

**ESTUDIO DEL DECAIMIENTO DEL PROTÓN EN EL
EXPERIMENTO DUNE**

Por

Norman A. Martinez Figueroa

Tesis sometida en cumplimiento parcial de los requerimientos para el grado de

MAESTRÍA EN CIENCIAS

en

FÍSICA

**UNIVERSIDAD DE PUERTO RICO
RECINTO UNIVERSITARIO DE MAYAGÜEZ**

2018

Aprobada por:

Héctor Méndez Mella, Ph.D
Presidente, Comité Graduado

Fecha

Samuel Santana Colón, Ph.D
Miembro, Comité Graduado

Fecha

Juan Eduardo Ramírez, Ph.D
Miembro, Comité Graduado

Fecha

Luis F. Cáceres, Ph.D
Representante de Estudios Graduados

Fecha

Rafael A. Ramos, Ph.D
Director del Departamento

Fecha

Resumen de Disertación Presentado a Escuela Graduada
de la Universidad de Puerto Rico como requisito parcial de los
Requerimientos para el grado de Maestría en Ciencias

**ESTUDIO DEL DECAIMIENTO DEL PROTÓN EN EL
EXPERIMENTO DUNE**

Por

Norman A. Martinez Figueroa

2018

Consejero: Héctor Méndez Mella
Departamento: Física

Actualmente se está trabajando en lo que será a futuro el proyecto en física experimental de Neutrinos DUNE. El experimento DUNE busca responder algunas de las preguntas más inquietantes en el mundo de la física de partículas entre las cuales se encuentra determinar con mayor precisión la masa del neutrino, la violación a la invarianza de la carga-paridad (“CP-Violation”) y estudiar los neutrinos provenientes de supernovas entre otros.

Dentro de la colaboración que está trabajando en el experimento¹ se encuentra el “Nucleon Decay Group” (NDK) que tiene como objetivo principal el evaluar y demostrar la sensibilidad experimental de varios modos de descomposición de nucleones y otros procesos donde no se conserva el número bariónico.

Dentro de estos procesos no conservadores está el decaimiento espontáneo del protón o “protón decay”, este proceso es importante porque es una de las predicciones de múltiples teorías de gran unificación (GUTs), que estudian la posibilidad de unificar

¹ Científicos de 140 Laboratorios y Universidades en 27 Países

3 de las fuerzas fundamentales (Débil, fuerte y electromagnética) en una sola teoría. Un ejemplo de estas teorías es el modelo Georgi-Glashow, que fue uno de los primeros modelos consistentes en sugerir la descomposición del protón y postuló que la vida media del protón sería al menos de 10^{31} años².

El estudio se centró en simulaciones en Monte-Carlo para el canal $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$ (donde $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$) en el experimento DUNE, para el cual se calculó preliminarmente la eficiencia y sensibilidad de la reconstrucción y adicionalmente se estudiaron los canales $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$ para los cuales se estudió su topología particular para obtener la reconstrucción de momento y masa invariante para el protón, K_s^0 , los piones π^+ y π^- , producto del decaimiento $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, y del leptón proveniente del Protón.

² Que es un tiempo mayor que el de la edad del universo 13.7×10^9 años

Abstract of Disertación Presented to the Graduate School
of the University of Puerto Rico in Partial Fulfillment of the
Requirements for the Degree of Master of Science

STUDY OF PROTON DECAY ON DUNE EXPERIMENT

By

Norman A. Martinez Figueroa

2018

Chair: Héctor Méndez Mella

Major Department: Physics

Currently, work is being done on what will be the future project in Neutrino physics DUNE. DUNE seeks to answer some of the most amazing questions in the world of particle physics, to determine more precisely the mass of the neutrino, the CP-Violation and study neutrinos from supernovas among others.

Within the collaboration that is working on the experiment³, is the "Nucleon Decay Group" (NDK) whose main objective is to evaluate and demonstrate the experimental sensitivity of DUNE for several modes of decomposition of nucleons and other processes where the baryonic number is not conserved.

Within these non-conservative processes is the Proton decay, this process is important because it is one of the predictions of multiple grand unification theories (GUTs), which are studying the possibility of unifying 3 of the fundamental forces (Weak, Strong and Electromagnetic) in a single theory.

An example of these theories is the Georgi-Glashow model, which was one of the first theories consistent in suggesting the decomposition of the proton and postulated

³ Scientists from 140 Laboratories and Universities in 27 Countries.

that the half-life of the proton would be at least 10^{31} years⁴ .

This study focused on simulations in Monte-Carlo for the channel $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ ($K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$) in DUNE experiment, for which the efficiency and sensitivity of the reconstruction was obtained and additionally the channels $p \rightarrow e^+ K_s^0$ and $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$ were studied using their particular topology to obtain the reconstruction of momentum and invariant mass for the Proton, K_s^0 , the pions π^+ and π^- , product of the decay $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, and of the lepton coming from the Proton.

⁴ That time is bigger than the age of the universe 13.7×10^9 years.

Copyright © 2018

por

Norman A. Martinez Figueroa

Este trabajo de grado esta especialmente dedicado a mi familia en Pasto, Nariño, Colombia. A mi Madre Maria Eugenia Figueroa, mi Padre Enrique Martinez y mi Hermana Gisela Martinez, sin ellos nada de esto sería posible.

AGRADECIMIENTOS

Quiero agradecer a mi consejero y asesor de Tesis el Profesor Héctor Méndez Mella, quien ha estado al frente de este proyecto y asesorándome desde mi llegada a Puerto Rico hace ya 3 años.

A los Profesores y a todo el equipo profesional del Departamento de Física del Recinto Universitario de Mayagüez quienes brindaron un soporte muy grande durante todas las actividades académicas.

A mis compañeros y amigos que compartieron conmigo este tiempo tan enriquecedor para mi vida personal y profesional.

Y por brindarme la oportunidad de estudiar, quisiera agradecer a Puerto Rico que me ha recibido de la mejor manera desde mi llegada, al pueblo Mayagüezano que siempre ha demostrado un gran afecto hacía el estudiante internacional y muy especialmente a America Gaviria quien ha sido un gran apoyo en los momentos más difíciles de esta tesis, mil y mil gracias.

TABLA DE CONTENIDO

	<u>pagina</u>
RESUMEN EN ESPAÑOL	ii
ABSTRACT ENGLISH	iv
AGRADECIMIENTOS	viii
LISTA DE TABLAS	xi
LISTA DE FIGURAS	xii
LISTA DE ABREVIACIONES	xv
LISTA DE SIMBOLOS	xvi
1 Introducción	1
1.1 Modelo Estándar de Partículas Elementales	1
1.1.1 Cromodinámica Cuántica (QCD)	2
1.1.2 Teoría electrodébil	5
1.2 Neutrinos	6
1.2.1 Oscilación de Neutrinos	8
1.3 Teorías de Gran Unificación y Decaimiento del protón	10
1.3.1 Teorías de Gran Unificación	10
1.3.2 Decaimiento del protón	11
2 DUNE	17
2.1 LBNF	17
2.2 Argón Líquido y Detectores	19
2.2.1 Argón Líquido	19
2.2.2 Detector Cercano (“Near Detector”)	21
2.2.3 Detector Lejano (“Far Detector”)	22
2.2.4 LArTPC	23
2.3 Haz de Neutrinos de alta intensidad	27
2.4 LArSoft	29
2.4.1 LArSoft	29
2.5 GENIE	29
2.5.1 Decaimiento de una partícula a dos	32
2.6 Geometría del detector en Geant4	34
2.7 Detsim en LArSoft	36
2.8 Pandora	37

3	OBJETIVOS	38
4	ANALISIS Y RESULTADOS	40
4.1	“Golden Mode” del decaimiento del Protón	40
4.1.1	Sensitividad	43
4.1.2	Eficiencia	44
4.2	Estudio de $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$	53
4.2.1	Cálculo del momento	55
4.2.2	Reconstrucción del K_s^0	57
4.2.3	Combinatoria de “tracks”	60
4.2.4	Reconstrucción del Protón	72
4.2.5	Visualización de los eventos	74
5	CONCLUSIONES	81
	APENDICES	82
A	Generación de eventos	83
B	Someter Jobs a el Grid de Fermilab	84
C	Análisis usando ROOT	86

LISTA DE TABLAS

<u>Tabla</u>		<u>pagina</u>
1-1	Números Cuánticos Invariantes para algunas partículas.	13

LISTA DE FIGURAS

<u>Figura</u>	<u>pagina</u>
1-1 Modelo Estándar de Partículas	2
1-2 Masa del neutrino.	8
1-3 Predicción de la unificación a energías muy altas.	11
1-4 Diagrama del espectador para el canal de decaimiento $p \rightarrow \pi^0 e^+$ en el que dos quarks en el protón se pueden transformar en un leptón y en un antiquark. . .	12
1-5 Diagrama de Feynman para el canal de decaimiento $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$ de la Teoría Supersimétrica GUT.	15
1-6 Diagrama del Feynman para el canal de decaimiento $p \rightarrow \pi^0 e^+$ en el que dos quarks en el protón se pueden transformar en un leptón y en un antiquark (modelos “gauge-mediation” GUT).	15
2-1 Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) proporcionará la infraestructura para alojar el proyecto en los Estados Unidos.	18
2-2 Ubicación de los detectores en LBNF.	23
2-3 Un diagrama del diseño y principio operativo de LArTPC, Rinehan.	24
2-4 Sección transversal de el “Far detector” de 10kt	25
2-5 Una vista del TPC parcialmente instalado dentro del criostato del “Far Detector”.	26
2-6 Diagrama haz de neutrinos en LBNF.	27
2-7 Esquema del diseño y producción de un haz de neutrinos.	28
2-8 Ilustración de la geometría básica para el 10kt TPC implementado en LArSoft.	36
3-1 Topología del canal $p \rightarrow e^+ K_s^0$	38
3-2 Topología del canal $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$	39
3-3 “Branchig Ratio” para el decaimiento de K_s^0	39
4-1 Simulación MC de $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$ donde $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, tomado de A. Bueno [1].	41
4-2 Proporciones, vista del “Far Detector” y volumen utilizado para la simulación y reconstrucción de este decaimiento.	42

4-3	Reconstrucción de un evento simulado del canal de decaimiento $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$, tomado de la presentación: “Proton decay $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ ”, de Aaron Higuera (University of Houston) [2].	43
4-4	Distintos valores del criterio de identificación PIDA para distintas partículas en la simulación.	45
4-5	Distintos valores de el criterio de identificación PIDA para distintas partículas en la reconstrucción.	46
4-6	Eficiencia de la reconstrucción del K^+ como función del momento, tomado de la presentación: “Proton decay $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ ”, de Aaron Higuera (University of Houston) [3].	47
4-7	Eficiencia de la reconstrucción del μ^+ como función del momento, tomado de la presentación: “Proton decay $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ ”, de Aaron Higuera (University of Houston) [3].	48
4-8	Eficiencia de la reconstrucción del Michel-Electron como función del momento, tomado de la presentación: “Proton decay $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ ”, de Aaron Higuera [3].	49
4-9	Sensitividad de la reconstrucción del canal $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ asumiendo cero ruido o sin “background”.	52
4-10	Número de ”tracks” usando Pandora.	53
4-11	Distribución de PIDA.	58
4-12	Distribución de las distancias de los puntos iniciales de los candidatos a piones.	62
4-13	Velocidad de K_s^0	64
4-14	Distribución de las distancias entre los leptones y el centro de los piones.	65
4-15	Distribución de coseno entre los leptones y K_s^0	67
4-16	Distribución del ángulo entre los leptones y K_s^0	68
4-17	Distribuciones de la masa invariante para los candidatos a K_s^0 con los 3 cortes aplicados.	70
4-18	Distribuciones de la masa invariante del Protón.	73
4-19	Evento 4782 candidato a $p \rightarrow e^+ K_s^0$	75
4-20	Evento 6204 candidato a $p \rightarrow e^+ K_s^0$	76
4-21	Evento 2016 candidato a $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$	77
4-22	Evento 7879 candidato a $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$	78

4-23 Evento 1815, no candidato a $p \rightarrow e^+ K_s^0$	79
4-24 Evento 2499, no candidato a $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$	80

LISTA DE ABREVIACIONES

SM	Standard Model of Particles.
QCD	Quantum Chromodynamics.
GUT	Grand Unified Theory.
SU	Grupo Unitario Especial.
U	Grupo Unitario.
SUSY	Supersimetría.
SO	Grupo Ortogonal Especial.
LBNF	Long-Baseline Neutrino Facility.
DUNE	Deep Underground Neutrino Experiment.
Ar	Argón Líquido.
CP	Carga Paridad.
LArTPC	Liquid-Argon Time Projection Chamber.
NDK	Nucleon Decay.
PDG	Particle Data Group.
SO	Grupo Ortogonal Especial.
c	Velocidad de la luz en el vacío.
MC	Monte Carlo

LISTA DE SIMBOLOS

u	Quark up.
d	Quark down.
s	Quark strange.
c	Quark charm.
b	Quark bottom.
t	Quark top.
p	Protón.
γ	Fotón.
μ	Muón.
τ	Tauón.
e^-	Electrón.
e^+	Positrón.
ν_μ	Neutrino Muónico.
ν_τ	Neutrino Taunico.
ν_e	Neutrino Electrónico.
K^+	Kaón cargado positivamente.
K_s^0	Kaón neutro corto.

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

La motivación de este estudio es obtener la sensibilidad experimental de la reconstrucción del canal de decaimiento $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ conocido como “golden mode” que es uno de los objetivos del “Nucleon Decay Group” (NDK Group) del experimento DUNE del que se forma parte y de estudiar los canales de decaimiento $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$ donde $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

1.1 Modelo Estándar de Partículas Elementales

El SM es una teoría que clasifica las partículas elementales conocidas respecto al electromagnetismo, fuerza débil e interacciones fuertes. Es una teoría gauge cuántica de campos que contiene las simetrías internas del grupo de productos unitario $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ [4]. La teoría comúnmente se considera que contiene el conjunto fundamental de partículas: los leptones, los quarks, los bosones gauge y la partícula de Higgs (ver Figura 1-1).

A pesar de tener grandes y continuados éxitos en el suministro experimental, en las predicciones deja algunos fenómenos inexplicables. Particularmente, aunque está incorporada la física de la relatividad especial, la relatividad general no lo está, y el SM falla a energías o distancias donde se espera que aparezca el gravitón debido a que la gravitación se hace presente.

En resumen se podría decir que el SM teoriza que las partículas verdaderamente fundamentales (ver Figura 1-1) son los leptones, los quarks y los bosones gauge (fotones, W y Z, y los gluones). El fotón, leptones, W^+ , W^- , and Z^0 han sido todos observados en experimentos en laboratorios. Pero hasta ahora solo las combinaciones

de quarks (bariones y mesones) han sido observadas, y parece probable que los quarks y gluones libres no sean observables.

Un aspecto importante del trabajo teórico es el intento de encontrar una base **unificada** para las diferentes fuerzas en la naturaleza. Esta era una esperanza y un sueño de Einstein, que él nunca pudo cumplir [4].

El SM ha tenido mucho éxito al explicar el mundo de las partículas subatómicas, sin embargo, hay varias preguntas relacionadas, como por ejemplo ¿Por qué hay tres fuerzas fundamentales en el SM? ¿Por qué los neutrinos son tan ligeros en comparación con otros leptones? estas preguntas están tratando de ser respondidas a través de Teorías de Gran Unificación (GUTs por sus siglas en Ingles: Grand Unified Theories).

Tres generaciones
de la materia (fermiones)

	I	II	III	
masa →	2.4 MeV	1.27 GeV	171.2 GeV	0
carga →	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0
espin →	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
nombre →	u arriba	c encanto	t cima	γ fotón
Quarks	4.8 MeV	104 MeV	4.2 GeV	0
	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	d abajo	s extraño	b fondo	g gluón
<2.2 eV	<0.17 MeV	<15.5 MeV	91.2 GeV	
0	0	0	0	
$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
ν_e neutrino electrónico	ν_μ neutrino muónico	ν_τ neutrino tauónico	Z^0 bosón Z	
Leptones	0.511 MeV	105.7 MeV	1.777 GeV	80.4 GeV
	-1	-1	-1	± 1
	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
	e electrón	μ muón	τ tauón	W^\pm bosón W
			Bosones de gauge	

Figure 1–1: Modelo Estándar de Partículas

1.1.1 Cromodinámica Cuántica (QCD)

No mucho después de la propuesta de la teoría del quark, se sugirió que los quarks tenían otra propiedad (o cualidad) llamada color, o “carga de color” (análoga a la carga eléctrica).

La distinción entre los seis tipos de quark (u, d, s, c, b, t) se refirió a **Carga de sabor**. Según la teoría, cada uno de los sabores del quark puede tener tres colores, generalmente designados como rojo, verde y azul. (Estos son los tres colores primarios que, cuando se suman en cantidades apropiadas, como en una pantalla de TV, producen blanco) [4]. Se debe tener en cuenta que los nombres “color” y “sabor” no tienen nada que ver con nuestros sentidos, pero son puramente arbitrarios, como lo son otros nombres, como el encanto (quark c) o la extrañeza (quark s).

En este nuevo campo los antiquarks son de color antirrojo, antiverde y antiazul. Los hadrones son partículas constituidas por quarks y/o antiquarks que permanecen unidos debido a la fuerza nuclear fuerte entre ellos, los hadrones se dividen en bariones y mesones. Los bariones se componen de tres quarks, uno de cada color. Los mesones consisten en un par quark-antiquark de un color particular y su anticolor, tanto los bariones como los mesones son incoloros o blancos [4].

Originalmente, la idea del color quark se propuso para preservar el principio de exclusión de Pauli. No todas las partículas obedecen al principio de exclusión. Aquellos que sí, como electrones, protones y neutrones, se llaman **fermiones**. Los que no, se llaman **bosones**. Estas dos categorías se distinguen también en su spin: los bosones tienen un spin entero (0, 1, 2, etc...) mientras que los fermiones tienen un spin semi entero, generalmente 1/2 como electrones y nucleones, pero otros fermiones tienen spin 3/2, 5/2, etc. La materia se compone principalmente de fermiones, pero los portadores de las fuerzas (γ , W, Z, y gluones) son todos bosones. Los quarks son fermiones (tienen spin 1/2) y por lo tanto, debe obedecer el principio de exclusión. Sin embargo, para tres bariones particulares (uuu, ddd y sss), los tres quarks tendrían los mismos números cuánticos, y al menos dos quarks tienen su spin en la misma dirección (ya que solo hay dos opciones, spin arriba [$m_s = +\frac{1}{2}$] o spin abajo [$m_s = -\frac{1}{2}$]). Esto parece violar el principio de exclusión;

pero si los quarks tienen un número cuántico adicional (color), que es diferente para cada quark, serviría para distinguirlos y permitir principio de exclusión para mantener el principio. Aunque el color en el quark era originalmente una idea rápida, también sirvió para poner la teoría en mejor acuerdo con los experimentos, como para predecir el tiempo de vida del mesón π^0 , la tasa medida de producción de hadrones y colisiones en aceleradores. La idea de color pronto se convirtió en una característica central de la teoría como la determinación de la fuerza de unión de los quarks en un hadrón.

Se supone que cada quark tiene una carga de color, análoga a la carga eléctrica, y la fuerza fuerte entre quarks se conoce como **Fuerza de color**. Esta teoría de la fuerza fuerte se llama **Cromodinámica cuántica** (chroma = color en griego), o **QCD** (por sus siglas en Inglés para Quantum Chromodynamics), para indicar que la fuerza actúa entre cargas de color (y no entre, cargas eléctricas). La fuerza fuerte entre dos hadrones se considera una fuerza entre los quarks que los componen. Las partículas que transmiten la fuerza del color (análoga a los fotones para la fuerza EM) son llamados gluones (un juego de palabras con “pegamento” en Inglés) (ver Figura 1-1). Son ocho los gluones según la teoría, todos sin masa y todos tienen doble carga de color [4].

