



UNIVERSITATEA DIN BUCUREȘTI
Facultatea de Fizică



Petre-Constantin BOBOC

STUDIUL DEZINTEGRĂRILOR ULTRA-RARE ALE
PIONULUI NEUTRU ÎN CADRUL EXPERIMENTULUI NA62
DE LA CERN

REZUMATUL TEZEI DE DOCTORAT

Coordonator științific:

C.Ș. I Dr. Călin Alexa, *Departamentul Fizica Particulelor Elementare,
IFIN-HH, România*

Referenți oficiali:

Prof. Univ. Dr. Ionel Lazanu, *Facultatea de Fizică, Universitatea din
București, România*

Prof. Univ. Dr. Gheorghe Căta-Danil, *Universitatea Națională de Știință și
Tehnologie Politehnica București, România*

Conf. Univ. Dr. Paul Grăvilă, *Facultatea de Fizică și Matematică,
Universitatea de Vest din Timișoara, România*

București, 2026

Cuprins

Introducere	1
1 Aspecte fundamentale	3
1.1 Modelul Standard al Fizicii Particulelor	3
1.1.1 Particulele elementare	3
1.1.2 Interacțiuni fundamentale	4
1.1.3 Matricea CKM	5
1.2 Dezintegrarea $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$: aspecte teoretice și experimentale	6
1.3 Dezintegrarea $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$: aspecte teoretice și experimentale	7
2 Experimentul NA62	11
2.1 Fasciculul și detectorul	11
2.2 NA62: TDAQ, Software și Monte-Carlo	12
3 Controller-ul P.I.D. al subdetectorului HASC	15
3.1 Introducere	15
3.2 Mecanisme de control	16
3.3 Descrierea algoritmului	18
3.4 Aspecte hardware și software	19
3.5 Testul SiPM-ului	21
3.6 Concluzii	22
4 Determinarea raportului de dezintegrare a procesului $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$	25
4.1 Motivație pentru o nouă măsurare	25
4.2 Strategia de analiză	26
4.3 Seturile de date și Monte-Carlo	26
4.4 Selecția evenimentelor	27
4.4.1 Preselecția	27
4.4.2 Selecția comună	27
4.5 Emulatorul energiei calorimetrului LKr	30
4.6 Eficiența sistemului de declanșare	32
4.7 Procedura de extragere a raportului de dezintegrare	35
4.8 Rezultatul	36
4.9 Incertitudini sistematice	37
4.10 Incertitudini externe	38
4.11 Rezultatul final	38
4.12 Concluzii	39

5	Concluzii finale	41
	Bibliografie	45

Introducere

Modelul Standard al Fizicii Particulelor reprezintă cea mai de succes teorie pentru descrierea particulelor fundamentale și a interacțiunilor lor. Totuși, nu este o teorie completă. După cum va fi discutat în Capitolul 1, mai multe fenomene cheie depășesc domeniul său explicativ. Acestea includ existența materiei întunecate și a energiei întunecate, originea maselor neutrinoilor [1] și oscilațiile acestora [2], asimetria materie-antimaterie din Univers [3], absența unei teorii cuantice a gravitației [4] sau diferența de scale energetice dintre gravitație și interacțiunea slabă, cunoscută sub numele de problema ierarhiei [5]. Aceste întrebări deschise sugerează cu tărie existența unei fizici dincolo de Modelul Standard (Beyond Standard Model - BSM).

Procese ultra-rare, în special cele de tip *Flavor Changing Neutral Currents* (FCNC) joacă un rol crucial pentru descoperirea unor noi procese fizice. Un exemplu notabil este dezintegrarea $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, care este deosebit de importantă deoarece oferă un test unic și precis al Modelului Standard al Fizicii Particulelor, probabilitatea de dezintegrare a acestui proces fiind de ordinul 10^{-10} [6].

Un alt canal de dezintegrare de mare interes este procesul ultra-rar $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$. Motivația principală pentru urmărirea acestei măsurători este de a aborda actuala discrepanță de 2σ între observațiile experimentale și predicțiile teoretice.

Această teză este organizată în cinci capitole:

- **Capitolul 1:** Aspecte teoretice ale dezintegrărilor $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ și $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$.
- **Capitolul 2:** Descriere detaliată a detectorilor și a software-ului experimentului NA62.
- **Capitolul 3:** O prezentare a hardware-ului pentru răcirea și stabilizarea temperaturii SiPM-urilor subdetectorului HASC, utilizând module termo-electrice.
- **Capitolul 4:** O măsurare îmbunătățită a raportului de dezintegrare al procesului $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$, pe baza datelor înregistrate de experimentul NA62 în 2017 și 2018.
- **Capitolul 5:** Concluzii generale și discuții despre posibile îmbunătățiri.

Chapter 1

Aspecte fundamentale

1.1 Modelul Standard al Fizicii Particulelor

Modelul Standard al Fizicii Particulelor este cadrul teoretic care descrie toate particulele elementare cunoscute și interacțiunile lor, cu excepția gravitației. Acesta organizează particulele în două categorii principale: fermioni, care constituie materia, și bosonii, care mediază forțele fundamentale. În acest subcapitol, vom prezenta componentele Modelului Standard, punând accent pe particulele fundamentale și pe interacțiunile lor. Acest subcapitol se bazează, în principal, pe lucrările *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics* de W. Cottingham D. Greenwood [7] și *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics* de F. Halzen și A. Martin [8].

1.1.1 Particulele elementare

Modelul Standard descrie două clase principale de particule elementare: fermioni, care constituie materia, și bosoni, care mediază interacțiunile fundamentale. Fermionii sunt împărțiți în quarci și leptoni, în timp ce bosonii includ fotonul, gluonul, bosonii $W^\pm$ și Z , și bosonul Higgs. Fiecare dintre aceste particule joacă un rol distinct în structura și comportamentul materiei la cele mai mici scale.

Fermionii, așa cum sunt descriși de principiul excluziunii [9], sunt împărțiți în trei generații:

- Prima generație: quarci up (u) și down (d),
- A doua generație: quarci charm (c) și strange (s),
- A treia generație: quarci top (t) și bottom (b).

Quarcii sunt caracterizați de o mărime cuantică numită *sarcină de culoare*, care permite interacțiunea prin forța tare. Spre deosebire de sarcina electrică, sarcina de culoare există în trei variante: roșu, verde și albastru, împreună cu anticuloarele corespunzătoare. O caracteristică esențială a Cromodinamicii Cuantice (QCD) este confinarea de culoare, prin care quarcii se găsesc întotdeauna în cadrul particulelor compuse, neutrii din punct de vedere al culorii.

Leptonii, pe de altă parte, nu interacționează prin forța tare. Fiecare generație de leptoni este alcătuită dintr-un lepton încărcat electric și neutrino-ul asociat acestuia:

- Prima generație: electron (e^-) și neutrino electronic (ν_e),
- A doua generație: muon (μ^-) și neutrino muonic (ν_μ),
- A treia generație: tau (τ^-) și neutrino tauonic (ν_τ).

În timp ce leptonii au mase bine cunoscute, neutrinii sunt extrem de ușori, limita superioară a masei fiind sub 0.45 eV [1].

În toate procesele fizice, anumite mărimi sunt conservate. Sarcina electrică și numărul leptonic, care reprezintă diferența dintre numărul de leptoni și antileptoni, sunt ambele conservate în toate interacțiunile descrise de Modelul Standard.

Principalele proprietăți ale fermionilor cunoscuți sunt rezumate în Tabelul 1.1.

Categorie	Nume	Simbol	Masă [MeV/c ²]	Sarcină electrică
Leptoni	Electron	e	0.511	-1
	Muon	μ	105.7	-1
	Tau	τ	1776.9	-1
	Neutrino electronic	ν_e	0	0
	Neutrino muonic	ν_μ	0	0
	Neutrino tauonic	ν_τ	0	0
Quarci	Up	u	2.2	+2/3
	Down	d	4.7	-1/3
	Charm	c	1.27×10^3	+2/3
	Strange	s	104	-1/3
	Top	t	172.76×10^3	+2/3
	Bottom	b	4.2×10^3	-1/3

Tabelul 1.1: Tabelul fermionilor

1.1.2 Interacțiuni fundamentale

Modelul Standard include trei interacțiuni fundamentale, rezumate în Tabelul 1.2: interacțiunea nucleară (sau forța reziduală tare) mediată de gluoni, interacțiunea electromagnetică mediată de fotoni și forța slabă mediată de bosonii $W^\pm$ și Z^0 . Interacțiunile electromagnetică și nucleară slabă pot fi unificate la energii mari, rezultând interacțiunea electroslabă. Bosonii corespunzători interacțiunii slabe sunt singurele particule cu masă și, prin urmare, interacțiunea are o distanță scurtă ($\approx 10^{-3}$ fm). Interacțiunea nucleară devine confinantă la distanțe peste 1 fm, iar gluonii și quarcii nu au fost observați niciodată liberi.

Interacțiune	Mediator	Masă [GeV/c ²]	Distanța interacțiunii [m]
Nucleară	Gluoni	0	10^{-15}
Electromagnetică	Fotoni	0	∞
Slabă	$W^\pm$ și Z^0	≈ 80.37 și ≈ 91.19	10^{-17}

Tabelul 1.2: Interacțiuni fundamentale

Mecanismul Higgs

Mecanismul Higgs permite particulelor să dobândească masă prin ruperea spontană a simetriei electrolabe, conferind masă bosonilor $W^\pm$ și Z și lăsând fotonul fără masă. Câmpul Higgs generează masă pentru bosoni prin interacțiuni cu particulele, iar masele bosonilor $W^\pm$ și Z depind de constantele de cuplare g și g' [10].

1.1.3 Matricea CKM

Așa cum este prezentat în [11], bosonii W^+ , W^- și Z^0 mediază forța slabă. Procesul prin care un quarc se poate transforma într-un alt quarc este mediat de bosonii W^+ și W^- , de exemplu $u \rightarrow d + W^+$ sau $d \rightarrow u + W^-$, însă tipul de quarc (quark flavor) nu poate fi schimbat prin interacțiunea cu bosonul Z^0 .

Quarc	Proces	Exemplu
Up	$u \rightarrow d + W^{*+}$	$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$
Down	$d \rightarrow u + W^{*-}$	$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$
Strange	$s \rightarrow u + W^{*-}$	$K^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e$
Charm	$c \rightarrow s + W^{*+}$	$D^+ \rightarrow K^- + \pi^0 + \pi^+ + e^+ + \nu_e$
Bottom	$b \rightarrow c + W^{*-}$	$B^0 \rightarrow D^{*-} + e^+ + \nu_e$

Tabelul 1.3: Tabel reprodus din [12] care reprezintă transformarea tipurilor de quarci prin interacțiunea slabă, mediată de bosonul W .

Glashow, Iliopoulos, and Maiani [13] au postulat existență quarcului charm, introducând mecanismul GIM care explică suprimarea unor procese fizice, precum cele de tip Flavor-Changing Neutral Currents (FCNC).

Matricea CKM, denumită după Cabibbo, Kobayashi, și Maskawa ([14], [15]) este o matrice unitară [16] al cărui scop este de a ajuta la determinarea probabilității traziției între tipurile de quarci.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Datorită unitarității matricei CKM, următoarele condiții sunt impuse:

$$\sum_i V_{ij} V_{ij}^* = \delta_{ij}, \quad \sum_i V_{ij} V_{ik}^* = \delta_{ik} \quad (1.2)$$

Măsurarea cu precizie a parametrilor CKM sunt este esențială, deoarece aceștia guvernează tranzițiile quarcilor prin interacțiunea slabă. Datorită sensibilității lor la noi procese fizice, dezintegrările $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ și $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ servesc drept teste ale Modelului Standard, independente de dezintegrările mesonilor B .

1.2 Dezintegrarea $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$: aspecte teoretice și experimentale

Aspecte teoretice

Un canal de dezintegrare interesant al kaonului pozitiv este dezintegrarea acestuia într-un pion pozitiv și o pereche neutrino-antineutrino. Studiul raportului de dezintegrare al acestui proces rar este deosebit de important, deoarece este prezis cu precizie de Modelul Standard. Experimentul NA62 de la CERN este proiectat special pentru a studia această dezintegrare cu mare precizie, având ca scop măsurarea raportului de dezintegrare și căutarea de abateri de la predicțiile Modelului Standard.

Dezintegrarea $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ este de tip FCNC în care un quarc anti-strange se transformă într-un quarc anti-down și o pereche neutrino-antineutrino, lasând quarcul up neschimbat. Raportul de dezintegrare poate fi scris ca: (Ec. 2.1 din [6]):

$$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) \rightarrow \kappa_+(1 + \Delta_{\text{EM}}) \cdot \left[\left(\frac{\text{Im}\lambda_t}{\lambda^5} X(x_t) \right)^2 + \left(\frac{\text{Re}\lambda_t}{\lambda} P_c(X) + \frac{\text{Re}\lambda_c}{\lambda^5} X(x_t) \right)^2 \right] \quad (1.3)$$

cu

$$\kappa_+ = (5.173 \pm 0.025) \cdot 10^{-11} \left[\frac{\lambda}{0.255} \right]^8; \delta_{\text{EM}} = -0.0003 \quad (1.4)$$

unde

- $\lambda = |V_{us}|$, $\lambda_t = V_{ts}^* V_{td}$ și $\lambda_c = V_{cs}^* V_{cd}$ sunt factori asociați cu matricea CKM
- Δ_{EM} reprezintă o corecție electromagnetică a fotonului
- $X(x_t)$ reprezintă contribuția quarcului top ($X(x_t) = 1.481 \pm 0.0005_{\text{th}} \pm 0.008_{\text{exp}}$ [17], [18], [19], [20])
- $P_c(X)$ reprezintă contribuția quarcilor top și charm (bucă)
- κ_+ înglobează contribuțiile hadronice

Valoarea teoretică obținută este $\mathcal{B}_{\text{theory}}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (8.4 \pm 1.0) \times 10^{-11}$ [6] folosind cele mai recente valori ale matricii CKM.

Aspecte experimentale

Experimentul NA62 are ca scop măsurarea raportului de dezintegrare al procesului $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ cu o precizie de 10%, folosind impulsul kaonului în starea inițială și cel al pionului în starea finală ($m_{\text{miss}}^2 = (P_K - P_\pi)^2$). Pentru identificarea semnalului se utilizează două regiuni, așa cum se poate vedea în Figura 1.1.

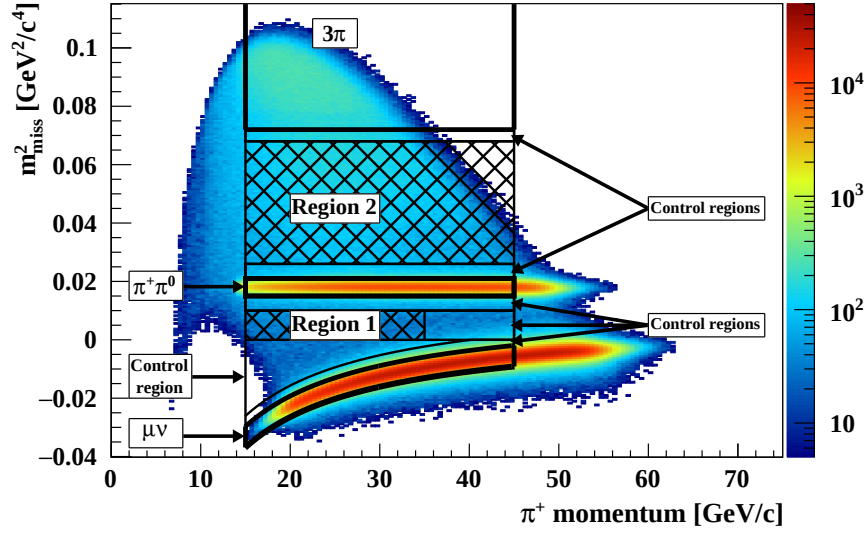


Figura 1.1: Pătratul masei “lipsă” ca funcție de impulsul pionului. Grafic reprodus din [21].

