ecuația 2.28. O serie de date experimentale au fost fitate pentru 4 unghiuri de zenit diferite, rezultatele fiind prezentate în Figura 2.5 [14].

#### b) Parametrizarea Bugaev:



**Figura 2.5:** Forma modificată a parametrizării Gaisser, fitată peste date experimentale ce consideră 4 unghiuri de zenit diferite. Republicată cu permisiunea *Physical Review D* [14].

În 1998, Bugaev [12] a determinat un alt model empiric pentru a obține fluxul de miuoni la nivelul mării, model ce consideră dezintegrarea de tip 3-body a kaonilor și neglijează curbura Pământului. Parametrizarea formulată de Bugaev permite determinarea fluxului de miuoni ce vine spre pământ pe direcție verticală, cu impulsuri mai mari de 1 GeV.

Modelul analitic descris de Bugaev pentru obținerea fluxului vertical de miuoni este exprimat astfel [12]:

$$\Phi_B(p) = A_B \cdot p^{-(a_3 y^3 + a_2 y^2 + a_1 y + a_0)} \quad (2.9)$$

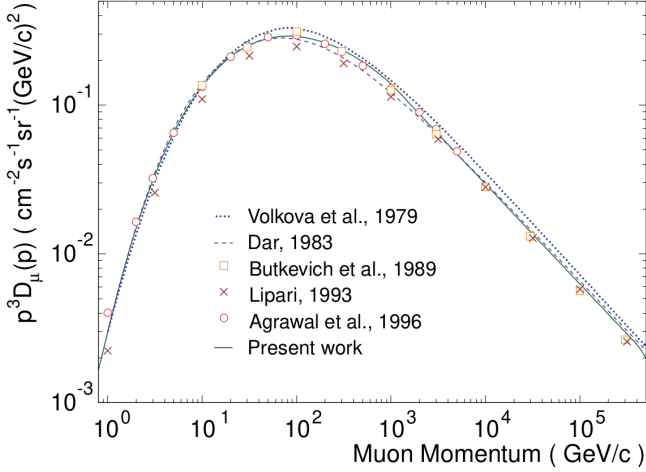
unde  $p$  reprezintă impulsul miuonilor ce ajung la nivelul mării, iar  $y = \log_{10} p$ ,  $A_B$ ,  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$  sunt parametrii de fit, ale căror valori diferă cu intervalul de impuls considerat. Figura 2.6 ilustrează spectrul miuonilor verticali ce ajung la nivelul mării calculat de diferiți autori, asupra căruia a fost fitat modelul Bugaev.

### c) Parametrizarea Hebbeker & Timmermans:

Hebbeker și Timmermans [13] au avut ca punct de plecare modelul lui Bugaev, fitând acest model pe seturi de date pentru fluxul vertical de miuoni la nivelul mării, obținându-se următoarea formă pentru fluxul vertical de miuoni la nivelul mării [13]:

$$F(p) = C \cdot 10^{H(y)} m^{-2} sr^{-1} s^{-1} GeV^{-1} \quad (2.10)$$

unde  $y = \log_{10}(p/GeV)$ , și



**Figure 2.6:** Spectrul miunilor verticali ce ajung la nivelul mării calculat de diferiți autori, asupra căruia a fost fitat modelul Bugaev. Republicată cu permisiunea *Physical Review D* [12].

$$H = H_1 \cdot (y^3/2 - 5y^2/2 + 3y) + H_2 \cdot (-2y^3/3 + 3y^2 - 10y/3 + 1) + H_3 \cdot (y^3/6 - y^2/2 + y/3) + S_2 \cdot (y^3/3 - 2y^2 + 11y/3 - 2) \quad (2.11)$$

$H_1$ ,  $H_2$  și  $H_3$  logaritmul fluxului de miuoni diferențial pentru 10, 100 și 1000 GeV, și  $S_2$  este exponentul fluxului diferențial la 100 GeV. O comparație a fost realizată între fluxul diferențial de miuoni la 10, 100 și 1000 GeV calculat cu modelul Bugaev și forma Hebbeker & Timmermans, comparație prezentată în Tabelul 2.1. O supraestimare de 11% se observă pentru 10 GeV în cazul fluxului calculat cu modelul Bugaev comparativ cu datele experimentale, dar și o ușoară subestimare în cazul impulsului de 1000 GeV [13].

**Tabel 2.1:** Comparație între fluxul vertical de miuoni calculat de Bugaev și fit. Rezultatele sunt exprimate în  $m^{-2}sr^{-1}s^{-1}GeV^{-1}$  [13].

Momentum:	10 GeV	100 GeV	1000 GeV
Reyna et al.	$1.19 \pm 0.08$	$(2.59 \pm 0.19) \cdot 10^{-3}$	$(1.52 \pm 0.26) \cdot 10^{-6}$
Bugaev et al.	1.34	$2.89 \cdot 10^{-3}$	$1.39 \cdot 10^{-6}$

### d) Parametrizarea Reyna:

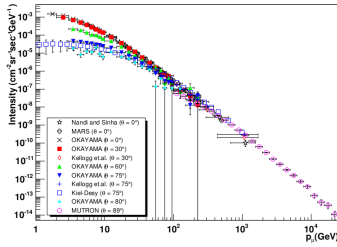
Având ca punct de plecare modelul Bugaev, Reyna a propus o parametrizare îmbunătățită și extinsă pentru un interval mai larg de impulsuri și pentru mai multe unghiuri de zenit [15].

Distribuția unghiulară este proporțională cu  $\cos^2\theta$  pentru impulsuri până la 3 GeV, iar pentru impulsuri mai mari cu  $\sec\theta$ . Reyna a modelat intensitatea miuonilor la nivelul mării pentru toate unghiurile de zenit [15]:

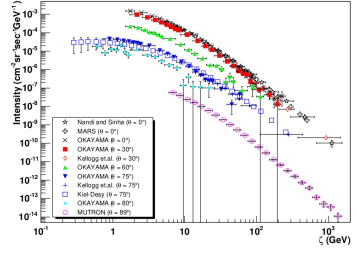
$$I(p_\mu, \theta) = \cos^3\theta \cdot I_V(p_\theta, \cos\theta) \quad (2.12)$$

unde  $I_V$  reprezintă intensitatea miuonilor verticali. Relația 2.12 este validă pentru toate unghiurile de zenit pentru impulsuri între 1 GeV și 2000 GeV/cos  $\theta$  [15].

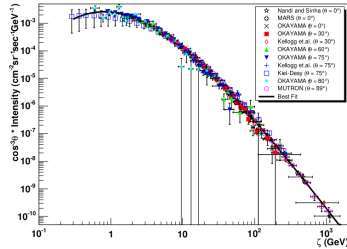
Pentru a obține relația 2.12, au fost parcurse trei etape, prezentate în Figura 2.7:



(a) intensitatea diferențială a miuonilor în funcție de impuls, pentru mai multe seturi de date experimentale [15]



(b) intensitatea diferențială a miuonilor în funcție de variabilă  $\zeta$  [15]



(c) intensitatea diferențială a miuonilor în funcție de variabilă  $\zeta$ , scaliată cu  $1/\cos^3\theta$  [15]

**Figura 2.7:** Pașii realizați pentru a obține ecuația 2.12 [15].

## 2.2 Fluxul de miuoni generat artificial

Fluxul natural de miuoni este relativ redus la nivelul solului, nu foarte energetic și nu permite controlul asupra modului în care miuonii sunt distribuiți energetic și spațial [22]. Anumite aplicații necesită fascicule de miuoni cu intensitate mare, ale căror energii și direcții să fie ajustabile, ceea ce a dus la generarea artificială a miuonilor în diverse condiții experimentale [22].

Folosind fascicule laser de mare putere sau acceleratoare de protoni, energia miuonilor poate fi controlată prin modificarea energiilor particulelor inițiale, direcția poate fi descrisă în funcție de ansamblul experimental, iar timpul de generare este ajustabil.

Producerea artificială a miuonilor implică însă costuri ridicate și o complexitate a tehnologiilor folosite. De asemenea, pe lângă miuoni este produsă și radiație de fond, ce poate reprezenta risc radiologic dacă nu este corect ecranată [24].

În sistemele de accelerare a protonilor, miuonii sunt produși indirect: protonii interacționează cu o țintă, generându-se pioni cu sarcină electrică, a căror dezintegrare ulterioară duce la apariția miuonilor:

$$p + A \rightarrow \pi^{\pm} + X; \quad (2.13)$$

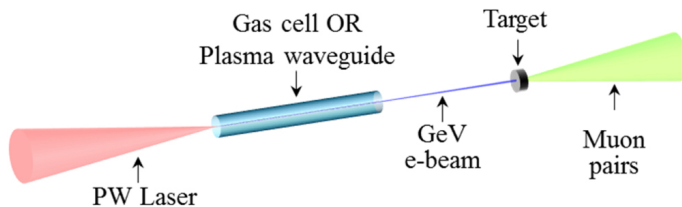
$$\pi^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu}; \quad \pi^{-} \rightarrow \mu^{-} + \bar{\nu}_{\mu}; \quad (2.14)$$

Parametrii miuonilor produși sunt influențați de proprietățile și de energia protonilor accelerați. Caracteristicile ansamblului de accelerare pot fi de asemenea factori ce influențează acești miuoni produși [25].

Printre aceste sisteme de accelerare, ce permit și producerea de miuoni, se numără: Muon G-2 experiment at Fermilab [26], the Muon Science Establishment (MUSE) at J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) [23] or High Intensity Proton Accelerator (HIPA) at the Paul Scherrer Institute (PSI) [27].

Pe lângă acceleratoarele de protoni, o alternativă eficientă este reprezentată de fasciculele laser din clasa PW, cu durate de ordinul fs, ce determină producerea de electroni la interacțiunea cu o țintă solidă sau gazoasă, într-o lungime de cm [28]. Electronii produși astfel vor interacționa cu un convertor, suferind diferite procese și ducând la producerea unui fascicul de miuoni. O schemă generală a acestui proces este ilustrată în Figura 2.8.

Interacțiunea electronilor cu ținta de conversie determină producerea a mai multor tipuri de particule, inclusiv fotoni și pioni, ale căror procese conduc la generarea miuonilor. Principalul proces implică fotonii produși la decelerarea electronilor în câmpul nuclear al atomilor convertorului (bremsstrahlung), fotoni ce vor interacționa ulterior cu nucleele atomice ducând la generarea perechilor de miuon-antimiuon, proces numit Bethe-Heitler [28]:



**Figura 2.8:** Producerea miunilor folosind fascicule laser de mare putere. Republicată cu permisiunea *Plasma Physics and Controlled Fusion* [28].

$$e^- + N \rightarrow e^{-*} + N + \gamma; \quad (2.15)$$

$$\gamma + N \rightarrow N + \mu^- + \mu^+; \quad (2.16)$$

Dezintegrarea miunilor cu sarcină electrică reprezintă al doilea tip de proces prin care miunonii sunt generați în experimentele ce folosesc laseri de mare putere. Aceste procese de dezintegrare sunt definite de ecuațiile 2.14.

Printre facilitățile laser de mare putere, capabile să determine producerea miunilor se numără: High Power Laser System (HPLS), dezvoltat în cadrul facilității Extreme Laser Infrastructure – Nuclear Physics (ELI-NP) [29], Berkeley Lab Laser Accelerator (BELLA) parte a infrastructurii laser de mare putere Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL) sau the ICMuS<sup>2</sup> proiect (Intense and Compact Muon Sources for Science and Security) dezvoltat în colaborarea dintre Universitatea din Colorado și ELI Beamlines.

## 2.3 Miuografia - tehnica modernă de imagistică a structurii interne a obiectelor

Miuografia se definește ca fiind o metodă de imagistică ce utilizează proprietățile miunilor, permițând astfel caracterizarea structurii interne a obiectelor de dimensiuni mari și nu numai.

O primă utilizare a miunilor cosmici în investigarea compoziției interne a unei structuri a avut loc în anul 1955, când E.P. George a caracterizat un strat de rocă. 15 ani mai târziu Luis W. Alvarez a utilizat aceeași metodă pentru a descoperi prezența unor camere secrete în interiorul piramidei lui Chephren (Giza, Egipt) [31].

Cele două efecte pe care se bazează miuografia sunt reprezentate de absorbția miunilor determinată de pierderea de energie la traversarea unui

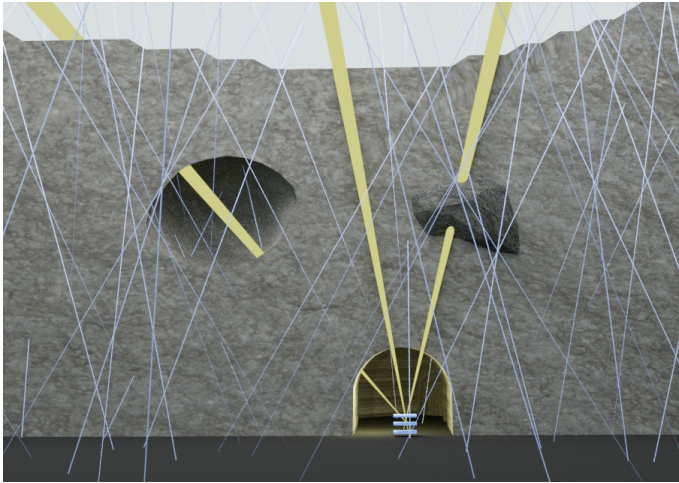
material și de împrăștierile pe care aceștia le suferă de-a lungul materialului [32].