Se podría uno preguntar qué pasaría si tratamos de ver un solo quark con color sacándolo del interior de un hadrón. Sucede que los quarks están tan apretados, obligados a estar juntos con otros quarks, que la extracción de uno requeriría una gran cantidad de energía, tanto que sería suficiente crear más quarks ($E = mc^2$). De hecho, tales experimentos se realizan en colisionadores modernos de partículas y todo lo que obtenemos es más hadrones (pares quark-antiquark, o trillizos, que observamos como mesones o bariones), nunca un quark aislado. Esta propiedad de los quarks, que están siempre encuadrados en grupos que son incoloros, se llama confinamiento.

La fuerza de color tiene la propiedad interesante de que, a medida que dos quarks se aproximan uno al otro (de manera equivalente lo que significa que tienen mucha energía), la fuerza entre ellos se vuelve pequeña y cuando se alejan la fuerza se vuelve grande, este aspecto se conoce como libertad asintótica.

1.1.2 Teoría electrodébil

La fuerza débil, como hemos visto, está mediada por W^+ , W^- , y partículas Z^0 , esta fuerza actúa entre las “cargas débiles” que tiene cada partícula. Cada una de las partículas elementales puede tener carga eléctrica, débil, y de color, además de masa gravitacional, aunque uno o más de estos podría ser cero. Por ejemplo, todos los leptones tienen una carga de color de cero, por lo que no interactúan a través de la fuerza fuerte.

En la década de 1960 se planteó una teoría llamada **Teoría Gauge** que unifica las interacciones débiles y electromagnéticas por S. Weinberg, S. Glashow, y A. Salam. En esta teoría electrodébil, las fuerzas débiles y electromagnéticas son vistas como dos manifestaciones diferentes de una interacción eléctrica débil única y más fundamental [4].

Uno de los mayores éxitos en la física de partículas es el establecimiento de una teoría unificada de interacciones electromagnéticas y de interacciones débiles, o el SM de interacciones electrodébiles. Este modelo se basa en el grupo Gauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ ¹ grupos gauge. Los $U(1)_Q$ ² que hace referencia a los bosones gauge (donde solo está el fotón), se mantiene sin masa debido a la invarianza gauge. Por el contrario, los bosones gauge de $SU(2)_L$ adquieren sus masas a través del mecanismo de Higgs y median en las interacciones débiles de corto alcance [5].

¹ La cantidad conservada por el grupo es la hipercarga, Y

² La cantidad conservada por el grupo es la carga eléctrica, Q

La teoría electrodébil ha tenido muchos éxitos, incluido la predicción de las partículas W^\pm como portadoras de la fuerza débil, con masas de $80.38 \pm 0.02 \text{ GeV}/c^2$ en excelente acuerdo con los valores medidos de $80.40 \pm 0.029 \text{ GeV}/c^2$ (y precisión similar para Z^0).

La combinación de la teoría electrodébil más la QCD para la interacción fuerte es a menudo denominado hoy como **SM** (ver Figura 1-1).

El éxito del SM de la física de partículas al describir la amplia gama de mediciones experimentales precisas es un logro notable. El SM no es la teoría final de la física de partículas, sin embargo, hay muchas posibilidades para la naturaleza de la física más allá del SM, por ejemplo, supersimetría, dimensiones adicionales y tal vez incluso teorías de las cuerdas. Aquí es posible dar solo una breve descripción de un número limitado de problemas pendientes con el SM y las posibles soluciones. El tópico elegido se centra en las áreas activas de la investigación experimental actual y lo que trata esta tesis que es el decaimiento del protón [6].

1.2 Neutrinos

La historia de la física de los neutrinos se remonta al 4 de diciembre de 1930, cuando Wolfgang Pauli escribió su famosa carta a las “Dear radioactive ladies and gentlemen” que se habían reunido en Tübingen.³ En esta carta, Pauli conjeturó la existencia de neutrinos como un remedio desesperado para la crisis en la energía observada en la descomposición beta porque las leyes de conservación de la energía y el momento, que se habían considerado muy sacrosantas, fueron severamente cuestionadas por el espectro de energía continua del rayo beta. Basándose en la hipótesis del neutrino, Enrico Fermi presentó una teoría cuántica efectiva del decaimiento beta en 1933, a través del cual las personas conocieron por primera vez

³ See, e.g., clase de Pauli dada en 1957 en Zürich: “Zur älteren und neueren Geschichte des Neutrinos” (i.e., “On the Earlier and More Recent History of the Neutrino”), la cual fue publicada en 1984 (Pauli, 1984).

una nueva fuerza en la naturaleza (la interacción débil) [5].

Desde 1998, una gran cantidad de evidencia experimental sólida ha señalado el hecho de que los neutrinos pueden oscilar⁴ (un fenómeno cuántico puro que solo puede tener lugar si los neutrinos tienen masas finitas). Con este gran avance se está abriendo una ventana importante hacia nueva física más allá del SM [5].

Como conclusión, podemos decir que el neutrino es un Fermión que interactúa solo a través de la fuerza débil y la gravedad. El neutrino se llama así porque es eléctricamente neutro y porque su masa en reposo es tan sumamente pequeña⁵ que originalmente se pensó que era cero.

Los neutrinos nos rodean y son las partículas de materia más abundantes (después del fotón γ) en el universo, además las interacciones débiles crean neutrinos en uno de los tres sabores leptónicos: neutrinos electrónicos (ν_e), neutrinos muónicos (ν_μ), o neutrinos tauónicos (ν_τ), en asociación con el correspondiente leptón cargado. La masa del neutrino es mucho más pequeña que de las otras partículas elementales conocidas y aunque durante mucho tiempo se creía que los neutrinos no tenían masa, actualmente se teoriza que hay tres masas discretas para los neutrinos (ver Figura 1–2).

⁴ Uno de los mayores objetivos del experimento DUNE, donde se estudiarán estas oscilaciones

⁵ Es por eso que termina con ino

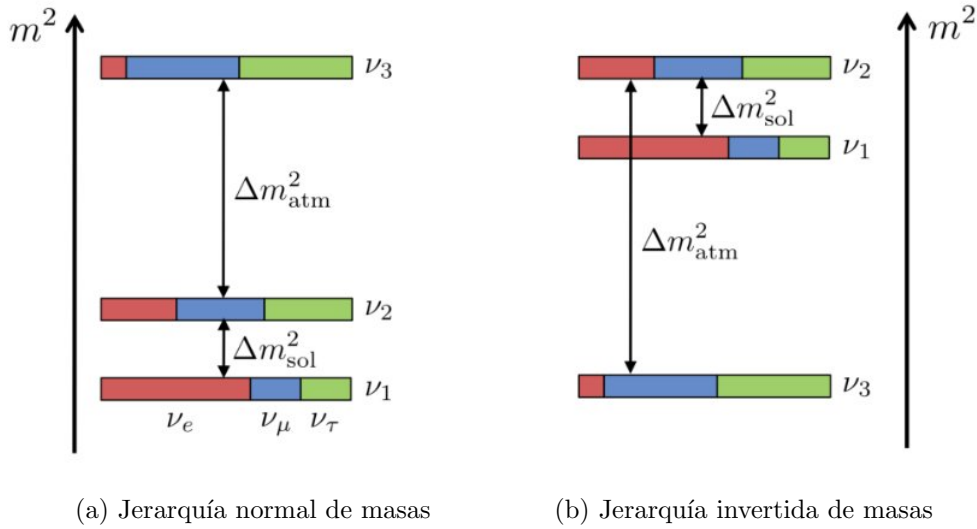


Figure 1-2: Masa del neutrino.

Cada segundo, 10 billones de neutrinos pasan a través de nuestros cuerpos. En la naturaleza, los neutrinos se producen en grandes cantidades en el Sol y en otras estrellas.

1.2.1 Oscilación de Neutrinos

El SM de las interacciones electrodébiles contiene tres neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) que son puramente “left-handed”⁶ y sin masa. Se debe tener en cuenta que la ausencia de masa del fotón en el SM está garantizada por la simetría gauge electromagnética $U(1)_Q$. Muchos físicos creían firmemente que los neutrinos deberían ser masivos incluso mucho antes de que existieran pruebas experimentales de neutrinos masivos. Una buena razón para esta creencia es que los neutrinos son más naturales a ser masivos que a no tener masa en algunas grandes teorías unificadas (GUT), tales como la teoría $SO(10)$ (Fritzsch y Minkowski, 1975, Georgi, 1975), que intentan unificar las interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes [5].

⁶ Para los neutrinos el spin es siempre opuesto al momento lineal, esto se conoce como “left-handed”, mientras que los antineutrinos son siempre “right-handed”.

Por otra parte si los neutrinos son masivos, en general será imposible encontrar una base de sabor en la que la coincidencia entre los estados propios de la masa y el sabor es válido tanto para los leptones con carga (e, μ, τ) como para neutrinos $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$. En otras palabras, se espera que el fenómeno de mezcla de sabores aparezca entre tres leptones cargados y tres neutrinos masivos, al igual que el fenómeno de la mezcla de sabores entre tres “up-type” quarks (u, c, t) y tres “down-type” quarks (d, s, b).

La oscilación del neutrino, o el cambio periódico espontáneo de un estado propio del sabor del neutrino a otro, es un fenómeno cuántico que naturalmente puede tener lugar si los neutrinos son masivos y los sabores de leptón se mezclan [5].

Hasta finales de la década de 1990, se sabía relativamente poco sobre los neutrinos más allá de que habían tres sabores distintos y que son extremadamente ligeros (y posiblemente sin masa). Sin embargo, incluso en ese momento, varios experimentos habían informado posibles anomalías en las tasas de interacción observadas de los neutrinos atmosféricos y solares. Esta imagen a cambiado con la publicación de los datos de neutrinos solares y atmosféricos de el Detector Super-Kamiokande⁷ que proporcionó evidencia experimental convincente para demostrar el fenómeno de las oscilaciones del sabor del neutrino en distancias muy grandes [6]. Los estudios posteriores de las oscilaciones de neutrinos han sido uno de los aspectos más sobresalientes de la física de partículas en los últimos años.

En pocas palabras, hay oscilación de neutrinos cuando un sabor en específico está en una superposición cuántica asociada a los tres estados $(\nu_1, \nu_2$ y $\nu_3)$ de masa (ver Figura 1–2).

⁷ DUNE será otro experimento que tiene como objetivo estudiar la oscilación de neutrinos.

1.3 Teorías de Gran Unificación y Decaimiento del protón

1.3.1 Teorías de Gran Unificación

El SM, a pesar de su éxito, no puede explicar algunos temas importantes como ¿por qué la carga en el electrón tiene la misma magnitud que la carga en el protón? Esto es crucial, porque si las magnitudes de carga fueran incluso un poco diferentes, los átomos no serían neutrales y las grandes fuerzas eléctricas resultantes seguramente habrían alterado el universo como lo conocemos. De hecho, ahora se considera que el SM es una aproximación de baja energía a una teoría más completa [4].

Con el éxito de la teoría electrodébil unificada, los teóricos intentan incorporar esta teoría y QCD para la fuerza fuerte (color) en una Teoría de Gran Unificación GUT. Se ha elaborado un tipo de teoría grande y unificada de las fuerzas electromagnéticas, débiles y fuertes. En esta teoría solo hay una clase de leptones y quarks que pertenecen a la misma familia y que pueden cambiar libremente de un tipo a otro. Sin embargo, se predice que la unidad ocurrirá en una escala de menos de 10^{-31} m, correspondiente a una partícula típica que tiene un valor de energía aproximadamente de 10^{16} GeV (ver Figura 1-3). Si dos partículas elementales (leptones o quarks) se aproximan dentro de esta **escala de unificación**, la distinción aparentemente fundamental entre ellos no existiría en este nivel, y un quark podría cambiar fácilmente a un lepton, o viceversa. Los números bariónicos y leptónicos no se conservarían y la fuerza débil, electromagnética y fuerte (color) se combinaría en sola fuerza [4].

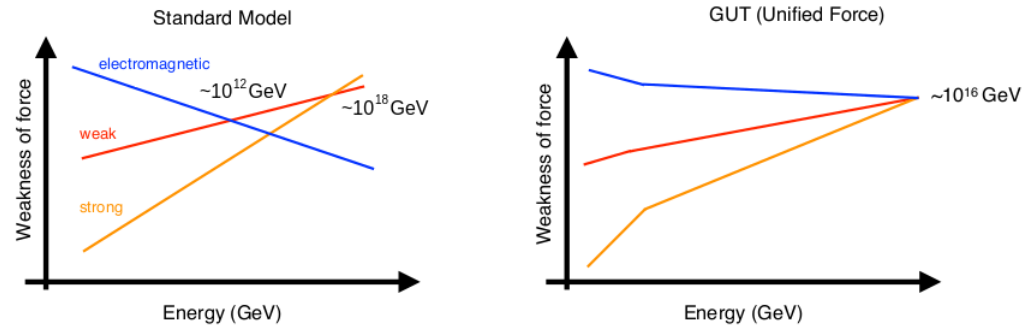


Figure 1-3: Predicción de la unificación a energías muy altas.

1.3.2 Decaimiento del protón

El decaimiento del protón es una forma hipotética de desintegración radioactiva en la que el protón se descompone en partículas subatómicas más ligeras, como un pión neutral y un positrón o antineutrino y kaon positivo (golden mode o modo mas probable). La hipótesis de la descomposición del protón fue formulada por primera vez por Andrei Sakharov en 1967. En la actualidad, no hay evidencia experimental de que la descomposición del protón ocurra, pero hay algunos experimentos que buscarán esta descomposición como DUNE.

Como se piensa que la unificación ocurre a distancias tan pequeñas y enormes energías, la teoría es difícil de probar experimentalmente, pero no es completamente imposible. Una predicción comprobable es la idea de que el protón podría decaer (a través, por ejemplo, $p \rightarrow \pi^0 e^+$) y violaría la conservación del número bariónico (ver Tabla 1-1), en este modo dos quarks en el protón se pueden transformar en un leptón y un antiquark que da como resultado un estado final de leptón y un mesón (ver Figura 1-4).

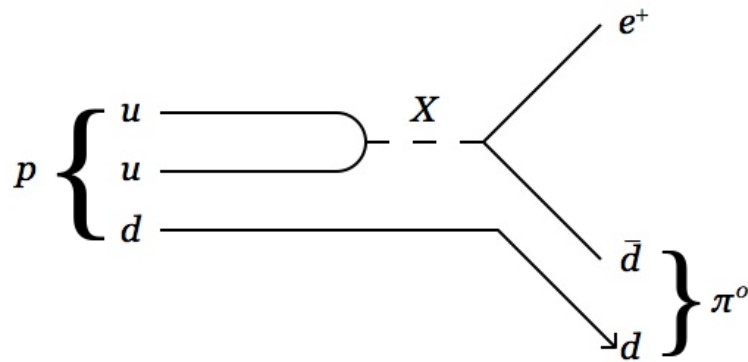


Figure 1-4: Diagrama del espectador para el canal de decaimiento $p \rightarrow \pi^0 e^+$ en el que dos quarks en el protón se pueden transformar en un leptón y en un antiquark.

La siguiente tabla (ver Tabla 1-1) muestra en la segunda columna el número bariónico (B) para varias partículas, en la tercera el número leptónico (L) y posteriormente los tres números de la familia de números leptónicos L_e, L_μ y L_τ leptónico electrónico, muónico y tauónico respectivamente, por último el número de extrañeza. Para encontrar el número Cuántico de las correspondientes **antipartículas** es suficiente con invertir el signo del número presentado en la tabla.

Partícula	B	L	L_e	L_μ	L_τ	S
u	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	0
d	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	0
c	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	0
s	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	-1
t	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	0
b	$\frac{1}{3}$	0	0	0	0	0
p	1	0	0	0	0	0
n	1	0	0	0	0	0
e^-	0	1	1	0	0	0
ν_e	0	1	1	0	0	0
μ^-	0	1	0	1	0	0
ν_μ	0	1	0	1	0	0
τ	0	1	0	0	1	0
ν_τ	0	1	0	0	1	0
π^+	0	0	0	0	0	0
π^-	0	0	0	0	0	0
π^0	0	0	0	0	0	0
K^+	0	0	0	0	0	0
K_s^0	0	0	0	0	0	0

Table 1–1: Números Cuánticos Invariantes para algunas partículas.

Para el decaimiento $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$ se tiene la violación de la conservación del número bariónico es:

$$p \rightarrow \bar{\nu} K^+$$

$$B : 1 \quad 0 \quad 0$$

$$B : 1 \neq 0$$

en el decaimiento $p \rightarrow e^+ K_s^0$ se tiene la violación de la conservación del número bariónico es:

$$p \rightarrow e^+ K_s^0$$

$$B : 1 \quad 0 \quad 0$$

$$B : 1 \neq 0$$

Y para el canal en el que estamos interesados $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$, se tiene que dos quarks en el protón (u y d) interactúan y en la recombinación final se produce un antineutrino⁸ $\bar{\nu}$ y un kaón cargado K^+ (compuesto por los quarks u y \bar{s}).

El diagrama de Feynman de este decaimiento (ver Figura 1-5) muestra como en la Teoría Supersimétrica GUT [7] el bosón mediador \widetilde{W} interviene para producir el decaimiento y sabor del neutrino final es $\bar{\nu}_\tau$.

⁸ Note que en el diagrama de Feynman las antipartículas viajan hacia atrás en el tiempo, por eso la dirección de la flecha.

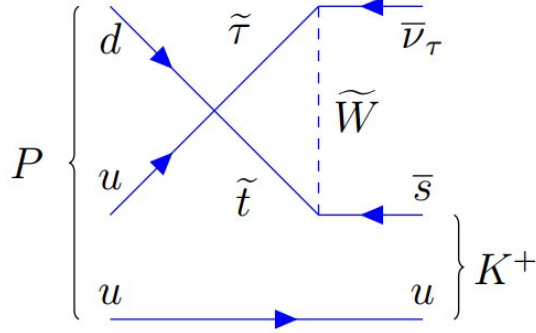


Figure 1–5: Diagrama de Feynman para el canal de decaimiento $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ de la Teoría Supersimétrica GUT.

El diagrama de Feynman (ver Figura 1–6) para el canal de decaimiento $p \rightarrow \pi^0 e^+$ de los modelos “gauge-mediation” GUT [7].

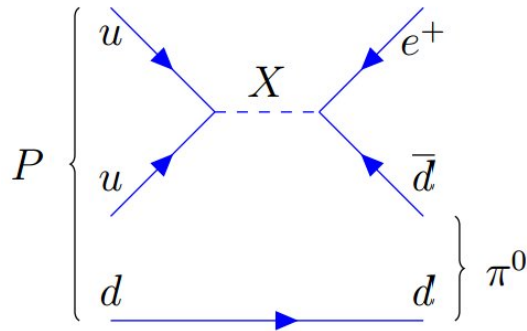


Figure 1–6: Diagrama del Feynman para el canal de decaimiento $p \rightarrow \pi^0 e^+$ en el que dos quarks en el protón se pueden transformar en un leptón y en un antiquark (modelos “gauge-mediation” GUT).

Esto podría suceder si dos quarks se acercaron a 10^{-31}m el uno del otro. Pero es muy poco probable en temperatura y energía normales, por lo que la descomposición de un protón solo puede ser un proceso poco probable [4].