Folosind datele din 2016, 2017 și 2018, pe care îl vom numi *Run 1*, raportul de dezintegrare obținut este [21]:

$$\mathcal{B}_{\text{NA62}}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (10.6_{-3.6}^{+4.0}|_{\text{stat}} \pm 0.9|_{\text{syst}}) \times 10^{-11} \text{ at } 68\% \text{ CL} \quad (1.5)$$

Combinând eșantionul *Run 1* cu datele colectate în 2021 și 2022, raportul de dezintegrare este:

$$\mathcal{B}_{\text{NA62}}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = 13.0_{-3.0}^{+3.3} \times 10^{-11} \quad [22] \quad (1.6)$$

rezultat al cărei valoare centrală este cu 50% mai mare decât cel obținut teoretic.

1.3 Dezintegrarea $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$: aspecte teoretice și experimentale

Aspecte teoretice

În acest subcapitol am folosit lucrările *Rare decay $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$: Theory confronts $K\text{TeV}$ data* de A. Dorokhov și M. Ivanov [23]. și *Neutral-pion decay into an electron-positron pair: A review and update* de T. Husek [24].

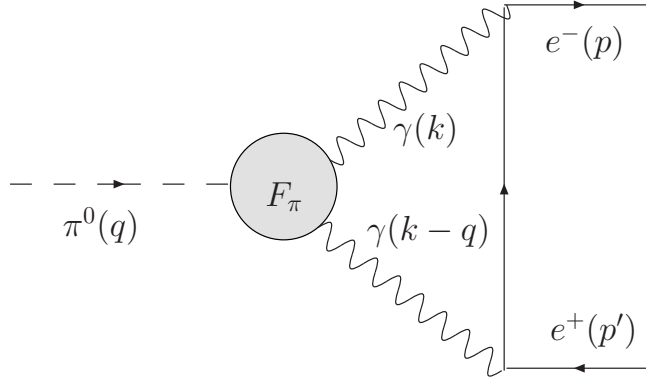


Figura 1.2: Diagrama Feynman care descrie dezintegrarea $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$. Grafic reprodus din [23]

Întrucât dezintegrarea se realizează printr-o buclă (loop) ce implică două fotoni virtuali, amplitudinea pentru $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ depinde de același factor de formă al tranziției care guvernează modul de dezintegrare dominant $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Raportul de dezintegrare obținut în [23] este:

$$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-) = (6.23 \pm 0.09) \times 10^{-8} \quad (1.7)$$

Din punct de vedere experimental, prezența fotonilor suplimentari este inevitabilă, așa că mărimea observată este:

$$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-(\gamma), x > x_{\text{cut}}) = [1 + \delta(x_{\text{cut}})\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-)] \quad (1.8)$$

unde $x = m_{ee}^2/M_{\pi^0}^2 = (p_{e^+} + p_{e^-})^2/M_{\pi^0}^2$, și $x_{\text{cut}} = 0.95$. Această valoare este aleasă într-un mod care suprimă efectul dezintegrării Dalitz ($\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$) datorită similitudinii în starea finală, dar cu dinamici diferite.

Factorul $\delta(x_{\text{cut}})$ este definit în [24] ca:

$$\delta(x_{\text{cut}}) = \frac{\Gamma^{\text{NLO}}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-(\gamma), x > x_{\text{cut}})}{\Gamma^{\text{LO}}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-)} \quad (1.9)$$

Un rezumat al celor mai recente valori teoretice ale raportului de dezintegrare poate fi găsit în Tabelul 1.4.

	$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-) \times 10^{-8}$	$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-, x > 0.95) \times 10^{-8}$
Knetch et. al [25]	6.2 ± 0.3	5.8 ± 0.3
Dorokhov and Ivanov [23]	6.23 ± 0.09	5.85 ± 0.10
Husek and Leupold [26]	6.12 ± 0.06	5.75 ± 0.07
Hoferichter et al. [27]	6.25 ± 0.03	5.87 ± 0.04

Tabelul 1.4: Comparație între valori teoretice ale dezintegrării. Tabel reprodus din [24]

Aspecte experimentale

În graficul 1.3 sunt prezentate măsurările anterioare, atât teoretice cât și experimentale, ale dezintegrării π_{ee}^0 cu $x > 0.95$. În ceea ce privește rezultatele experimentale,

sunt prezentate doar cele care contribuie la media PDG.

- McFarland et. al [28]: Raportul de dezintegrare obținut este $(7.6^{+2.9}_{-2.8} \pm 0.5) \times 10^{-8}$, folosind 8 candidați $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$.
- Deshpande et al. [29]: Raportul de dezintegrare obținut este $(6.9 \pm 2.3 \pm 0.6) \times 10^{-8}$ folosind 21 de evenimente $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$.
- KTeV Collaboration [30]: Raportul de dezintegrare obținut este $(6.44 \pm 0.25_{\text{stat.}} \pm 0.22_{\text{syst.}}) \times 10^{-8}$ folosind 794 candidați.

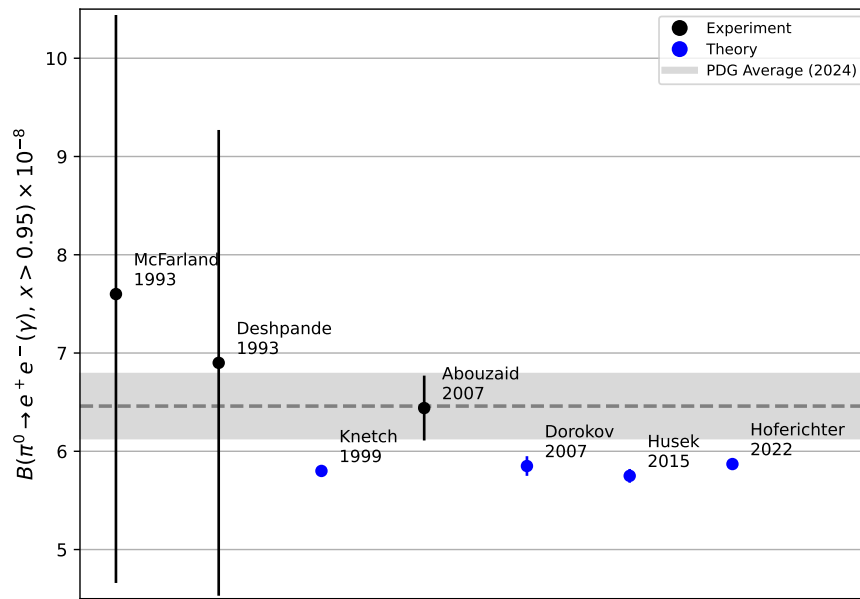


Figura 1.3: Valori teoretice și experimentale ale procesului $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ cu $x > 0.95$

Chapter 2

Experimentul NA62

Acest capitol oferă o prezentare generală a detectorului folosit în cadrul experimentului NA62. Sursele principale de informații sunt documentația tehnică oficială [31] și publicația care detaliază fasciculul și instrumentația [32].

Experimentul NA62 este un experiment cu țintă fixă, instalat în zona de nord (North Area) a CERN, care folosește un fascicul de protoni extras din acceleratorul Super Proton Synchrotron (SPS) al CERN (Figura 2.1).

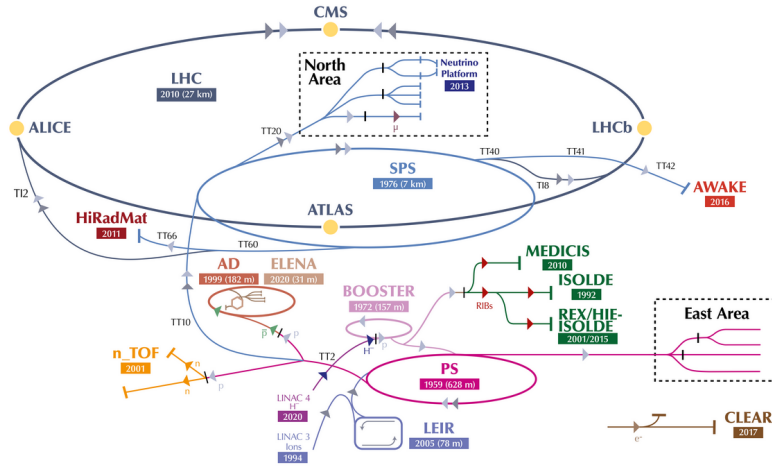


Figura 2.1: Complexul de Acceleratoare CERN. Imagine reprodusă din [33]

2.1 Fasciculul și detectorul

Un fascicul de kaoni este generat prin direcționarea protonilor de 400 GeV/c, extrași din Super Proton Synchrotron-ul (SPS), către o țintă de beriliu de 40 cm lungime. Această interacțiune produce un fascicul secundar cu un impuls de 75 GeV/c.

Particulele din fascicul sunt identificate folosind KTAG. Radiația Cherenkov produsă în gaz este detectată de opt sectoare echipate cu tuburi fotomultiplicatoare. În plus, impulsul fasciculului este măsurat și traiectoria acestuia este monitorizată de trei stații de monitorizare a traiectoriei cu siliciu, cunoscute sub numele de GigaTracker (GTK).

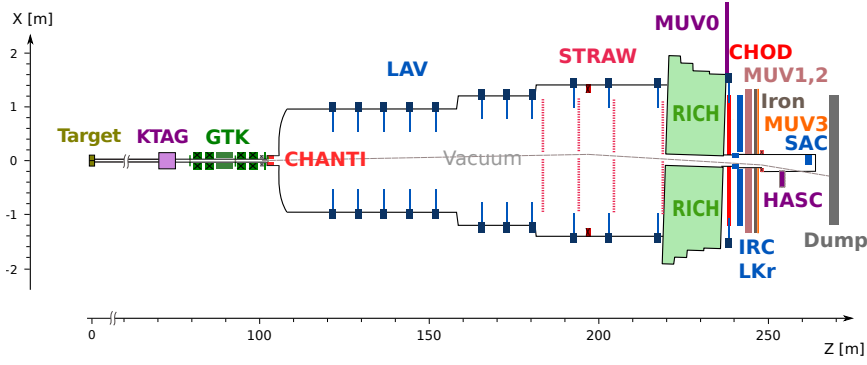


Figura 2.2: Schema detectorului NA62 în plan ZX. Imagine reprodusă din [34]

În aval de GTK, detectorul CHANTI este instalat, scopul acestuia fiind de a detecta împrăștierea inelastică rezultată în GTK3.

Spectrometrul STRAW urmărește traiectoriile și impulsurile particulelor încărcate, produse în dezintegrarea K^+ .

Fotonii produși în regiunea de dezintegrare și care se deplasează cu un unghi de până la 50 mrad față de axa detectorului sunt detectați de către detectorii LAV (Large Angle Veto), calorimetrul cu Kripton Lichid (LKr), precum și calorimetrele Intermediar-Ring (IRC) și Small-Angle (SAC).

Detectorul RICH (Ring Imaging Cherenkov) este situat în aval de spectrometrul STRAW și asigură separarea electronilor, muonilor, pionilor și kaonilor. În aval de acesta se află detectorii CHOD și NewCHOD, scopul acestora fiind de a defini timpul de referință pentru alți detectori.

În aval se află detectorii MUV1, MUV2 și MUV3 al căror scop este de a identifica pioni și muoni. Detectorul MUV0 identifică pionii negativi cu impuls mai mic de 10 GeV/c iar detectorul HASC pe cei pozitivi din procesul $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

Doi noi detectori au fost adăugați în anul 2021: VetoCounter, cu scopul de a atenua particulele secundare precum fotoni și pioni, din cadrul dezintegrării kaonilor, înainte ca acestea să fie absorbite de către colimatorul final [35] și ANTI-0 care ajută la atenuarea fundalului în cazul dezintegrărilor în amonte [36].

De asemenea, începând cu anul 2021, un modul HASC suplimentar a fost plasat pe partea dreaptă a tubului fasciculului pentru a spori respingerea π^0 după ce un studiu din 2018 a demonstrat că HASC este eficient în atenuarea fundalului provenit din anumite configurații ale dezintegrării $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ [37]. Un sistem hibrid de răcire, bazat pe un schimbător de căldură apă-aer și răcitoare Peltier, a fost de asemenea, proiectat și produs pentru a răci electronica și SiPM-urile instalate pe noua stație HASC la aproximativ 21°C, detaliile fiind prezentate în Capitolul 3.

2.2 NA62: TDAQ, Software și Monte-Carlo

Sistemul de declanșare NA62

Sistemul de declanșare NA62 (NA62 Trigger sistem) [38] este compus din două etaje: etajul L0 (Level-0 trigger) care este un etaj hardware și etajul L1 care este software. Fiecare etaj este conceput pentru a reduce fluxul de date cu un factor de 10, trecând

Chapter 3

Controller-ul P.I.D. al subdetectorului HASC

În acest capitol este descrisă dezvoltarea, implementarea și evaluarea unui sistem de reglare termică conceput pentru fotodetectorii utilizați de detectorul HASC al experimentului NA62. Sistemul este special creat pentru a asigura stabilitatea termică a fotomultiplicatoarelor pe bază de siliciu (SiPM), a căror performanță este sensibilă la fluctuațiile de temperatură.

Pentru a obține un control termic precis, a fost utilizat un algoritm de tip Proportional-Integral-Derivativ (P.I.D.), care folosește răcitoare termo-electrice (TECs) în combinație cu senzori de temperatură. Designul asigură ca SiPM-urile să funcționeze într-o gamă de temperatură strict controlată. Acest capitol descrie strategia de control, integrarea componentelor hardware și software-ul folosit pentru operarea sistemului.

Validarea experimentală a implicat caracterizarea dependenței dintre tensiunea de străpungere (breakdown voltage) și dark current-ul SiPM-urilor în funcție de temperatură. Sistemul de control termic poate menține mediul SiPM într-o marjă de temperatură de $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Acest nivel de stabilitate termică permite un control precis asupra parametrilor SiPM sensibili la temperatură și susține operarea fiabilă a detectorului HASC pe parcursul achiziției de date.

3.1 Introducere

În Figura 3.1 este exemplificat un SiPM format dintr-o fotodiodă și un rezistor de stingere. R_S reprezintă rezistența de fotodiodei în timpul descărcării, C_J reprezintă capacitanța joncțiunii iar V_b este tensiunea de străpungere.

Una dintre caracteristicile unui SiPM este tensiunea de străpungere care este dependentă de temperatură [41]. Pentru a asigura un *gain* stabil este propusă compensarea tensiunii de alimentare cu temperatura. Propunerea noastră este de a menține SiPM-ului la o temperatură stabilă folosind răcitoare termoelectrice (module Peltier) controlate de un stabilizator de temperatură P.I.D. personalizat. În plus, această abordare nu doar că asigură o *gain* stabil, dar și reduce și stabilizează temperatura SiPM-ului, având în vedere că fiecare modul HASC conține 10 SiPM-uri.

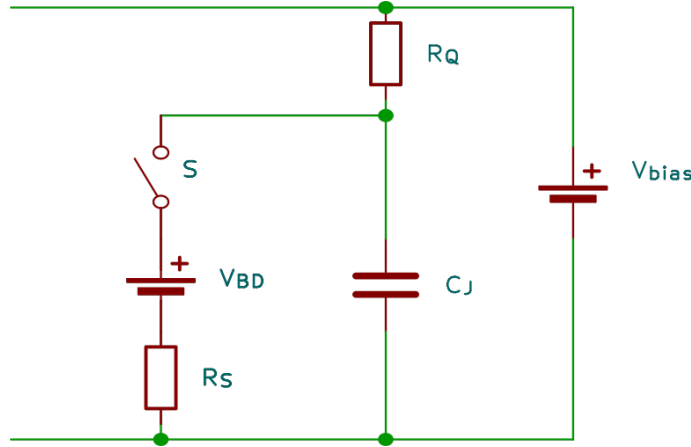


Figura 3.1: Un circuit echivalent simplificat al unei microcelule care conține o sursă de tensiune externă. Grafic repordus din [40]

Dispozitivele Peltier au fost alese datorită controlului precis, designului compact și fiabilității lor, făcându-le ideale pentru condiționarea termică stabilă. O reprezentare a modulului HASC, văzută din față, poate fi observată în Figura 3.2.

În acest capitol, vor fi extinse rezultatele din lucrarea *PID-Based Temperature Stabilization for Silicon Photomultipliers Using Thermoelectric Cooling Devices* [42] publicată în *Romanian Journal of Physics*.