### 2.3.1 Metode ale miuografiei - descriere și principii

#### a) Miuografia prin transmisie

Miuografia prin absorbție implică obținerea unor informații despre structura internă a unor obiecte cu dimensiuni mari, prin studierea modului în care fluxul natural de miuoni este atenuat la parcurgerea acestui obiect.

Tehnica se bazează pe fenomenul de absorbție, iar detecția miuonilor se poate realiza folosind doar un singur detector poziționat în partea de jos a obiectului vizat, măsurând miuonii la ieșire. O astfel de configurație este prezentată în Figura 2.9. Cunoașterea fluxului de miuoni fără prezența obiectului, flux “free-sky”, este necesară astfel încât să se poată obține diferența între fluxuri. Plasarea a doi sau mai mulți detectori în partea de jos a obiectului, permite analiza unei suprafețe mai mari.



**Figura 2.9:** Exemplu de configurație pentru miuografia de transmisie, cu detectorul poziționat în partea de jos a structurii de interes.

Parametrul de interes în cazul miuografiei prin absorbție este opacitatea,  $X$ , ce se definește raportându-ne la densitatea pe care obiectul de scanat o are,  $\rho$ , și lungimea de material asociată acestui obiect [35]:

$$X(L) = \int_L \rho(x) dx \quad (2.17)$$

Dacă se cunoaște distanța parcursă de miuoni în obiect și valoarea opacității, densitatea medie a materialului din care este constituit obiectul poate fi determinată. Invers, cunoscându-se valoarea opacității și densitatea, se determină distanța traversată de miuoni în obiect [35].

Numărul de miuoni,  $N(\Omega, X)$ , ce ajung la suprafața de detecție într-un anumit interval de timp  $\Delta T$ , într-un anumit unghi solid  $\Omega$ , în funcție de opacitate, are forma [35]:

$$N(\Omega, X) = \Delta T \times S_{eff} \times \Omega \times \int_{E_{min}}^{inf} \Phi(\Omega, E) dE \quad [parts/(m \cdot s \cdot sr \cdot GeV)] \quad (2.18)$$

unde  $E^{min}$  este energia minimă necesară miuonilor pentru a fi detectați,  $\Phi$  este fluxul diferențial de miuoni, iar  $S_{eff}$  reprezintă aria suprafeței efective a sistemului de detecție [35].

Pe baza raportului dintre numărul de miuoni ce reușesc să traverseze întregul obiect și numărul de miuoni ce intră în obiect, obținem valoarea transmisiei, parametru ce se definește ca partea din miuonii ce supraviețuiesc prin volum [35]:

$$T(\Omega, X) = \frac{\int_{E_{det}}^{inf} \Phi_{ug}(\Omega, E) dE}{\int_{E_{det}}^{inf} \Phi_{fs}(\Omega, E) dE} \quad (2.19)$$

Compararea transmisiei măsurate cu cea estimată oferă informații despre obiectul scanat, prezența sau absența neomogenităților, dimensiunea și natura lor. Astfel, transmisia relativă se definește ca [35]:

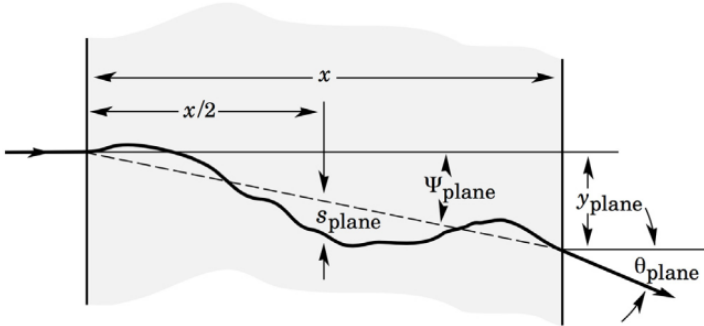
$$R = \frac{T_M(\Omega)}{T_E(\Omega)} \quad (2.20)$$

Dacă  $R = 1$  obiectul de interes nu prezintă neomogenități în unghiul solid investigat, dacă  $> 1$  există neomogenități cu densitate mai mică decât cea a obiectului, iar dacă  $R < 1$  există neomogenități cu densitate mai mare decât cea a obiectului [35].

Cu detectorul într-o anumită poziție, se poate obține o hartă 2D a obiectului, iar dacă detectorul este mutat în mai multe poziții, se obține imaginea 3D a obiectului.

## b) Miuografia prin deviație

Miuografia prin deviație folosește procesul de împrăștiere elastică Coulomb pe care miuonii îl suferă în mediul traversat. Fiecare împrăștiere determină o deviație la un anumit unghi, schimbând astfel traiectoria miuonilor. O reprezentare schematică a unei astfel de traiectorii este ilustrată în Figura 2.10 [35].



**Figura 2.10:** Reprezentarea schematică a traiectoriei unui miun ce suferă împrăștiere Coulomb multiple. Republicată cu permisiunea *Progress in Particle and Nuclear Physics* [35].

O descriere analitică a procesului de împrăștiere ce consideră deviații la unghiuri relativ mici,  $\theta < 30^\circ$ , a fost formulată în [36]. Proiecția distribuției unghiului de deviație poate fi aproximată cu o distribuție Gauss a cărei medie este egală cu 0 și deviația standard este redată sub forma:

$$\sigma_\theta = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0} \left[ 1 + 0.038 \ln \left( \frac{x}{X_0 \beta^2} \right) \right]} \quad (2.21)$$

unde  $\beta$  reprezintă viteza relativistă și este egală cu raportul  $v/c$ ,  $c$  este viteza luminii,  $p$  este impulsul miunului,  $x$  este grosimea de material pe care miunul o traversează, iar  $X_0$  este lungimea de radiație descrisă.

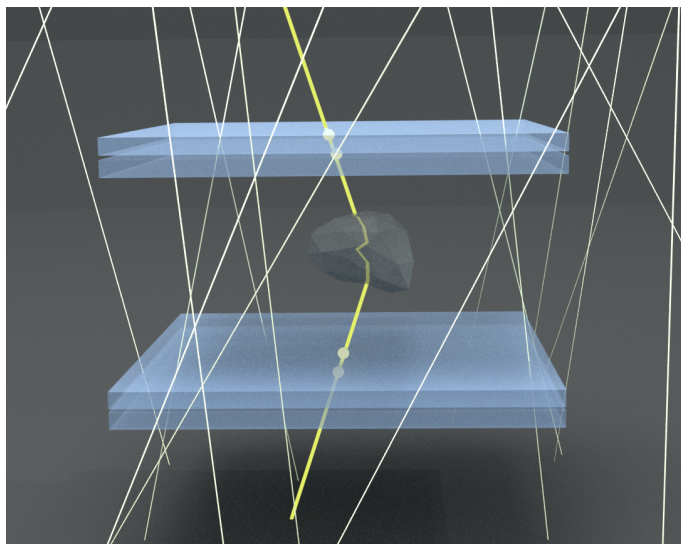
Miuografia prin deviație se bazează pe determinarea unui parametru numit densitate liniară de deviație a materialului,  $\lambda = 1/X_0$ . Într-o aproximare brută,  $\lambda$  poate fi rescrisă ca  $\lambda \approx Z\rho$ .

Prin măsurarea traiectoriilor miunilor la intrarea în volumul de interes, dar și la ieșirea din volum, se poate obține unghiul de deviație față de direcția inițială. Proceduri specifice permit reconstrucția unei hărți tridimensionale a distribuției de densitate a obiectului investigat [? ].

Măsurătorile realizate pentru miuografia prin deviație necesită minim două sisteme de detecție, unul poziționat în partea superioară a volumului, iar cel de-al doilea plasat în partea inferioară a acestuia [? ]. Acest principiu de poziționare a detectorilor este ilustrat în Figura 2.11.

### 2.3.2 Sisteme pentru detecția miunilor

Detectorii folosiți pentru măsurătorile de imagistică cu miuni trebuie să îndeplinească o serie de criterii: rigiditate ridicată, consum redus de



**Figura 2.11:** Reprezentarea schematică a poziționării celor două sisteme de detecție în cazul miuografiei prin deviație.

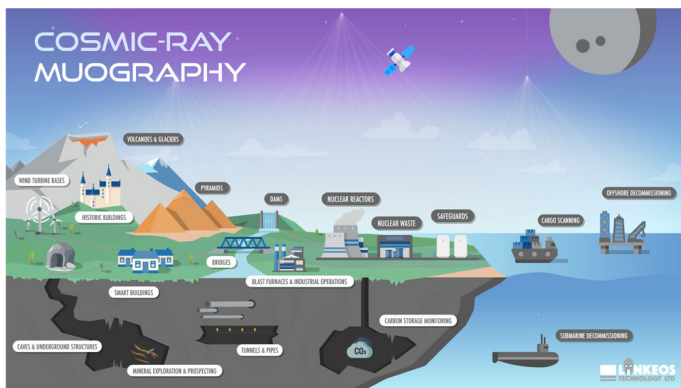
energie, manevrabilitate, operare la distanță și proces facil de instalare, rezoluție unghiulară bună, posibilitatea de a înregistra informații despre energie, timp și poziție, etc.

Printre cele mai comune sisteme de detecție în ceea ce privește aplicațiile de miuografie se numără detectorii pe baza de scintilator, detectorii cu gaz și emulsiile nucleare.

### 2.3.3 Aplicații ale miuografiei

Având ca punct de plecare proprietățile de penetrare ale miuonilor și principiile de aplicare și măsurare ale celor două metode de miuografie, transmisie și deviere, aplicațiile în care acestea pot fi integrate sunt numeroase, iar numărul lor este într-o continuă creștere.

Miuografia prin absorbție vizează volumele de dimensiuni mai mari, fiind potrivită pentru vulcanologie, arheologie, studii asupra structurilor nucleare, cavități și tuneluri subterane, industrie, etc. Pe de altă parte, miuografia prin deviere este aplicabilă pentru volume mai mici fiind utilizată pentru monitorizarea transporturilor, securitate nucleară, inginerie civilă, etc. În Figura 2.12 sunt exemplificate numeroasele aplicații pe care miuografia le are în diferite arii de activitate.



**Figura 2.12:** Aplicațiile miuografiei în diferite domenii de activitate. Republicată cu permisiunea *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* [50].

Pentru fiecare dintre domeniile de aplicații de mai sus, au fost realizate diverse campanii de măsurare cu rezultate remarcabile:

- Vulcanologie: primul astfel de studiu a fost realizat asupra Mt. Asama (Japonia) [37]; campania de măsurare ce a vizat analiza dinamicii magmei la vulcanul Satsuma-Iwojima [38]; studii asupra vulcanilor Vezuviu [39], Etna [41] și Stromboli [42] (Italia); experimente asupra vulcanilor La Soufrière [43] și Puy de Dome [40] (Franța);
- Arheologie: prima campanie de acest tip ce a studiat piramida Chephren (Alvarez în 1960); investigația realizată la Piramida Soarelui (Teotihuacan) [44]; studierea Piramidei Khufu (Giza) [45];
- Cavități în subteran și tuneluri: investigația realizată la peștera naturală Grotta Gigante (Trieste, Italia) [46]; studierea unei peșteri în Mt. Echia (Italia) [47]; încercarea de a descoperi cavități necunoscute în munții Buda și Pilis (Ungaria) [48]; studierea minei vechi Temperino (Italia) [49];
- Control nuclear: monitorizarea structurilor de stocare a deșeurilor nucleare [32]; verificarea integrității reactoarelor nucleare decomisionate, un astfel de experiment fiind realizat la reactorul Fukushima-Daiichi [51];
- Securitate nucleară: monitorizarea transporturilor pentru verificarea traficării de substanțe radioactive [35];

Pe lângă aplicațiile enumerate mai sus, imagistica cu muoni poate fi aplicată și pentru infrastructuri precum baraje, clădiri, poduri, etc., oferind informații cu privire la integritatea acestora sau despre existența unui anumit grad de deteriorare.

### 2.3.4 Miuografia vs. alte metode

Pentru a detecta neomogenitățile dintr-o structură, o metodă optimă de investigare ar trebui să îndeplinească mai multe criterii: să fie minim sau complet neinvazivă, capabilă să examineze volume mari, adaptabilă la o gamă largă de proprietăți ale materialelor și aplicații, etc. [33].

Procesul de scanare implică 3 elemente principale: purtătorii de informații (muoni pentru miuografie), procesele prin care trec purtătorii și dispozitivele capabile să recepționeze informații despre structura internă a volumului examinat [33].

Printre metodele neinvazive capabile să identifice discontinuități în structura internă a obiectelor se numără magnetometria, radarul care penetrează pământul, măsurătorile rezistivității electrice și măsurătorile conductivității seismice și electromagnetice a solului [34]. Acestea sunt capabile să furnizeze informații pentru adâncimi care depășesc 100 m și funcționează prin transmiterea undelor elastice sau electromagnetice prin volumul țintă.

Avantajele pe care aceste metode alternative le aduc sunt reprezentate de nivelul ridicat de analiză și timpul scurt necesar. Pe lângă aceste avantaje, există și o serie de limitări, printre care se numără: complexitatea și costurile ridicate, necesitățile determinate de condițiile experimentale și de operare a echipamentului, în special pentru volumele de dimensiuni mari sau timpii mari de expunere implicați. Aceste limitări determină folosirea unor metode alternative pentru investigarea discontinuităților prezente în diferite structuri, o astfel de metodă fiind miuografia.