En la forma más simple de GUT, la estimación teórica de la vida media del protón para el modo de decaimiento $p \rightarrow \pi^0 e^+$ es de al menos 10^{31} años, para el modo $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ de 10^{32} años y para $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$ de 10^{33} años.⁹

⁹ Esto es mucho más grande que la edad del universo (13.8×10^9 años). Pero no se debe esperar 10^{31} años para ver un evento, en cambio, podemos esperar una descomposición entre 10^{31} protones durante un año.

Las desintegraciones de protones aún no se han visto, y los experimentos ponen el límite inferior de la vida media del protón para el modo anterior en aproximadamente 10^{33} años, algo mayor que esta predicción. Esto puede parecer una decepción, pero, por otro lado, presenta un gran desafío [4].

El modelo de Georgi-Glashow es una particular teoría de gran unificación (GUT) propuesta por Howard Georgi y Sheldon Glashow en 1974. En este modelo, los grupos gauge del modelo estándar $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ se combinan en un único grupo de indicadores simples: $SU(5)$. El grupo unificado $SU(5)$ se cree que se divide espontáneamente en el subgrupo de modelo estándar debajo de una escala de energía muy alta llamada escala de gran unificación.

Dado que el modelo Georgi-Glashow combina leptones y quarks en representaciones irreducibles únicas, existen interacciones que no conservan número bariónico B , aunque todavía conservan el número cuántico leptónico L asociado con la simetría de la representación común.

Esto produce un mecanismo para la descomposición del protón, y la tasa de descomposición del protón se puede predecir a partir de la dinámica del modelo. Sin embargo, la descomposición del protón aún no se ha observado experimentalmente, y el límite inferior resultante en la vida útil del protón contradice las predicciones de este modelo. Sin embargo, la elegancia del modelo ha llevado a los físicos de partículas a utilizarlo como la base para modelos más complejos que predicen la vida media de los protones más grande, particularmente $SO(10)$ y variantes de supersimetría o SUSY.

CAPÍTULO 2

DUNE

Durante la última década, varios esfuerzos mundiales independientes han estado desarrollando alternativas hacia un experimento de neutrinos de “long-baseline” de próxima generación, incluyendo en EE. UU. con LBNE, en Europa con LBNO y en Japón con Hyper-Kamiokande. DUNE es un experimento internacional de vanguardia para la ciencia de neutrinos y estudios de descomposición o desintegración de protones (“proton decay”), con el objetivo de estudiar y medir la oscilación de neutrinos en un solo experimento, determinar el orden de las masas de los neutrinos, estudiar la violación de CP y estudiar los neutrinos de rayos cósmicos [8].

DUNE comenzará a tomar datos en 2027 y consistirá en dos detectores, uno cercano “Near Detector” y otro lejano “Far Detector” al haz de neutrinos más intenso del mundo.

2.1 LBNF

La comunidad global de física de neutrinos está desarrollando un programa de física de varias décadas para medir parámetros desconocidos del SM de física de partículas y seguir en búsqueda de nuevos fenómenos. El programa se llevará a cabo como un experimento internacional de vanguardia para la ciencia de los

neutrinos y el estudio del decaimiento del protón o “proton decay”¹, que se conoce como “Deep Underground Neutrino Experiment” (DUNE). Los detectores para este experimento serán diseñados, construidos, comisionados y operados por la colaboración internacional de DUNE [9].

Las facilidades requeridas para apoyar este experimento son conocidas como LBNF (“Long-Baseline Neutrino Facility”), LBNF proporcionará la infraestructura a DUNE y será alojado por Fermilab. Lo relacionado a su diseño y construcción está organizado como un proyecto DOE/Fermilab que incorpora socios internacionales (ver Figura 2-1).



Figure 2-1: Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) proporcionará la infraestructura para alojar el proyecto en los Estados Unidos.

Juntos, LBNF y DUNE tendrán el haz de neutrinos de mayor intensidad en el mundo ubicado en Fermilab, Batavia, IL, además de un detector cercano de alta precisión conocido como “Near Detector”.

Al otro lado del País estará ubicado un detector de cámara de argón líquido masivo

¹ Este será el topico abordado en este trabajo de tesis.

(LArTPC) conocido como “Far Detector”, instalado a una profundidad² de 1,300 m bajo tierra en el Laboratorio de investigación subterránea Sanford (SURF) a 1300 km de distancia de Fermilab en Lead, South Dakota, y todas las instalaciones convencionales y técnicas necesarias para soportar los sistemas técnicos y detectores de DUNE [9].

Estos detectores emplearán tecnología de argón líquido para registrar las trayectorias o trazas de las partículas con una precisión muy alta.

2.2 Argón Líquido y Detectores

2.2.1 Argón Líquido

El argón (Ar) tiene veinticuatro isótopos que van desde el ^{30}Ar hasta el ^{53}Ar . Entre ellos, se encuentran tres isótopos estables (^{36}Ar , ^{38}Ar y ^{40}Ar). En la Tierra, el isótopo estable más común es el ^{40}Ar , con una abundancia natural del 99,6%, precisamente por este hecho, el experimento DUNE trabajará con este isótopo y tendrá cuatro cámaras de proyección (TPCs) de 10,000 toneladas cada una, de argón líquido isótopo ^{40}Ar (en el “Far Detector”).

Las cámaras de proyección de tiempo de argón líquido (LArTPC) en Dakota del Sur permiten el calculo de trayectoria y mediciones de energía en alta resolución. El argón es un elemento químico incoloro de número atómico 18. Su símbolo es Ar y pertenece al grupo de los gases nobles y su estado habitual en la naturaleza es gaseoso.

La configuración electrónica para el Argón es:

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 \quad (2.1)$$

² Esa profundidad es necesaria para proteger el experimento de todas las señales ruido o “background” provenientes principalmente de rayos cósmicos

Por tanto el argón tiene un total de 18 protones³ y 18 electrones con la siguiente distribución, en la primera capa tiene 2 electrones, en la segunda tiene 8 electrones y en su tercera capa tiene 8 electrones.⁴

Teniendo en cuenta que el Argón tiene número atómico 18, es decir que cada átomo tiene 18 protones y su masa molar de 39.948 g/mol se puede calcular cuantos protones hay en 10,000 toneladas teniendo en cuenta el número de Avogadro así:

$$N = 2.5 \times 10^8 \text{ moles} \times 6.022 \times 10^{23} \frac{\text{atomos}}{\text{moles}} \times 18 \frac{\text{protones}}{\text{atomos}}$$

$$N = 2.71 \times 10^{33} \text{ protones.}$$

es decir que hay alrededor de 2.71×10^{33} protones.⁵

El argón líquido es un centellador por naturaleza, produce luz de centelleo a una longitud de onda de 128 nm y como además el argón es transparente a 128 nm, hace que los detectores de centelleo LAr sean muy organizables y manejables. Con LArTPCs es posible construir detectores masivos con largos arreglos y además ofrecen resolución calorimétrica excelente con un gran volumen activo y lectura electrónica, todo eso hace que los LArTPCs sean ideales para experimentos en detección de neutrinos [10].

DUNE contempla dos opciones para la lectura de las señales de ionización: lectura monofásica, donde la ionización se detecta usando planos de lectura (cables) directamente en el volumen de argón líquido y el enfoque de doble fase, donde las

³ Esos protones son importantes para esta tesis, dado que se espera que uno de ellos decaiga espontáneamente y deje la huella de las trayectorias de sus partículas hijas para hacer la reconstrucción del evento.

⁴ Los electrones de la última capa son los que interaccionan y producen el centelleo que sirve para la reconstrucción de los eventos.

⁵ Que es un número que esta de acuerdo con el necesario para apreciar un decaimiento en el termino de años, en un rango de tiempo realista.

señales de ionización se amplifican y detectan en argón gaseoso sobre la superficie del líquido. El enfoque de doble fase, si se demuestra, permitiría un umbral de energía de detección más bajo y una mejor reconstrucción de eventos.

Se está llevando a cabo un programa de desarrollo activo para ambas tecnologías en el contexto del programa Fermilab Short-Baseline Neutrino (SBN) y la plataforma CERN Neutrino [8].

Los detectores DUNE se instalarán en SURF (Dakota del Sur) y Fermilab (Illinois), son conocidos como “Far Detector” y “Near Detector” respectivamente y habilitarán el programa científico de DUNE. Los requisitos de los detectores se derivan de los objetivos de ciencia de DUNE.

2.2.2 Detector Cercano (“Near Detector”)

La función principal del sistema del “Near Detector” de DUNE es caracterizar el espectro de energía y la composición del haz de neutrinos en la fuente, en términos de sabor para neutrinos y antineutrinos, muónicos y electrónicos, y para proporcionar mediciones de las secciones transversales de interacción de neutrinos (ver Figura 2-2).

Esto es necesario para controlar las incertidumbres sistemáticas con la precisión necesaria para cumplir con los objetivos de DUNE.

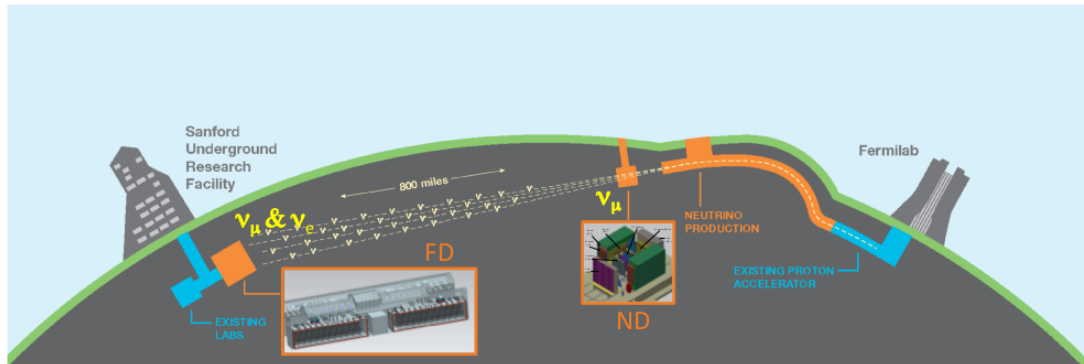
Como el detector cercano estará expuesto a un intenso flujo de neutrinos el “Near Detector” de 17,000 toneladas de Liquid Argon permitirá muestras sin precedentes de interacciones de ν , más de 100 millones en una amplia gama de energías que permite un programa de ciencia extendido a varias décadas [8].

2.2.3 Detector Lejano (“Far Detector”)

El detector remoto o “Far Detector” se ubicará a una profundidad de 1,500 metros bajo tierra⁶ y tienen una masa fiducial de 40,000 toneladas para realizar estudios sensibles de oscilaciones de long-baseline de 1,300 km (ver Figura 2-2), así como un rico programa de física de astropartículas y búsquedas de decaimiento de nucleones (“Nucleon Decay”) que será el campo que esta tesis aborda usando datos de eventos simulados y estudiando la respuesta y reconstrucción del “Far Detector”.

El detector remoto estará compuesto por cuatro módulos similares, cada uno equipado con una cámara de proyección de tiempo de argón líquido (LArTPC) [8]. El concepto de LArTPC proporciona un excelente rendimiento de seguimiento y calorimetría, por lo que es ideal para detectores de neutrinos masivos como el “Far Detector” de DUNE, que requieren una señal de alta eficiencia y discriminación efectiva de ruido, una excelente capacidad para identificar medir precisamente los eventos de neutrinos en un amplio rango de energías, y una excelente reconstrucción de las propiedades cinemáticas con alta resolución. La imagen completa de los eventos permitirá el estudio de interacciones de neutrinos y otros eventos raros con una resolución muy alta. La gran masa de Argón líquido permitirá la recopilación de datos estadísticos suficientes para muchos estudios de alta precisión en la física de partículas. El “Far Detector” no estará magnetizado, y no será posible determinar la carga de las partículas usando la dirección de desplazamiento.

⁶ La ubicación profunda protegerá el experimento de los rayos cósmicos que bombardean la superficie de la tierra.



- **Near Detector at Fermilab: measurements of ν_{μ} unoscillated beam**
- **Far Detector at SURF: measure oscillated ν_{μ} & ν_e neutrino spectra**

Figure 2–2: Ubicación de los detectores en LBNF.

2.2.4 LArTPC

Los detectores LArTPC (“Time Projection Chamber”) son un tipo de detector de partículas que utiliza una combinación de campos eléctricos en conjunto a un volumen sensible de gas o líquido (en este caso de Argón líquido) para realizar una reconstrucción tridimensional de una trayectoria o interacción de partículas.

El argón líquido es ventajoso como medio sensible por varias razones. El hecho de que el argón es un elemento noble y, por lo tanto, tiene una electronegatividad que se desvanece significa que los electrones producidos por la radiación ionizante no serán absorbidos cuando se desvíen hacia la lectura del detector. El argón también centellea cuando pasa una partícula cargada, liberando una cantidad de fotones de centelleo que es proporcional a la energía depositada en el argón por la partícula que pasa [11].

El argón líquido también es relativamente económico, por lo que los proyectos a gran escala son económicamente viables. Sin embargo, una de las principales motivaciones para usar argón líquido como medio sensible es su densidad (ver Figura 2–3).

El argón líquido es aproximadamente mil veces más denso que el gas utilizado en el diseño original de los años 70, lo que aumenta la probabilidad de que una partícula

interactúe en un detector en un factor de alrededor de mil. Esta característica es particularmente útil en la física de neutrinos, donde las secciones transversales de interacción neutrino-nucleón son pequeñas.

El cuerpo de un LArTPC típico está formado por tres partes. En un lado del detector hay un plano que servirá de cátodo de alta tensión, que se utiliza para establecer un campo eléctrico que fluye a través del LArTPC. Aunque el potencial eléctrico exacto que se establece depende de la geometría del detector, este cátodo de alto voltaje típicamente produce un campo de deriva de 500 V/cm a través del detector [11].

En el lado opuesto al plano del cátodo hay un conjunto de planos de ánodo dispuestos a potenciales mucho más altos (menos negativos) que el del cátodo.

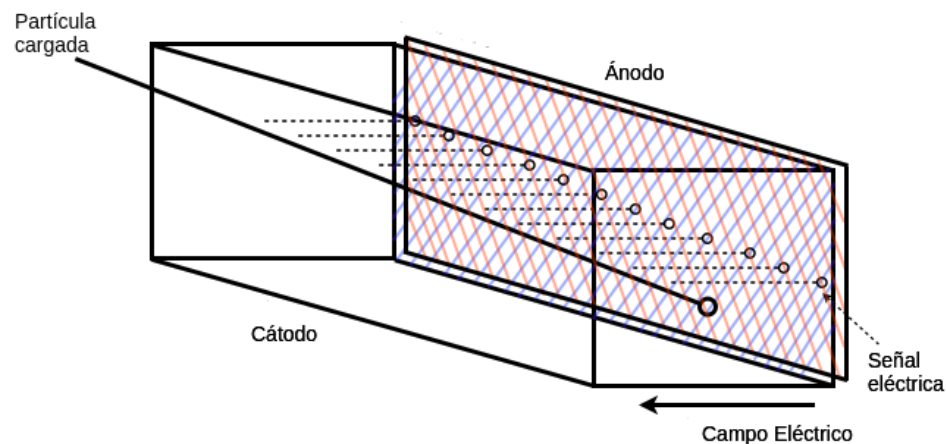


Figure 2–3: Un diagrama del diseño y principio operativo de LArTPC, Rinehan.

Cada plano está separado de sus vecinos por un pequeño espacio, generalmente del orden de 1 cm. Un plano consta de muchos cables conductores paralelos espaciados por unos pocos milímetros, y el ángulo en el que los cables están orientados en relación con la vertical varía de un plano a otro. Juntos, estos planos leen las señales de los electrones a la deriva [11].

Los LArTPC son el elemento activo clave de cada módulo del “Far Detector” de DUNE. Los LArTPC estarán ubicados dentro del detector completamente

sumergidos en argón líquido a una temperatura de 88 K. El TPC como tal, está construido con conjuntos de planos Ánodo (APA) y conjuntos de planos Cátodo (CPA). Los APA y CPA son conjuntos de planos de cable y están dispuestos en filas alternadas de APA-CPA a lo largo del criostato (ver Figura 2–4). Las filas resultantes se llaman planos de ánodo y planos de cátodo, respectivamente [12].

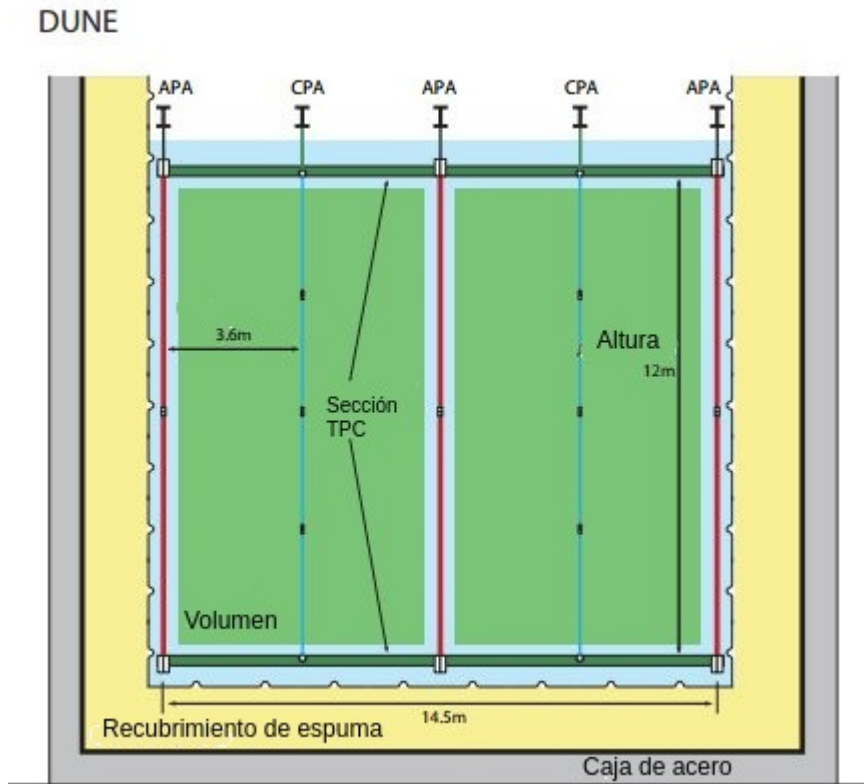


Figure 2–4: Sección transversal de el “Far detector” de 10kt

Cuando se aplican los voltajes de polarización adecuados a los APA y CPA, se crea un campo eléctrico uniforme en el volumen entre los planos de ánodo y cátodo. Una partícula cargada que atraviesa este volumen deja un rastro de ionización en el argón líquido ultrapuro. Los electrones se desplazan hacia el ánodo, induciendo señales de corriente eléctrica en los circuitos electrónicos frontales conectados a los planos [12].

Las formas de onda de la señal de todos los planos se amplifican, digitalizan y son transmitidos a través de cables fríos (sumergidos) y conexiones entre las paredes

al sistema de adquisición de datos fuera del criostato. Mientras los electrones se dirigen hacia los APA, los iones positivos se desplazan hacia los CPA a una velocidad cinco órdenes de magnitud más lenta que la de los electrones y, por lo tanto, contribuyen poco a la señal en los cables.

El volumen activo TPC tiene 12.0 m de alto, 14.5 m de ancho y 58.0 m de largo en la dirección del haz (ver Figura 2-4).

Sus tres filas de planos APA intercalados con dos filas de planos CPA están orientados verticalmente, con los planos paralelos a la línea de luz. El campo eléctrico se aplica perpendicular a los planos y la distancia máxima de deriva de electrones entre un cátodo y un ánodo adyacente es de 3.6 m (ver Figura 2-5). Esto requiere una tensión de polarización de -180 kV en el plano del cátodo para alcanzar el campo de deriva nominal de 500 V/cm [12].