3.2 Mecanisme de control

Stabilizarea temperaturii SiPM poate fi văzută ca un sistem dinamic, deoarece comportamentul său evoluează în timp ca răspuns la stimuli externi. Sistemul nostru de stabilizare a temperaturii funcționează ca un sistem de tip buclă închisă, unde temperatura măsurată este feed-back pentru a reglementa tensiunea aplicată modulului Peltier, asigurând condiții termice stabile [43].

Sistemul de control utilizat se bazează pe un regulator Proporțional-Integral-Derivativ (PID), care ajustează intrarea sistemului în funcție de eroarea măsurată (în acest caz, temperatura pe care dorim să o controlăm). Acesta ia în calcul eroarea curentă, eroarea acumulată anterior și poate prezice erori viitoare pe baza ritmului de schimbare al temperaturii.

În domeniul temporal, formula funcției de control [44] este definită astfel:

$$u(t) = K_p e(t) + K_i \int_0^t e(\tau) d\tau + K_d \frac{de(t)}{dt} \quad (3.1)$$

unde K_p , K_i , și K_d sunt coeficienți pozitivi pentru termenii proporțional, integral și derivativ. $e(t)$ reprezintă eroarea dintre temperatura setată și temperatura măsurată, iar $e(\tau)$ reprezintă eroarea anterioară (diferența dintre valoarea setată și valoarea măsurată în iterația precedentă).

În secțiunile următoare, vom analiza efectele individuale ale termenilor proporțional, integral și derivativ asupra comportamentului și performanței sistemului de control. Simulările au fost realizate folosind *Python Control Systems Library* (*python-control*), așa cum este descris în [45].

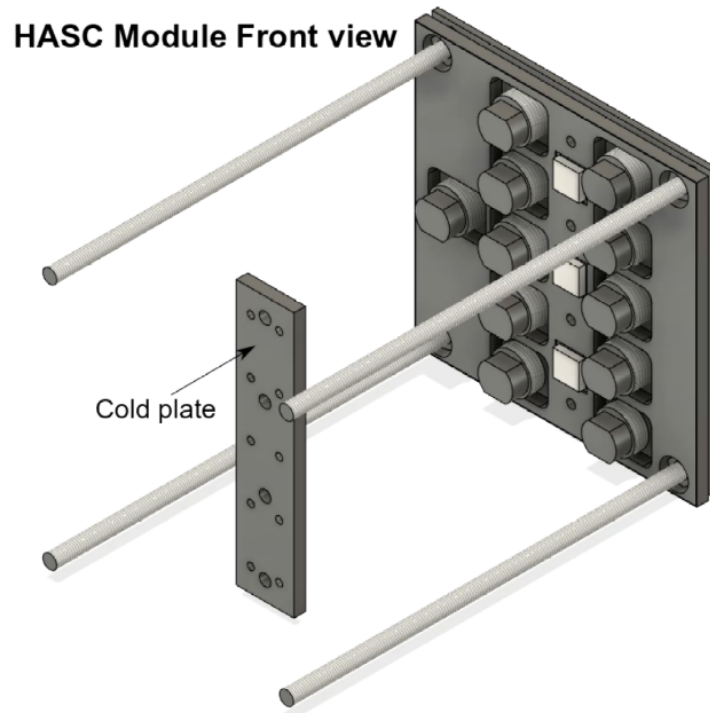


Figura 3.2: Reprezentare grafică a feței modulului HASC. Fiecare modul utilizează trei dispozitive Peltier pentru a răci și stabiliza temperatura SiPM-urilor. SiPM-urile sunt montate în carcase din aluminiu, fiecare având contact cu placa rece ilustrată în imagine.

Termenul proporțional

Termenul proporțional, K_p , ajustează eroarea curentă pentru a genera o acțiune corectivă imediată. Un K_p mic poate duce la o reacție lentă și la o eroare persistentă în regimul staționar, în timp ce un K_p prea mare poate provoca instabilitate, depășiri de amplitudine și oscilații. Așa cum se poate observa în Figura 3.3, reglarea valorii lui K_p influențează direct timpul de creștere și stabilitatea sistemului. Pentru sistemul nostru, $K_p = 1$ oferă un echilibru optim, asigurând un timp de creștere rapid fără a introduce depășiri sau oscilații.

Utilizarea unui controller pur proporțional nu este fezabilă din cauza imposibilității acestuia de a elimina eroarea în regimul staționar.

Termenul integral

Termenul integral, K_i , ia în considerare acumularea erorii trecute pe parcursul timpului și ajustează ieșirea controller-ului astfel încât eroarea să fie zero. Un termen integral mare poate duce la depășirea valorii țintă a sistemului, așa cum se observă în Figura 3.4.

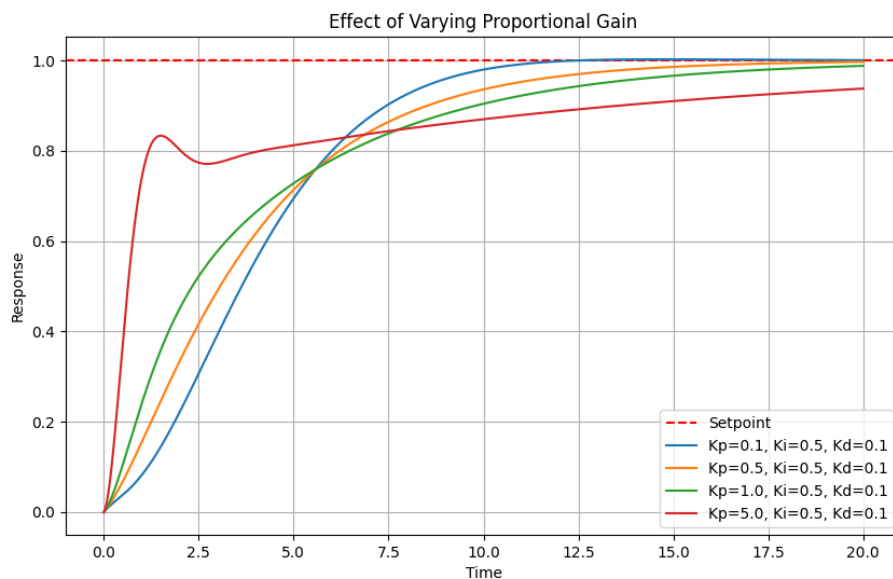


Figura 3.3: Efectele variației termenului K_p

Termenul derivativ

K_d este termenul derivativ, care poate fi interpretat ca eroarea viitoare. Acest termen este necesar deoarece poate compensa pentru perturbațiile externe. Un K_d mare atenuează oscilațiile și anticipează modificările erorii, în timp ce un K_d mic poate cauza mai multe oscilații. După cum se poate observa în Figura 3.5, pe măsură ce valoarea K_d crește, oscilațiile sunt vizibil atenuate. Termenul derivativ poate permite, de asemenea, un răspuns mai rapid, menținând în același timp depășirea valorii țintă sub control.

Este important de menționat că exemplele prezentate aici nu reprezintă răspunsul real al sistemului P.I.D. studiat. Aceste exemple ilustrative sunt oferite pentru a ajuta la o înțelegere mai bună a efectelor variației coeficienților P.I.D.

3.3 Descrierea algoritmului

Având în vedere configurația hardware-ului nostru, în care modulele Peltier sunt închise într-un modul HASC și disiparea căldurii reprezintă o provocare semnificativă, modulele HASC sunt, de asemenea, conectate la un sistem de răcire hibrid apă-aer, care reușește să reducă temperatura de la 36°C la aproximativ 24°C. De asemenea, utilizarea directă a rutinei P.I.D. de la 24°C poate cauza instabilitate în sistem din cauza tendinței sistemului P.I.D. de a compensa eroarea.

Cea mai bună metodă de a atinge temperatura țintă a fost găsită a fi o combinație între controlul On/Off și rutina P.I.D., care este activată după ce temperatura măsurată este mai mică decât temperatura țintă.

Rutina software operează în două moduri: “ramping” și “PID”. Modul ramping s-a dovedit a fi abordarea optimă pentru răcirea SiPM-urilor până când se atinge temperatura țintă, iar acesta funcționează prin creșterea tensiunii de ieșire cu 100

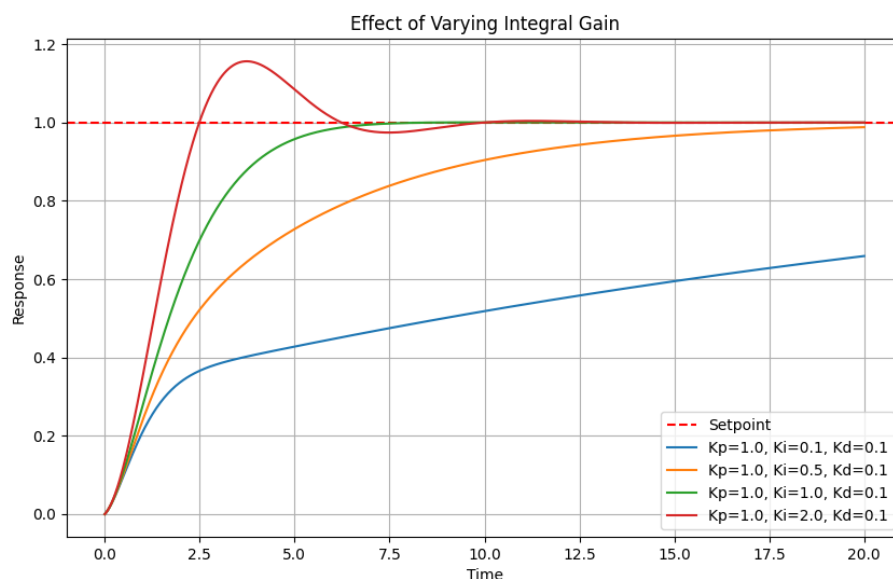


Figura 3.4: Effects variației termenului K_i

mV la fiecare 10 secunde. În acest fel, inerția termică este luată în considerare, iar modulul Peltier nu va supraîncălzi și nu va transfera căldura de la partea caldă la partea rece. În timpul fazei de ramping, dacă temperatura măsurată este mai mică decât temperatura măsurată anterior, tensiunea de ieșire va rămâne constantă. Dacă nu, încă 100 mV vor fi adăugați la tensiunea de ieșire.

Când temperatura țintă este atinsă, modul “PID” este activat și tensiunea aplicată este tratată ca un *bias*. Utilizând 3.1, acest lucru este echivalent cu:

$$U(t) = \text{bias} + u(t) \quad (3.2)$$

unde $U(t)$ este tensiunea de alimentare a modulului Peltier.

Atâta timp cât temperatura nu depășește un prag față de temperatura țintă (setat la 0.35 grade Celsius), controller-ul va rămâne în modul P.I.D. și tensiunea va fi ajustată astfel încât temperatura să rămână constantă. Dacă depășește acest prag, se va reveni la starea de “ramping” până când temperatura măsurată va fi mai mică decât temperatura țintă.

Un diagramă a algoritmului poate fi văzută în Figura 3.6.

3.4 Aspecte hardware și software

Sistemul este montat într-o carcasă standard de 2U din aluminiu și include nouă canale de intrare pentru temperatură, utilizând detectoare de temperatură pe bază de rezistență PT100 (RTD), împreună cu nouă ieșiri corespunzătoare pentru modulele de răcire termo-electrice, permițând un control termic precis.

La baza sistemului se află un mecanism de răcire bazat pe PID, controlat de două microcontrollere ATMega1284p. Un microcontroller este responsabil pentru executarea algoritmului de control PID, asigurând o reglare precisă a temperaturii,

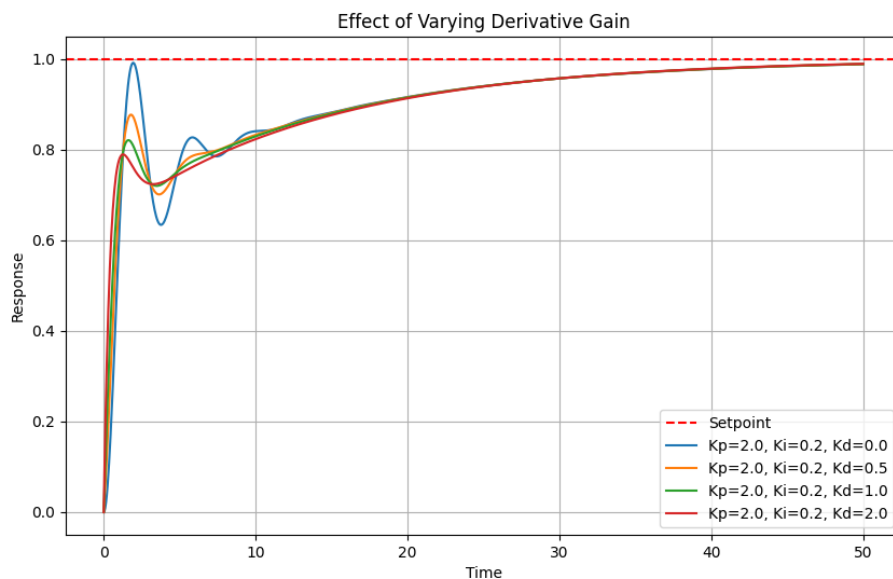


Figura 3.5: Efectele variației termenului K_d

în timp ce celălalt funcționează ca un client TCP/IP, susținând comunicarea și controlul de la distanță. Cele două microcontrollere comunică printr-o interfață UART.

Pentru monitorizarea hardware-ului sunt incluși trei termistori cu coeficient negativ de temperatură (NTC): unul fixat pe PCB pentru monitorizarea internă, unul pe sursa de alimentare și un altul pe radiatorul de deasupra MOSFET-urilor.

Sistemul folosește nouă elemente RTD pentru a monitoriza temperatura SiPM-urilor. Pentru a interfața cu senzorii PT100, este utilizat convertorul RTD-to-digital MAX31865 [46], care folosește tehnica de măsurare cu 4 fire [47] pentru a reduce efectele rezistenței cablajului și a îmbunătăți precizia măsurărilor.

Tensiunea de ieșire este setată folosind două convertoare digital-analog MAX5725 (DAC-uri) [48], alese datorită vitezei și rezoluției lor mari, precum și pentru a compensa numărul limitat de pini PWM disponibili pe microcontroller-ul ATmega.

Tensiunile și curenții de ieșire sunt monitorizați prin intermediul a nouă cipuri de monitorizare a curentului și puterii INA219 [49], conectate prin intermediul magistralei I²C la microcontrollerul PID ATmega.

O randare 3D a plăcii de bază (PCB) poate fi văzută în Figura 3.7.

Din cauza memoriei flash limitate a ATmega1284, implementarea unei interfețe grafice ușor de utilizat și sigure direct pe microcontroller nu este fezabilă. În schimb, sistemul se interfațează prin Ethernet cu un Raspberry Pi, care rulează serverul web (Figura 3.8) și software-ul pentru înregistrarea parametrilor cheie, cum ar fi temperaturile și tensiunile.