Miuonii atmosferici pot fi utilizați cu succes ca purtători de informații în investigarea structurii interne a volumelor, avantajele fiind numeroase: posibilitatea de a fi aplicați pentru grosimi mari de materiale, sursa naturală de muoni, costurile totale reduse și proprietatea neinvazivă a metodei.

Pe lângă aceste avantaje, metodele de miuografie au și anumite limitări: miuonii prezintă variații în distribuția energetică și unghiulară, intensitatea lor relativ redusă, timpi de expunere mai lungi necesari pentru grosimile mari ale materialelor sau direcția predominant verticală a miuonilor.



# Miunii produși natural

## 3.1 Pierderea de energie a miunilor în materie

Puterea de oprire reprezintă energia pierdută pe unitatea de lungime ( $dE/dx$ ) și se măsoară în MeV/cm. Ecuația Bethe-Bloch descrie această pierdere de energie, utilizând argumente cuantice, valabile pentru cazul în care masa proiectilului este mai mare decât masa electronului [19]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi N_a r_e^2 (m_e c^2) \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I^2} W_{max} \right) - 2\beta^2 - \delta(\beta, \gamma) - \frac{c}{z} \right] \quad (3.1)$$

unde  $N_a$  = numărul lui Avogadro,  $\rho$  = densitatea materialului,  $I$  = potențialul mediului de ionizare,  $W_{max}$  = energia maximă transferată de proiectil electronului atomic,  $\delta(\beta, \gamma)$  = corecția de densitate,  $c/z$  = corecția de păături [19].

Mecanismele prin care miunii interacționează cu materia și pierd energie sunt ionizarea și procesele radiative (emisia de radiații de frânare, producerea de perechi electron-positron și reacții nucleare). Ionizarea este un proces care domină la energii scăzute, iar pe măsură ce energia crește, procesele radiative devin dominante. Pierdere medie de energie a miunilor este dată de următoarea ecuație [21]:

$$dE/dx = a(E) + b(E) \cdot E \quad (3.2)$$

unde  $a(E)$  reprezintă pierderea de energie prin ionizare, iar  $b(E)$  reprezintă termenul ce însumează contribuția proceselor radiative [20]:

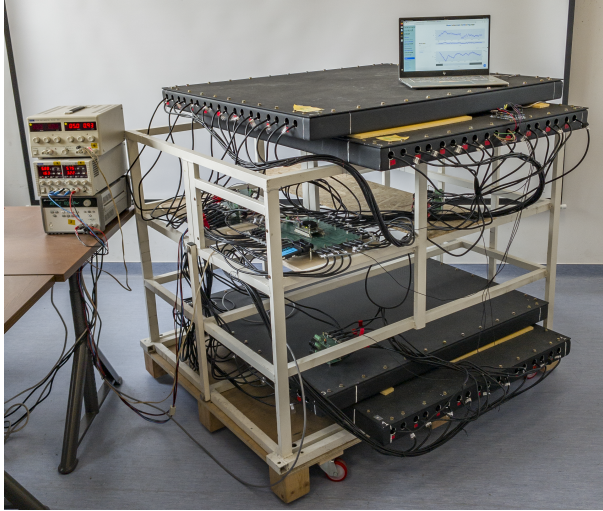
$$b \equiv b_{brem} + b_{pair} + b_{nucl} \quad (3.3)$$

Energia critică, energia la care cele două tipuri de procese contribuie în mod egal la pierderea de energie a miunilor în material, poate fi determinată pe baza formulei  $E_{\mu c} = a(E_{\mu c})/b(E_{\mu c})$  astfel încât  $a(E_{\mu c}) = E_{\mu c} b(E_{\mu c})$ . Pentru energii sub valoarea  $E_{\mu c}$ , procesele de ionizare sunt

dominante, în timp ce pentru energii cu valori mai mari decât valoarea  $E_{\mu c}$ , procesele radiative devin dominante.

### 3.2 Detectorul $\mu$ -36

Detectorul  $\mu$ 36 este un scintilator pe bază de scintilator plastic, dezvoltat pentru aplicații de miuografie. Are patru straturi de detecție, fiecare strat având un volum activ de  $0,9 \times 1 \text{ m}^2$ , compus din 36 de bare scintilatoare.

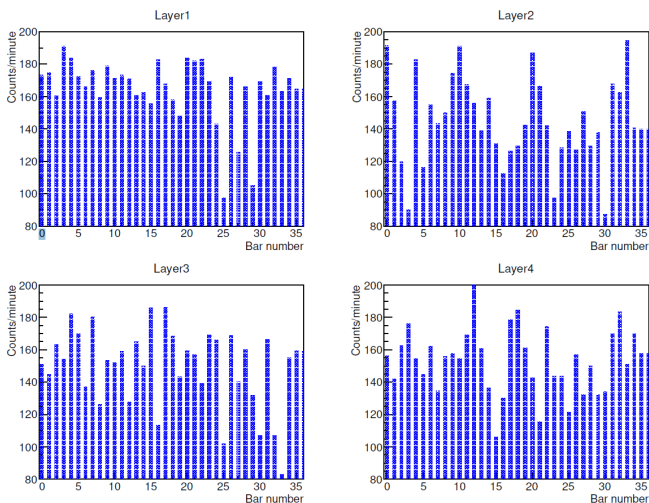


**Figura 3.1:** Detectorul  $\mu$ 36 montat pe cadrul metalic în laboratorul din IFIN-HH, ce include sursa de alimentare, sistemul DAQ și PC-ul care monitorizează întregul ansamblu [52].

Fiecare canal individual conține o bară de scintilator și o fibră optică introdusă în șanțul gravat pe mijlocul acesteia, conectată la un capăt la senzorul optic (SiPM).

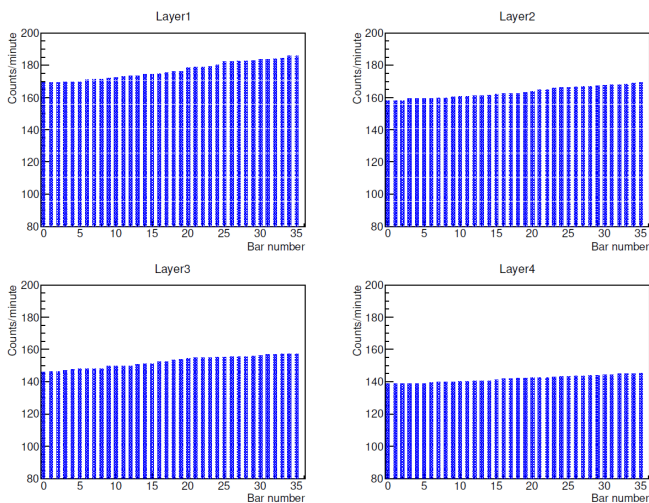
În primă instanță, detectorul a fost asamblat cu barele selectate aleatoriu, în ideea că diferențele de proprietăți dintre ele sunt neglijabile. După primele măsurători, s-au observat diferențe considerabile în profilul detectorului, diferențe prezentate în Figura 3.2.

Prin urmare, barele scintilatoare au fost testate individual, măsurându-se fondul natural și folosind aceeași fibră care a fost citită la ambele capete de două SiPM-uri. Astfel, au fost caracterizați un număr de 380 de scintilatori disponibili. După aceste măsurători, barele au fost grupate în funcție



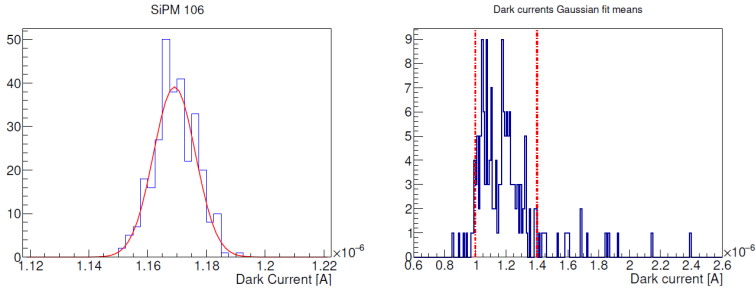
**Figure 3.2:** Profilul celor 4 module de detecție - înainte de teste [52].

de capacitățile lor, profilul pentru fiecare dintre cele 4 cutii prezentând o uniformitate mai ridicată, ilustrată în Figura 3.3.



**Figure 3.3:** Profilul celor 4 module de detecție, după uniformizare [52].

Pentru fiecare senzori am efectuat o măsurare a curentului, rezultatul privindându-se unei curbe gaussiene, Figura 3.4 (Stânga). Mediile tuturor acestor curbe Gauss sunt reprezentate în Figura 3.4 (Dreapta). Sensorii nu sunt identici, aşadar, pentru a reduce efectele produse de diferenţele dintre ei, senzorii au fost grupaţi, îmbunătăţind uniformitatea în detecţie.



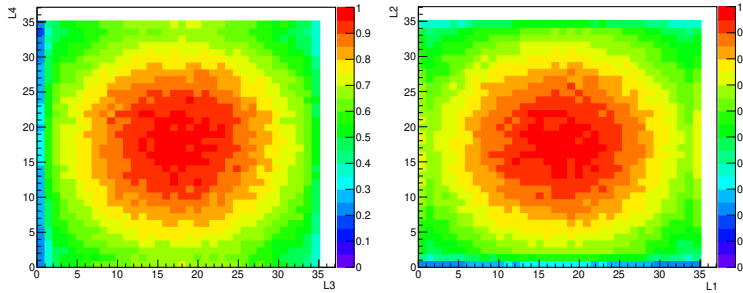
**Figura 3.4:** Stânga: Curentul de întineric pentru un singur SiPM; Dreapta: Reprezentarea mediilor obţinute pentru toate SiPM măsurate. Linile roşii corespund intervalului de valori utilizat în construcţia detectorului [52].

În configuraţia finală, la capătul fibrei ce se află în contact cu SiPM-ul a fost lipită o ferulă printată 3D, acest capăt fiind şlefuit, îmbunătăţind contactul. În plus, partea expusă a fibrei aşezate în şanţul scintilatorului a fost acoperită cu o bandă albă de teflon, prevenind pierderea luminii colectate.

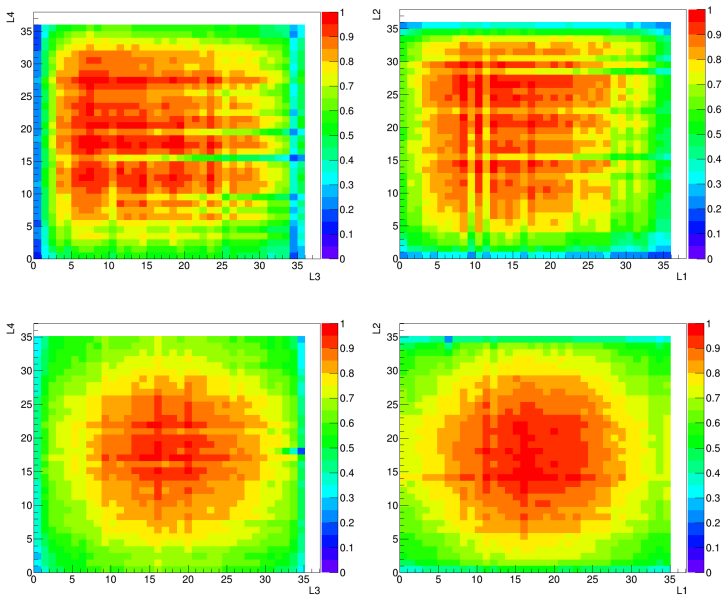
Un prim set de simulări ale detectorului au fost realizate utilizând software-ul GEANT4, alături de generatorul de muoni EcoMug. Simularea cuprinde barele de scintilator închise în cutii de alumiiniu, definindu-se o distanţă de 90 cm între cele două straturi de detecţie. Pe baza datelor obţinute în urma acestei simulări, a fost reconstruit răspunsul detectorului  $\mu 36$  la muonii din radiaţia cosmică, reconstrucţie prezentată în Figura 3.5.

Pentru a observa diferenţa dintre răspunsul detectorului înainte şi după optimizare, au fost efectuate două seturi de măsurători cu detectorul poziţionat în laboratorul IFIN-HH. Acesta a fost expus la muoni atmosferici timp de trei zile în configuraţia neoptimizată şi încă trei zile după efectuarea optimizării. Rezultatele acestor măsurători sunt prezentate în Figura 3.6, graficele de sus ilustrând răspunsul detectorului înainte de optimizare, iar graficele de jos după optimizare.

Se observă clar diferenţa dintre cele două seturi de măsurători, rezultatele obţinute după optimizare fiind similare cu ceea ce s-a obţinut pe baza simulărilor.



**Figura 3.5:** Răspunsul detectorului  $\mu 36$  la miunii atmosferici, reconstruit pe baza rezultatelor simulării. Stânga: Modulul superior, format din straturile L3-L4; Dreapta: Modulul inferior, format din straturile L1-L2 [52].