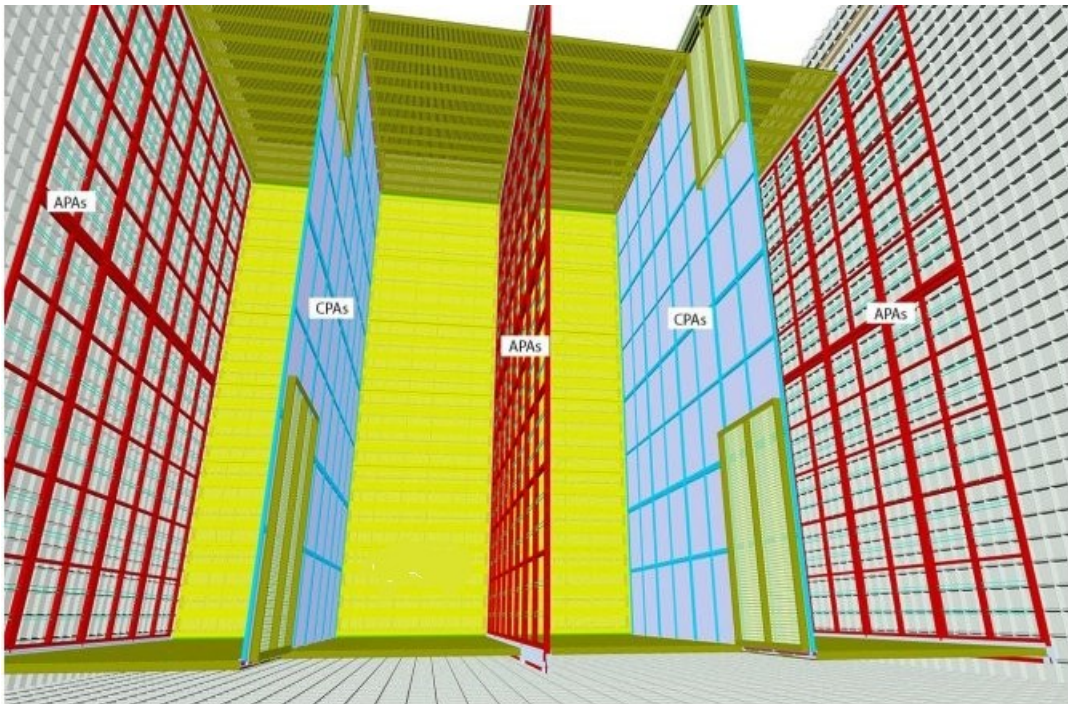


Figure 2-5: Una vista del TPC parcialmente instalado dentro del criostato del “Far Detector”.

2.3 Haz de Neutrinos de alta intensidad

DUNE tendrá el haz de neutrinos de alta energía más intenso del mundo. La línea del haz de Neutrinos, se refiere al conjunto de componentes y recintos diseñados para convertir de manera eficiente el haz de protones inicial en un haz de neutrinos de alta intensidad dirigido al detector lejano, a 1,300 km de distancia (ver Figura 2-6). Las consideraciones de diseño principal incluyen la necesidad de proporcionar un haz de banda ancha para cubrir el primer y el segundo máximos de la oscilación del neutrino. Se espera que la potencia del rayo de protones sea de 1.2 MW en la puesta en marcha, y que aumente después de algunos años de operación a 2.4 MW [9].

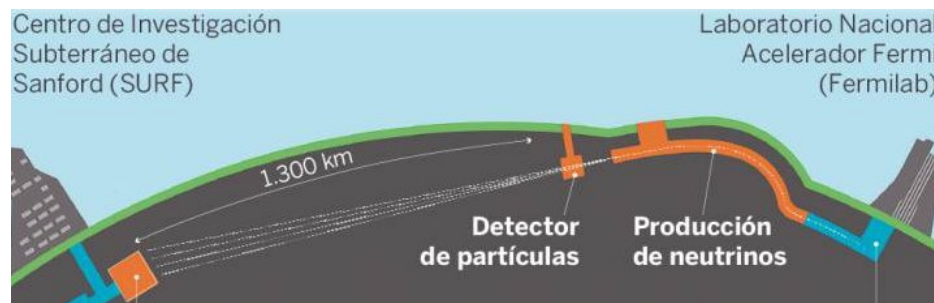


Figure 2-6: Diagrama haz de neutrinos en LBNF.

El proceso para obtener el haz de neutrinos comienza “rompiendo” protones de alta energía (80 GeV) en un blanco fijo. Luego, se debe enfocar con imanes los piones/kaones positivos y permitir que decaigan (en el caso de los kaones) a $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ y dejarles salir a través de un colimador que solo permita pasar el haz de ν_μ (ver Figura 2-7).

Para los estudios de decaimiento del protón es necesario dejar a un lado por un momento el estudio de la oscilación de neutrinos. Luego se usará el haz de neutrinos para realizar la calibración del detector y posteriormente apagarlo dado que el haz puede perturbar el Argón líquido, de esa manera con las 40 kilo-toneladas de LAr en quietud por un intervalo de tiempo de varios años (dependiendo el canal de estudio), y en esas condiciones sería posible evidenciar alguna señal favorable de

decaimiento del protón. Mientras DUNE esté apagado y lo que significa que el haz de neutrinos no esté en uso (debido a mantenimiento u otros factores) tiempo en el orden de años, ese rango de tiempo se usará para diversos estudios, entre ellos el decaimiento del protón.

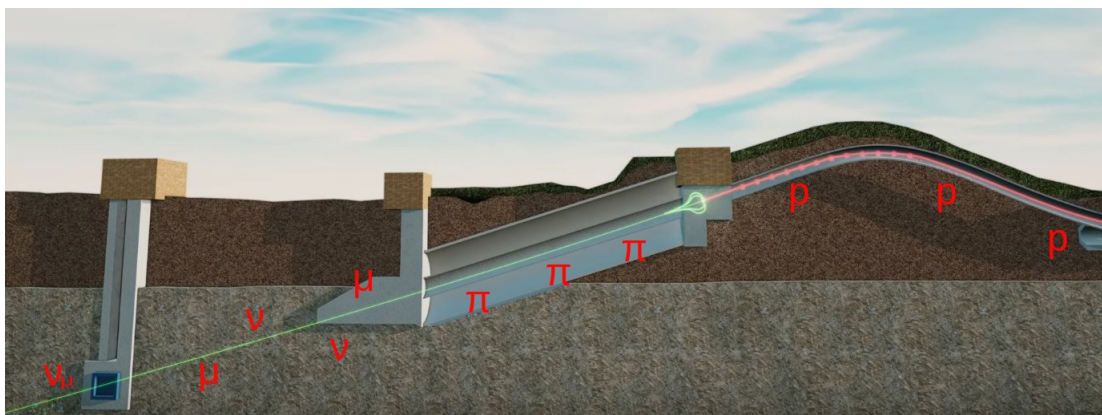


Figure 2-7: Esquema del diseño y producción de un haz de neutrinos.

2.4 LArSoft

2.4.1 LArSoft

“Liquid Argon Software” (LArSoft) desarrolla y soporta una base compartida de software en física de partículas para experimentos de cámara de proyección de tiempo (TPC) de “Liquid Argon” (LAr).

Para maximizar el rendimiento físico y minimizar costos, todos los experimentos con detectores de argón líquido en los Estados Unidos comparten y contribuyen a un objetivo común un paquete de software en física de partículas, LArSoft.

Estos experimentos incluyen MicroBooNE y Short Baseline Neutrino Detector (SBND) en Fermilab y el futuro internacional en la física de partículas, el Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE).

La simulación de eventos de decaimiento de nucleos que pueden ser protones o neutrones NDK (Nucleon Decay) incluye la generación del cuadrimomento p^μ para NDK dentro de generador de eventos **GENIE**, el seguimiento de partículas a través de la geometría del detector de DUNE en **Geant4**, y el simulación de nivel de interacción a través del módulo detsim de **LArSoft**.

2.5 GENIE

GENIE es un generador de eventos de neutrinos diseñado para la comunidad experimental de física de neutrinos. El objetivo del proyecto es desarrollar una física de interacción de neutrinos Monte Carlo (MC) cuya validez se extiende a todos los objetivos nucleares y sabores de neutrinos de una escala que va desde los MeV ($10^6 eV$) hasta el orden PeV ($10^{15} eV$). Actualmente, el énfasis está en el rango de energía de pocos GeV ($10^9 eV$), el límite desafiante entre los regímenes no perturbativos y perturbativos, que son relevantes para el presente y el futuro cercano de los experimentos de neutrinos de precisión de “long-baseline” utilizando haces de partículas hechos por aceleradores. El diseño de el paquete GENIE aborda muchos desafíos exclusivos de las simulaciones de neutrinos y es compatible con todo el ciclo

de la simulación y tareas de análisis relacionadas con datos generados [13].

GENIE es un Software a gran escala, que consta de alrededor de 120,000 líneas de código en C++, con un diseño moderno orientado a objetos y un contenido de física ampliamente validado. La primera versión oficial de GENIE se puso a disposición a la comunidad científica en agosto de 2007, y al momento la última versión disponible es v2.12.2. El conjunto de modelos de física utilizados en GENIE incorpora los mecanismos de dispersión dominantes de varios MeV a varios cientos de GeV y son apropiados para cualquier “sabor” de neutrino y tipo de objetivo.

Sobre este rango de energía, muchos procesos físicos diferentes son importantes. Estos modelos de física pueden clasificarse ampliamente en modelos de física nuclear, modelos de “cross-section” y hadronización. La interacción neutrino-núcleo involucra una gran variedad de procesos, todos los cuales deben ser modificados para obtener una descripción precisa de las características experimentales de cualquier detector y sus muchos componentes.

Dado que la mayoría de los modelos teóricos describen un pequeño subconjunto de estos procesos, GENIE debe incluir muchos modelos. El amplio rango de energía y los muchos experimentos nucleares que se cubrirán permitirá elegir modelos que tienen una aplicabilidad muy amplia.

A altas energías ($E_\nu > 10$ GeV) los neutrinos interactúan con un solo quark dentro de un nucleón (neutrón o protón), el código debe modelar esta interacción y la distribución de los quarks residuales. El neutrino tiende a atacar a un solo nucleón (aproximación de impulso) que se ve afectado por el medio nuclear en el que reside. En el régimen de alta energía, el gran cuerpo de datos de neutrino-nucleón es suficiente para el desarrollo de un modelo completo.

La unidad de salida básica del proceso de generación de eventos es llamado “partícula”. Este es un término usado para describir tanto las partículas como los núcleos que aparecen en el estado inicial, intermedio o final, así como

pseudopartículas específicas del generador usadas para facilitar la contabilidad de las acciones del generador. Cada una de esas “partículas” generadas por GENIE es una instancia de la clase GHepParticle. Estos objetos contienen información de las partículas que incluye: identificación de partículas y códigos de estado, masa del Particle Data Group (PDG), carga, nombre, índices de partículas madre e hija que marcan posibles asociaciones con otras partículas en el mismo evento, 4-momento, 4-posición en el sistema de coordenadas del núcleo objetivo, vector de polarización y otras propiedades. La clase GHepParticle incluye métodos para configurar y consultar estas propiedades.

Se simuló muestras de 10,000 eventos para distintos canales de decaimiento, para obtener un rootfile con la simulación Monte Carlo del canal de decaimiento que se desea y la reconstrucción del detector para los eventos, fue necesario hacer 4 pasos computacionales, el primero GENIE, que generará toda la base de la simulación Monte Carlo, posteriormente usamos GEANT-4, la parte de reconstrucción y por último el análisis, pasos que serán discutidos en este capítulo.

Luego de algunas pruebas con algunos canales se simularon los canales $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$, donde el K_s^0 decae a su vez a:

$$K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

puesto que para nuestro estudio, hay mas posibilidades de reconstruir la masa invariante del K_s^0 .

2.5.1 Decaimiento de una partícula a dos

Genie hace los cálculos en general para una partícula que decae a dos. Si se tienen tres partículas A, B y C cualquiera, donde la partícula A decae a un par de partículas B y C es decir $A \rightarrow B + C$, y hacemos un estudio desde el sistema de referencia de la partícula A, y con cuádrimomentos $P_A = (M_A, \vec{0})$, $P_B = (m_B, \vec{E}_B)$ y $P_C = (m_C, \vec{E}_C)$, por conservación de momento, se tiene que :

$$P_A = P_B + P_C \quad (2.2)$$

luego,

$$P_C = P_A - P_B$$

$$P_C^2 = (P_A - P_B)^2 = P_A^2 - 2P_A P_B + P_B^2. \quad (2.3)$$

Dado que el cuadrado del cuádrimomento en general $P^\mu P_\mu = P^2 = m^2 c^2$ y como estamos usando unidades naturales, entonces la constante de la velocidad de la luz $c = 1$, es decir que el cuádrimomento $P^\mu P_\mu = P^2 = m^2$ de ahí que la expresión 2.3 nos queda :

$$m_C^2 = M_A^2 - 2M_A E_B + m_B^2.$$

Entonces la energía para las partículas A y B,

$$E_B = \frac{M_A^2 + m_B^2 - m_C^2}{2M_A}$$

$$E_C = \frac{M_A^2 + m_C^2 - m_B^2}{2M_A}$$

Y teniendo en cuenta que $|\vec{P}_B| = \sqrt{E_B^2 - m_B^2}$ y $|\vec{P}_C| = \sqrt{E_C^2 - m_C^2}$ se obtiene que :

$$|\vec{P}_B| = \frac{\sqrt{(M_A^2 + m_B^2 - m_C^2)^2 - 4M_A^2 m_B^2}}{2M_A}$$

$$|\vec{P}_C| = \frac{\sqrt{(M_A^2 + m_C^2 - m_B^2)^2 - 4M_A^2 m_C^2}}{2M_A}$$

Estas dos ultimas expresiones permiten obtener el momento de las partículas hijas, es decir de las partículas B y C, unicamente con las masas invariantes de la partícula madre es decir A y las masas invariantes de B y C.

GENIE ha adoptado los códigos de partículas PDG estándar y obtiene datos de partículas (incluidos nombres de partículas, códigos, masas, anchos, canales de decaimiento y más) usando TDatabasePDG de ROOT [13].

Utilizando GENIE se pudo generar muestras de proton-decay para los canales, $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$, $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$ que se presentan en este estudio.

La distribución de masa generada para el protón usando datos generados para el caso:

$$p \rightarrow l^+ K_s^0$$

donde l^+ es e^+ y μ^+ para $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$ respectivamente y el Kaon a su vez vuelve a decaer en dos modos, a $\pi^+\pi^-$ aproximadamente un 70% de los eventos:

$$K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \tag{2.4}$$

y a $\pi^0\pi^0$ aproximadamente un 30% de los eventos:

$$K_s^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 . \tag{2.5}$$

Se hizo énfasis en el primer modo de decaimiento $\pi^+\pi^-$ puesto que como veremos más adelante, la geometría sirve más para poder hacer la diferenciación, teniendo en cuenta que los ángulos en este modo de decaimiento son más grandes que para $\pi^0\pi^0$.

2.6 Geometría del detector en Geant4

Las partículas generadas en el paso anterior GENIE pasan a una simulación usando geant4 que simula las condiciones del detector y la geometría del mismo.

Se consideró que el detector es homogéneo y el volumen de Argón líquido tiene una forma cubica de 14.0m de alto, 15.1m de ancho y 62.0m de largo para un total de 10,000 toneladas. Esta geometría fue implementada en una simulación completa basada en el aplicativo GEANT-4.

Para cada evento generado dentro del volumen de Argón líquido, las partículas viajan a través del medio, con la posibilidad de interacciones secundarias. La respuesta del argón para las partículas ionizadas ha sido tomada en cuenta en el paso del aplicativo detsim del software LArSoft.

En este paso, cada partícula primaria del generador y su descomposición o las partículas hijas de la interacción se rastrean cuando atraviesan el argón líquido. La deposición de energía se convierte en electrones de ionización y fotones debido al centellador. Algunos electrones se recombinan con los iones positivos [14], mientras que el resto de los electrones se desplazan hacia los planos del cable [15].

El número de electrones se reduce aún más debido a la existencia de impurezas en el argón líquido, que comúnmente se parametriza como la vida del electrón. La duración de electrones predeterminada es de 3 ms en la simulación. La difusión longitudinal borra el tiempo de llegada de los electrones a los cables y difunde la ubicación del electrón entre los alambres vecinos [15].

Geant4 es un conjunto de herramientas para simular el paso de partículas a través de la materia. Tiene una gama completa de funcionalidades que incluye rastreo, geometría, modelos de física y éxitos. Los procesos físicos ofrecidos cubren un amplio rango, que incluye procesos electromagnéticos, hadrónicos y ópticos, un gran conjunto de partículas, materiales y elementos de larga duración, en un amplio rango de energía que comienza, en algunos casos, desde 250 eV y se extiende en otros

hasta el rango de energía en el orden de los TeV. Ha sido diseñado y construido para exponer los modelos de física utilizados, para manejar geometrías complejas y para permitir su fácil adaptación para un uso óptimo en diferentes conjuntos de aplicaciones [15].

Geant4 es el resultado de una colaboración mundial de físicos e ingenieros de software. Se ha creado explotando la ingeniería de software y la tecnología orientada a objetos e implementada en el lenguaje de programación C ++. Se ha utilizado en aplicaciones de física de partículas, física nuclear, diseño de aceleradores, ingeniería espacial y física médica [16].

Cuando se calcula la ionización, también se calcula la cantidad de luz de centelleo. La respuesta de los detectores de fotones se simula utilizando una “base de datos de fotones”, una tabla pregenerada que proporciona la probabilidad de que los fotones producidos dentro de un pequeño elemento de volumen en el detector puedan llegar a cualquiera de los detectores de fotones. La base de datos incorpora la respuesta frente a la ubicación del fotón en los detectores, capturando la atenuación entre la ubicación de inicial del fotón y el arreglo de fotomultiplicadores (SiPMs).

2.7 Detsim en LArSoft

En esta sección se describe la implementación de la simulación y reconstrucción para el diseño del módulo DUNE de 10,000 toneladas dentro de LArSoft [15].

El diseño del detector de doble fase de 10,000 toneladas fue basado teniendo en cuenta que tendrá un LArTPC con un volumen completamente activo de $12 \times 12 \times 60 \text{ m}^3$. Las cargas de ionización producidas en el volumen del TPC se desplazan verticalmente hacia arriba hacia el límite del Argón líquido, estas cargas son amplificadas con ayuda de un LEM (“Large electron multiplier”), y son recogidas en el ánodo. Para modelar esta segmentación del plano de lectura de carga (CRP) en la simulación LArSoft, se introducen unidades TPC independientes en un área de lectura de $3 \times 3 \text{ m}^2$ cada una (ver Figura 2–8). En esta inicial versión el eje x apunta en la dirección de la deriva de electrones, el eje y está a lo largo de la vertical, y el eje z está en la dirección del haz de neutrinos. Por lo tanto, la lectura de carga ocurre en plano xz. El origen del sistema de coordenadas se establece en el medio de la cara ascendente del volumen activo [15].