Comenzile din sistem sunt împărțite în două categorii: comenzi de setare și comenzi de raportare. O comandă de setare, cum ar fi **TEMP**, configurează parametri specifici urmând formatul *SCV*, unde:

- S reprezintă comanda de setare,

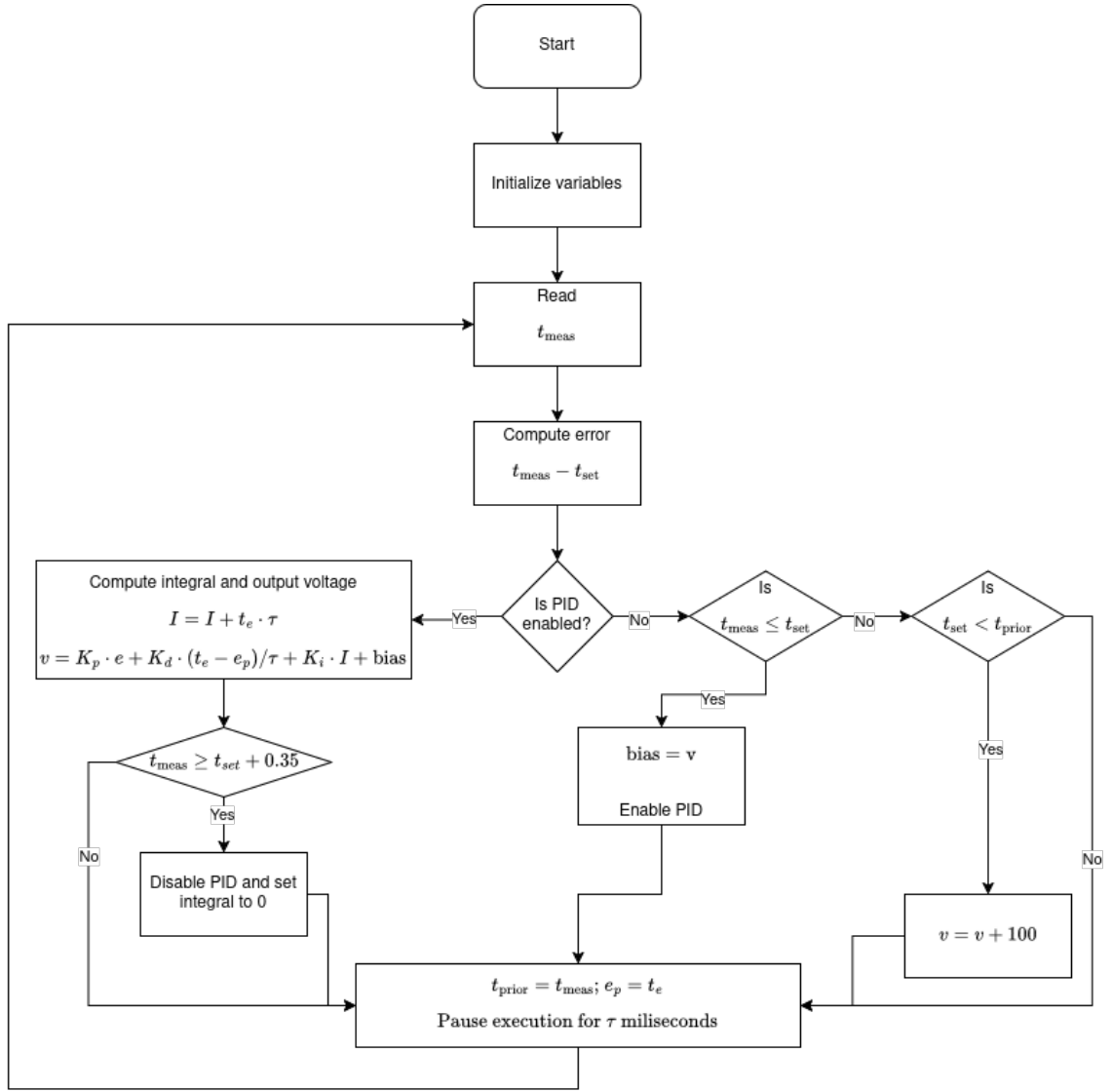


Figura 3.6: Reprezentare grafică a algoritmului pentru secvențele “ramping” și P.I.D. pentru un canal

- C indică numărul canalului (între 0 și 8, iar 9 aplică comanda tuturor canalelor),
- V specifică valoarea care trebuie atribuită.

3.5 Testul SiPM-ului

Tensiunea de străpungere a fost determinată experimental prin creșterea treptată a tensiunii de polarizare a SiPM-ului S12572-015C [50] până când semnale de mică amplitudine (aproximativ 2-3 mV) au fost detectate pe osciloscop. Pentru a îmbunătăți semnalul, semnalul SiPM-ului a fost amplificat folosind amplificatorul MAR-8A+ de la Mini-Circuits [51].

În cadrul acestei lucrări, a fost investigată experimental dependența de temperatură a SiPM-ului. După cum se poate observa în Figura 3.9, datele indică o dependență aproximativ liniară a tensiunii de rupere față de temperatură. O

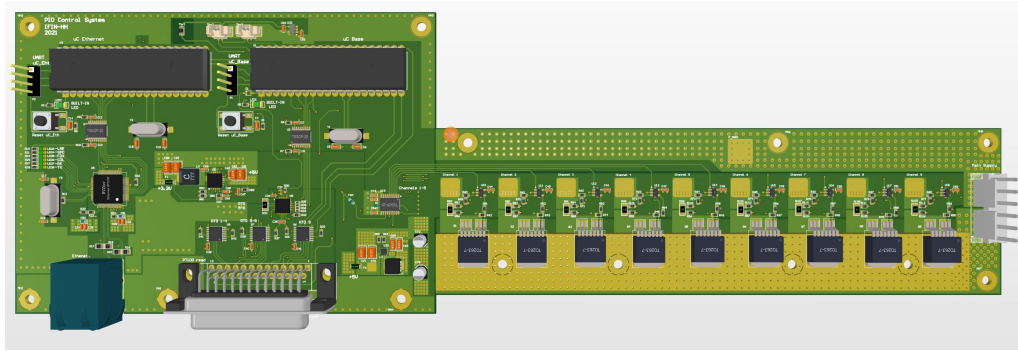


Figura 3.7: Randare 3D a plăcii electronice. Figură reprodusă din [42]

tendință similară este observată și în cazul curentului consumat de SiPM, care scade liniar pe măsură ce temperatura scade. Aceste măsurători confirmă comportamentul așteptat al fotodiodelor în avalanșă în condiții termice variabile.

În experimentul nostru, temperatura a fost inițial de 36°C și a fost apoi redusă la 20.5°C , stabilizată cu ajutorul sistemului de ventilație și al controller-ului P.I.D. Aceasta a dus la o creștere aproximativă de 30% a *gain*-ului.

3.6 Concluzii

Acest capitol a prezentat dezvoltarea unui sistem personalizat de control termic pentru SiPM-urile calorimetrului HASC al experimentului NA62 de la CERN. Sistemul a demonstrat o stabilizare eficientă a temperaturii folosind un sistem de feedback bazat pe P.I.D., integrat cu module termoelectrice.

Mai multe îmbunătățiri sunt necesare pentru iterațiile viitoare. Creșterea modularității sistemului ar permite un suport scalabil dincolo de limita actuală de nouă canale. Utilizarea unor microcontrollere mai puternice sau a FPGA-urilor ar putea permite procesare paralelă reală, depășind limitările secvențiale ale designului actual. În plus, controlul modular al tensiunii ar putea rezolva constrângerea de 3.3 V impusă de modulele Peltier existente.

Contribuțiile mele la acest capitol constau în:

- eforturi de grup colaborative în testarea SiPM-urilor și analiza rezultatelor asociate,
- proiectarea și implementarea firmware-ului pentru microcontrollerele P.I.D. și Ethernet,
- reglarea în timp real a buclei de feedback P.I.D.,
- proiectarea și implementarea interfeței grafice și a software-ului de monitorizare folosit pentru controlul sistemului P.I.D.

Microcontroller

UC1 UC2

Set section

Target Channel: 	Value: 	Submit
KP Channel: 	KP Value: 	Submit
KD Channel: 	KD Value: 	Submit
KI Channel: 	KI Value: 	Submit
Enable Channel 	Value: 	Submit
PID Threshold Channel 	Value: 	Submit
Max current: 	Submit	
PID dT: 	Submit	

Query section

Control section

Output

uC IP is 192.168.1.100
 Sending: TEMP
 Message: TEMP21.31;21.78;19.95;20.05;20.02;21.02;21.21;21.05;21.40;

Figura 3.8: Interfața web a controller-ului P.I.D. Figură repordusă din [42]

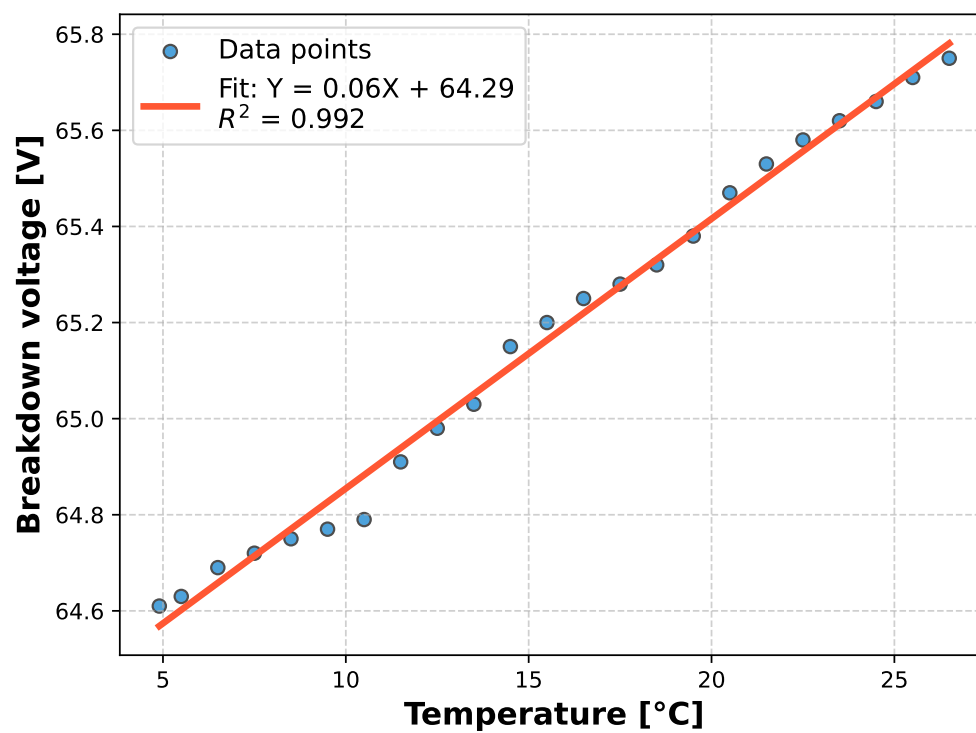


Figura 3.9: Dependența de temperatură a tensiunii de străpungere. Figură adaptată din [42]

Chapter 4

Determinarea raportului de dezintegrare a procesului $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$

4.1 Motivație pentru o nouă măsurare

Dezintegrarea pionului neutru (π^0) într-o pereche electron-pozitron este de un interes teoretic semnificativ, ceea ce o face un instrument valoros pentru testele de înaltă precizie ale Modelului Standard. La ordin principal (leading order), acest proces este guvernat de factorul de formă de tranziție (transition form factor) $F_{\pi^0\gamma^*\gamma^*}$, care rezultă din schimbul a doi fotoni virtuali. O înțelegere mai precisă a acestui factor de formă este esențială, deoarece oferă un contribuție critică pentru constrângerea contribuțiilor hadronice de tip light-by-light la momentul magnetic anormal (anomalous magnetic moment) al muonului, $(g - 2)_\mu$. În plus, raritatea extremă a dezintegrării $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ îi crește sensibilitatea la posibile noi procese fizice, deoarece este suprimată în raport cu canalul dominant $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ printr-un factor de aproximativ $2(\alpha m/M)^2$ [52], ceea ce o face un canal promițător pentru testarea fizicii dincolo de Modelul Standard (BSM).

Această dezintegrare este importantă deoarece oferă cea mai precisă măsurare a unui mezon pseudoscalar care se dezintegrează într-o pereche lepton-antilepton într-un regim în care contribuțiile pe distanțe scurte sunt neglijabile. În ChPT (Chiral Perturbation Theory), ea reprezintă constrângere experimentală riguroasă asupra predicțiilor teoretice. Prin urmare, măsurătorile acestui canal pot informa studiul altor dezintegrări ale mezonilor pseudoscalari în perechi lepton-antilepton, cum ar fi procesul $K_L^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. În acest caz, contribuțiile pe distanțe scurte, odată ce efectele pe distanțe lungi sunt eliminate, pot furniza informații valoroase despre elementul matricei CKM $|V_{td}|$ [30].

O altă motivație pentru această măsurare este discrepanța existentă de 2σ între rezultatul experimental și predicția teoretică [52].

În acest capitol, utilizând datele NA62 din 2017 și 2018, intenționăm să măsurăm raportul de dezintegrare al procesului $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$. Raportul de dezintegrare obținut anterior, din rezultatul preliminar, a fost $\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-(\gamma), x > 0.95) = (5.86 \pm 0.37) \times 10^{-8}$. Prin extrapolarea și scalarea rezultatului, raportul de dezintegrare este $\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-) = (6.22 \pm 0.39) \times 10^{-8}$ [53].

4.2 Strategia de analiză

Scopul acestei analize este de a măsura raportul de dezintegrare al procesului $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ (notat π_{ee}^0) în zona cinematică $x = m_{ee}^2/M_{\pi^0}^2 > 0.95$.

Pionii neutri sunt selectați din procesul de dezintegrare $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ care oferă un mediu “curat” datorită absenței neutrinilor. Pentru determinarea numărului de kaoni folosim așa numitul canal de normare. Procesul $K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$ a fost selectat deoarece aceleași condiții de selecție, cu mici modificări asupra condițiilor cinematice, au fost utilizate, lucru care ajută la micoșarea erorilor sistematice.

Selecția evenimentelor identifică trei traiectorii: o traiectorie care corespunde pionului pozitiv provenind din dezintegrarea $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ și două corespunzătoare pentru perechea electron-pozitron. Spectrometrul STRAW și calorimetrul electromagnetic LKr sunt utilizate pentru identificarea și selecția traiectoriilor. Masele de repaus ale perechii electron-pozitron și ale celor trei particule finale sunt reconstruite pentru a defini regiunile de semnal și de normare.

Raportul de dezintegrare al procesului $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ este tratat ca parametru de interes, numărul de dezintegrări ale kaonului fiind un parametru secundar. Pentru a obține parametrul de interes s-a folosit metoda *maximum likelihood*.

4.3 Seturile de date și Monte-Carlo

Analiza utilizează datele înregistrate de experimentul NA62 în perioadele de colectare a datelor din 2017 și 2018, cu anumite intervale de rulare omise; justificarea acestor excluderi este prezentată în capitolele următoare. Setul de date efectiv corespunde la aproximativ $8.9 \cdot 10^{11}$ de dezintegrări de kaoni. În tabelul 4.1 este rezumat seturile Monte-Carlo utilizate în analiză.

Canal de dezintegrare	Notăție scurtă	N _{evenimente}	Motivație
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$; $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$	$K_{\pi^+\pi_{ee}^0}$	3M	Semnal
$K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$	$K_{\pi ee}$	97M	Același produs de dezintegrare în starea finală
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$; $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$	$K_{\pi^+\pi_D^0}$	10M	Același produs de dezintegrare în starea finală
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$; $\pi^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	$K_{\pi^+\pi_{DD}^0}$	94M	Reconstrucție eronată a traiectoriilor e^+e^-

Tabelul 4.1: Seturile de date Monte-Carlo utilizate în analiza $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$

Pentru dezintegrarea $K_{\pi^+\pi_D^0}$, sunt utilizate două seturi distincte, corespunzătoare regiunilor $x > 0.5$ și $x < 0.5$. În cazul setului $x > 0.5$ pentru dezintegrarea $K_{\pi^+\pi_D^0}$, este utilizat un set de date a cărui pondere a fost modificată a spori numărul de evenimente care includ conversia fotonilor în primul compartiment STRAW, ceea ce reprezintă procesul primar de dezintegrării Dalitz.

4.4 Selecția evenimentelor

Având în vedere stările finale similare ale semnalului și normării, selecțiile de evenimente se suprapun într-o mare măsură, diferența principală fiind criteriile cinematice aplicate. Deși dezintegrarea Dalitz poate servi și ca set de normare, utilizarea canalului $K_{\pi ee}$ ajută la reducerea incertitudinilor sistematice, deoarece singura diferență între selecția sa și cea a semnalului constă în condițiile de selectare cinematică.

Selecția Dalitz este utilizată pentru evaluarea eficienței sistemului de declanșare precum și pentru corectarea calorimetrului LKr, care îmbunătățește identificarea particulelor pentru pioni și electroni.

Prin urmare, un singur cadru de selecție oferă acces la semnal, normare și mai multe unelte de corectare. Procedura de selecție a evenimentelor este împărțită în două etape: o fază inițială de preselecție, concepută pentru a identifica candidații pentru vertex cu trei traiectorii, urmată de faza principală de selecție, unde pot fi aplicate criterii mai stricte. Această abordare în două etape facilitează o explorare mai flexibilă și eficientă a diferitelor configurații de selecție.