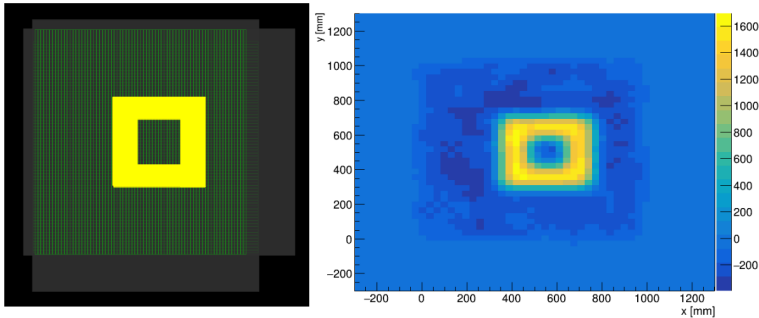
**Figura 3.6:** Răspunsul detectorului la miunii atmosferici. Sus: configurația inițială a detectorului, înainte de optimizare; Jos: configurația finală a detectorului, după optimizare; Stânga: Modulul superior, format din straturile L3-L4; Dreapta: Modulul inferior, format din straturile L1-L2 [52].

### 3.3 Simulări GEANT4 pentru fluxul natural de miuoni

Simulări ale eficienței detecției, răspunsului detectorului la miuonii cosmici ai sistemului de detecție  $\mu 36$  și diverselor condiții experimentale au fost efectuate utilizând software-ul GEANT4 (GEometry And Tracking) [54], un software de simulare care utilizează metode Monte Carlo pentru a descrie transportul particulelor, urmărind fiecare traiectorie individual. Sursa miuonilor atmosferici în simulare a fost descrisă cu ajutorul EcoMug (Efficient COsmic MUon Generator) [55]

Înainte de măsurarea miuonilor cosmici în laborator, a fost simulat răspunsul detectorului la acești miuoni, rezultatele simulărilor fiind prezentate în Figura 3.5.

Într-o altă simulare, un cub de plumb de  $(40 \times 40 \times 20)$  cm<sup>3</sup>, cu un orificiu pătrat în centru, a fost poziționat deasupra detectorului, pentru a obține harta densității acestuia. Figura 3.7 (stânga) prezintă geometria simulării obiectului de plumb plasat deasupra detectorului, harta densității sale fiind prezentată și în Figura 3.7 (dreapta). Generând un număr de  $10^7$  miuoni, forma și dimensiunea cubului de plumb se pot distinge clar din imaginea reconstruită.

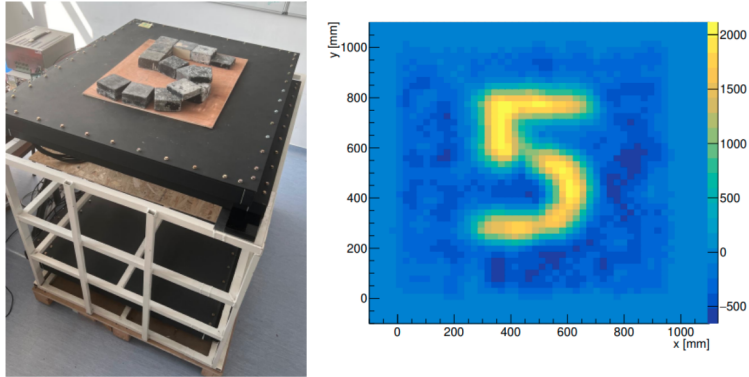


**Figura 3.7:** Stânga: Poziția obiectului (galben) plasat deasupra detectorului în geometria simulării; Dreapta: Harta densității obiectului, obținută folosind rezultatele simulării.

### 3.4 Măsurători în laborator la IFIN-HH

După măsurători simple, ce au constat în măsurarea fluxului de miuoni "free-sky", detectorul a fost utilizat pentru a reconstrui hărțile de densitate pentru anumite obiecte prin implementarea tehnicii miuografiei prin transmisie.

Un exemplu de obiect reconstituit a fost forma cifrei cinci construită deasupra detectorului folosind cărămizi de plumb cu grosimea de 5 cm, configurația fiind ilustrată în Figura 3.8 (Stânga). După o expunere de 2,5 zile la miuoni cosmici, s-a obținut harta de densitate a obiectului în Figura 3.8 (Dreapta). Se observă o evidențiere clară a formei cifrei cinci, datorită valorii puterii de stopare a plumbului, a cărui densitate este semnificativ mai mare comparativ cu cea a aerului.



**Figura 3.8:** Măsurători de laborator ale răspunsului detectorului la miuonii atmosferici. Stânga: Aranjamentul cărămizilor în forma cifrei cinci în partea superioară a detectorului; Dreapta: Reconstrucția hărții densității obiectului, folosind date obținute după un timp de expunere de 2,5 zile.

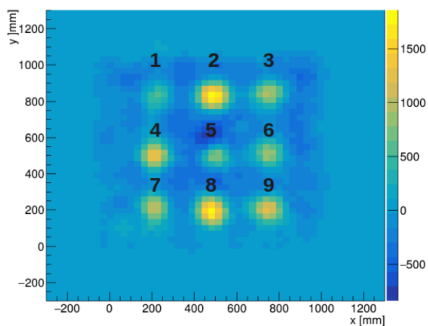
Pentru a analiza modul în care detectorul reconstruiește obiectele cu densități diferite pentru același timp de expunere, am selectat nouă astfel de materiale, ale căror densități și numere asociate sunt prezentate în Tabelul 3.1. Materialele sunt numerotate după cum urmează: 1 – apă, 2 – plumb, 3 - sare, 4 – beton, 5 – aluminiu, 6 – granit, 7 – bucată de pavaj, 8 – oțel și 9 – ferită. Nouă cuburi de  $10 \text{ cm}^3$  realizate din aceste materiale au fost poziționate simultan pe detector, la distanțe egale unul față de celălalt și au fost expuse fluxului de miuoni atmosferici timp de nouă zile. Amplasarea cărămizilor pe detector și poziția lor relativă una față de cealaltă este prezentată în Figura 3.9 (Stânga). Harta densității mediilor studiate, obținută după procedura de reconstrucție, este prezentată în Figura 3.9 (Dreapta).

O diferență clară se observă între materialele cu densități mai mari și cele cu densități mai mici. Plumbul și oțelul sunt materialele a căror formă se distinge cel mai bine, având și cele mai mari densități, urmate de ferită și beton, care au o intensitate puțin mai mică în comparație cu primele două materiale. O intensitate și mai mică se observă pentru mediile cu

**Tabel 3.1:** Numere asociate materialelor poziționate deasupra detectorului, împreună cu densitățile lor.

Număr	Material	Densitate [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ]
1	Apă	1
2	Plumb	11.35
3	Sare	2.2
4	Beton	3.9
5	Aluminiu	2.64
6	Granit	2.45
7	Bucată de pavaj	2.2
8	Oțel	8.16
9	Ferită	4.78

o densitate în jur de  $2 \text{ g}/\text{cm}^3$ , forma cea mai puțin intensă corespunzând apei, a cărei densitate este de numai  $1 \text{ g}/\text{cm}^3$ .

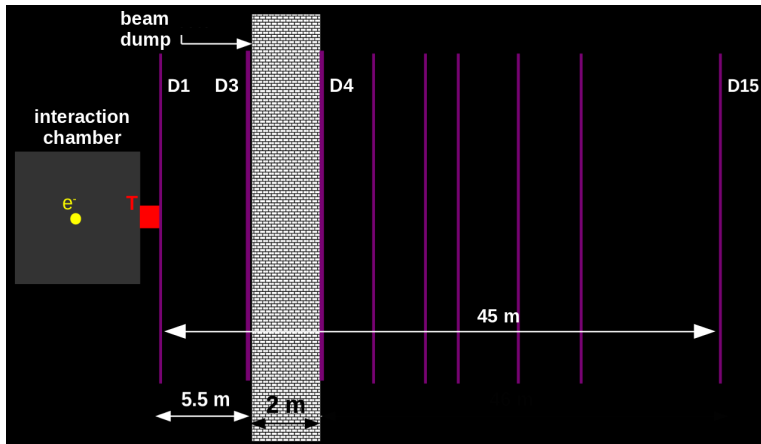


**Figura 3.9:** Măsurători în laborator ale răspunsului detectorului la muonii atmosferici - matrice formată din nouă cărămizi de  $10 \text{ g}/\text{cm}^3$  cu densități diferite, plasate deasupra detectorului: 1 - apă, 2 - plumb, 3 - sare, 4 - beton, 5 - aluminiu, 6 - granit, 7 - bucată de pavaj, 8 - oțel, 9 - ferită. Stânga: Aranjamentul cărămizilor deasupra detectorului; Dreapta: Reconstrucția hărții de densitate a obiectelor, după un timp de expunere de 9 zile.

## Miuonii generați în experimente cu sisteme laser

### 4.1 Simulări GEANT4 pentru fluxul generat de miuoni

Configurația experimentală considerată în simulări este prezentată în Figura 4.1 și constă din: o sursă de electroni, o cameră de interacție vidată cu dimensiunile de  $(4 \times 4 \times 4) \text{ m}^3$ , realizată din aluminiu cu o grosime de 1,6 cm, în care a fost plasată sursa de electroni; o țintă de conversie de plumb (T); și un beam dump din beton de mare densitate, care măsoară  $(15 \times 15 \times 2) \text{ m}^3$ , poziționată la 6 metri distanță de camera de interacție. Cincisprezece detectori virtuali cu dimensiunile  $(10 \times 10 \times 3 \cdot 10^{-4}) \text{ m}^3$  au fost definiți la diferite distanțe de sursa de electroni pentru a înregistra parametrii de interes.

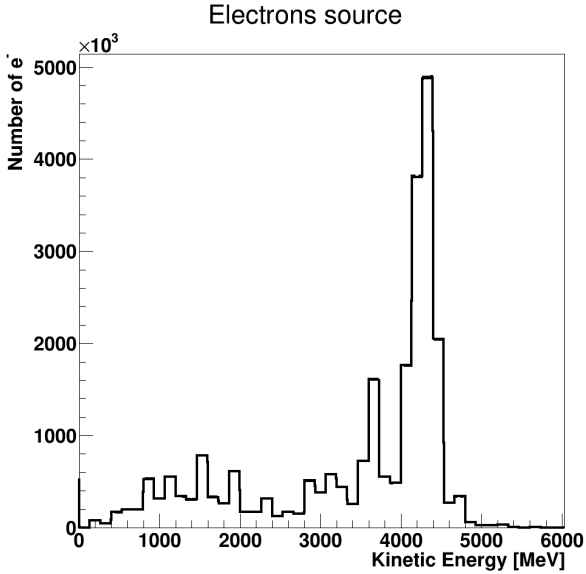


**Figura 4.1:** Configurația experimentală considerată în simulările GEANT4 ce reproduce caracteristicile zonei experimentale E6 (ELI-NP). Distanțele luate în considerare în această configurație nu sunt la scală.

Am considerat doar cinci dintre detectori ca fiind relevanți pentru scopul acestui studiu: SD1 – plasat imediat după ținta de conversie (T); SD3 – la 5.5 m de T, înainte de beam dump; SD10 – la 10 m de T, la 2.5 m după beam dump; SD14 – la 25 m de T, la 17.5 m după beam dump; SD15 – la 45 m de T, la 37.5 m după beam dump.

### a) Miuoni vs. distanță

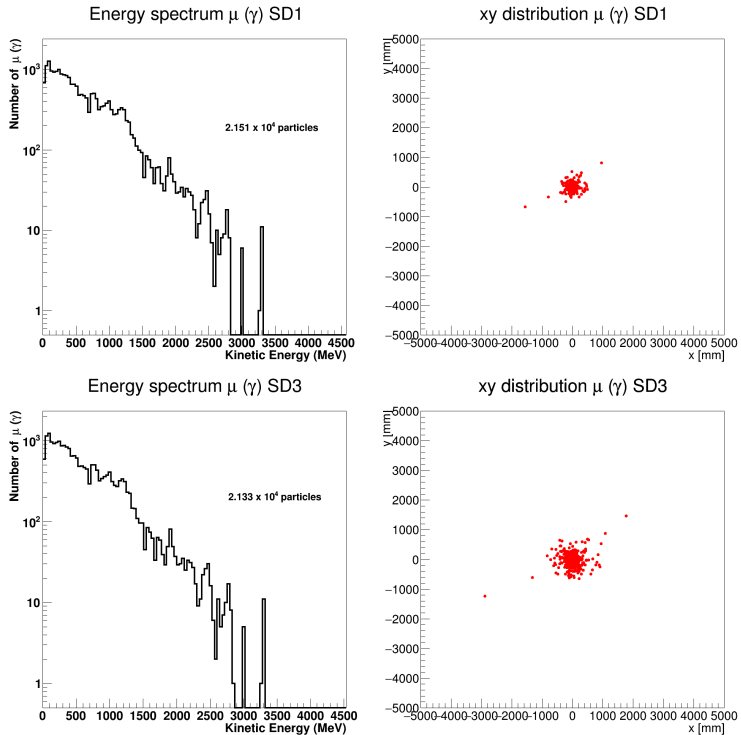
În prima parte, am descris un convertor cu dimensiunea de  $40 \text{ cm}^3$  și un spectru energetic pentru electronii din sursă. Acest spectru este prezentat în Figura 4.2 și atinge până la energia de 6 GeV, cu peak-ul energetic în jurul valorii de 4,5 GeV. Pe baza acestei distribuții, am generat  $10^{10}$  electroni, recreând un impuls.