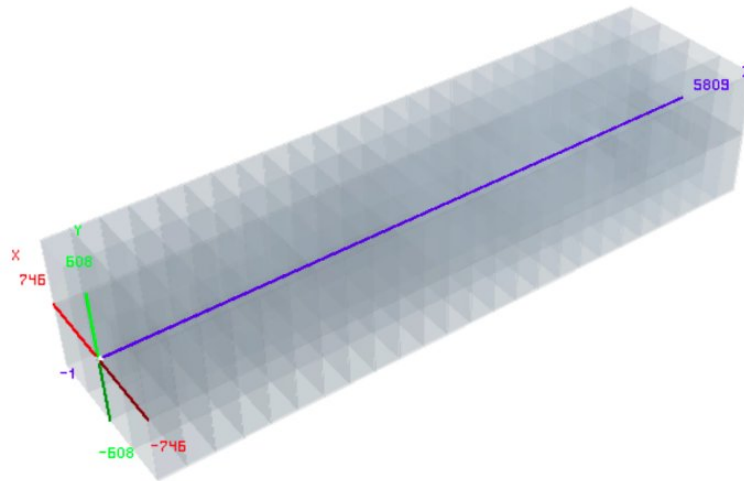


Figure 2–8: Ilustración de la geometría básica para el 10kt TPC implementado en LArSoft.

2.8 Pandora

El proyecto Pandora comenzó en 2007 para proporcionar la primera implementación de calorimetría de flujo de partículas para el International Linear Collider (ILC) propuesto. Se desarrolló un algoritmo de flujo de partículas, explotando la granularidad fina de los detectores para reconstruir las trayectorias de las partículas visibles individuales. La identificación exitosa de las trayectorias de las partículas permite calcular el cuadrimomento, entregando resoluciones de muy buena calidad en la medida de la energía del jet de partículas [17].

El algoritmo de Pandora se usó para realizar el primer estudio sistemático del potencial del enfoque de la calorimetría en un colisionador de leptones de alta energía. El algoritmo original de Pandora demostró ideas sofisticadas de reconocimiento de patrones. Posteriormente se decidió desarrollar un marco de software con todas las funciones para algoritmos de reconocimiento de patrones y para reimplementar el enfoque del ILC en el flujo de partículas en este nuevo marco. Este importante proyecto de ingeniería de software tuvo lugar en 2009-2010 y resultó en las primeras versiones de Pandora Software Development Kit (SDK) [17].

Se agregaron nuevos algoritmos para extender la funcionalidad de reconocimiento de patrones a energías más altas, como aquellos relevantes para el colisionador de leptones a varios TeV ($10^{12}eV$).

El SDK de Pandora fue diseñado para ser aplicable a múltiples problemas de reconocimiento de patrones. Más recientemente, entre 2013 y 2015, se desarrolló una nueva biblioteca de algoritmos Pandora para abordar el problema de la reconstrucción de partículas en el desafío de eventos vistos en LArTPCs.

CAPÍTULO 3

OBJETIVOS

Calcular la sensibilidad experimental de la reconstrucción del canal de decaimiento del protón (p) en antineutrino ($\bar{\nu}$) y kaón cargado positivamente (K^+), $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ conocido como “golden mode” en el experimento DUNE y en el grupo “Nucleon Decay Group” (NDK) del cual nuestro grupo UPRM de partículas hace parte.

Extender el estudio del “golden mode” a los canales $p \rightarrow e^+ K_s^0$ (ver Figura 3-1) y $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$ (ver Figura 3-2) donde el protón decae a leptón (e^+ para $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y μ^+ para $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$) y kaón corto “K-Short” (K_s^0) donde $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, usando la reconstrucción de la masa invariante del K_s^0 y la topología de estos particulares canales de decaimiento, donde el K_s^0 “aparece” desplazado debido a su tiempo de vida media $\tau = 0.8954 \times 10^{-10}s$ [25].

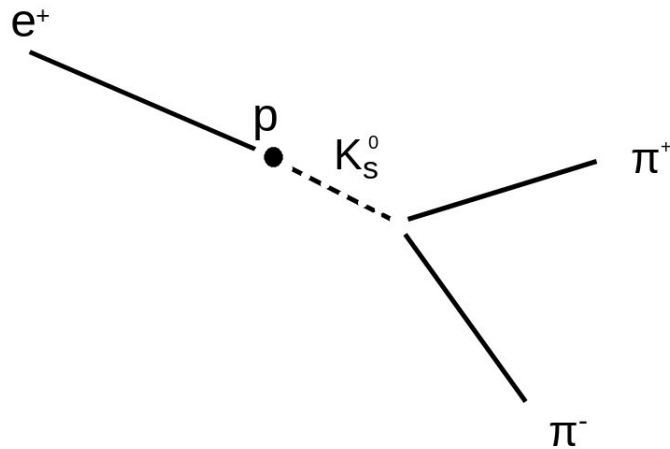


Figure 3-1: Topología del canal $p \rightarrow e^+ K_s^0$.

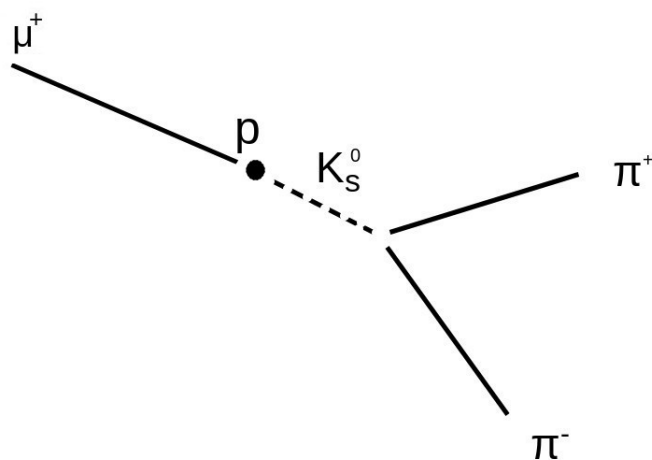


Figure 3-2: Topología del canal $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$.

En la Figura 3-3 se puede apreciar el “Branchig Ratio” $B(p \rightarrow l^+ K_s^0)$ donde l es e^+ para $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y μ^+ para $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$. Como se aprecia, $B(p \rightarrow l^+ K_s^0) \simeq 0.69$ para el decaimiento $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

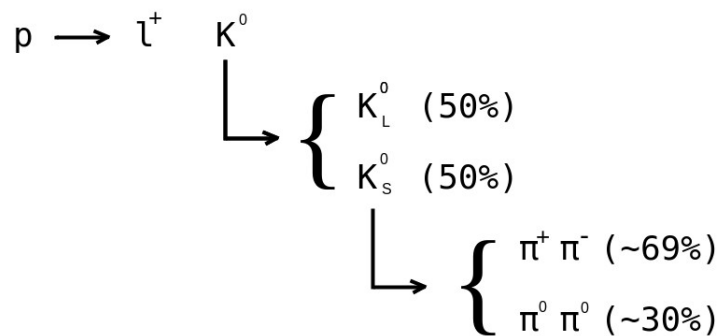


Figure 3-3: “Branchig Ratio” para el decaimiento de K_s^0 .

CAPÍTULO 4

ANÁLISIS Y RESULTADOS

4.1 “Golden Mode” del decaimiento del Protón

El canal de decaimiento $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ donde el kaón vuelve a decaer en $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ es conocido como el “Golden Mode” del “proton decay” debido a que existe una clase de modelos que predicen para el protón una vida media para este canal, inferior a 10^{34} años [18, 19] lo cuál se encuentra dentro del rango observable de experimentos como por ejemplo SuperKamiokande [20] o el experimento DUNE [19]. Además, este canal esencialmente es la búsqueda y el estudio del decaimiento de K^+ ($K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$) dado que el $\bar{\nu}$ en general no interactúa con el detector y no deja traza y por tanto se simplifica el estudio. Sin mencionar que para este canal se producen trayectorias (“tracks”) visibles dado que el μ^+ proveniente del decaimiento del Kaón $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$, produce Michel-Electrones¹ [21], y el estado final del evento es claramente visible (ver Figura 4–1).

Por otra parte los canales que tienen kaones se ajustan de una mejor manera al Argón líquido y proporcionan una mejoría de un orden de magnitud en eficiencias y menor señal de ruido [1].

¹ En 1947, se revelaron evidencias de la forma en la que decaía el muón, en un electrón y en un par de neutrinos, y la forma del espectro de electrones fue calculada por primera vez por Louis Michel en 1950, de ahí proviene el termino “Michel Electron”.

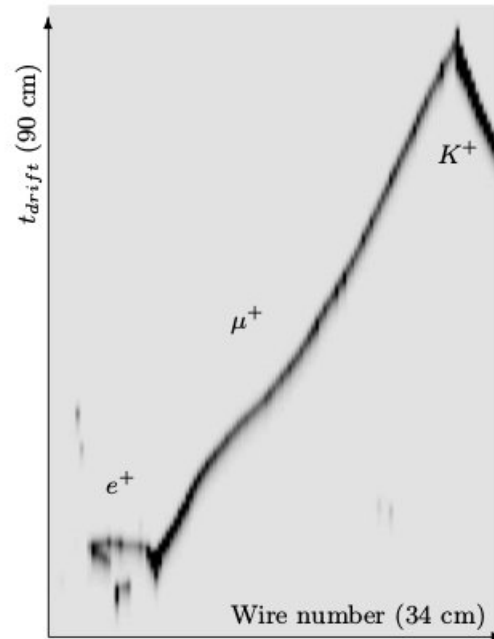
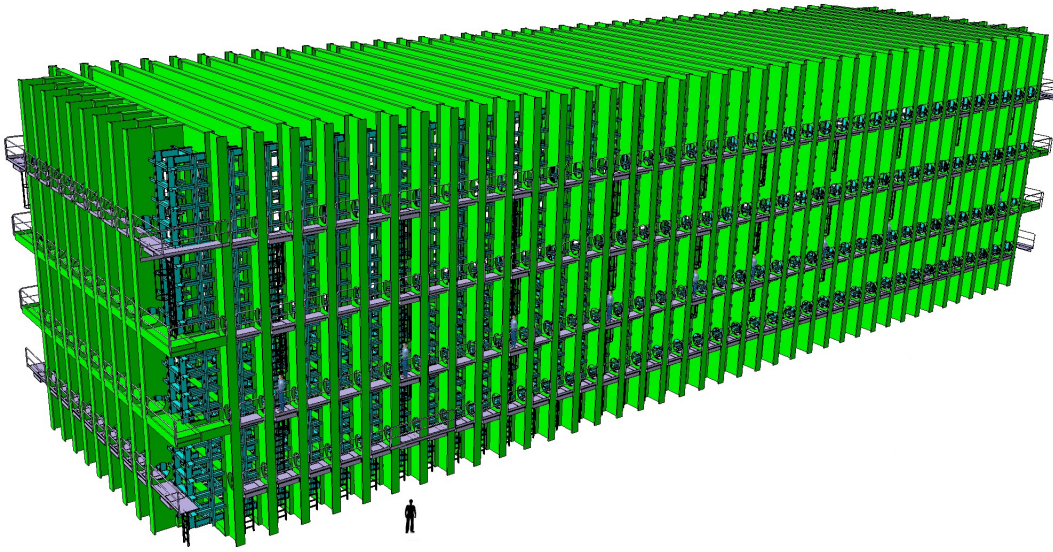


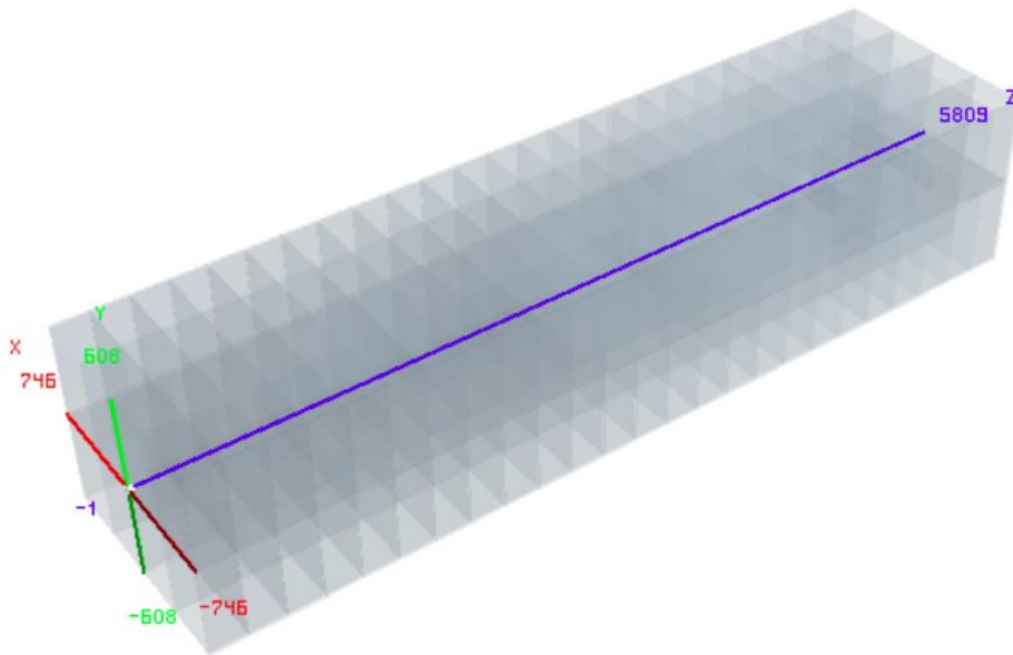
Figure 4-1: Simulación MC de $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ donde $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$, tomado de A. Bueno [1].

Los modos de desintegración ($p \rightarrow \bar{\nu}K^+$, $p \rightarrow e^+ K_s^0$, $p \rightarrow \pi^0 e^+$, etc), favorecidos por los modelos SUSY o GUTs, se han estudiado preliminarmente usando detectores Cherenkov [22, 23] como en el experimento SuperKamiokande [20]. En DUNE se piensa mejorar la precisión de los datos obtenidos en estos estudios anteriores, usando Argón líquido.

El volumen total del “Far Detector” de DUNE es de 40,000 toneladas en 4 TPCs de 10,000 toneladas cada una. Para este estudio se utiliza en la simulación y reconstrucción solo un TPC, con un volumen activo de 14.0 m de alto, 15.1 m de ancho y 62.0 m de largo en la dirección del haz (ver Figura 4-2).



(a) Vista exterior del “Far Detector” donde se observa el tamaño de una persona.



(b) Sistema de referencia coordenado.

Figure 4–2: Proporciones, vista del “Far Detector” y volumen utilizado para la simulación y reconstrucción de este decaimiento.

Si usamos el algoritmo (software) de LArSoft “event-display” es posible apreciar la reconstrucción de un evento simulado usando GENIE (ver Figura 4–3).

En el decaimiento $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ es visible el kaón K^+ , pero no es posible apreciar el

antineutrino $\bar{\nu}$ (ver Figura 4–3) puesto que esta partícula no tiene carga y no deja traza en el detector LArTPC.² En el decaimiento del kaón ($K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$) se puede apreciar el muón μ^+ pero una vez más no es posible apreciar el ν_μ (ver Figura 4–3) aunque si es posible apreciar la traza del Michel-Electron que se produce del decaimiento de μ^+ .

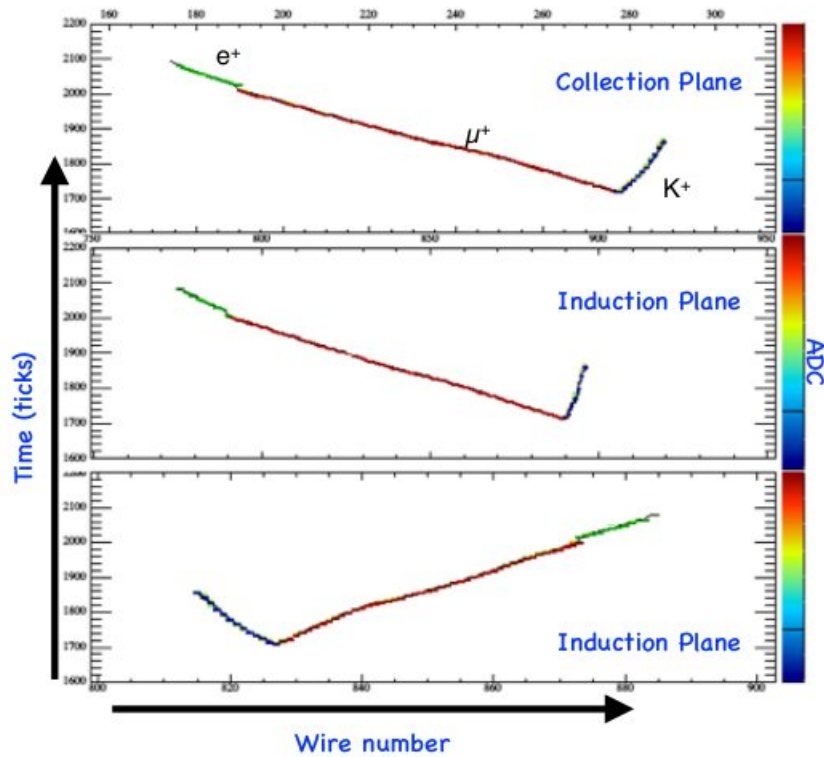


Figure 4–3: Reconstrucción de un evento simulado del canal de decaimiento $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$, tomado de la presentación: “Proton decay $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ ”, de Aaron Higuera (University of Houston) [2].

4.1.1 Sensitividad

El propósito del grupo de trabajo NDK de DUNE es evaluar y demostrar la sensibilidad experimental de DUNE a varios modos de decaimiento de nucleones y otros procesos donde no se conserva el número bariónico [24] como por ejemplo

² Como vimos en los capítulos introductorios dependen de la interacción de la partícula con su campo eléctrico para lograr reconstrucción tridimensional de una trayectoria

$p \rightarrow \bar{\nu}K^+, p \rightarrow e^+ K_s^0, p \rightarrow \pi^0 e^+$, etc.

La sensibilidad se expresa en términos del tiempo de vida parcial $\tau/B(p \rightarrow \bar{\nu}K^+)$, donde $B(p \rightarrow \bar{\nu}K^+)$ es el “Branching Ratio” ó la fracción de eventos que decaen a un canal en particular y τ es el tiempo de vida media del protón. Experimentalmente la sensibilidad se puede escribir como:

$$\frac{\tau}{B(p \rightarrow \bar{\nu}K^+)} = n \cdot M \frac{\Delta t}{\Delta N_d/\epsilon} \quad (4.1)$$

donde n es la cantidad de protones o neutrones (según el modo NDK) por unidad de masa, M es la masa total del volumen de Argón utilizado en el detector, Δt es el tiempo de exposición del detector, ΔN_d es el número de eventos detectados para el decaimiento del protón y ϵ es la eficiencia de la reconstrucción de la señal. La razón $\Delta N_d/\epsilon$ será entonces el número de eventos producidos para el decaimiento del protón [4, 24].

4.1.2 Eficiencia

Ahora interesa encontrar la eficiencia en la reconstrucción para la señal, puesto que con esta eficiencia podremos encontrar como vimos en la anterior sección, la sensibilidad (Ecuación 4.1).

La forma en la que se obtuvo la eficiencia de la reconstrucción fue usando:

$$\epsilon = \frac{N^{Rec}}{N^{Gen}}, \quad (4.2)$$

donde se está calculando la razón entre el número de eventos reconstruidos que pasan los cortes de selección y el número de eventos generados en función del momento.

Para realizar la identificación de las partículas en la reconstrucción se usó el criterio PIDA. PIDA es una técnica de identificación de partículas que tiene la intención de minimizar las posibles fuentes de error al momento de la selección e identificación

de las partículas.

PIDA utiliza la dependencia teórica de la ley de potencia o “Energy Loss” $\frac{dE}{dX}$ sobre la velocidad de la partícula cuando esta alcanza el final de su recorrido y se define como el promedio de “Energy Loss” (A) para las distintas distancias entre la trayectoria y el detector (R) [14]:

$$A = \left(\frac{dE}{dX}\right)_{calo} \cdot R^{-0.42}, \quad (4.3)$$

$$PIDA = \bar{A}, \quad (4.4)$$

en todos los puntos espaciales de la trayectoria, donde R esta definida como la distancia entre un punto en la trayectoria generada y el punto de parada del detector (El exponente -0.42 en R esta asignado para el caso del decaimiento del protón [14]).