4.4.1 Preselecția

Unele evenimente sunt eliminate pe baza subsistemelor precum KTAG, STRAW, RICH, CHOD, NewCHOD și LKr. Subsistemele cheie includ KTAG pentru identificarea kaonilor, STRAW pentru reconstrucția traiectoriilor, RICH face parte din sistemul de declanșare, iar CHOD/NewCHOD pentru corecțiile de timp. În cadrul analizei noastre LKr este utilizat pentru identificarea particulelor.

Două seturi de *run-uri*, 7615-7721 (2017D) și 8518-8548 (2018A), sunt excluse din cauza eficienței scăzute a componentei LKr20 a sistemului de declanșare L0.

Selecția inițială constă în alegerea unui singur *vertex* cu sarcina totală $Q = 1$, $105\text{ m} < Z < 180\text{ m}$, parametrul $\chi^2 < 25$ și distanța între fascicul și axă de sub 40 mm.

Pentru a evita selecția accidentală a altor evenimente au fost implementate niște constrângeri temporale precum o fereastră de 5ns între marca temporală sistemului de declanșare și cea a vertex-ului, 5ns între mărcile temporale ale traiectoriilor și o fereastră de maxim 1ns între detectorul KTAG și CHOD.

4.4.2 Selecția comună

Primul pas al selecției comune este aplicarea condiției **QX**, care presupune ca cel puțin două traiectorii de vertex să fie extrapolate către cvadrante opuse diagonal în cadrul NewCHOD, cu *hit-uri* asociate NewCHOD la o diferență de cel mult 4 ns față de timpul sistemului de declanșare.

Pentru fiecare traiectorie se impun următoarele condiții:

- Impulsul să fie de cel puțin 6 GeV/c.
- Traiectoriile trebuie să fie în acceptanța geometrică a detectorului STRAW și să aibă o distanță de cel puțin 20 mm între ele la fiecare stație STRAW.
- În mod similar, fiecare traiectorie să aibă o separație de cel puțin 20 cm al față calorimetrului LKr

- Parametrul $\chi^2 < 20$ pentru fiecare traiectorie.

De asemenea sunt aplicate asupra *vertex*-ului constrângeri de ordin cinematic:

- Impulsul total să fie în intervalul de 2.5 GeV/c față de impulsul mediu al fasciculului.
- Impulsul transversal să fie mai mic de 30 MeV/c.

Pentru evenimentele Dalitz se selectează suplimentar un cluster liber a cărui energie este de cel puțin 2 GeV, cu anumite constrângeri geometrice și de timp. Patru-impulsul fotonului este reconstruit folosind energia și poziția clusterului, împreună cu poziția *vertex*-ului.

O traiectorie pozitivă este identificată ca un candidat pozitron dacă se află în interiorul acceptanței geometrice atât a calorimetrului LKr, cât și a detectorului LAV12, și dacă raportul energie-impuls E/p satisface condiția $0.9 < E/p < 1.1$. Cealaltă traiectorie pozitivă este etichetată ca un candidat pion dacă îndeplinește aceeași cerință de acceptanță geometrică și are $E/p < 0.9$. Dacă o traiectorie se află în afara acceptanței ambelor detectoare LKr și LAV12, condiția E/p nu este aplicată, iar traiectoria este păstrată în selecție. Evenimentele cu două ipoteze valide sunt respinse.

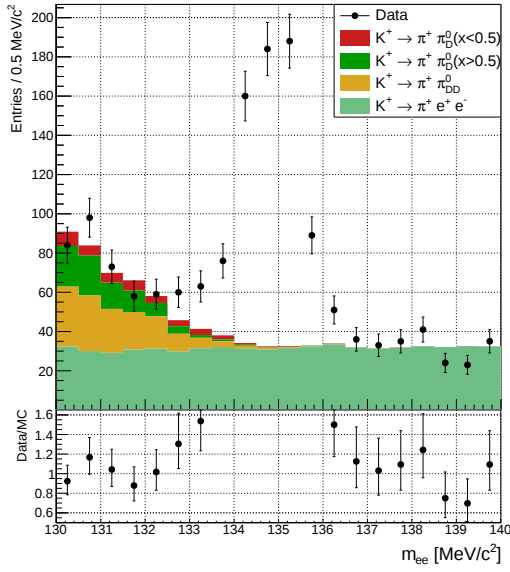
Pentru a reduce fundalul generat de dezintegrările Dalitz în care un foton se convertește într-o pereche e^+e^- , de obicei în primul compartiment STRAW, sunt aplicate criterii suplimentare. Astfel de conversii pot produce o traiectorie $e^\pm$ cu impuls mare și o traiectorie $e^\mp$ cu impuls mic, care poate fi sub limita inferioară de detecție a impulsului a detectorului STRAW. Această situație poate imita o dezintegrare Dalitz reală, crescând riscul de identificare greșită. Prin urmare, fiecare candidat $e^\pm$ trebuie reconstruit folosind *hit*-uri din toate cele patru compartimente STRAW. Mai mult, fiecare canal STRAW din primul compartiment traversat de o traiectorie reconstruită $e^\pm$ trebuie să înregistreze un *hit*. Deși această cerință are un impact minim asupra dezintegrărilor Dalitz adevărate, este eficientă în respingerea conversiilor fotonilor.

Pentru a reduce suplimentar fundalul provenit din dezintegrări rare ale kaonilor, cum ar fi $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, urmate de $\pi^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, sunt respinse evenimentele cu segmente de traiectorie în primele două compartimente STRAW care sunt compatibile cu *vertex*-ul de dezintegrare reconstruit.

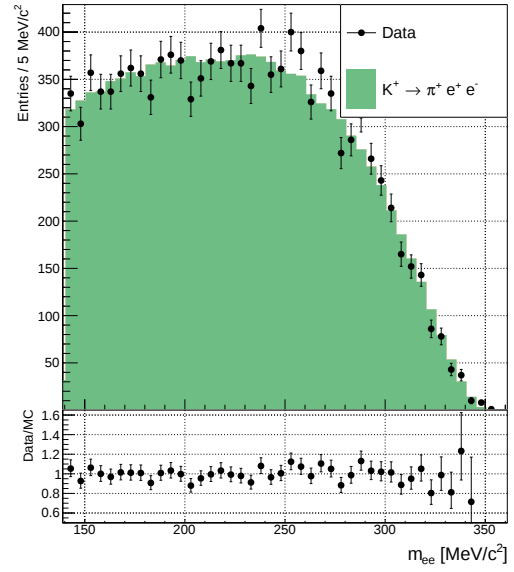
Criteriile de selecție diferă în funcție de faptul că dezintegrarea țintă este π_{ee}^0 sau $K_{\pi ee}$, dar se aplică o preselectie comună: masa reconstruită a kaonului $m_{\pi ee}$ trebuie să se afle în intervalul (480, 510) MeV/c², iar masa reconstruită a dielectronului trebuie să satisfacă condiția $m_{ee} > 130$ MeV/c².

Pentru selecția dezintegrării π_{ee}^0 , se aplică o constrângere suplimentară unde $m_{ee} \in (130, 140)$ MeV/c² (Figura 4.1a).

Pentru selecția $K_{\pi ee}$, se cere ca m_{ee} să se afle în intervalul (140, 360) MeV/c² (Figura 4.1b). Mai mult, se evaluează o ipoteză de tip “swap”, în care identificarea particulelor pentru traiectoriile e^+ și π^+ este intenționat schimbată. Masa de repaus a configurației schimbate trebuie să depășească 140 MeV/c². Această tehnică s-a dovedit eficientă în suprimarea dezintegrărilor Dalitz din setul de normare.

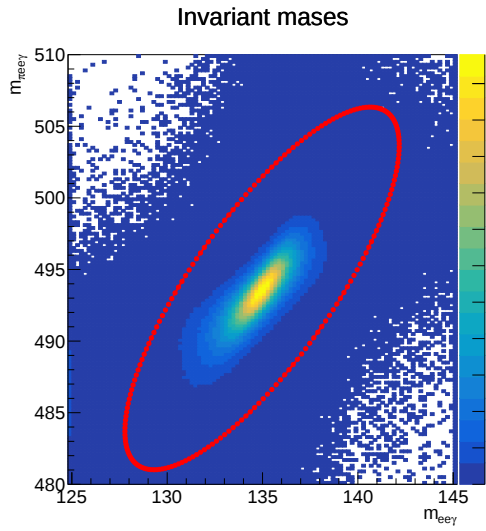


(a) Spectrul m_{ee} în cazul selecției semnalului fără a include setul π_{ee}^0 Monte-Carlo

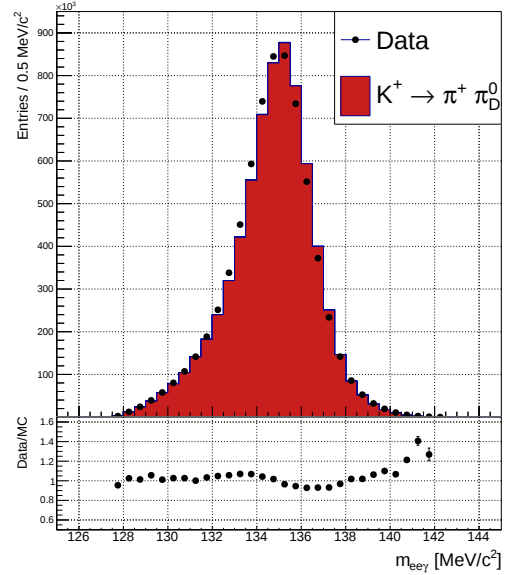


(b) Spectrul m_{ee} în cazul selecției normării

Figura 4.1: Spectrul m_{ee} în cazul selecției de semnal și normare



(a) Proiecție 2D $(m_{ee\gamma}, m_{\pi ee\gamma})$ - selecție Dalitz



(b) Masa reconstruită a pionului neutru în cazul selecției Dalitz

Figura 4.2: Stânga: Proiecție 2D $(m_{ee\gamma}, m_{\pi ee\gamma})$ - selecție Dalitz. Dreapta: Spectrul masei reconstruite a pionului neutru în cazul selecției Dalitz.

Pentru selecția dezintegrării π_D^0 , care este utilizată exclusiv pentru evaluarea eficienței sistemului de declanșare și pentru corecții, se aplică o “tăiere” eliptică similară în planul $(m_{ee\gamma}, m_{\pi ee\gamma})$. Elipsa este rotită cu un unghi de 1.109 radiani și are lungimi pe jumătate de 14 MeV/ c^2 și 4 MeV/ c^2 de-a lungul axelor sale majoră și minoră, respectiv, așa cum este prezentat în [54], după cum se poate observa în Figura 4.2a.

În Tabelul 4.2, sunt prezentate acceptanțele seturilor de date Monte Carlo pentru selecțiile de semnal și normare după aplicarea tuturor criteriilor de selecție.

Set Monte-Carlo	Selecție semnal	Selecție normare
$K_{\pi^+\pi_{ee}^0}$	4.64×10^{-2}	1.72×10^{-5}
$K_{\pi ee}$	0.2×10^{-2}	4.26×10^{-2}
$K_{\pi^+\pi_D^0}, x < 0.5$	1.62×10^{-8}	0
$K_{\pi^+\pi_D^0}, x > 0.5$	1.06×10^{-5}	2.09×10^{-8}
$K_{\pi^+\pi_{DD}^0}$	2.13×10^{-5}	1.06×10^{-8}

Tabelul 4.2: Acceptanțele seturilor Monte Carlo care trec toate criteriile de selecție pentru selecțiile de semnal și normare

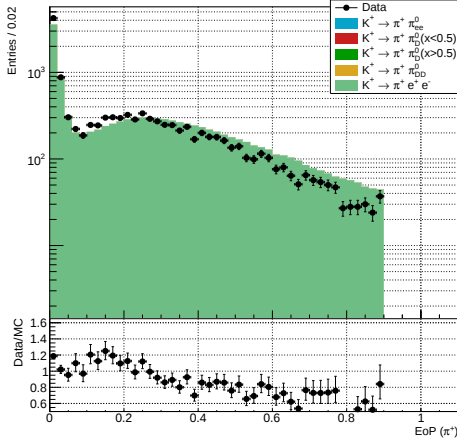
4.5 Emulatorul energiei calorimetrului LKr

Emulatorul energiei calorimetrului LKr este o versiune personalizată a emulatorului standard *LKr Pion Energy Emulator* din cadrul software-ului NA62, cu hărți de energie construite pentru electroni, pozitroni și pioni pozitivi folosind o selecție modificată a π_D^0 . Această selecție, bazată exclusiv pe criterii cinematice, se potrivește strâns cu criteriile de semnal și normare, minimizând în același timp fundalul $K_{3\pi}$, permițând calibrarea răspunsului LKr fără a depinde de identificarea particulelor.

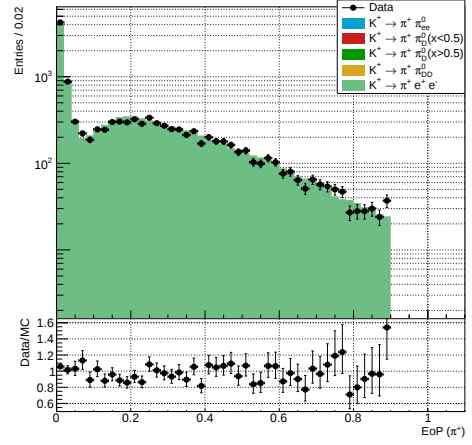
Primele încercări de a folosi o singură hartă spațială pentru electroni și pozitroni nu au reușit să rezolve discrepanțele dintre date și Monte-Carlo. O scanare a LKr-ului a dezvăluit un *hotspot* în apropierea punctului (150, 0) mm, unde media E/p devia de la unitate pentru ambele specii. Deoarece electronii și pozitronii au arătat modele spațiale similare, dar cu distribuții diferite, hărțile lor au fost combinate pentru a îmbunătăți calibrarea.

Pentru a ține cont de alte posibile *hotspot*-uri, fața LKr este împărțită în 100 de regiuni, fiecare regiune acoperind o suprafață de 200×200 mm². Dacă proiecția unei traiectorii pe axa x sau y depășește ± 1000 mm, aceasta va fi ajustată la cea mai apropiată regiune validă a hărții.

Efectul cumulativ al *hotspot*-urilor detectorului LKr nu este vizibil în mod clar în comparația Data/MC pentru selecția $K_{\pi ee}$, în principal din cauza statisticii limitate și a distribuției spațiale diferite a pozițiilor traiectoriilor pe fața frontală a LKr. Cu toate acestea, se observă o îmbunătățire atunci când emulatorul este aplicat pionilor (Figura 4.3a și 4.3b). Pentru a demonstra mai departe efectul emulatorului, distribuția E/p pentru pozitroni este ilustrată separat într-o regiune rectangulară definită de $x \in (0, 400)$ mm și $y \in (-200, 200)$ mm. Efectul emulatorului este vizibil, îmbunătățind acordul între Date și Monte-Carlo, după cum se poate observa în Figura 4.4.