**Figura 4.2:** Spectrul de electroni utilizat ca sursă în simulările GEANT4 [30].

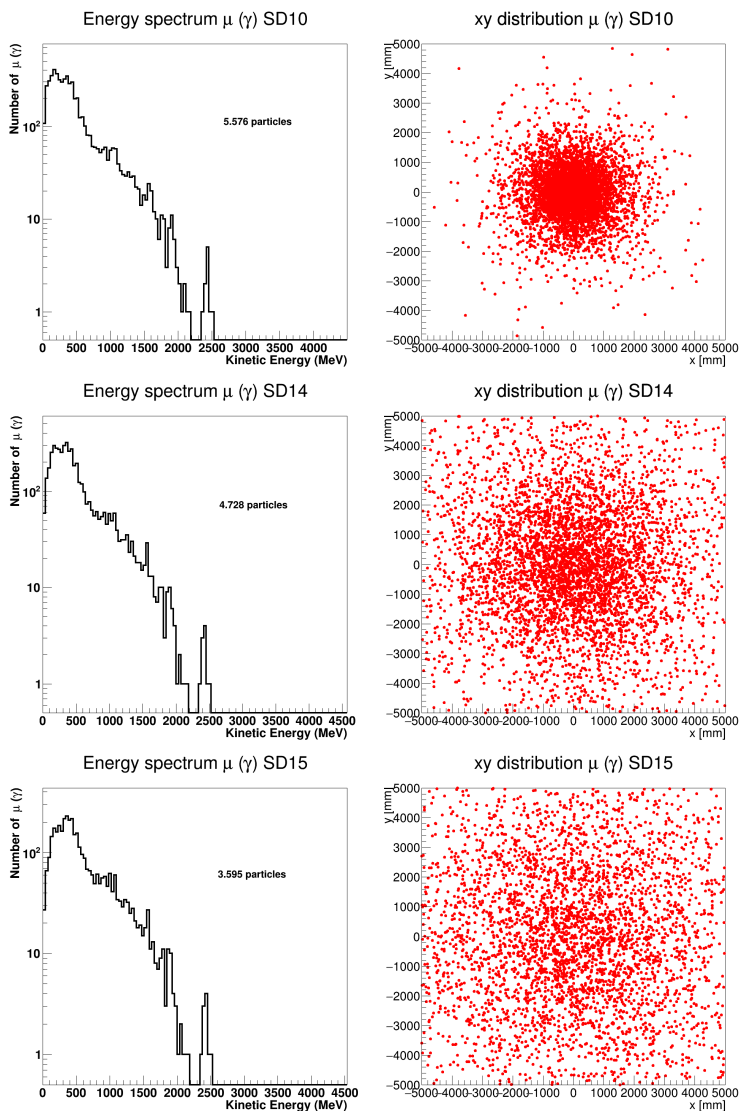
Pentru a observa variația caracteristicilor miuonilor generați pe măsură ce distanța față de ținta de conversie crește, am reprezentat grafic spectrul lor energetic, precum și dispersia în planul xy pentru cazul miuonilor obținuți din gamma. Imediat după ținta de conversie, în SD1 (Figura 4.3 - Sus), avem un număr de  $2,2 \times 10^4$  miuoni care ating energii de până la 3,2 - 3,3 GeV cu o dispersie mică. După ce parcurg 5,5 m prin aer, miuonii sunt

detectați de SD3 (Figura 4.3 - Jos). Se poate observa o ușoară scădere a numărului de muoni, abia sesizabilă în spectrul lor energetic, iar dispersia miunilor a crescut.



**Figura 4.3:** Spectrul energetic (Stânga) și distribuția în plan xy (Dreapta) a miunilor obținuți din gamma la diferite distanțe față de ținta de conversie, înainte de beam dump. Sus: SD1 - imediat după ținta de conversie; Jos: SD3 - după 5.5 m față de ținta de conversie.

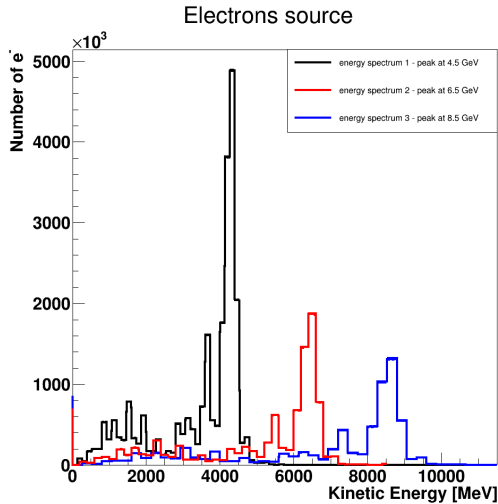
Variații semnificative în caracteristicile miunilor generați apar în cazul detectorilor amplasați după beam dump, ale căror rezultate sunt prezentate în Figura 4.4. După parcurgerea a 2 m de beton de înaltă densitate și încă 3 m de aer, SD10 Figura 4.4 (Sus), numărul de miuoni a scăzut cu un factor de 4, energia lor maximă atingând 2,5 GeV, iar dispersia îngustându-se din nou. La 30 m, SD14 Figura 4.4 (Centru), avem o creștere și mai mare a dispersiei, pierzând 1000 de miuoni. La 45 m de ținta de conversie, SD15 Figura 4.4 (Jos), au fost înregistrați cu 1000 de miuoni mai puțin în comparație cu SD14, iar spectrul lor energetic a rămas aproximativ același.



**Figure 4.4:** Spectrul energetic (stânga) și distribuția în plan xy (dreapta) a miuonilor obținuți din gamma la diferite distanțe de ținta de conversie, după beam dump. Sus: SD10 - 10 m după convertor; Centru: SD14 - 30 m după convertor; Jos: SD15 - 45 m după convertor.

## b) Spectre energetice ale electronilor

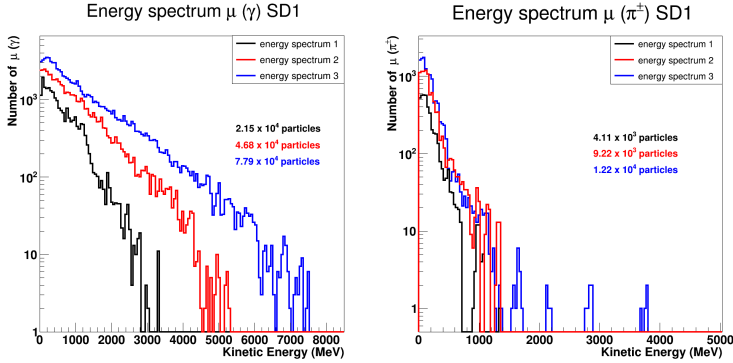
În al doilea set de simulări, am considerat o țintă cu dimensiunea de  $40 \text{ cm}^3$ , dar am variat spectrul energetic al electronilor. Am pornit de la forma inițială a spectrului de electroni, prezentată în Figura 4.2, pe care l-am înmulțit cu un factor de 1.5 și 2 pentru a obține și energii mai mari. Astfel, am considerat trei spectre energetice diferite ale electronilor, prezentate în Figura 4.5: primul spectru are energia maximă de 6 GeV și peak-ul la 4.5 GeV, al doilea spectru are energia maximă de 8 GeV și peak-ul la 6.5 GeV, iar al treilea spectru are energia maximă de 10 GeV și peak-ul la 8.5 GeV. Pentru fiecare dintre cele trei spectre am generat  $10^{10}$  electroni.



**Figura 4.5:** Cele trei spectre de electroni utilizate ca sursă în simulările GEANT4. Spectrul descris de linia neagră este spectrul inițial, cel descris de linia roșie reprezintă spectrul inițial înmulțit cu 1.5, iar cel descris de culoarea albastră reprezintă spectrul inițial înmulțit cu 2.

Pentru a analiza variația caracteristicilor miunilor generați pe măsură ce energia electronilor crește, în Figura 4.6 am reprezentat spectrul energetic al miunilor proveniți din interacțiunile  $\gamma$  (Stânga) și al miunilor proveniți din dezintegrarea pionilor (Dreapta), pentru cele trei spectre prezentate în Figura 4.5. În aceste două grafice se observă o creștere semnificativă a energiei și a numărului de miuoni odată cu creșterea energiei electronilor pentru ambele mecanisme de generare.

Aceste grafice evidențiază, de asemenea, diferența dintre miunii produși



**Figura 4.6:** Distribuția energiei miuonilor obținuți din fotoni (stânga) și a celor obținuți din pioni (dreapta), în SD1 (imediat după convertor), pentru cele trei spectre energetice ale electronilor din 4.5: negru - peak-ul la 4.5 GeV, roșu - peak-ul la 6.5 GeV, albastru - peak-ul la 8.5 GeV.

din  $\gamma$  și miuonii produși din  $\pi^\pm$ , cei din  $\gamma$  fiind în mod clar mai numeroși cu cel puțin un ordin de mărime, iar energia lor fiind de aproape 2 ori mai mare.

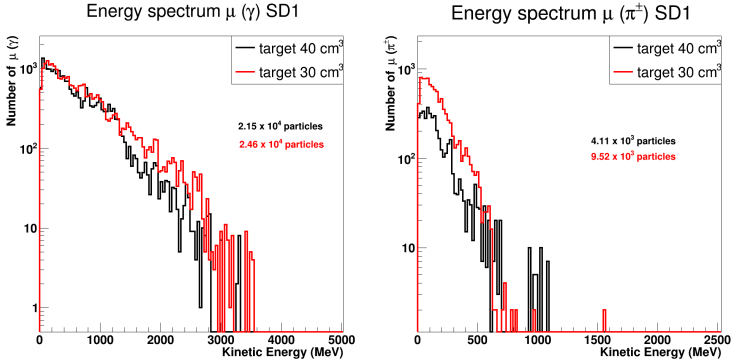
Pentru obținerea miuonilor, de preferat sunt electronii cu energii cât mai mari, însă problema care apare este legată de radiația de fond produsă, care este cu atât mai energetică și mai numeroasă cu cât energia electronului este mai mare.

### c) Dimensiunea țintei de conversie

Pentru a investiga variația generării de miuoni în funcție de dimensiunea țintei, dar și modul în care influențează fondul de radiație, au fost considerate două volume diferite ale țintei:  $30 \text{ cm}^3$  și  $40 \text{ cm}^3$ . Pentru ambele dimensiuni, a fost utilizat primul spectru energetic al electronilor, fiind generați câte  $10^{10}$  electroni.

Figura 4.7 prezintă spectrul energetic al miuonilor produși de gamma și al miuonilor proveniți din dezintegrarea pionilor încărcăți, pentru cele două dimensiuni ale țintelor. Numărul mai mic de miuoni și energia lor ușor mai mică atribuite țintei de  $40 \text{ cm}^3$  pot fi explicate prin faptul că un material mai gros de traversat duce la un număr mai mare de interacțiuni și la pierderi de energie mai mari.

Prin urmare, atât intervalul în care se distribuie energia electronilor din sursă, cât și dimensiunea țintei de conversie aleasă contribuie la numărul și energia miuonilor produși,



**Figura 4.7:** Distribuția energiei miuonilor obținuți din fotoni (Stânga) și a celor obținuți din pioni (Dreapta), în SD1 (imediat după convertor), pentru cele două dimensiuni ale țintelor: negru - țintă de plumb  $40 \text{ cm}^3$ , roșu - țintă de plumb  $30 \text{ cm}^3$ .

## 4.2 Rezultate experimentale - producerea de miuoni la ELI-NP

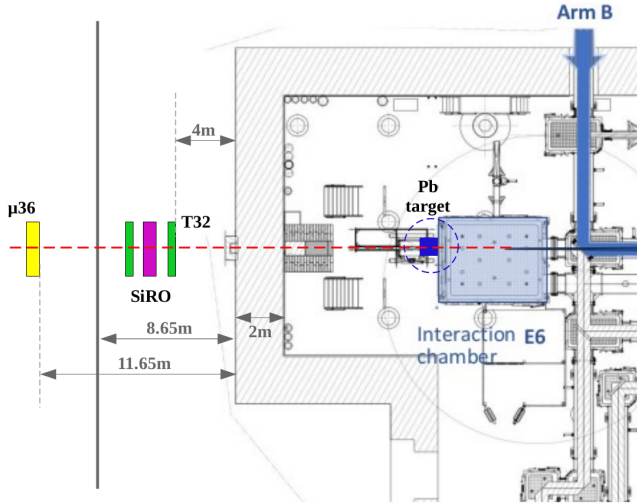
În cadrul ELI-NP, generarea artificială a fasciculelor de miuoni prin intermediul laserilor de mare putere este posibilă, facilitată dezvoltând cel mai puternic sistem laser din lume, HPLS.

O zonă experimentală de la ELI-NP care îndeplinește cerințele necesare pentru generarea de miuoni este E6, fasciculele laser livrate către această zonă experimentală au puterea maximă de 10 PW, durata impulsului fiind de numai 23 fs, cu o rată de repetiție de 1 impuls/minut.

Un prim experiment de măsurare a unui flux de miuoni folosind fascicule laser de mare putere a avut loc la ELI-NP în decembrie 2024. Rezultatele obținute au avut un grad mare de incertitudine din cauza numărului mic de date măsurate și a lipsei unor confirmări suplimentare dincolo de semnalele înregistrate de  $\mu 36$ . Aceste incertitudini au determinat pregătirile pentru a doua campanie de măsurare, ce a avut loc în iunie 2025.