Usando esta característica es posible minimizar las posibles fuentes de error en la selección [14]. Las partículas que forman los ”tracks” de este decaimiento, tiene valores bien definidos de PIDA, en la Figura 4-4 es posible apreciar esos valores.

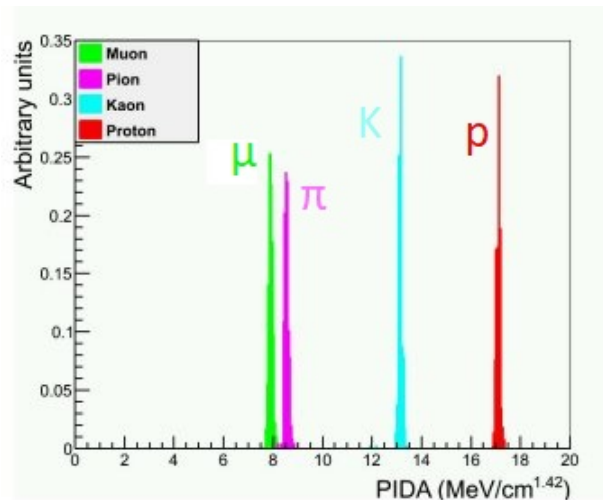


Figure 4-4: Distintos valores del criterio de identificación PIDA para distintas partículas en la simulación.

Usando este parametro PIDA, se pudo obtener la distribución de la Figura 4-5 para todos los eventos reconstruidos de tal manera que se pueda apreciar los rangos en los cuales se encuentran cada una de las partículas esperando que haya una diferenciación entre los picos de frecuencia.

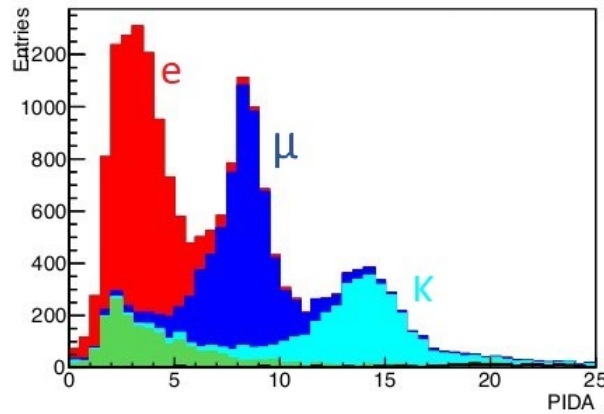


Figure 4-5: Distintos valores de el criterio de identificación PIDA para distintas partículas en la reconstrucción.

De esa manera es posible establecer un rango de tolerancia en el cual deben encontrarse las distintas partículas para su respectivo PIDA y de esa manera identificar las partículas y realizar los cálculos de momentos reconstruidos para cada partícula del decaimiento.

En el grupo “NDK” de la colaboración DUNE se hizo especial énfasis en el canal de decaimiento $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$, y en la Figuras 4-6, 4-7 y 4-8 es posible apreciar la eficiencia obtenida de la reconstrucción para el K^+ , μ^+ y Michel Electrón respectivamente.

Eficiencia de la reconstrucción del momento del Kaón

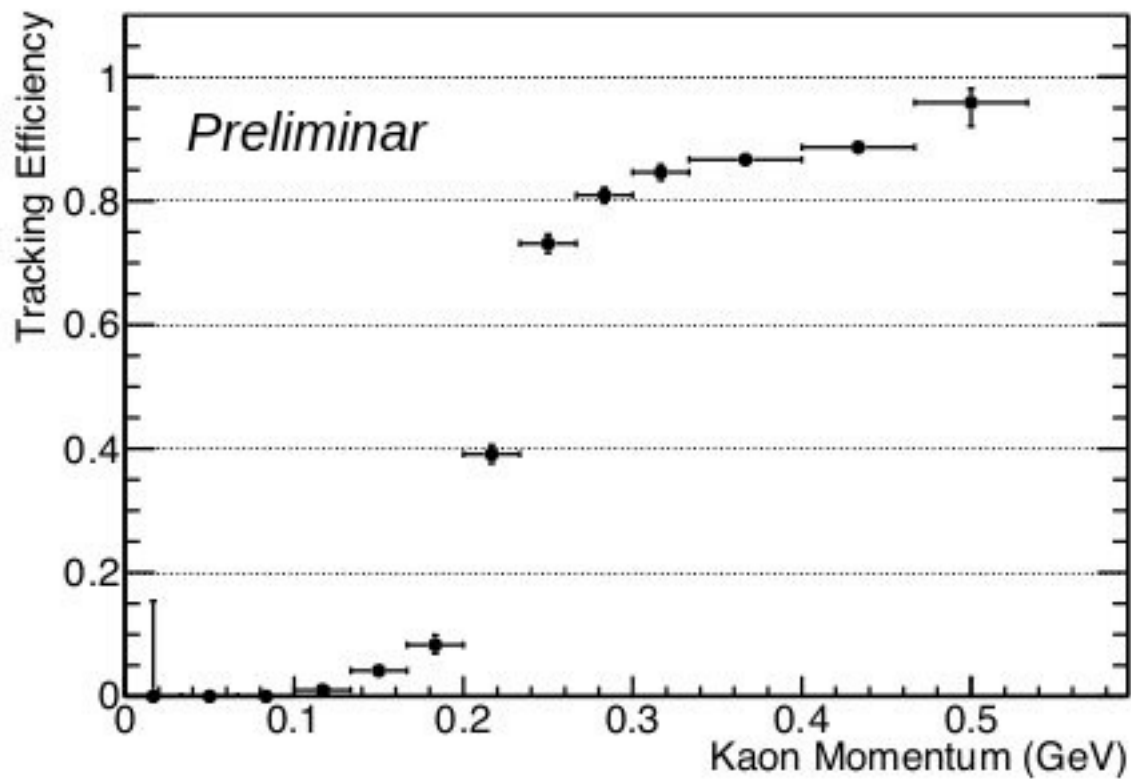


Figure 4-6: Eficiencia de la reconstrucción del K^+ como función del momento, tomado de la presentación: “Proton decay $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ ”, de Aaron Higuera (University of Houston) [3].

Eficiencia de la reconstrucción del momento del Muón

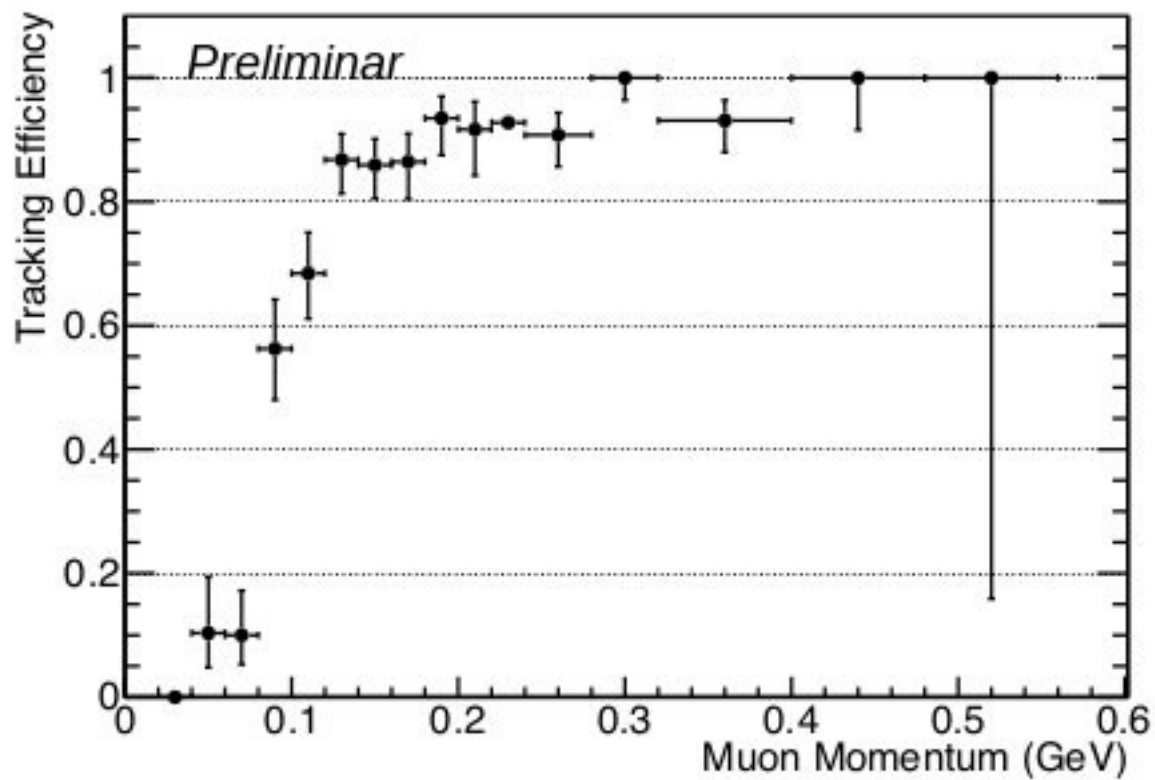


Figure 4-7: Eficiencia de la reconstrucción del μ^+ como función del momento, tomado de la presentación: “Proton decay $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ ”, de Aaron Higuera (University of Houston) [3].

Eficiencia de la reconstrucción del momento del Michel Electrón

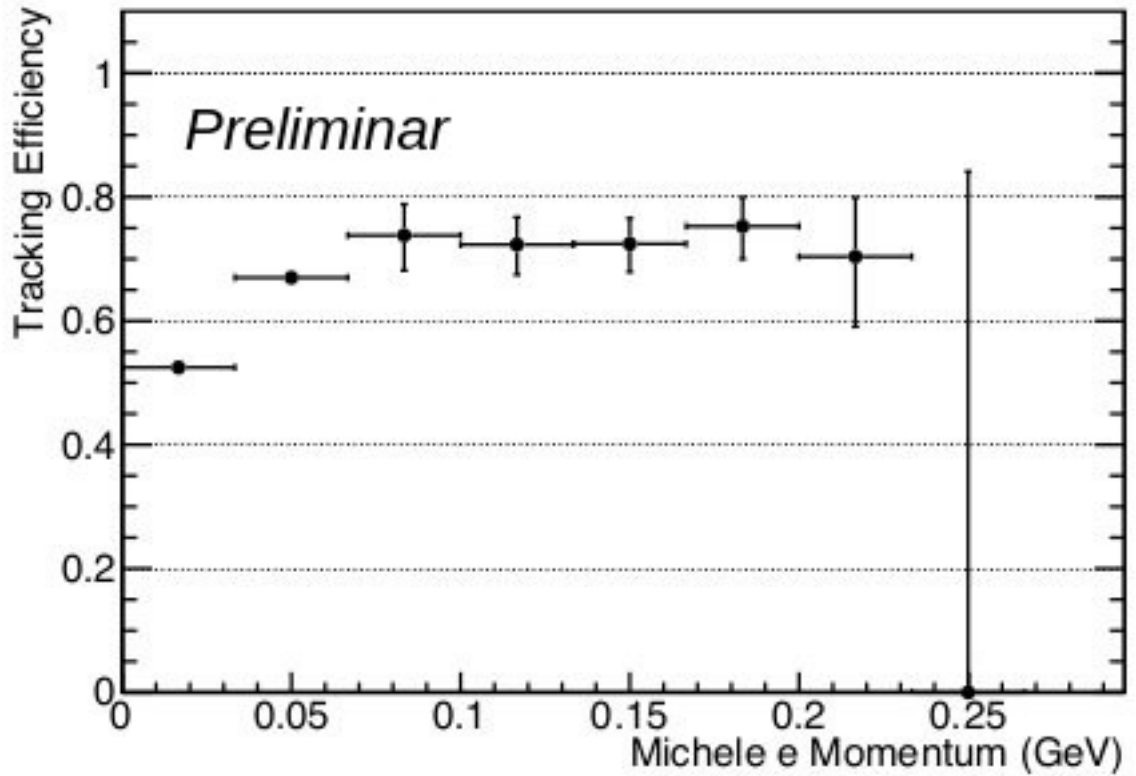


Figure 4-8: Eficiencia de la reconstrucción del Michel-Electron como función del momento, tomado de la presentación: “Proton decay $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ ”, de Aaron Higuera [3].

Sensitividad de la reconstrucción

Con el proposito de aprender a calcular el limite inferior de la vida media del protón, se examinó un conocido ejemplo de un experimento con 3,000 toneladas de agua que desea ver decaer un protón en el canal $p \rightarrow \pi^0 e^+$. El experimento lleva corriendo 4 años sin detectar señales, debido a esto, siempre es posible realizar un cálculo [4] del limite inferior de la vida media del protón usando la expresión de la sensibilidad:

$$\frac{\tau}{B(p \rightarrow \bar{\nu}K^+)} = \epsilon \cdot n \cdot M \cdot \frac{\Delta t}{\Delta N_d} . \quad (4.5)$$

En el supuesto caso en el que el canal de decaimiento es único ($B(p \rightarrow \bar{\nu}K^+) \simeq 1$) y en el que la eficiencia de la reconstrucción es del 100% ($\epsilon \simeq 1$) se tendría:

$$\tau = n \cdot M \cdot \frac{\Delta t}{\Delta N_d}, \quad (4.6)$$

donde τ es la vida media del protón, Δt es el tiempo de exposición del experimento monitoreando el agua (4 años), n es el número de protones por unidad de masa presentes en M que son las 3,000 toneladas de agua.

Puesto que el experimento aún no ha detectado ninguna señal favorable a ser “proton decay” entonces $\Delta N_d < 1$ se llega a la desigualdad:

$$\tau > n \cdot M \Delta t. \quad (4.7)$$

Ahora, si definimos $N = n \cdot M$, donde N es el numero total de protones presentes en las 3,000 toneladas de agua,

$$\tau > N \Delta t, \quad (4.8)$$

de esa manera τ está dando un limite inferior a la vida media del protón. Para calcular el número de protones N , tenemos que cada molécula de agua H_2O tiene 10 protones (2 de los hidrógenos y 8 del oxígeno), y la masa molar del agua es de 18 g/mol. Teniendo en cuenta el número de Avogadro 6.022×10^{23} moléculas/mol, se puede calcular que 18 gramos de agua tienen $10 \times 6.022 \times 10^{23}$ protones o lo que es lo mismo 6.022×10^{24} protones. Un kilogramo de agua es equivalente a 56 moles, por tanto en un kilogramo habrán $56 \times 6.022 \times 10^{24}$ protones ó 3.37×10^{26} protones, por tanto en 3,000 toneladas :

$$N = 3,000 \text{ toneladas} \times 1,000 \frac{Kg}{\text{toneladas}} \times 3.37 \times 10^{26} \frac{\text{protones}}{Kg}$$

$$N \simeq 1 \times 10^{33} \text{ protones},$$

entonces en 3,000 toneladas se tienen alrededor de 1×10^{33} protones, resultando :

$$\tau > N \Delta t = (1 \times 10^{33})(4 \text{ años})$$

$$\tau > 4 \times 10^{33} \text{ años.}$$

De la misma manera usando la ecuación 4.5 asumiendo el canal de decaimiento como único ($B(p \rightarrow \bar{\nu}K^+) \simeq 1$) y a diferencia del caso anterior, dejando en términos de la eficiencia (ϵ),

$$\tau = \epsilon \cdot N \frac{\Delta t}{\Delta N_d}, \quad (4.9)$$

es posible hacer el cálculo para encontrar un limite inferior para el canal de decaimiento del protón $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ en el experimento DUNE, puesto que se sabe que se usarán 10,000 toneladas de Argón, durante un tiempo de exposición pensado inicialmente como un año.

El Argón tiene número atómico 18, lo que quiere decir que cada átomo tiene 18 protones y tiene masa molar de 39.948 g/mol lo que quiere decir que en 10,000 toneladas se tiene 2.5×10^8 moles de Argón, por tanto:

$$N = 2.5 \times 10^8 \text{ moles} \times 6.022 \times 10^{23} \frac{\text{atomos}}{\text{moles}} \times 18 \frac{\text{protones}}{\text{atomos}}$$

$$N = 2.71 \times 10^{33} \text{ protones.}$$

Entonces, si durante un año ($\Delta t = 1$ año) de observar el Argón no se detecta señal de “proton decay” ($\Delta N_d < 1$) el limite inferior para la vida media del protón en el canal $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ usando la ecuación 4.9 sería:

$$\tau > \epsilon \cdot (2.71 \times 10^{33})(1 \text{ año})$$

$$\tau > \epsilon \cdot 2.71 \times 10^{33} \text{ años.}$$

Si no se asume un tiempo de exposición se puede graficar la sensibilidad en general, como se muestra en la Figura 4-9 para la reconstrucción del canal $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ asumiendo cero señales “background” o ruido para distintos valores de eficiencia.

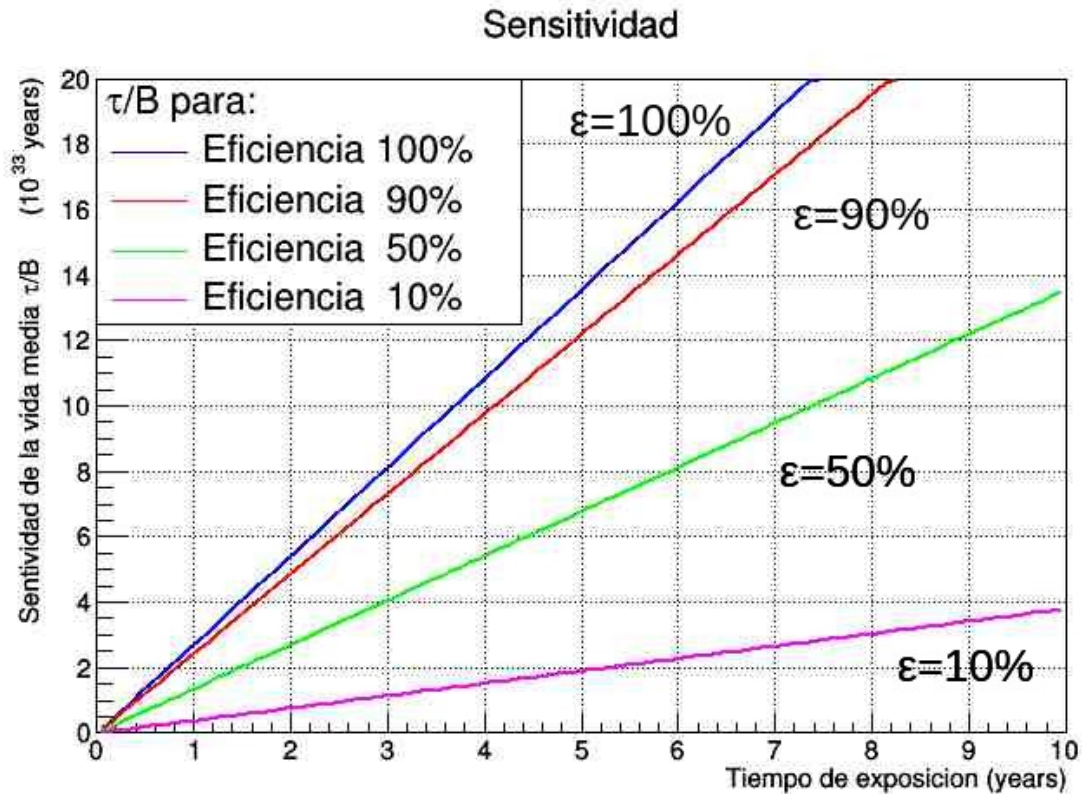


Figure 4–9: Sensitividad de la reconstrucción del canal $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ asumiendo cero ruido o sin “background”.