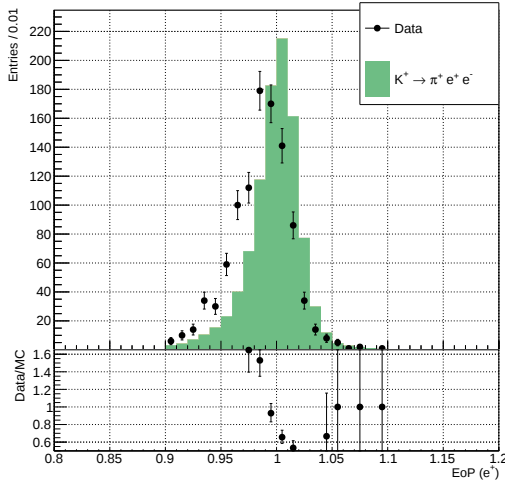


(a) E/p pentru traiectoria π^+ folosind răspunsul predefinit

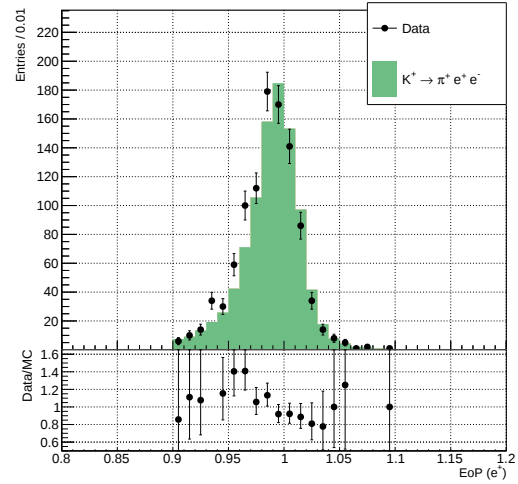


(b) E/p pentru traiectoria π^+ folosind răspunsul emulat

Figura 4.3: Comparația între răspunsul implicit Monte-Carlo (stânga) și răspunsul emulat (dreapta) pentru selecția de normare $K_{\pi ee}$



(a) Răspunsul implicit MC al distribuției E/p pentru selecția $K_{\pi ee}$



(b) Răspunsul emulat MC al distribuției E/p pentru selecția $K_{\pi ee}$

Figura 4.4: Comparația dintre răspunsul MC implicit și cel emulat al comportamentului $K_{\pi ee}$ este realizată într-o regiune rectangulară definită de $x \in (0, 400)$ mm, $y \in (-200, 200)$ mm.

Pentru o traiectorie identificată ca pion în simulările Monte Carlo, având în vedere impulsul său, o valoare E/p este selectată aleatoriu dintr-o distribuție obținută prin proiecția impulsului pe harta de referință care caracterizează răspunsul detectorului pentru pioni. Pentru candidații electroni sau pozitroni în Monte Carlo, se ia în considerare și poziția proiecției traiectoriei pe fața calorimetrului LKr. Valoarea E/p este selectată dintr-o distribuție care depinde atât de impulsul traiectoriei, cât

și de coordonatele spațiale la fața LKr, încorporând astfel variațiile dependente de poziție ale răspunsului detectorului.

4.6 Eficiența sistemului de declanșare

Pentru a evalua eficiența sistemului de declanșare, selecția Dalitz a fost utilizată pentru a identifica perioadele de eficiență redusă.

Mai precis, evaluarea eficienței sistemului de declanșare L0 pentru **QX** și **LKr20** necesită prezența primitivelor valide **RICH**. Algoritmul următor este utilizat pentru evaluarea eficienței:

- Sunt selectate evenimente de tipul *Control* bazat pe date generate de **CHOD**.
- Evenimentele sunt păstrate dacă conțin cel puțin o primitivă **RICH** în slotul sistemului de declanșare.
- Un eveniment selectat este considerat eficient dacă o primitivă **QX** sau **LKr20** apare în slotul central, stâng sau drept.

Pentru evaluarea eficienței trigger-ului **RICH** L0, se urmează o procedură similară, cu excepția faptului că primitivele **NewCHOD** sunt utilizate în locul primitivelor **RICH**.

Pentru evaluarea eficienței L1, se folosesc evenimentele *Autopass*. În lanțul actual al sistemului de declanșare, sunt aplicate doar condițiile **KTAG** și **STRAW_{Exo}**, care sunt evaluate secvențial. Pentru a determina eficiența **KTAG**, se calculează raportul dintre evenimentele care îndeplinesc condiția L1 **KTAG** și numărul total de evenimente *Autopass*. Pentru **STRAW_{Exo}**, eficiența este calculată ca raportul dintre evenimentele care trec atât condițiile *Autopass*, cât și condiția L1 **KTAG**, și numărul de evenimente care trec doar condiția *Autopass*.

După cum este prezentat în Figura 4.5, perioadele 2017D și 2018A sunt excluse din cauza eficienței scăzute a **LKr20**, care a fost cauzată de o problemă hardware.

Un sistem de declanșare bazat pe software (HLT - High Level Trigger) este, de asemenea, utilizat, unde algoritmi L1 sunt aplicați evenimentelor L1 după decodificarea și reconstrucția specifică detectorului. Dacă condițiile L1 sunt îndeplinite, HLT solicită date de la GTK și calorimetre pentru a obține un eveniment complet. Atât în date, cât și în simulările Monte Carlo, planificăm utilizarea HLT, deoarece eficiența acestuia este comparabilă cu cea a sistemului de declanșare hardware L1 (cu o diferență de maxim 1%).

Figurile 4.6 până la 4.7 arată eficiențele L0 comparând datele și simulările Monte Carlo, în timp ce figurile 4.8 și 4.9 prezintă o comparație a eficiențelor între Date - L1, Date - HLT și Monte Carlo HLT.

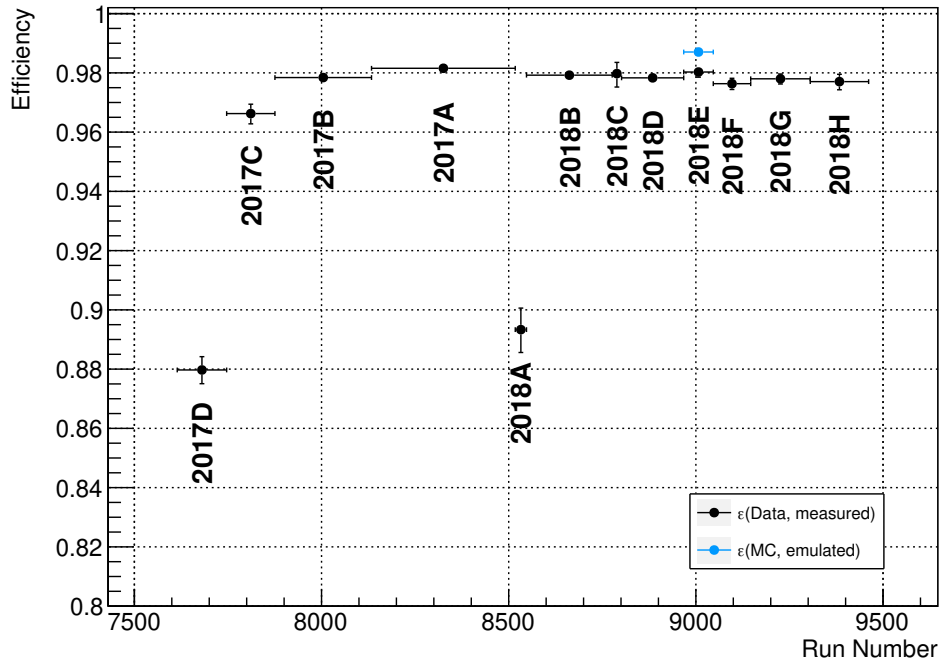


Figura 4.5: Eficiența L0 - LKr20 ca funcție de numărul *run*-ului

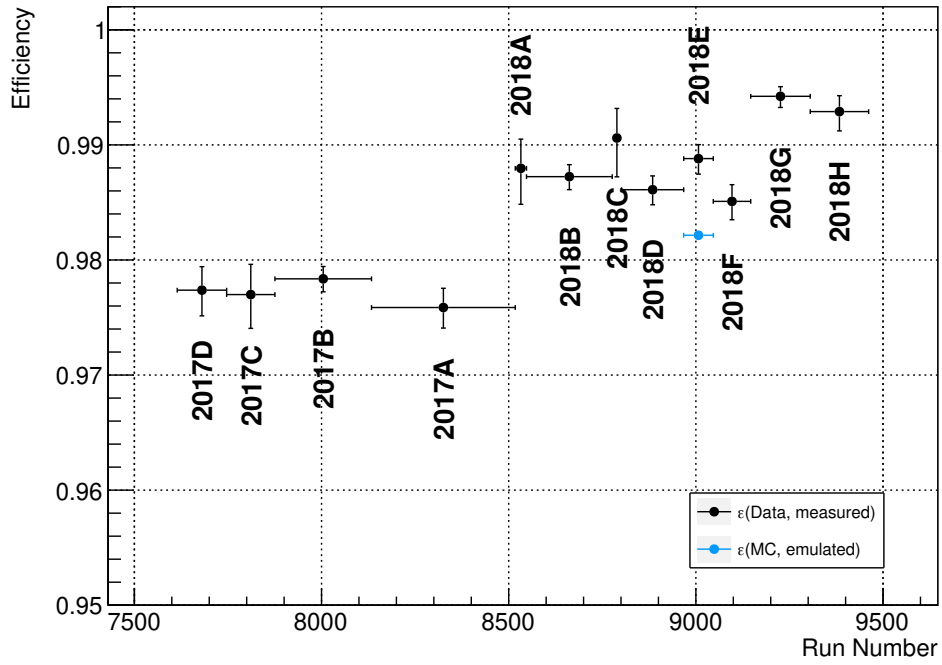


Figura 4.6: Eficiența L0 - QX ca funcție de numărul *run*-ului

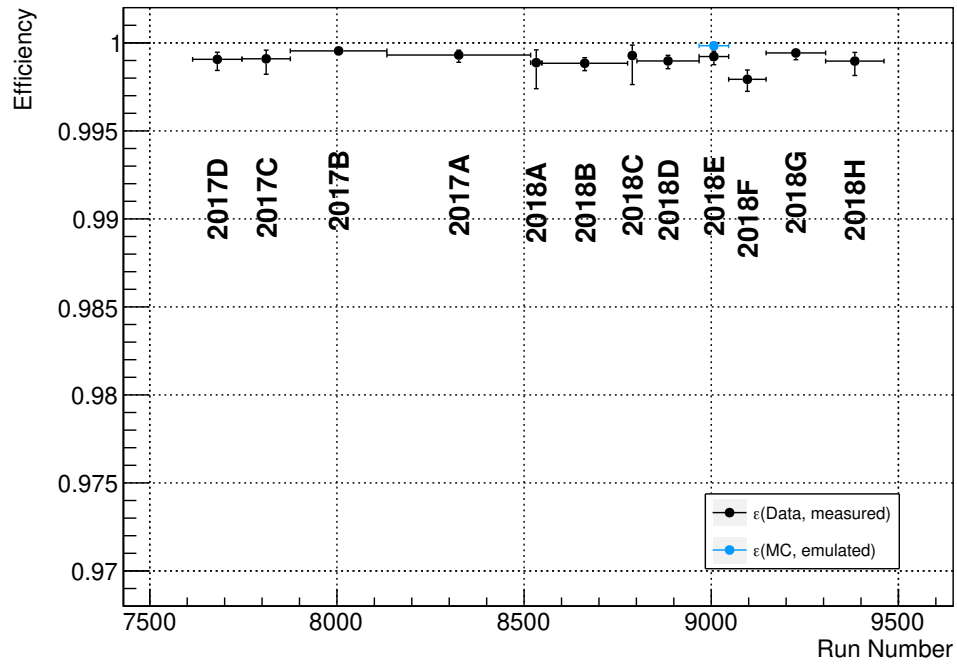


Figura 4.7: Eficiența L0 - RICH ca funcție de numărul *run*-ului

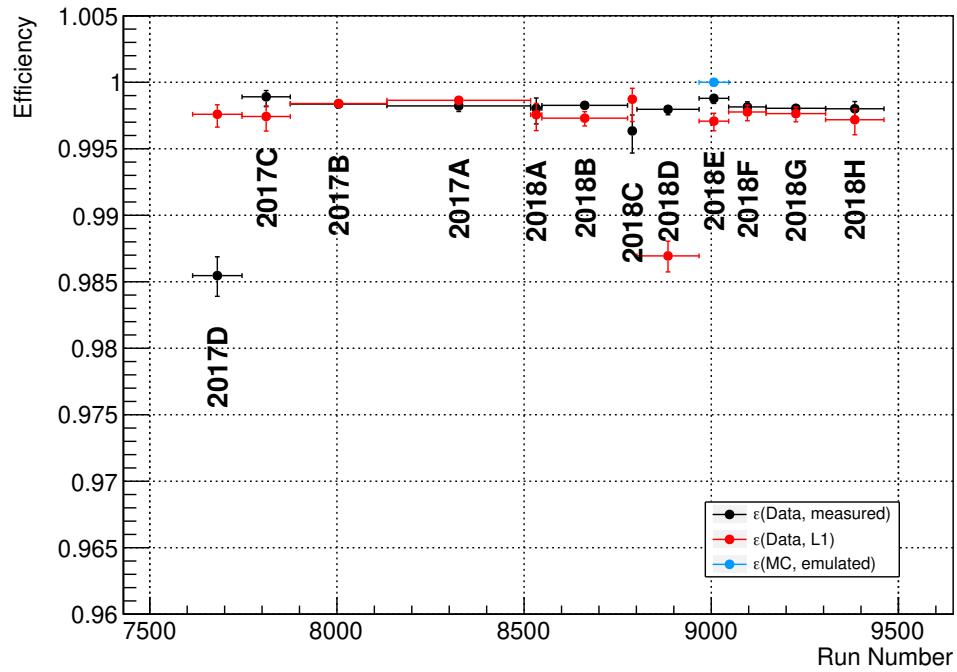


Figura 4.8: Eficiența KTAG ca funcție de numărul *run*-ului

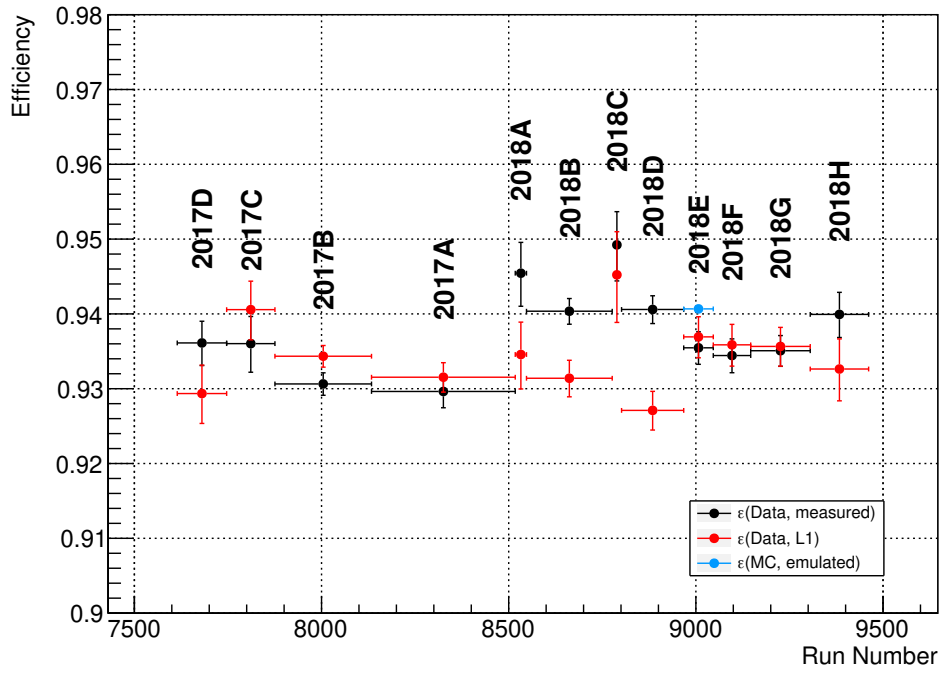


Figura 4.9: Eficiență STRAW ca funcție de numărul *run*-ului

4.7 Procedura de extragere a raportului de dezintegrare

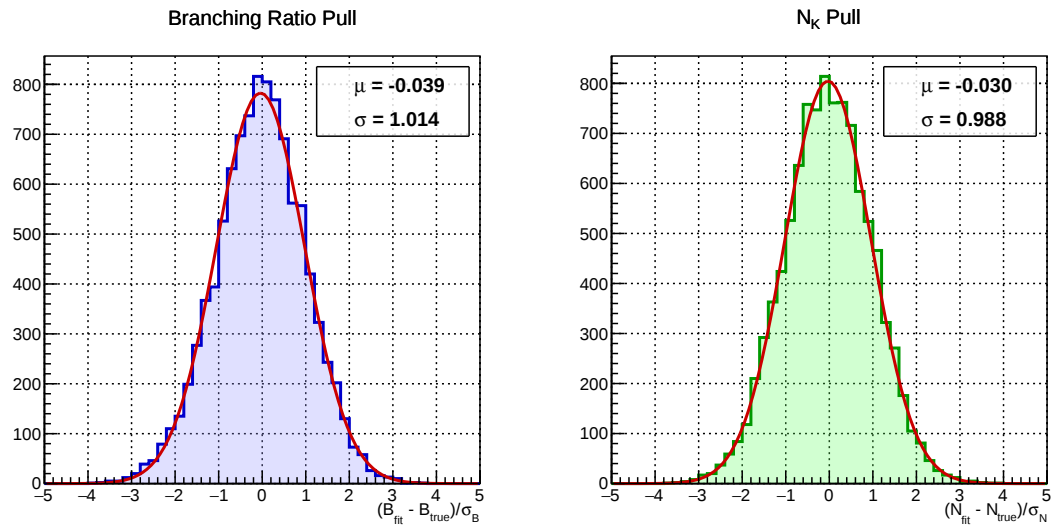


Figura 4.10: Distribuția *pull* [55] a raportului de dezintegrare și a numărului de dezintegrări ale kaon-ului pentru metoda *maximum likelihood*.