Experimentul a fost realizat pe o perioadă de patru zile. Ținta de conversie aleasă în acest al doilea experiment, cu dimensiunile de  $(50 \times 40 \times 40) \text{ cm}^3$ , a fost realizată din plumb și plasată imediat la ieșirea din camera de interacțiune, pe axa fasciculului. Pentru măsurători, au fost utilizați trei detectori de miuoni, T32, SiRO [53] și  $\mu 36$ . Poziția celor trei detectori în configurația experimentală este prezentată în Figura ??.

T32 și SiRO au fost alinate de-a lungul direcției fasciculului și și-au menținut poziția pe tot parcursul experimentului. Detectorul  $\mu 36$  a fost mutat de-a lungul direcțiilor paralele și perpendiculare față de perete.



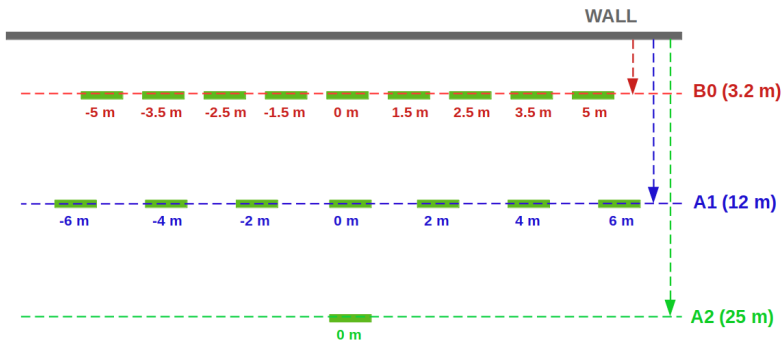
**Figura 4.8:** Diagrama configurației experimentale pentru campania de măsurători din iunie 2025. Sunt evidențiate camera de interacțiune, ținta de conversie și pozițiile detectorilor T32 (verde), SiRO (magenta) și  $\mu 36$  (galben).

Figura 4.9 ilustrează pozițiile în care a fost plasat detectorul  $\mu 36$ , fiind generate 10 impulsuri/poziție.

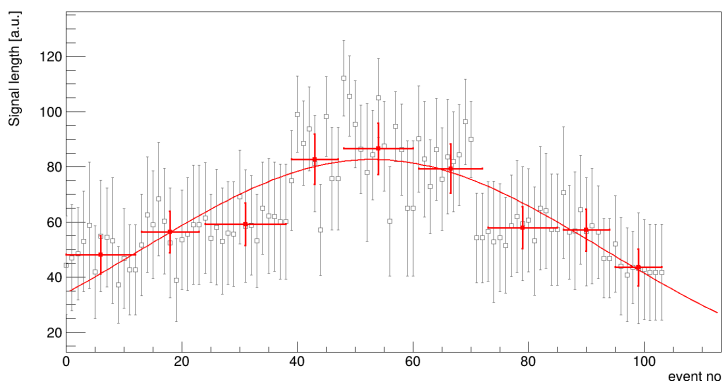
Analiza spectrelor energetice ale electronilor ce au interacționat cu ținta de conversie a arătat că aceștia au avut energii de până la 10 GeV.

Prima distanță în planul perpendicular este notată cu B0 și este de 3.2 m față de perete, detectorul fiind deplasat la stânga și la dreapta în nouă puncte:  $0, \pm 1, 5, \pm 2, 5, \pm 3, 5, \pm 5$ . Figura 4.10 prezintă rezultatele obținute pentru aceste puncte, simbolurile roșii reprezentând media pentru cele 10 impulsuri, cu erorile asociate, iar linia roșie este doar pentru a evidenția tendința. În acest grafic, este reprezentată lungimea semnalului în unități arbitrare, lungime proporțională cu numărul de miuoni înregistrați. Se poate observa că în poziția de 0 m, care corespunde direcției fasciculului, se înregistrează cel mai mare număr de miuoni, număr ce scade pe măsură ce ne îndepărtăm, comportament corespunzător rezultatelor simulărilor.

A doua distanță în planul perpendicular este notată cu A1 și este de 12 m față de perete. Pentru această distanță, detectorul a fost deplasat de-a lungul direcției paralele cu peretele în șapte poziții:  $0, \pm 2, \pm 4, \pm 6$ . Figura 4.11 ilustrează lungimea semnalului în unități arbitrare pentru aceste șapte puncte. Similar cazului discutat anterior, se observă că în punctul de 0



**Figura 4.9:** Diagrama pozițiilor în care a fost amplasat detectorul în timpul campaniei de măsurare a miuonilor generați artificial; Pentru fiecare poziție, au fost generate 10 impulsuri laser.

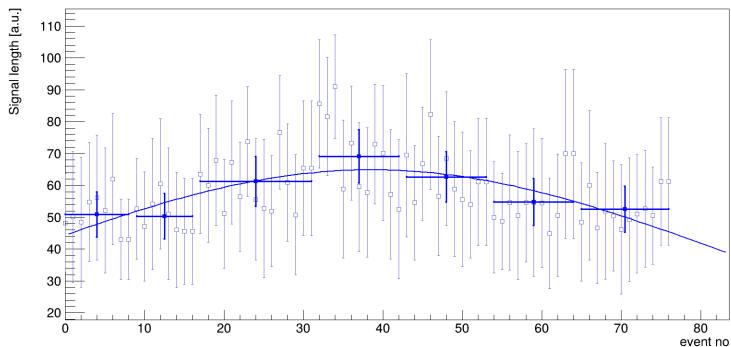


**Figura 4.10:** Lungimea semnalului în funcție de numărul evenimentului pentru detectorul plasat în B0, la 3.2 m distanță de perete, în cele nouă puncte considerate: 0 m,  $\pm 1,5$  m,  $\pm 2,5$  m,  $\pm 3,5$  m,  $\pm 5$  m [56].

m, lungimea semnalului atinge valoarea sa maximă, care scade odată cu creșterea distanței față de axa fascicului.

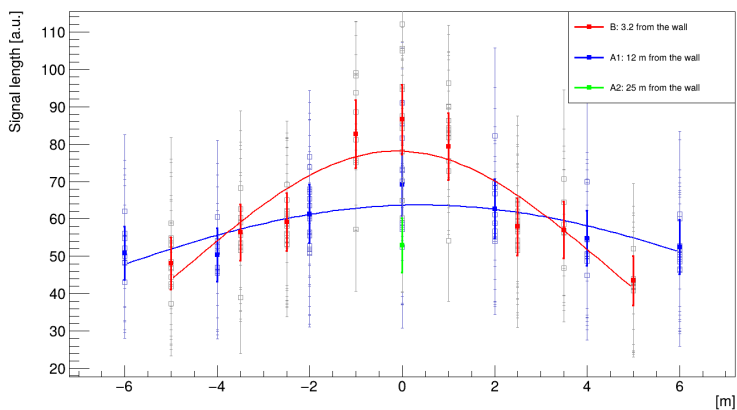
A fost luată în considerare și o a treia distanță în planul perpendicular față de perete, notată cu A2 și având valoarea de 25 m, pentru care au fost efectuate doar în punctul de 0 m.

O comparație între B0, A1 și A2 este ilustrată în Figura 4.12, unde este reprezentată grafic lungimea semnalului în funcție de distanță. Există diferențe clare între valorile lungimii semnalului pentru pozițiile de 0



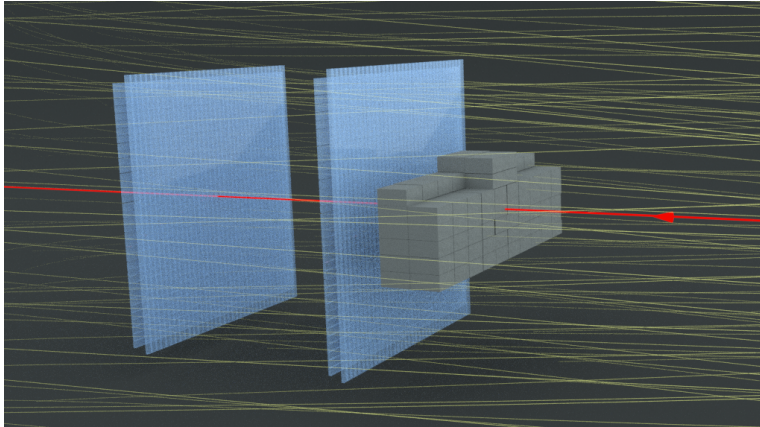
**Figura 4.11:** Lungimea semnalului în funcție de numărul evenimentului pentru detectorul plasat în A1, la 12 m distanță de perete, în cele 7 puncte considerate: 0 m,  $\pm 2$  m,  $\pm 4$  m,  $\pm 6$  m [56].

m pentru cele trei puncte, scăderea acestora odată cu creșterea distanței evidențiind scăderea numărului de miuoni pe măsură ce ne îndepărtăm de perete.



**Figura 4.12:** Lungimea semnalului în funcție de distanța față de perete; Evenimentele au fost măsurate la trei adâncimi diferite, pentru care au fost considerate mai multe puncte: la 3.2 m de perete (roșu) - 0 m,  $\pm 1$  m,  $\pm 2.5$  m,  $\pm 3.5$  m,  $\pm 5$  m; la 12 m de perete (albastru) - 0 m,  $\pm 2$  m,  $\pm 4$  m,  $\pm 6$  m; la 25 m de perete (verde) - 0 m [56].

Miunii generați de fascicule laser de mare putere pot fi utilizați în aplicații de miuografie. Pentru a demonstra această afirmație, un obiect cu densitate mare a fost poziționat în fața detectorului  $\mu 36$ , aflat la 5 m de perete, de-a lungul direcției fasciculului. Obiectul a fost constituit din cărămizi de plumb și a avut grosimea de 20 cm, lungimea de 100 cm și înălțimea de 30 cm, această configurație fiind prezentată în Figura 4.13.

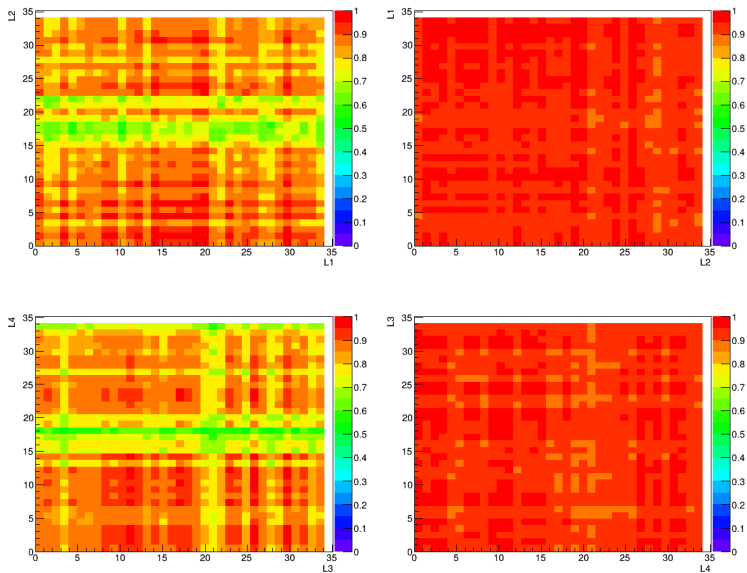


**Figura 4.13:** Poziția și forma obiectului realizat din cărămizi de plumb, plasat în fața celor două module ale detectorului  $\mu 36$ , de-a lungul direcției fasciculului.

Pentru această configurație, a fost generat un set de 30 de impulsuri laser. Figura 4.14 ilustrează rezultatele obținute pentru reconstrucția obiectului, în stânga fiind răspunsul detectorului fără obiect, iar în dreapta răspunsul detectorului cu obiect. Harta densității obiectului expus fluxului de miuoni poate fi observată clar, în canalele din intervalul 15-23 pentru primul modul și din intervalul 15-20 pentru al doilea modul, evidențiind forma acestuia.

În această campanie de măsurători, detectorul  $\mu 36$  a fost poziționat la trei distanțe diferite de perete: 3.2 m, 12 m și 25 m. Miuonii produși în principal în primii cm ai țintei de plumb trebuie să treacă printr-o serie de materiale cu grosimi diferite pentru a ajunge la pozițiile detectorului nostru.