Como se puede apreciar para un tiempo de exposición de 1 año (ver Figura 4–9), será posible apreciar una vida media ubicada entre 0.5×10^{33} y 2.05×10^{33} años, para un rango de eficiencia entre 10% y 100%, lo cual está aún lejos de valores previamente obtenidos por ejemplo por la colaboración Kamiokande, que utilizando datos de una exposición de 33 kilotonnes de Super-Kamiokande-I establecieron un límite inferior para la vida media del protón en 6.7×10^{32} años [18] (Resultado de septiembre 2018) y en 2.3×10^{33} años [19] (2007), es necesario por tanto seguir trabajando con el grupo NDK, mejorando la obtención de la eficiencia de la reconstrucción y fijando de mejor manera la sensibilidad.

4.2 Estudio de $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$

Ahora se extiende el estudio para los canales del decaimiento del protón a un leptón y un mesón, $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$, basándose en resultados obtenidos para el canal $p \rightarrow \bar{\nu} K^+$. La idea es usar las características particulares de la topología de estos decaimientos para obtener la masa invariante del K_s^0 y el protón a partir de la reconstrucción de los piones (π^+ y π^-) del decaimiento $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ y el leptón proveniente del decaimiento del protón (e^+ o μ^+). Para ello se generaron 10,000 eventos para cada uno de los canales $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$ y se reconstruyeron los eventos usando el algoritmo de reconstrucción Pandora [17].

En la Figura 4–10 se muestra la multiplicidad o distribución de número de “tracks” por eventos en la reconstrucción para ambos canales:

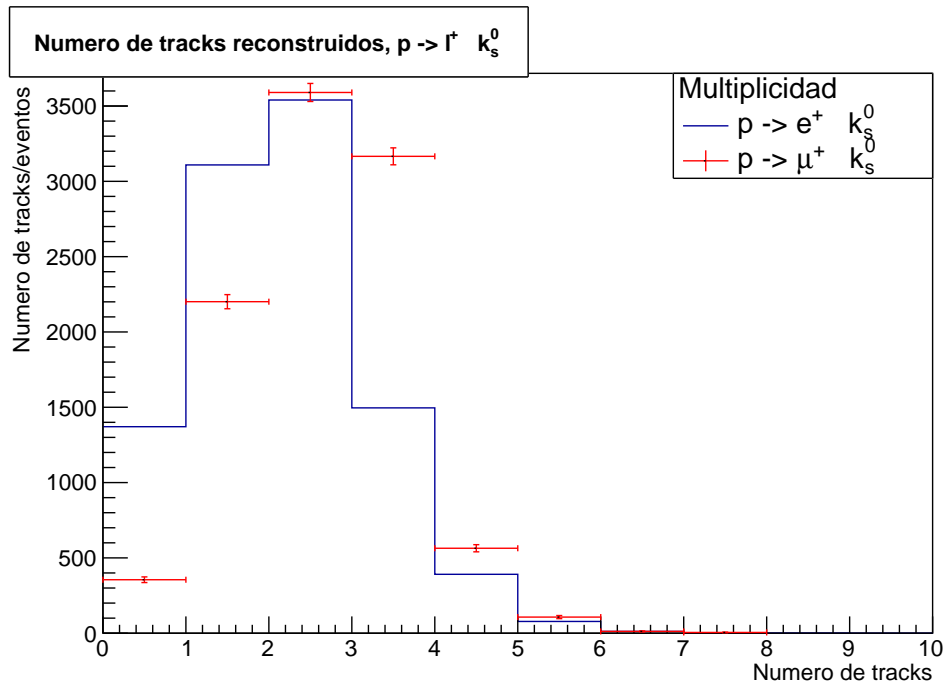


Figure 4–10: Número de “tracks” usando Pandora.

Una gran cantidad de los eventos en el canal $p \rightarrow e^+ K_s^0$ fueron reconstruidos solamente con 1 o 2 trayectorias (ver Figura 4–10 línea continua), debido esencialmente a que el positrón e^+ se desintegra en un “shower” y no deja una

marcada trayectoria en el detector. Estos eventos para los cuales no fue posible reconstruir al menos 3 trayectorias (leptón y dos piones) fueron descartados desde el principio disminuyendo la estadística con la que se cuenta para la obtención de la muestra de K_s^0 y el protón. En el canal con muones μ^+ (ver Figura 4-10 línea con cruz) se tienen más tracks reconstruidos puesto que μ^+ en general no hace “shower” y es posible reconstruir un “track” bien marcado, aumentando así la estadística para la reconstrucción del canal.

4.2.1 Cálculo del momento

Se reconstruyó el momento (P) de las partículas de interés de este estudio y sus componentes (P_x, P_y, P_z) usando la energía cinética (T) que nos proporciona el algoritmo de reconstrucción. Esta energía esta siendo obtenida a partir de la energía depositada por la partícula en el arreglo de LArTPC que conforman el detector. Teniendo la energía cinética es posible encontrar la magnitud del momento usando la energía relativista:

$$E^2 = (P \cdot c)^2 + (M \cdot c^2)^2 \quad (4.10)$$

donde E es la energía de la partícula, P su momento y M la masa invariante. Reemplazando la energía total y usando unidades naturales ($c = 1$), tenemos que:

$$\begin{aligned} P^2 &= E^2 - M^2 \\ P^2 &= (T + M)^2 - M^2 \\ P &= \sqrt{T^2 + 2TM}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Ahora con la ecuación 4.11 se obtiene la magnitud del momento de las partículas debido a que ya se tiene T de la reconstrucción y se usa M como la masa nominal de las partículas, por ejemplo para el muón (μ^+) se usó $M = 0.1056 GeV/c^2$, para el positrón (e^+) $M = 0.00051 GeV/c^2$ y para los piones (π^+ y π^-) $M = 0.1359 GeV/c^2$. Es posible además encontrar los componentes del momento, para hacer esto se usaron los cosenos direccionales a cada uno de los ejes del sistema coordenado cartesiano en 3D, cuyos valores están dados por la reconstrucción de los eventos.

Los cosenos direccionales, son los valores del coseno del ángulo que forman las trayectorias de las partículas en el detector con los vectores unitarios de la base del sistema coordenado cartesiano, entonces:

$$Px = P \cdot \cos(\alpha) \quad Py = P \cdot \cos(\beta) \quad Pz = P \cdot \cos(\gamma)$$

donde α , β y γ son los cosenos direccionales para x, y y z respectivamente. Si lo que se desea es obtener la masa invariante de una partícula que decae en dos (M_{12}), a partir de la energía cinética de sus hijas (T_1 y T_2) y de sus momentos en x, y y z ($P_{1x}, P_{1y}, P_{1z}, P_{2x}, P_{2y}$ y P_{2z}) entonces:

$$M_{12}^2 = (T_1 + T_2)^2 - (P_{1x} + P_{2x})^2 - (P_{1y} + P_{2y})^2 - (P_{1z} + P_{2z})^2 \quad (4.12)$$

La ecuación 4.12 es importante porque esta se usó para la reconstrucción de los candidatos a K_s^0 a partir de sus partículas hijas π^+ y π^- y teniendo esta masa invariante se combinó con el leptón del decaimiento (e^+ para $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y μ^+ para $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$) para buscar un candidato al decaimiento del protón.

4.2.2 Reconstrucción del K_s^0

Para la obtención de la masa invariante del K_s^0 análogo al canal $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ se obtuvo inicialmente la distribución PIDA para tratar de identificar las partículas de cada decaimiento y se obtuvieron las distribuciones de PIDA (ver Figura 4-11) para los dos canales. Inicialmente se hizo una prueba haciendo cortes en los "tracks" reconstruidos usando la identificación de Particle Data Group (PDG) lo que en la realidad no se puede hacer, dado que la información de PDG está únicamente para las simulaciones en los datos generados, aún así, hacer esto nos ayuda a comprender el comportamiento de las trayectorias y nos da una idea para seguir trabajando con la reconstrucción y a su vez nos ayuda a comparar con los resultados obtenidos en la pasada sección de los datos generados con GENIE. Se obtuvieron las gráficas de PIDA (ver Figura 4-11) que identifican qué partículas se pudieron reconstruir, estas gráficas al igual que la información de PDG ayudan para hacer una previsualización de la información que se puede obtener.

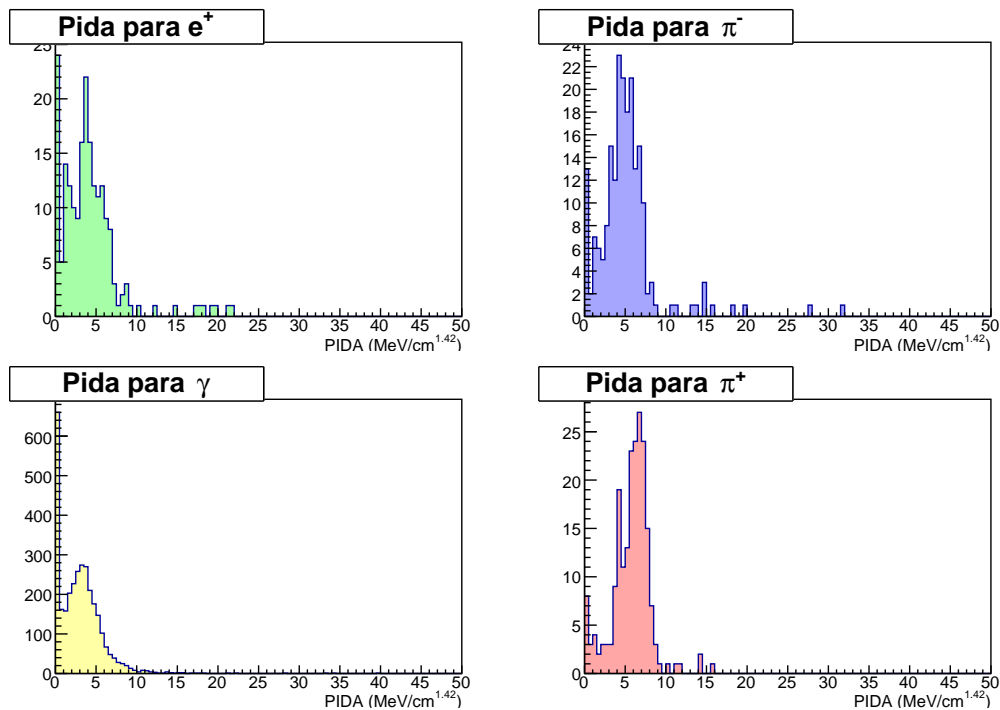
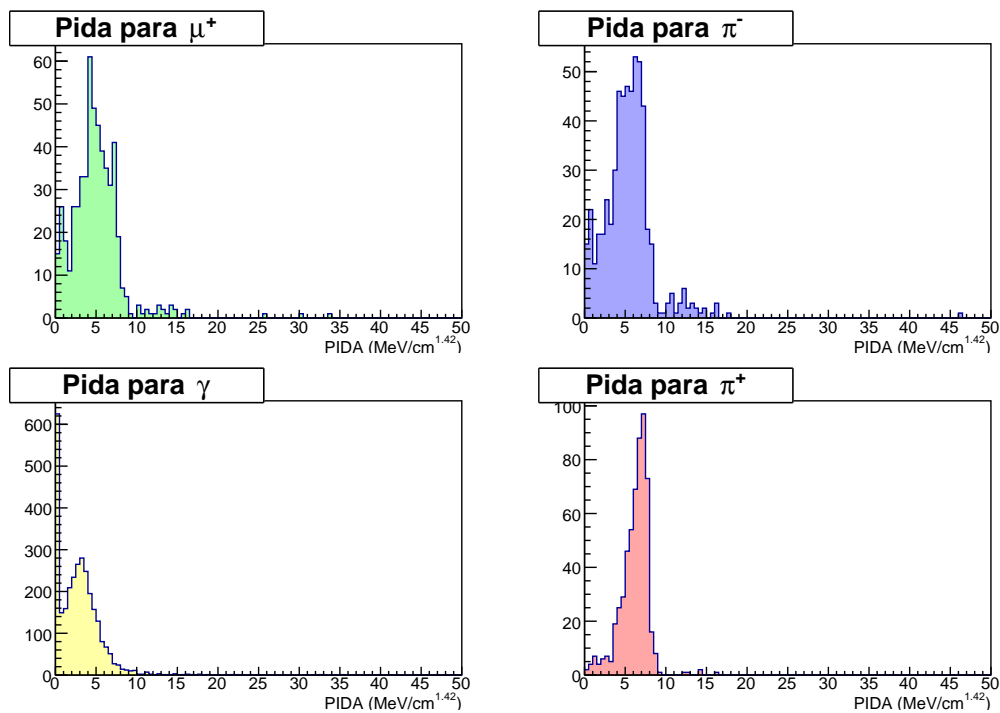
(a) Distribución de PIDA para el canal $p \rightarrow e^+ K_s^0$.(b) Distribución de PIDA para el canal $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$.

Figure 4-11: Distribución de PIDA.

Como se puede apreciar (ver Figura 4-11) no es posible encontrar una diferenciación en los rangos en los que se encontró el criterio de identificación PIDA para las partículas, por tanto no fue posible usar este criterio para los canales de decaimiento $p \rightarrow e^+ K_s^0$ (ver Figura 4-11a) y $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$ (ver Figura 4-11b), por lo tanto se usó criterios principalmente topológicos como el vertice de los piones, desplazamiento del vértice de K_s^0 y el “opening angle” o ángulo entre las trayectorias del candidato a K_s^0 y el leptón del decaimiento.

4.2.3 Combinatoria de “tracks”

Se formaron inicialmente los candidatos a K_s^0 , usando todas las trayectorias reconstruidas para cada evento, asumiendo que cada “track” (partícula) es un pión se hizo un loop que hiciera el cálculo de momento para cada trayectoria y se calculo la masa invariante del K_s^0 para esos candidatos.

Se seleccionó todas las permutaciones posibles de estos candidatos a piones y se formaron objetos con la información de masa invariante, momento, distancia entre vértices y energía cinética para cada candidato a K_s^0 , que posteriormente fueron usados para el procesamiento de estos candidatos. Se desea realizar filtros a estos objetos y llegar a los candidatos más probables a ser piones y a partir de ahí reconstruir el K_s^0 y obtener su masa invariante.

También se asumió que cada “track” es también un positrón e^+ y se almacenaron todas las variables físicas de interés, puesto que obtener candidatos a esta partícula ayudará más adelante cuando se quiera hacer la reconstrucción de la masa invariante del protón.

Teniendo en cuenta esos resultados, se hizo la combinación de todos los candidatos sin importar que se obtengan datos en el histograma que no corresponden en realidad a la masa invariante del K_s^0 , pero a partir de estos resultados se hizo cortes de selección hasta llegar a los candidatos más probables a ser K_s^0 .

Puesto que no todos los “tracks” reconstruidos pueden ser piones porque también dentro de esos “tracks” está el leptón del decaimiento (e^+ para $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y μ^+ para $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$), y gran cantidad de partículas que no forman parte del canal pero que forman parte de la simulación y algunos otros procesos físicos que están sucediendo con el Argón Líquido (^{40}Ar), entonces es necesario realizar cortes para filtrar la distribución inicial.

Se realizaron 3 cortes a la distribución de la combinación total de candidatos como se enumera a continuación.

Corte 1 (Piones con el mismo vértice)

El primer corte que se va a realizar tiene que ver con el hecho de que los candidatos a piones deben cumplir que el punto inicial de la trayectoria de el candidato a π^+ debe coincidir con el punto inicial de la trayectoria del candidato a π^- , puesto que ambos candidatos provienen del decaimiento del K_s^0 ($K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) y por ende deben compartir un vértice común.

Se obtuvo la siguiente distribución (ver Figura 4-12) de la distancia entre estos puntos iniciales:

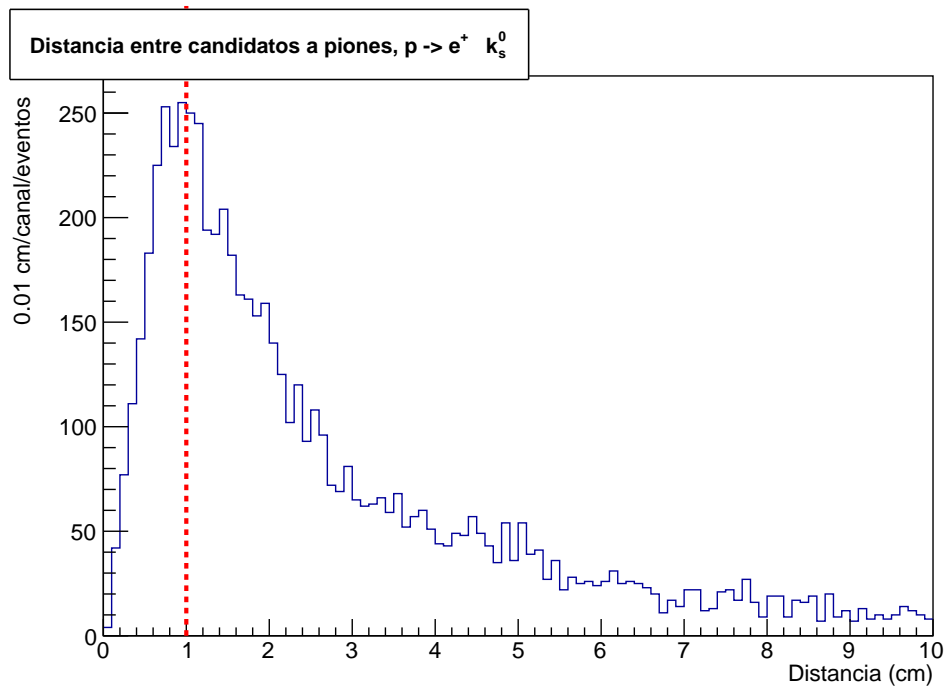
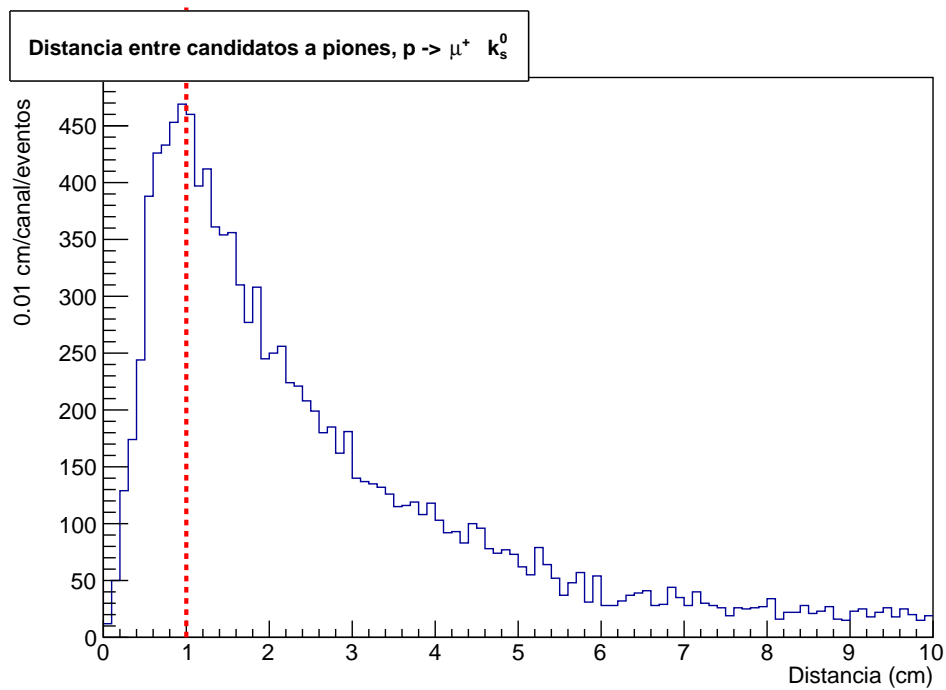
(a) Distribución de las distancias para el canal $p \rightarrow e^+ K_s^0$.(b) Distribución de las distancias para el canal $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$.