Două metode au fost folosite pentru a estima raportul de dezintegrare a procesului π_{ee}^0 : *maximum likelihood* și minimizarea χ^2 . Scopul a fost extragerea raportului de dezintegrare $\mathcal{B}(\pi_{ee}^0)$ prin potrivirea simultană a semnalului și a fondului $K_{\pi ee}$. Funcția *maximum likelihood* a fost construită folosind probabilități Poisson pentru histogramele semnal-plus-fond și de normare, iar parametrul de semnal μ și parametrii de tip “nuisance” au fost utilizați pentru a lua în calcul incertitudinile fondului. Metoda *maximum likelihood* a fost aleasă ca estimator principal datorită robusteții sale statistice superioare, deoarece aceasta a dat rezultate imparțiale comparativ cu metoda χ^2 , care a introdus un bias. Studiile Monte Carlo cu pseudo-experimente au confirmat că metoda *maximum likelihood* a furnizat estimări corecte, în timp ce metoda χ^2 a arătat deviații sistematice.

4.8 Rezultatul

Așa cum a fost detaliat în secțiunea anterioară, metoda *maximum likelihood* este folosită pentru a determina atât raportul de dezintegrare, cât și numărul total de dezintegrări ale kaon-ului. Rezultatele obținute sunt:

$$N_K = (9.35 \pm 0.085) \times 10^{11} \quad (4.1)$$

$$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-, x > 0.95) = (5.88 \pm 0.28) \times 10^{-8} \quad (4.2)$$

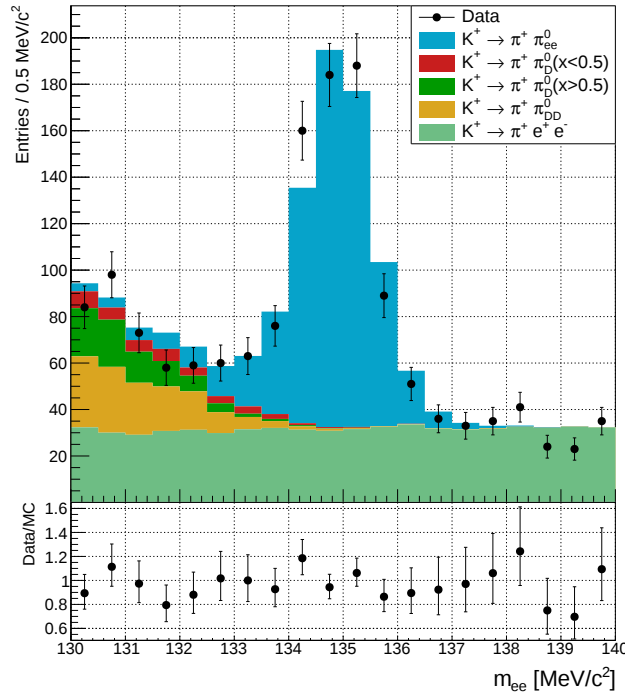


Figura 4.11: Spectrul masei de repaus a dielectronului în regiunea semnal, unde valoarea ajustată a raportului de dezintegrare este aplicată setului Monte Carlo al semnalului.

Încorporând cele mai recente corecții radiative, rezultatul poate fi extrapolat la:

$$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-, \text{no-rad.}) = (6.26 \pm 0.29) \times 10^{-8} \quad (4.3)$$

Distribuția masei de repaus a dielectronului în regiunea semnal este prezentată în Figura 4.11, cu setul Monte Carlo al semnalului scalat conform valorii ajustate a raportului de dezintegrare $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$.

4.9 Incertitudini sistematice

Pentru a obține rezultatul final o serie de teste sistematice au fost realizate. Printre acestea se numără:

- **Emulatori alternativi ai sistemului de declanșare:** S-au creat emulatori alternativi folosind selecția Dalitz, rezultând hărți de corecție. În cadrul simulărilor Monte-Carlo, fiecărui eveniment i s-a aplicat o pondere în funcție de energia *vertex*-ului sau impulsul traiectoriei corespunzătoare electronului.
- **Simulări ale fundalului:** În cadrul selecției, s-a modificat sarcina $Q = -1$ sau $Q = 3$ pentru a observa concordanța între date și simulările Monte-Carlo. Cea mai mare neconcordanță observată a fost de 25%. În acest caz, fiecare componentă a fundalului a fost estimată cu o incertitudine de $\pm 25\%$, iar raportul de dezintegrare a fost recalculat.
- **Simulări ale semnalului:** În cadrul generatorului Monte-Carlo al semnalului, parametrul de cut-off a fost modificat de la 0.98 la 0.995.
- **Reconstrucție și identificare a particulelor:** S-a folosit instrumentul standard din `NA62Framework` pentru a testa eficacitatea reconstrucției spectrometrului. În cadrul identificării particulelor, s-a testat diferența dintre răspunsul predefinit și cel generat de emulatorul energiei calorimetrului LKr.
- **Simularea fasciculului:** O nouă ponderare a evenimentelor bazată pe compararea distribuției reale a impulsului fasciculului cu cea simulată, folosind histograme.

Cea mai mare sursă de incertitudine sistematică provine din eficiența sistemului de declanșare. Simulările fundalului și cele ale semnalului contribuie moderat, în timp ce reconstrucția și identificarea particulelor au un impact similar. Simularea fasciculului introduce un efect neglijabil.

Sursă	$ \delta\mathcal{B} \cdot 10^{-8}$
Sistemul de declanșare	0.09
Simulări ale fundalului	0.05
Simulări ale semnalului	0.04
Reconstrucție și identificare particule	0.04
Simulări fascicul	< 0.01
Total	0.12

Tabelul 4.3: Erori datorate incertitudinilor sistematice

4.10 Incertitudini externe

Sursa de pioni neutri își are origine în dezintegrarea $K_{2\pi}$ decay, dezintegrările $K_{\pi ee}$, π_{DD}^0 , and π_D^0 constituind fundalul care intră în zona semnalului. Pentru a lua în considerare incertitudinile ratelor de dezintegrare, fiecare a fost variată cu $\pm 1\sigma$.

Dezintegrare	Variație	$ \delta(\mathcal{B}) \cdot 10^{-8}$	$ \delta(N_K) \cdot 10^{11}$	Eroare
$K_{\pi ee}$	$+1\sigma$	0.185	0.28	0.19
	-1σ	0.188	0.28	
$K_{2\pi}$	$+1\sigma$	0.02	<0.01	0.02
	-1σ	0.02	<0.01	
π_{DD}^0	$+1\sigma$	0.01	0.01	0.01
	-1σ	0.01	0.01	
π_D^0	$+1\sigma$	<0.01	<0.01	<0.01
	-1σ	<0.01	<0.01	

Tabelul 4.4: Efectele variației cu $\pm 1\sigma$ ale ratelor de dezintegrare a proceselor de fundal și procesului $K_{2\pi}$ care reprezintă sursa de pioni neutri.

Sursa externă de incertitudine este:

$$|\delta\mathcal{B}| = 0.19 \times 10^{-8}, \quad (4.4)$$

contribuția dominantă provenind din eroarea procesului $K_{\pi ee}$.

4.11 Rezultatul final

Raportul de dezintegrare al procesului $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ pentru regiunea cinematică $x > 0.95$ este:

$$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-, x > 0.95) = (5.88 \pm 0.28) \times 10^{-8}. \quad (4.5)$$

Încorporând toate sursele de incertitudine listate în Tabelul 4.5, rezultatul final este:

$$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-, x > 0.95) = (5.88 \pm 0.36) \times 10^{-8}. \quad (4.6)$$

Sursa de incertitudine	$ \delta\mathcal{B} \times 10^{-8}$
Incertitudini statistice	0.28
Incertitudini externe	0.19
Incertitudini sistematice	0.12
Incertitudine totală	0.36

Tabelul 4.5: Rezumat al surselor de incertitudine care influențează rezultatul final

În plus, extrapolând la întreaga gamă cinematică, raportul de dezintegrare devine:

$$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-, \text{no-rad}) = (6.26 \pm 0.38) \times 10^{-8}. \quad (4.7)$$

4.12 Concluzii

Raportul de dezintegrare obținut în această analiză actualizează rezultatul preliminar NA62 și este consistentă cu măsurătoarea anterioară KTeV, odată ce se aplică corecțiile radiative. Valoarea centrală arată o concordanță îmbunătățită cu cele mai recente predicții teoretice. Setul de date *Run 1* include 1470 evenimente semnal și 11971 evenimente de normare.

Studiile preliminare folosind doar datele din 2022 indică o dublare a statisticii față de *Run 1*, datorită sistemului de declanșare îmbunătățit.

Un alt rezultat al acestei analize este dezvoltarea emulatorului de energie LKr, special ajustat pentru electroni și pozitroni. Acest emulator reduce semnificativ discrepanțele între date și simulările Monte Carlo și îmbunătățește capacitățile de identificare a particulelor.

În plus, au fost colectate peste 10000 de evenimente de normare din canalul de dezintegrare $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ cu o puritate de 99.9% în perioada *Run 1*. Deoarece această dezintegrare servește drept set de normare, ea contribuie cu cea mai mare incertitudine externă a rezultatului nostru. O analiză viitoare va putea reduce această incertitudine.

Contribuțiile mele la acest capitol constau în:

- Optimizarea criteriilor de selecție pentru a încorpora eficient atât canalul de semnal, cât și cel de normare,
- Evaluarea și analiza eficienței sistemului de declanșare,
- Investigarea și evaluarea incertitudinilor sistematice,
- Îmbunătățirea emulatorului energiei calorimetrului LKr pentru a permite corecții precise ale energiei depozitate de electroni și pozitroni,
- Dezvoltarea și implementarea software-ului pentru procedura de extragere a rezultatului, utilizând o metodologie existentă.

Chapter 5

Concluzii finale

În această lucrare, m-am concentrat pe prezentarea unei soluții personalizate pentru răcirea și stabilizarea temperaturii fotomultiplicatoarelor pe bază de siliciu (SiPM) din subdetectorul HASC al experimentului NA62 de la CERN. Au fost identificate mai multe domenii care pot fi îmbunătățite. În primul rând, îmbunătățirea modularității sistemului ar permite amplificatoarelor existente și circuitelor de citire a temperaturii să devină adaptabile, în loc să fie limitate la nouă canale fixe. În al doilea rând, integrarea unor microcontrollere mai puternice sau a unor FPGA-uri ar permite execuția paralelă a rutinei de control pe toate canalele, depășind pseudo-paralelismul actual impus de limitările microcontroller-ului existent. De asemenea, tensiunea de ieșire este în prezent restricționată la 3.3 V din cauza limitărilor modulelor Peltier; cu toate acestea, modularitatea ar putea permite aplicarea unor limite de tensiune variabile, în mod independent, pe modulele de răcire individuale.

De asemenea, am efectuat și măsurarea experimentală a raportului de dezintegrare a procesului $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$ folosind setul de date *Run 1* al experimentului NA62. Pentru regiunea cinematică $x > 0.95$, raportul de dezintegrare este:

$$\begin{aligned}\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-(\gamma), x > 0.95) &= (5.88 \pm 0.28_{\text{stat.}} \pm 0.12_{\text{syst.}} \pm 0.19_{\text{ext.}}) \times 10^{-8} \\ &= (5.88 \pm 0.36) \times 10^{-8}.\end{aligned}$$

Încorporând cele mai recente corecții radiative și extrapolând în toată regiunea cinematică, am obținut:

$$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow e^+e^-, \text{no-rad.}) = (6.26 \pm 0.38) \times 10^{-8}.$$

Incertitudinea generală este dominată de fluctuațiile statistice și de precizia limitată a raportului de dezintegrare al procesului $K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$ care servește drept set de normare în această analiză. Pentru a atenua această limitare, este planificată o nouă analiză dedicată pentru determinarea raportului de dezintegrare al procesului $K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$ în cadrul colaborării NA62.

Pentru a obține o reducere semnificativă a incertitudinii statistice, o măsurare utilizând setul de date din *Run 2* este planificată. Colectarea datelor pentru această fază este în curs din 2021 și se preconizează că va continua până la Long Shutdown 3 (LS3).

Comparând rezultatul actual al experimentului NA62 cu măsurarea anterioară din cadrul experimentului KTeV, se observă că valoarea centrală a NA62 este mai

mică, apropiindu-se de valoarea teoretică; totuși, cele două măsurări rămân compatibile din punct de vedere statistic, în limita incertitudinilor respective.

În capitolul 3, lucrarea mea s-a concentrat în principal pe dezvoltarea firmware-ului și pe reglarea în timp real a controller-ului P.I.D. (Proportional-Integrativ-Derivativ). Contribuțiile mele la acest capitol constau în:

- eforturi de grup colaborative în testarea SiPM-urilor și analiza rezultatelor asociate,
- proiectarea și implementarea firmware-ului pentru microcontroller-ele P.I.D. și Ethernet,
- reglarea în timp real a buclei de feedback P.I.D.,
- proiectarea și implementarea interfeței grafice și a software-ului de monitorizare folosit pentru controlul sistemului P.I.D.

În acest capitol au fost prezentate într-un mod mai detaliat rezultatele obținute în articolul *PID-Based Temperature Stabilization for Silicon Photomultipliers Using Thermoelectric Cooling Devices* [42], publicat în *Romanian Journal of Physics*.

În Capitolul 4 am prezentat procedura de extragere a raportului de dezintegrare al procesului $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$, rezultatele preliminare fiind prezentate la conferința *31st International Workshop on Deep Inelastic Scattering* [53]. Contribuțiile mele la acest capitol constau în:

- Optimizarea criteriilor de selecție pentru a încorpora eficient atât canalul de semnal, cât și cel de normare,
- Evaluarea și analiza eficienței sistemului de declanșare,
- Investigarea și evaluarea incertitudinilor sistematice,
- Îmbunătățirea emulatorului energiei calorimetrului LKr pentru a permite corecții precise ale energiei depozitate de electroni și pozitroni,
- Dezvoltarea și implementarea software-ului pentru procedura de extragere a rezultatului, utilizând o metodologie existentă.