Pentru a estima energia minimă necesară miuonilor pentru a ajunge la cele trei distanțe considerate, am realizat simulări GEANT4 în care a fost descris întregul ansamblu experimental, generând  $10^6$  miuoni pentru 10 energii diferite. Rezultatele obținute sunt prezentate în Figura 4.15, unde se poate observa că pragul de energie pentru a atinge poziția B0 este de aproximativ 1.5 GeV. Pentru această energie, din cei  $10^6$  miuoni, doar 10



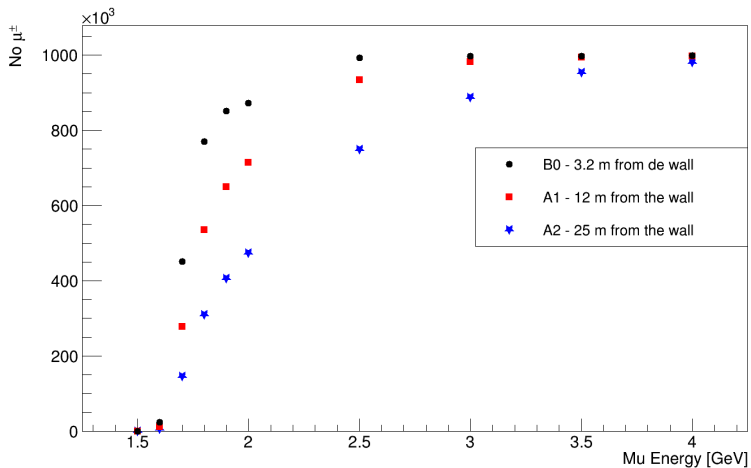
**Figura 4.14:** Răspunsul detectorului la fluxul de miuoni produs artificial. Stânga: Răspunsul detectorului fără obiect (Sus: Modul format din plăcile L2-L1; Jos: Modul format din plăcile L4-L3); Dreapta: Răspunsul detectorului cu obiectul de plumb plasat în fața detectorului, după expunerea la 30 de impulsuri laser (Sus: Modul format din plăcile L2-L1; Jos: Modul format din plăcile L4-L3) [56].

ajung la B0, 3 ajung la A1 și niciunul la A2. Cu toate acestea, pe măsură ce energia miuonilor crește, numărul de miuoni care ating cele trei distanțe crește, la energia de 4 GeV toți miuonii generați reușind să fie detectați în cele trei pozitii.

Producerea artificială de miuoni folosind fascicule laser de mare putere a fost demonstrată prin măsurătorile efectuate, miuonii fiind atât produși, cât și utilizați într-o aplicație de miuografie.

Prin reducerea la valori minime a radiației de fond, s-au creat condiții favorabile pentru a discrimina și măsura doar miuonii produși. Poziționarea detectorilor la o distanță foarte mare de ținta de conversie contribuie, de asemenea, la confirmarea producerii de miuoni, deoarece la aceste distanțe niciun alt tip de particule nu este capabil să ajungă la detector.

Harta densității obiectului plasat în fața detectorului, obținută prin expunerea acestuia la doar 30 de impulsuri laser, confirmă producerea de miuoni, dar și posibilitatea utilizării lor pentru acest tip de aplicație.



**Figura 4.15:** Rezultatele simulărilor pentru numărul de miuoni care ating diferite distanțe de perete în funcție de energia lor inițială. Punctele negre reprezintă numărul de miuoni care ating 3.2 m de perete (B0), pătratele roșii cei care ating 12 m de perete (A1), iar stelele albastre cei care ating 25 m de perete (A2) [56].

Pe baza calculului teoretic și a rezultatelor simulărilor, s-a obținut o energie minimă necesară pentru ca un miuon să traverseze întreaga configurație experimentală și să ajungă la prima poziție a detectorului  $\mu 36$  de 1,5 GeV



## Concluzii

În prima parte a lucrării au fost analizate rezultatele privind fluxul natural de miuoni simulat și măsurat. În ambele cazuri, a fost evaluată posibilitatea aplicării tehnicii de miuografie prin transmisie, reconstruind forma unor obiecte și analizând variațiile densității observate de detector.

Folosind simulări GEANT4, răspunsul detectorului la miuonii atmosferici a fost reconstruit pentru o configurație în care un obiect de o anumită formă și dimensiune era poziționat deasupra detectorului.

După optimizarea sistemului de detecție și interpretarea rezultatelor simulărilor, răspunsul detectorului la fluxul de miuoni cosmici "open sky", precum și reconstrucția unui obiect, au fost testate în condiții de laborator. Astfel, într-un prim test, s-a obținut harta de densitate pentru forma cifrei cinci, construită deasupra detectorului din cărămizi de plumb. Pentru cel de-al doilea test, a fost reconstruită harta de densitate pentru o matrice formată din 9 cărămizi de aceeași dimensiune, dar constituite din materiale diferite. Cărămizile realizate din materiale cu densitate mai mare sunt mult mai intense și vizibile în comparație cu cele cu densitate mai mică.

În a doua parte a tezei, a fost investigată generarea unui fascicul de miuoni folosind sistemul laser de mare putere din cadrul facilității ELI-NP.

Simulările efectuate au avut ca scop observarea variațiilor fluxului de miuoni măsurat la diferite distanțe față de ținta de conversie, precum și a diferențelor induse în fasciculul de miuoni de diferite spectre energetice ale electronilor sursă sau diferite dimensiuni ale acestei ținte.

S-a observat că pe măsură ce distanța parcursă în aer crește, dispersia miuonilor crește, iar energia și numărul acestora, factorii de scădere depinzând de caracteristicile materialelor traversate. Energia și numărul de miuoni cresc odată cu creșterea energiilor electronilor. De asemenea, s-a obținut un număr mai mare de miuoni în cazul țintei mai mici, dar o țintă mai mare este de dorit deoarece aceasta contribuie și la reducerea unei porțiuni din radiația de fond.

Pentru a descrie forma și intensitatea fasciculului de miuoni la diferite distanțe față de ținta de conversie, au fost considerate diferite poziții ale detectorului, atât în plan perpendicular cât și paralel față de zid. Astfel, s-a observat că pentru o anumită distanță față de ținta de conversie, cea

mai mare intensitate a miuonilor este pe axa fasciculului și, pe măsură ce ne îndepărtăm de aceasta, numărul de miuoni scade semnificativ. În plus, numărul de miuoni scade odată cu distanța față de ținta de conversie.

De asemenea, am evaluat posibilitatea utilizării acestor fascicule de miuoni pentru aplicații de miuografie prin transmisie. Astfel, un obiect din plumb a fost plasat în fața detectorului de-a lungul axei fasciculului, forma acestui obiect fiind reconstruită după expunerea la doar 30 de impulsuri laser, ceea ce se traduce într-un timp de 30 de minute.

În partea finală, a fost determinată energia minimă pe care miuonii trebuie să o aibă pentru a fi detectați la distanțele față de ținta de conversie considerată în această campanie de măsurători. Aceste praguri energetice au fost calculate atât teoretic, cât și simulate, obținându-se o energie minimă de 1.5 GeV pentru a ajunge la poziția B0.

Prin urmare, rezultatele prezentate în capitolul final au permis confirmarea măsurării directe a miuonilor produși artificial prin intermediul fasciculelor laser de mare putere, obținându-se valori ale energiilor pe care miuonii le au, energii de peste 1,5 GeV. Dincolo de această confirmare, miuonii generați au fost și utilizați pentru scanarea unui obiect pe baza principiului miuografiei prin transmisie.

## Bibliografie

- [1] Neuser, Jens. Cosmic Rays and the Atmospheric Electric Field-Reconstruction and Data Analysis of Radio Emission from Air Showers at the Auger Engineering Radio Array. Diss. Universität Wuppertal, Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften, Physik, Dissertationen, 2018.
- [2] Jansen, Stefan. Radio for the Masses: Cosmic ray mass composition measurements in the radio frequency domain. Dissertation Thesis [SI: sn], 2016.
- [3] Schulz, J. Cosmic Radiation. Reconstruction of Cosmic-Ray Properties from Radio Emission of Extensive Air Showers. Dissertation Thesis [SI: sn], 2016.
- [4] Claus Grupen. Astroparticle physics. Springer, 2005.
- [5] Glaser, Jens Christian, Martin Erdmann, and Christopher Wiebusch. Absolute energy calibration of the Pierre Auger Observatory using radio emission of extensive air showers. No. RWTH-2017-02960. Fachgruppe Physik, 2017.
- [6] Rebel, H., and O. Sima. "Information about high-energy hadronic interaction processes from extensive air shower observations." *Rom. J. Phys* 57, 2012: 472-492.
- [7] Haungs, Andreas, Heinigerd Rebel, and Markus Roth. "Energy spectrum and mass composition of high-energy cosmic rays." *Reports on Progress in Physics* 66.7, 2003: 1145..
- [8] Novotny, Vladimir. "Measurement of the energy spectrum of cosmic rays using Cherenkov-dominated data at the Pierre Auger Observatory.", Doctoral Thesis 2020.
- [9] Mark Pearce. Measuring the Lifetime of Cosmic Ray Muons, (2003).
- [10] Lesparre, N., et al. "Geophysical muon imaging: feasibility and limits." *Geophysical Journal International* 183.3 (2010): 1348-1361.
- [11] Gaisser, T., 1990. *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, New York.
- [12] Bugaev, E.V., Misaki, A., Naumov, V.A., Sinegovskaya, T.S., Sinegovsky, S.I. & Takahashi, N., 1998. Atmospheric muon flux at sea level, underground, and underwater, *Phys. Rev. D*, 58, 054001.
- [13] Hebbeker, T. & Timmermans, C., 2002. A compilation of high energy atmospheric muon data at sea level, *Astropart. Phys.*, 18, 107-127.
- [14] Tang, Alfred, et al. "Muon simulations for Super-Kamiokande, KamLAND, and CHOOZ." *Physical Review D* 74.5 (2006): 053007.

- [15] Reyna, D., 2006. A Simple parameterization of the cosmic-ray muon momentum spectra at the surface as a function of zenith angle, preprint, arXiv:hep-ph/0604145.
- [16] Su, Ning, et al. "A comparison of muon flux models at sea level for muon imaging and low background experiments." *Frontiers in Energy Research* 9 (2021): 750159. Open-access article under the CC BY License 4.0
- [17] Dorman, Lev. *Cosmic rays in the Earth's atmosphere and underground*. Vol. 303. Springer Science & Business Media, 2013.
- [18] Grieder, Peter KF, ed. *Cosmic rays at Earth*. Elsevier, 2001.
- [19] Leo, William R. "Techniques for nuclear and particle physics experiments." *Nucl Instrum Methods Phys Res* 834 (1988): 290.
- [20] Groom, Donald E., Nikolai V. Mokhov, and Sergei I. Striganov. "Muon stopping power and range tables 10 MeV–100 TeV." *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 78.2 (2001): 183-356.
- [21] Groom, Donald E., and S. R. Klein. "Passage of particles through matter." *The European Physical Journal C-Particles and Fields* 15.1 (2000): 163-173.
- [22] Olive, Keith A. "Review of particle physics." *Chinese physics C* 38.9 (2014): 1-090001.
- [23] Higemoto, Wataru, et al. "Materials and life science experimental facility at the japan proton accelerator research complex IV: The muon facility." *Quantum Beam Science* 1.1 (2017): 11.
- [24] Barnes, Sarah, et al. "Cosmic-ray tomography for border security." *Instruments* 7.1 (2023): 13.
- [25] Cook, S., et al. "Delivering the world's most intense muon beam." *Physical Review Accelerators and Beams* 20.3 (2017): 030101.
- [26] Winter, Peter. "Status of the Muon g-2 experiment." *EPJ Web of Conferences*. Vol. 289. EDP Sciences, 2023. Open-access article under the CC BY License 4.0
- [27] Dal Maso, Giovanni, et al. "Future facilities at PSI, the high-intensity muon beams (HIMB) project." *EPJ Web of Conferences*. Vol. 282. EDP Sciences, 2023.
- [28] Rao, Bobbili Sanyasi, et al. "Bright muon source driven by GeV electron beams from a compact laser wakefield accelerator." *Plasma Physics and Controlled Fusion* 60.9 (2018): 095002.
- [29] Gales, S., et al. "The extreme light infrastructure—nuclear physics (ELI-NP) facility: new horizons in physics with 10 PW ultra-intense lasers and 20 MeV brilliant gamma beams." *Reports on Progress in Physics* 81.9 (2018): 094301.
- [30] Calvin, Luke, et al. "Laser-driven muon production for material inspection and imaging." *Frontiers in Physics* 11 (2023): 1177486.
- [31] Alvarez, Luis W., et al. "Search for Hidden Chambers in the Pyramids: The structure of the Second Pyramid of Giza is determined by cosmic-ray absorption." *Science* 167.3919 (1970): 832-839.
- [32] Procureur, S. "Muon imaging: Principles, technologies and applications." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 878 (2018): 169-179.

- [33] **Dobre, M.**, et al. "Evaluation of Inhomogeneities in Underground Structures Using Non-invasive Muon Scanning." (2025)
- [34] Day-Lewis, Frederick D., et al. "An overview of geophysical technologies appropriate for characterization and monitoring at fractured-rock sites." *Journal of environmental management* 204 (2017): 709-720.
- [35] Bonomi, G., et al. "Applications of cosmic-ray muons." *Progress in Particle and Nuclear Physics* 112 (2020): 103768.
- [36] Tanabashi, Masaharu, et al. "Review of Particle Physics: particle data groups." *Physical Review D* 98.3 (2018): 1-1898.
- [37] Tanaka, H. K. M., et al. "Development of an emulsion imaging system for cosmic-ray muon radiography to explore the internal structure of a volcano, Mt. Asama." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 575.3 (2007): 489-497.
- [38] Shinohara, Hiroshi, and Hiroyuki KM Tanaka. "Conduit magma convection of a rhyolitic magma: Constraints from cosmic-ray muon radiography of Iwodake, Satsuma-Iwojima volcano, Japan." *Earth and Planetary Science Letters* 349 (2012): 87-97.
- [39] Ambrosi, Giovanni, et al. "The MU-RAY project: Volcano radiography with cosmic-ray muons." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 628.1 (2011): 120-123.
- [40] Lelièvre, Peter G., et al. "Joint inversion methods with relative density offset correction for muon tomography and gravity data, with application to volcano imaging." *Geophysical Journal International* 218.3 (2019): 1685-1701.
- [41] Tioukov, Valeri, et al. "Muography with nuclear emulsions-Stromboli and other projects." *Annals of Geophysics* 60.1 (2017): S0111-S0111.
- [42] Presti, D. Lo, et al. "The MEV project: Design and testing of a new high-resolution telescope for muography of Etna Volcano." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 904 (2018): 195-201.
- [43] Jourde, Kevin, Dominique Gibert, and Jacques Marteau. "Improvement of density models of geological structures by fusion of gravity data and cosmic muon radiographies." *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems* 4.2 (2015): 177-188.
- [44] Aguilar, S., et al. "Search for cavities in the Teotihuacan Pyramid of the Sun using cosmic muons: preliminary results." *Proceedings of the 33rd International Cosmic Ray Conference (ICRC2013)*, Rio De Janeiro, Brazil. 2013.
- [45] Morishima, Kunihiro, et al. "Discovery of a big void in Khufu's Pyramid by observation of cosmic-ray muons." *Nature* 552.7685 (2017): 386-390.
- [46] Caffau, E., F. Coren, and G. Giannini. "Underground cosmic-ray measurement for morphological reconstruction of the "Grotta Gigante" natural cave." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 385.3 (1997): 480-488.

- [47] Saracino, Giulio, et al. "Imaging of underground cavities with cosmic-ray muons from observations at Mt. Echia (Naples)." *Scientific reports* 7.1 (2017): 1181.
- [48] Barnaföldi, Gergely Gábor, et al. "Portable cosmic muon telescope for environmental applications." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 689 (2012): 60-69.
- [49] Baccani, Guglielmo, et al. "Muon radiography of ancient mines: The san silvestro archaeo-mining park (campiglia marittima, tuscan)." *Universe* 5.1 (2019): 34.
- [50] Kaiser, Ralf. "Muography: overview and future directions." *Philosophical Transactions of the Royal Society A* 377.2137 (2019): 20180049.
- [51] Lobner, Peter. "Scientists Used Natural Cosmic Radiation to Peer Inside Fukushima's Mangled Reactor", The Lyncean Group of San Diego (2015).
- [52] C. Vancea, **M. Dobre**, et al. " $\mu$  36: a SiPM-read scintillator detector designed for muography applications." 2025 JINST 20 P05019.
- [53] Niculescu-Oglinzanu, M., **Dobre, M.** et al. "SiRO, a scintillator-based hodoscope for muography applications." *Journal of Applied Physics* 136.17 (2024).
- [54] Agostinelli, Sea, et al. "Geant4—a simulation toolkit." *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003): 250-303.
- [55] Pagano, D., et al. "EcoMug: an Efficient COsmic MUOn Generator for cosmic-ray muon applications." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 1014 (2021): 165732.
- [56] **Dobre, M.**, et al. To be published.

## Listă de Figuri

- 2.1. Spectrul energetic al razelor cosmice primare măsurat de diferite experimente dedicate [3]
- 2.2. Componentele unei Cascade Atmosferice Extinse. Republicată cu acordul *Reports on Progress in Physics* [7]
- 2.3. Direcția miuonilor în planul  $xyz$ , cu  $\theta$  unghiul de zenit și  $\varphi$  unghiul de azimut [16]
- 2.4. Comparația dintre fluxul de miuoni calculat și cel măsurat [11]
- 2.5. Forma modificată a parametrizării Gaisser, fitată peste date experimentale ce consideră 4 unghiuri de zenit diferite. Republicată cu permisiunea *Physical Review D* [14]
- 2.6. Spectrul miuonilor verticali ce ajung la nivelul mării calculat de diferiți autori, asupra căruia a fost fitat modelul Bugaev. Republicată cu permisiunea *Physical Review D* [12]
- 2.7. Pașii realizați pentru a obține ecuația 2.12 [15]
- 2.8. Producerea miuonilor folosind fascicule laser de mare putere. Republicată cu permisiunea *Plasma Physics and Controlled Fusion* [28]
- 2.9. Exemplu de configurație pentru miuografia de transmisie, cu detectorul poziționat în partea de jos a structurii de interes
- 2.10. Reprezentarea schematică a traiectoriei unui miuon ce suferă împrăstieri Coulomb multiple. Republicată cu permisiunea *Progress in Particle and Nuclear Physics* [35]
- 2.11. Reprezentarea schematică a poziționării celor două sisteme de detecție în cazul miuografiei prin deviație
- 2.12. Aplicațiile miuografiei în diferite domenii de activitate. Republicată cu permisiunea *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* [50]
- 3.1. Detectorul  $\mu 36$  montat pe cadrul metalic în laboratorul din IFIN-HH, ce include sursa de alimentare, sistemul DAQ și PC-ul care monitorizează întregul ansamblu [52]
- 3.2. Profilul celor 4 module de detecție - înainte de teste [52]
- 3.3. Profilul celor 4 module de detecție, după uniformizare [52]
- 3.4. Stânga: Curentul de întuneric pentru un singur SiPM; Dreapta: Reprezentarea mediilor obținute pentru toate SiPM măsurate. Liniile roșii corespund intervalului de valori utilizat în construcția detectorului [52]

3.5. Răspunsul detectorului  $\mu 36$  la miuonii atmosferici, reconstruit pe baza rezultatelor simulării. Stânga: Modulul superior, format din straturile L3-L4; Dreapta: Modulul inferior, format din straturile L1-L2 [52]

3.6. Răspunsul detectorului la miuonii atmosferici. Sus: configurația inițială a detectorului, înainte de optimizare; Jos: configurația finală a detectorului, după optimizare; Stânga: Modulul superior, format din straturile L3-L4; Dreapta: Modulul inferior, format din straturile L1-L2 [52]

3.7. Stânga: Poziția obiectului (galben) plasat deasupra detectorului în geometria simulării; Dreapta: Harta densității obiectului, obținută folosind rezultatele simulării

3.8. Măsurători de laborator ale răspunsului detectorului la miuonii atmosferici. Stânga: Aranjamentul cărămizilor în forma cifrei cinci în partea superioară a detectorului; Dreapta: Reconstrucția hărții densității obiectului, folosind date obținute după un timp de expunere de 2,5 zile

3.9. Măsurători în laborator ale răspunsului detectorului la miuonii atmosferici - matrice formată din nouă cărămizi de  $10 \text{ g/cm}^3$  cu densități diferite, plasate deasupra detectorului: 1 - apă, 2 - plumb, 3 - sare, 4 - beton, 5 - aluminiu, 6 - granit, 7 - bucată de pavaaj, 8 - oțel, 9 - ferită. Stânga: Aranjamentul cărămizilor deasupra detectorului; Dreapta: Reconstrucția hărții de densitate a obiectelor, după un timp de expunere de 9 zile

4.1. Configurația experimentală considerată în simulările GEANT4 ce reproduce caracteristicile zonei experimentale E6 (ELI-NP). Distanțele luate în considerare în această configurație nu sunt la scală

4.2. Spectrul de electroni utilizat ca sursă în simulările GEANT4 [30]

4.3. Spectrul energetic (Stânga) și distribuția în plan xy (Dreapta) a miuonilor obținuți din gamma la diferite distanțe față de ținta de conversie, înainte de beam dump. Sus: SD1 - imediat după ținta de conversie; Jos: SD3 - după 5.5 m față de ținta de conversie

4.4. Spectrul energetic (stânga) și distribuția în plan xy (dreapta) a miuonilor obținuți din gamma la diferite distanțe de ținta de conversie, după beam dump. Sus: SD10 - 10 m după convertor; Centru: SD14 - 30 m după convertor; Jos: SD15 - 45 m după convertor

4.5. Cele trei spectre de electroni utilizate ca sursă în simulările GEANT4. Spectrul descris de linia neagră este spectrul inițial, cel descris de linia roșie reprezintă spectrul inițial înmulțit cu 1.5, iar cel descris de culoarea albastră reprezintă spectrul inițial înmulțit cu 2

4.6. Distribuția energiei miuonilor obținuți din fotoni (stânga) și a celor obținuți din pioni (dreapta), în SD1 (imediat după convertor), pentru cele trei spectre energetice ale electronilor din 4.5: negru - peak-ul la 4.5 GeV, roșu - peak-ul la 6.5 GeV, albastru - peak-ul la 8.5 GeV

4.7. Distribuția energiei miuonilor obținuți din fotoni (Stânga) și a celor obținuți din pioni (Dreapta), în SD1 (imediat după convertor), pentru cele două dimensiuni ale țintelor: negru - țintă de plumb  $40 \text{ cm}^3$ , roșu - țintă de plumb  $30 \text{ cm}^3$

#### 4.8. ??

4.9. Diagrama pozițiilor în care a fost amplasat detectorul în timpul campaniei de măsurare a miuonilor generați artificial; Pentru fiecare poziție, au fost generate 10 impulsuri laser

4.10. Lungimea semnalului în funcție de numărul evenimentului pentru detectorul plasat în B0, la 3.2 m distanță de perete, în cele nouă puncte considerate: 0 m,  $\pm 1,5$  m,  $\pm 2,5$  m,  $\pm 3,5$  m,  $\pm 5$  m [56]

4.11. Lungimea semnalului în funcție de numărul evenimentului pentru detectorul plasat în A1, la 12 m distanță de perete, în cele 7 puncte considerate: 0 m,  $\pm 2$  m,  $\pm 4$  m,  $\pm 6$  m [56]

4.12. Lungimea semnalului în funcție de distanța față de perete; Evenimentele au fost măsurate la trei adâncimi diferite, pentru care au fost considerate mai multe puncte: la 3.2 m de perete (roșu) - 0 m,  $\pm 1$  m,  $\pm 2.5$  m,  $\pm 3.5$  m,  $\pm 5$  m; la 12 m de perete (albastru) - 0 m,  $\pm 2$  m,  $\pm 4$  m,  $\pm 6$  m; la 25 m de perete (verde) - 0 m [56]

4.13. Poziția și forma obiectului realizat din cărămizi de plumb, plasat în fața celor două module ale detectorului  $\mu 36$ , de-a lungul direcției fasciculului

4.14. Răspunsul detectorului la fluxul de miuoni produs artificial. Stânga: Răspunsul detectorului fără obiect (Sus: Modul format din plăcile L2-L1; Jos: Modul format din plăcile L4-L3); Dreapta: Răspunsul detectorului cu obiectul de plumb plasat în fața detectorului, după expunerea la 30 de impulsuri laser (Sus: Modul format din plăcile L2-L1; Jos: Modul format din plăcile L4-L3) [56]

4.15. Rezultatele simulărilor pentru numărul de miuoni care ating diferite distanțe de perete în funcție de energia lor inițială. Punctele negre reprezintă numărul de miuoni care ating 3.2 m de perete (B0), pătratele roșii cei care ating 12 m de perete (A1), iar stelele albastre cei care ating 25 m de perete (A2) [56]



## Listă de Abrevieri

<b>2D</b>	Bi-dimensional
<b>3D</b>	Tri-dimensional
<b>BELLA</b>	Berkeley Lab Laser Accelerator
<b>CAE</b>	Cascada Atmosferica Extinsa
<b>DAQ</b>	Data Acquisition
<b>ECOMUG</b>	Efficient Cosmic Muon Generator
<b>ELI-NP</b>	Extreme Laser Infrastructure - Nuclear Physics
<b>GEANT4</b>	Geometry and Tracking
<b>HIPA</b>	High Intensity Proton Accelerator
<b>HPLS</b>	High Power Laser System
<b>ICMuS<sup>2</sup></b>	Intense and Compact Muon Sources for Science and Security
<b>J-PARC</b>	Japan Proton Accelerator Research Complex
<b>LBL</b>	Lawrence Berkeley National Laboratory
<b>MUSE</b>	Muon Science Establishment
<b>PSI</b>	Paul Scherrer Institute
<b>SiPM</b>	Silicon Photomultiplier



## Activitate de cercetare

### Articole publicate

1. A. Balaceanu, **M. Dobre**, et al. "Characterization of the basic unit in a multi-channel SiPM muography detector using cosmic muons." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 1051 (2023): 168199.

DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2023.168199>.  **AIS: 0.326, IF: 1.4**

2. M. Niculescu-Oglinzanu, **M. Dobre**, et al. "SiRO, a scintillator-based hodoscope for muography applications." Journal of Applied Physics 136.17 (2024).

DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0224843>.  **AIS: 0.571, IF: 2.5**

3. C. Vancea, **M. Dobre**, et al. " $\mu$ 36: a SiPM-read scintillator detector designed for muography applications." Journal of Instrumentation 20.05 (2025): P05019.

DOI: [10.1088/1748-0221/20/05/P05019](https://doi.org/10.1088/1748-0221/20/05/P05019).  **AIS: 0.373, IF: 1.3**

4. **M. Dobre**, et al. "Evaluation of Inhomogeneities in Underground Structures Using Non-Invasive Muon Scanning ", Romanian Journal of Physics 70, 905 (2025).

DOI: <https://doi.org/10.59277/RomJPhys.2025.70.905>.  **AIS: 0.183, IF: 1.9**

5. G. Giubega, **M. Dobre**, et al. "Preliminary results on nuclear isomer production via laser-driven bremsstrahlung irradiation at ELL-NP-1PW." Nuclear Physics A (2025): 123157.

DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2025.123157>.  **AIS: 0.377, IF: 2.5**