Lista de lucrări

Articole și prezentări în domeniul tezei

- P.-C. Boboc, O.-E. Huțanu, and A. M. Bragadireanu, *PID-Based Temperature Stabilization for Silicon Photomultipliers Using Thermoelectric Cooling Devices*, Rom. J. Phys. **69**, 906 (2024). DOI: <https://doi.org/10.59277/RomJPhys.2024.69.906> (IF: 1.9, AIS: 0.183)
- P.-C. Boboc, conference talk on behalf of NA62 Collaboration, ‘Recent results from precision measurements at the NA62 experiment’, *New Trends in High-Energy and Low-x Physics*, Sfântu Gheorghe, Romania, 2024. URL: <https://indico.cern.ch/event/1353482/contributions/6085496/>. Proceedings DOI: <https://doi.org/10.15407/ujpe69.11.781>
- P.-C. Boboc, conference talk on behalf of NA62 Collaboration, ‘Latest results from precision measurements at the NA62 experiment’, *31st International Workshop on Deep Inelastic Scattering*, Grenoble, France, 2024. URL: <https://lpsc-indico.in2p3.fr/event/3268/contributions/7401/>. Proceedings DOI: <https://doi.org/10.22323/1.469.0123>

Articole în cadrul colaborării NA62

- E. Cortina Gil et al., NA62 Collaboration, *Search for hadronic decays of feebly-interacting particles at NA62*, Eur. Phys. J. C **85**, 571 (2025). DOI: [10.1140/epjc/s10052-025-14133-w](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-025-14133-w)
- E. Cortina Gil et al., NA62 Collaboration, *Observation of the $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ decay and measurement of its branching ratio*, J. High Energ. Phys. **2025**, 02 (2025). DOI: [https://doi.org/10.1007/JHEP02\(2025\)191](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2025)191).
- E. Cortina Gil et al., NA62 Collaboration, *First detection of a tagged neutrino in the NA62 experiment*, Phys. Lett. B **863** (2025) 139345. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2025.139345>
- M. U. Ashraf et al., NA62 Collaboration, *First search for $K^+ \rightarrow \pi^0 \pi^+ \mu^- e^+$ decays*, Phys. Lett. B **859** (2024) 139122. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2024.139122>
- A. Bethani et al., NA62 Collaboration, *Development of a new CEDAR for kaon identification at the NA62 experiment at CERN*, JINST **19** P05005 (2024), DOI: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/19/05/P05005>

- E.Cortina Gil et al., NA62 Collaboration, *Search for leptonic decays of dark photons at NA62*, Phys. Rev. Lett. **133**, 111802 (2024). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.133.111802>
- E.Cortina Gil et al., NA62 Collaboration, *Measurement of the $K^+ \rightarrow \pi^+ \gamma \gamma$ decay*, Phys. Lett. B **850** (2024) 138513. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2024.138513>
- E.Cortina Gil et al., NA62 Collaboration, *Search for K^+ decays into the $\pi^+ e^+ e^- e^+ e^-$ final state*, Phys. Lett. B **846** (2023) 138193. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2023.138193>
- The NA62 collaboration., Cortina Gil, E., Kleimenova, A. et al., *A study of the $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu \gamma$ decay*, J. High Energ. Phys. **2023**, 40 (2023). DOI: [https://doi.org/10.1007/JHEP09\(2023\)040](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2023)040)
- The NA62 collaboration., Cortina Gil, E., Kleimenova, A. et al., *Improved calorimetric particle identification in NA62 using machine learning techniques*, J. High Energ. Phys. **2023**, 138 (2023). DOI: [https://doi.org/10.1007/JHEP11\(2023\)138](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2023)138)
- The NA62 collaboration., Cortina Gil, E., Jerhot, J. et al., *Search for dark photon decays to $\mu^+ \mu^-$ at NA62*, J. High Energ. Phys. **2023**, 35 (2023). DOI: [https://doi.org/10.1007/JHEP09\(2023\)035](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2023)035)

Bibliografie

- [1] Max Aker et al. “Direct neutrino-mass measurement based on 259 days of KATRIN data”. In: *Science* 388.6743 (Apr. 2025), 180–185. ISSN: 1095-9203. DOI: 10.1126/science.adq9592. URL: <http://dx.doi.org/10.1126/science.adq9592>.
- [2] G. Bellini et al. “Neutrino Oscillations”. In: *Advances in High Energy Physics* 2014 (2014), 1–28. ISSN: 1687-7365. DOI: 10.1155/2014/191960. URL: <http://dx.doi.org/10.1155/2014/191960>.
- [3] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. “Particle dark matter: evidence, candidates and constraints”. In: *Physics Reports* 405.5–6 (Jan. 2005), 279–390. ISSN: 0370-1573. DOI: 10.1016/j.physrep.2004.08.031. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2004.08.031>.
- [4] Abhay Ashtekar and Eugenio Bianchi. “A short review of loop quantum gravity”. In: *Reports on Progress in Physics* 84.4 (Mar. 2021), p. 042001. ISSN: 1361-6633. DOI: 10.1088/1361-6633/abed91. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1361-6633/abed91>.
- [5] Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, and Gia Dvali. “The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter”. In: *Physics Letters B* 429.3–4 (June 1998), 263–272. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/S0370-2693(98)00466-3. URL: [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693\(98\)00466-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00466-3).
- [6] Andrzej J. Buras et al. “ $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ and $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ in the Standard Model: status and perspectives”. In: *Journal of High Energy Physics* 2015.11 (Nov. 2015). ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/jhep11(2015)033. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP11\(2015\)033](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP11(2015)033).
- [7] W. N. Cottingham and D. A. Greenwood. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. 2nd. Cambridge: Cambridge University Press, 2007. ISBN: 9780521852494.
- [8] Francis Halzen and Alan D. Martin. *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. 1st. New York: John Wiley & Sons, 1984.
- [9] W. Pauli. “Über den Zusammenhang des Abschlusses der Elektronengruppen im Atom mit der Komplexstruktur der Spektren”. In: *Zeitschrift für Physik* 31.1 (Feb. 1925), 765–783. ISSN: 0044-3328. DOI: 10.1007/bf02980631. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF02980631>.
- [10] Abdelhak Djouadi and José Ignacio Illana. *Steven Weinberg and Higgs Physics*. 2024. DOI: 10.48550/ARXIV.2401.07838. URL: <https://arxiv.org/abs/2401.07838>.

- [11] F. Archilli et al. “Flavour-changing neutral currents making and breaking the standard model”. In: *Nature* 546.7657 (June 2017), 221–226. ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/nature21721. URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nature21721>.
- [12] James William Rohlf. *Modern physics from α to Z^0* . en. Nashville, TN: John Wiley & Sons, Mar. 1994.
- [13] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani. “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry”. In: *Physical Review D* 2.7 (Oct. 1970), 1285–1292. ISSN: 0556-2821. DOI: 10.1103/physrevd.2.1285. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.2.1285>.
- [14] Nicola Cabibbo. “Unitary Symmetry and Leptonic Decays”. In: *Physical Review Letters* 10.12 (June 1963), 531–533. ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/physrevlett.10.531. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.10.531>.
- [15] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. “CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction”. In: *Progress of Theoretical Physics* 49.2 (Feb. 1973), 652–657. ISSN: 0033-068X. DOI: 10.1143/ptp.49.652. URL: <http://dx.doi.org/10.1143/PTP.49.652>.
- [16] R L Workman et al. “Review of Particle Physics”. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2022.8 (Aug. 2022). ISSN: 2050-3911. DOI: 10.1093/ptep/ptac097. URL: <http://dx.doi.org/10.1093/ptep/ptac097>.
- [17] Joachim Brod, Martin Gorbahn, and Emmanuel Stamou. “Two-loop electroweak corrections for the $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ decays”. In: *Physical Review D* 83.3 (Feb. 2011). ISSN: 1550-2368. DOI: 10.1103/physrevd.83.034030. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.83.034030>.
- [18] Gerhard Buchalla and Andrzej J. Buras. “QCD corrections to rare K- and B-decays for arbitrary top quark mass”. In: *Nuclear Physics B* 400.1–3 (July 1993), 225–239. ISSN: 0550-3213. DOI: 10.1016/0550-3213(93)90405-e. URL: [http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213\(93\)90405-E](http://dx.doi.org/10.1016/0550-3213(93)90405-E).
- [19] Mikołaj Misiak and Jörg Urban. “QCD corrections to FCNC decays mediated by Z-penguins and W-boxes”. In: *Physics Letters B* 451.1–2 (Apr. 1999), 161–169. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/S0370-2693(99)00150-1. URL: [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693\(99\)00150-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00150-1).
- [20] Gerhard Buchalla and Andrzej J. Buras. “The rare decays $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$, $B \rightarrow X \nu \bar{u}$ and $B \rightarrow l^+ l^-$: an update”. In: *Nuclear Physics B* 548.1–3 (May 1999), 309–327. ISSN: 0550-3213. DOI: 10.1016/S0550-3213(99)00149-2. URL: [http://dx.doi.org/10.1016/S0550-3213\(99\)00149-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0550-3213(99)00149-2).
- [21] E. Cortina Gil et al. “Measurement of the very rare $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ decay”. In: *Journal of High Energy Physics* 2021.6 (June 2021). ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/jhep06(2021)093. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06\(2021\)093](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2021)093).

- [22] E. Cortina Gil et al. “Observation of the $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ decay and measurement of its branching ratio”. In: *Journal of High Energy Physics* 2025.2 (Feb. 2025). ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/jhep02(2025)191. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP02\(2025\)191](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP02(2025)191).
- [23] Alexander E. Dorokhov and Mikhail A. Ivanov. “Rare decay $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$: Theory confronts KTeV data”. In: *Physical Review D* 75.11 (June 2007). ISSN: 1550-2368. DOI: 10.1103/physrevd.75.114007. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.75.114007>.
- [24] Tomáš Husek. “Neutral-pion decay into an electron-positron pair: A review and update”. In: *Physical Review D* 110.3 (Aug. 2024). ISSN: 2470-0029. DOI: 10.1103/physrevd.110.033004. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.110.033004>.
- [25] M. Knecht et al. “Decay of Pseudoscalars into Lepton Pairs and Large N_C QCD”. In: *Physical Review Letters* 83.25 (Dec. 1999), 5230–5233. ISSN: 1079-7114. DOI: 10.1103/physrevlett.83.5230. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.5230>.
- [26] Tomáš Husek and Stefan Leupold. “Two-hadron saturation for the pseudoscalar–vector–vector correlator and phenomenological applications”. In: *The European Physical Journal C* 75.12 (Dec. 2015). ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-015-3778-x. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3778-x>.
- [27] Martin Hoferichter et al. “Improved Standard-Model Prediction for $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ ”. In: *Physical Review Letters* 128.17 (Apr. 2022). ISSN: 1079-7114. DOI: 10.1103/physrevlett.128.172004. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.172004>.
- [28] K. S. McFarland et al. “Measurement of the branching ratio of the $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ from π^0 ’s produced by $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ decays in flight”. In: *Physical Review Letters* 71.1 (July 1993), 31–34. ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/physrevlett.71.31. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.31>.
- [29] A. Deshpande et al. “Determination of the branching ratio of the decay $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ ”. In: *Physical Review Letters* 71.1 (July 1993), 27–30. ISSN: 0031-9007. DOI: 10.1103/physrevlett.71.27. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.27>.
- [30] E. Abouzaid et al. “Measurement of the rare decay $\pi^0 \rightarrow e^+ e^-$ ”. In: *Physical Review D* 75.1 (Jan. 2007). ISSN: 1550-2368. DOI: 10.1103/physrevd.75.012004. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.75.012004>.
- [31] NA62 Collaboration. *NA62 Technical Design Document*. URL: http://na62.web.cern.ch/na62/Documents/TD_Full_doc_v10.pdf.
- [32] E. Cortina Gil et al. “The beam and detector of the NA62 experiment at CERN”. In: *Journal of Instrumentation* 12.05 (May 2017), P05025–P05025. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/12/05/p05025. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/12/05/p05025>.
- [33] Ewa Lopienska. “The CERN accelerator complex, layout in 2022. Complexe des accélérateurs du CERN en janvier 2022”. In: (2022). General Photo. URL: <https://cds.cern.ch/record/2800984>.

- [34] Collaboration NA62. *2020 NA62 Status Report to the CERN SPSC*. Tech. rep. Geneva: CERN, 2020. URL: <https://cds.cern.ch/record/2713499>.
- [35] C. Parkinson et al. “Transforming NA62”. In: *CERN EP Newsletter* (2021). URL: <https://ep-news.web.cern.ch/content/transforming-na62>.
- [36] H. Danielsson et al. “New veto hodoscope ANTI-0 for the NA62 experiment at CERN”. In: *Journal of Instrumentation* 15.07 (July 2020), C07007–C07007. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/15/07/c07007. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/15/07/C07007>.
- [37] NA62 Collaboration. *2022 NA62 Status Report to the CERN SPSC*. Tech. rep. Geneva: CERN, 2022. URL: <https://cds.cern.ch/record/2805351>.
- [38] E. Cortina Gil et al. “Performance of the NA62 trigger system”. In: *Journal of High Energy Physics* 2023.3 (Mar. 2023). ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/jhep03(2023)122. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP03\(2023\)122](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP03(2023)122).
- [39] R. Ammendola et al. “The integrated low-level trigger and readout system of the CERN NA62 experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 929 (June 2019), 1–22. ISSN: 0168-9002. DOI: 10.1016/j.nima.2019.03.012. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2019.03.012>.
- [40] Slawomir Piatek. *What is an SiPM and how does it work?* Accessed: 2025-03-28. 2016. URL: <https://hub.hamamatsu.com/us/en/technical-notes/mppc-sipms/what-is-an-SiPM-and-how-does-it-work.html>.
- [41] Slawomir Piatek. *How does temperature affect the gain of an SiPM?* Accessed: 2025-03-28. 2016. URL: <https://hub.hamamatsu.com/us/en/technical-notes/mppc-sipms/how-does-temperature-affect-the-gain-of-an-SiPM.html>.
- [42] BOBOC P.C., HUTANU O.E., and BRAGADIREANU A.M. “PID-Based Temperature Stabilization for Silicon Photomultipliers Using Thermoelectric Cooling Devices”. In: *Romanian Journal of Physics* 69.7–8 (Sept. 2024), 906–906. ISSN: 1221-146X. DOI: 10.59277/romjphys.2024.69.906. URL: <http://dx.doi.org/10.59277/RomJPhys.2024.69.906>.
- [43] Karl Johan Astrom and Richard M. Murray. *Feedback Systems: An Introduction for Scientists and Engineers*. USA: Princeton University Press, 2008. ISBN: 0691135762.
- [44] *PID Control: New Identification and Design Methods*. Springer-Verlag, 2005. ISBN: 1852337028. DOI: 10.1007/1-84628-148-2. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/1-84628-148-2>.
- [45] Sawyer Fuller et al. “The Python Control Systems Library (python-control)”. In: *60th IEEE Conference on Decision and Control (CDC)*. IEEE. 2021, pp. 4875–4881.
- [46] *MAX31865 RTD-to-Digital Converter*. Rev. 3. Analog Devices. July 2015. URL: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/MAX31865.pdf>.

- [47] Paul Horowitz and Winfield Hill. *The art of electronics; 3rd ed.* Cambridge: Cambridge University Press, 2015.
- [48] *MAX5725 Ultra-Small, Octal-Channel, 8-/10-/12-Bit Buffered Output DACs with Internal Reference and SPI Interface*. Rev. 2. Analog Devices. Feb. 2013. URL: <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/MAX5723-MAX5725.pdf>.
- [49] *INA219 Zero-Drift, Bidirectional Current/Power Monitor With I²C Interface*. Rev. 3. <https://www.ti.com/lit/gpn/ina219>. July 2015. URL: <https://www.ti.com/lit/gpn/ina219>.
- [50] *S12572-010, S12572-015 MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) Datasheet*. Hamamatsu Photonics. URL: https://hamamatsu-su/files/uploads/pdf/3_mppc/s12572-010__15_c_p_kapd1045e.pdf.
- [51] *Drop-In Monolithic Amplifier*. Mini-Circuits. URL: <https://www.minicircuits.com/pdfs/MAR-8A+.pdf>.
- [52] Petr Vaško and Jiří Novotný. “Two-loop QED radiative corrections to the decay $\pi^0 \rightarrow e^+e^-$: the virtual corrections and soft-photon bremsstrahlung”. In: *Journal of High Energy Physics* 2011.10 (Oct. 2011). ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1007/jhep10(2011)122. URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10\(2011\)122](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10(2011)122).
- [53] Petre-Constantin Boboc on behalf of the NA62 collaboration. “Latest results from precision measurements at the NA62 experiment”. 31st International Workshop on Deep Inelastic Scattering. 2024. URL: <https://lpsc-indico.in2p3.fr/event/3268/contributions/7401/>.
- [54] Enrico Lari. *Measurements of the $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ decay with application of Deep Learning techniques*. Jan. 2023.
- [55] Luc Demortier. *Pull Distributions*. Tech. rep. CDF Note 5776. Accessed: 2025-07-21. CDF Collaboration, 2002. URL: <https://lucdemortier.github.io/assets/papers/cdf5776-pulls.pdf>.