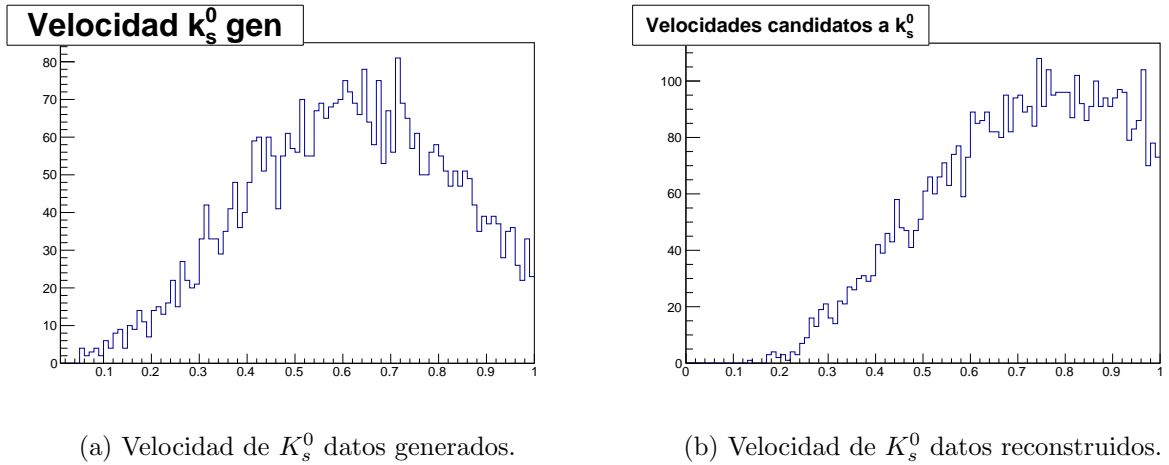
Figure 4–12: Distribución de las distancias de los puntos iniciales de los candidatos a piones.

Entonces es posible hacer un corte exigiendo que esta distancia sea pequeña, el valor de esta “tolerancia” que se tomó fue de 1.0 cm (indicado por la línea punteada en la Figura 4-12), que equivale a un 37% de la distancia que se supone recorra el K_s^0 que como veremos en el siguiente corte debe ser aproximadamente 2.68 cm.

Corte 2 (Desplazamiento de K_s^0)

Ahora se debe tener en cuenta que el K_s^0 tiene una larga vida media y este recorre una distancia una vez el decaimiento del protón se produce. Esa distancia esta relacionada con el tiempo de vida (“life-time”) de $\tau = 0.8954 \times 10^{-10} s$ [25] del K_s^0 y la velocidad a la cual **máximo** podría viajar dentro del detector (la velocidad de la luz $c = 2.9979 \times 10^8 m/s$), si usamos esos valores, se entiende que la distancia a la cual se debería desplazar un buen candidato a K_s^0 debería ser menor de $c\tau = 2.68 cm$ que es la distancia máxima a la cuál podría llegar un K_s^0 teniendo en cuenta su tiempo de vida por tanto podemos fijar un rango.

Es importante mencionar que la velocidad a la cual se desplaza el K_s^0 al producirse el decaimiento del protón no es relativista (ver Figura 4-13) por tanto un buen candidato tendrá un desplazamiento entre 0 y 2.68 cm con respecto al origen de la trayectoria del leptón (e^+ para $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y μ^+ para $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$).

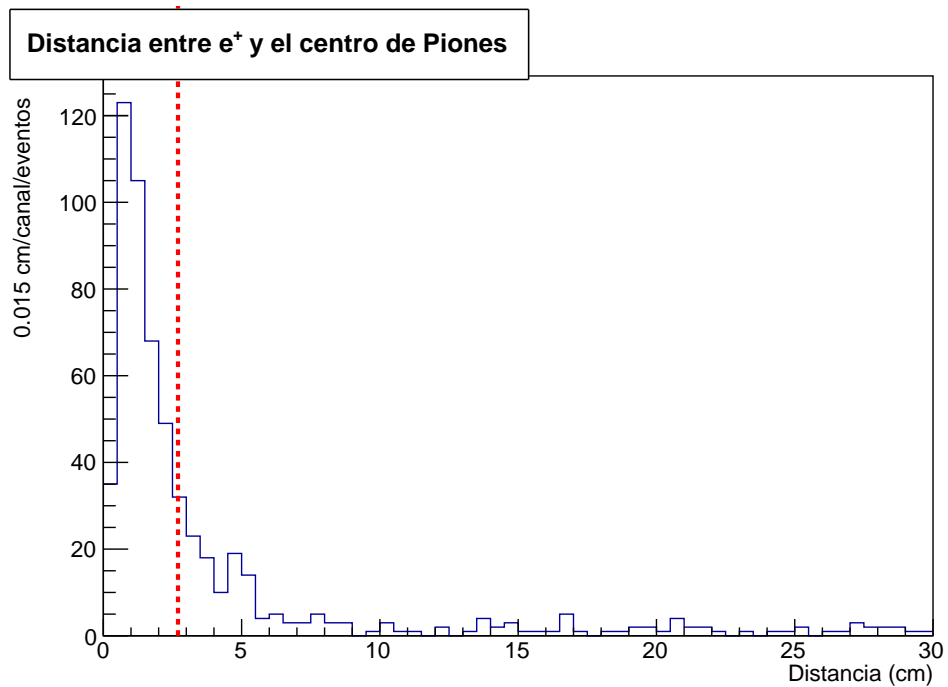


(a) Velocidad de K_s^0 datos generados.

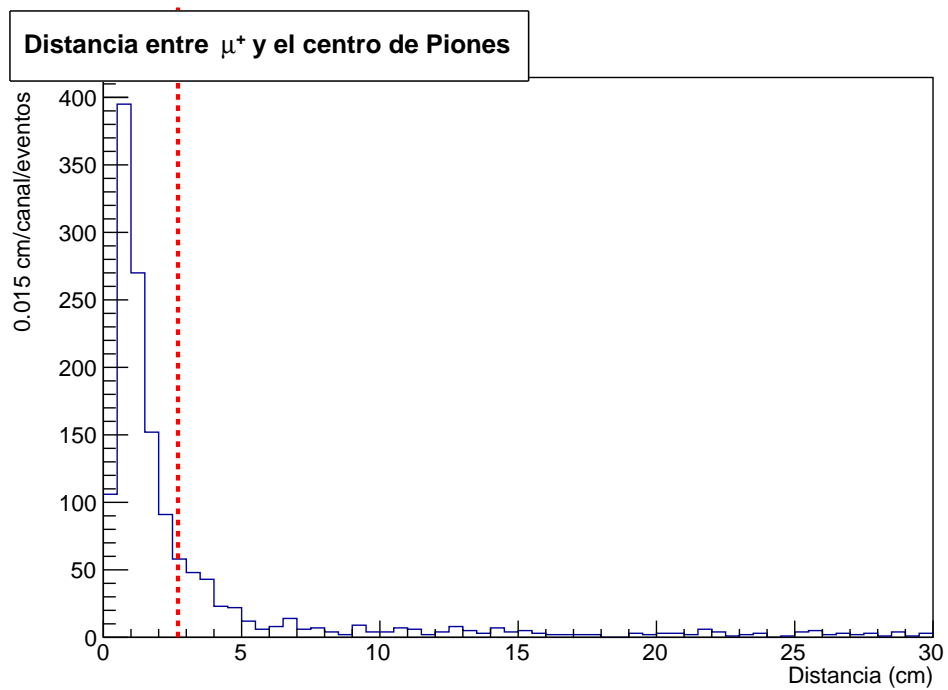
(b) Velocidad de K_s^0 datos reconstruidos.

Figure 4-13: Velocidad de K_s^0 .

En el siguiente histograma (ver Figura 4-14) está la distribución obtenida, calculada a partir del centro del inicio de las trayectorias de los candidatos a piones y el inicio de la trayectoria del candidato a e^+ y μ^+ en cada una de las muestras.



(a) Distancia entre e^+ y el centro de los piones (canal $p \rightarrow e^+ K_s^0$).



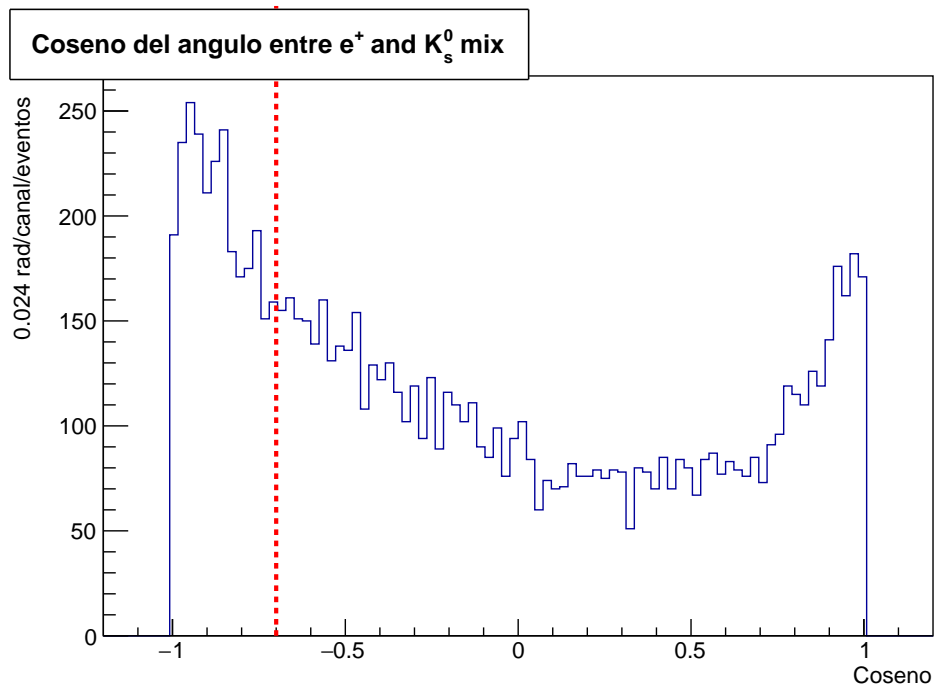
(b) Distancia entre μ^+ y el centro de los piones (canal $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$).

Figure 4-14: Distribución de las distancias entre los leptones y el centro de los piones.

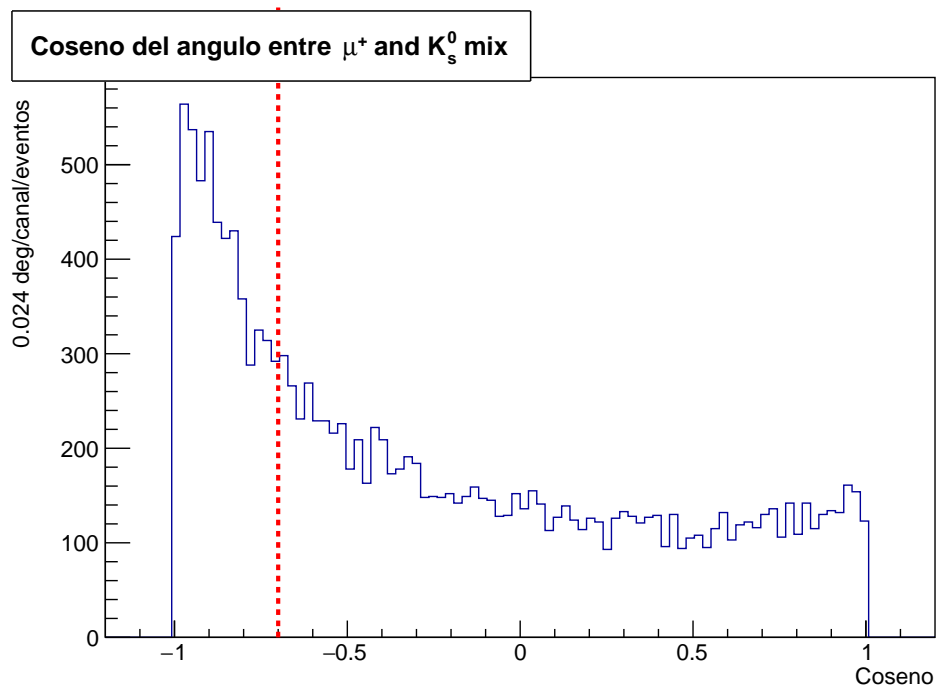
Entonces es posible hacer un corte exigiendo que esta distancia sea menor que 2.68 cm (indicado por la línea punteada en la Figura 4-14).

Corte 3 (Decaimiento “back to back”)

El decaimiento del protón inicial, se da en condiciones de reposo y calma, dado que el Argón y el detector se deja totalmente aislado, y por tanto el decaimiento es un caso de “two body decay” es decir, el protón inicial va a decaer en la pareja leptón y K_s^0 y estos decaimientos tienen la característica de que debido a la conservación del momento, deben ser decaimientos “back to back” es decir que el ángulo que forman las trayectorias de las partículas hijas es decir el K_s^0 y el leptón (e^+ para $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y μ^+ para $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$) después del decaimiento, debe ser de alrededor de 180 grados (ver Figura 4-15).



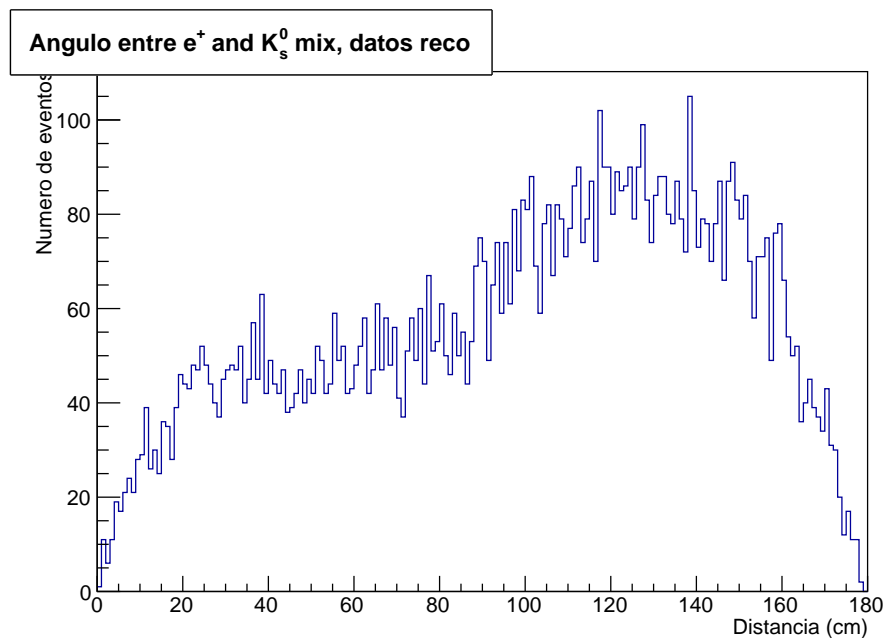
(a) Distribución de coseno del ángulo entre e^+ y K_s^0 .



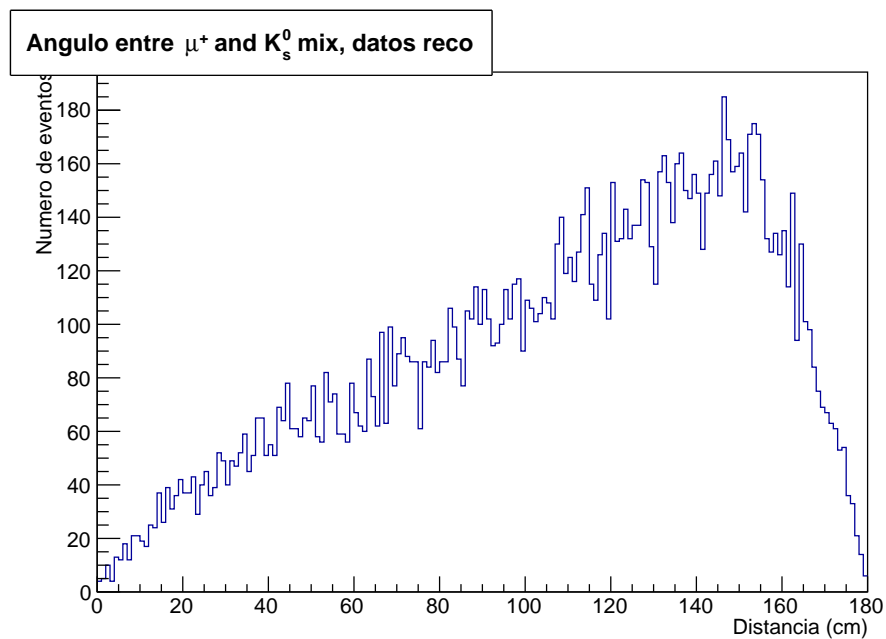
(b) Distribución de coseno del ángulo entre μ^+ y K_s^0 .

Figure 4-15: Distribución de coseno entre los leptones y K_s^0 .

Las distribuciones de la Figura 4-15 corresponden a las distribuciones angulares de la Figura 4-16.



(a) Distribución del ángulo entre e^+ y K_s^0 .

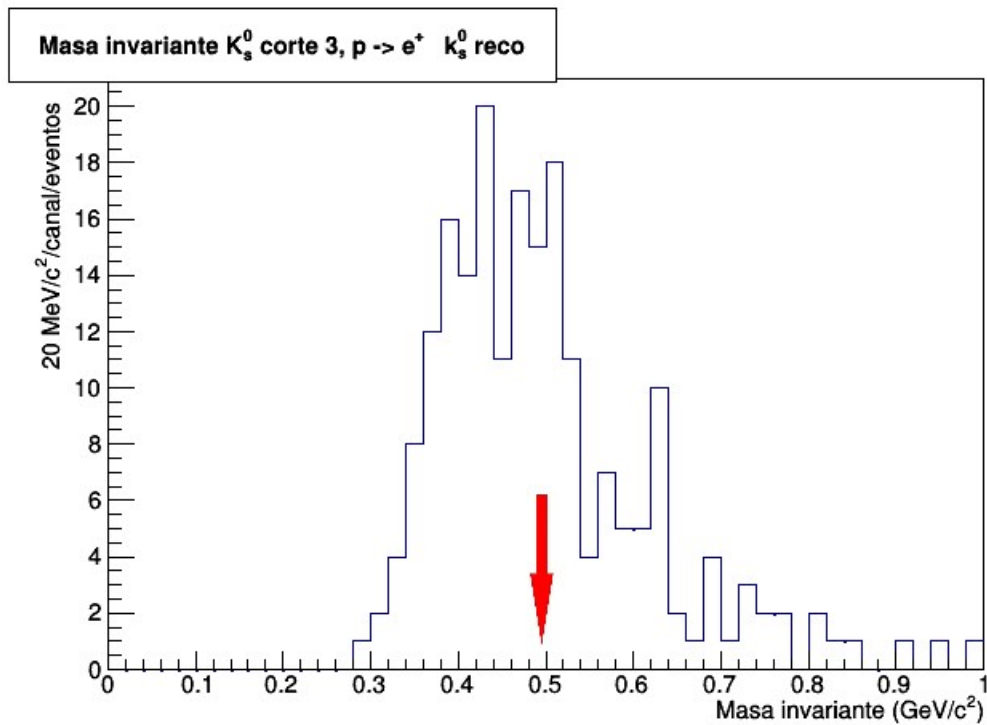


(b) Distribución del ángulo entre μ^+ y K_s^0 .

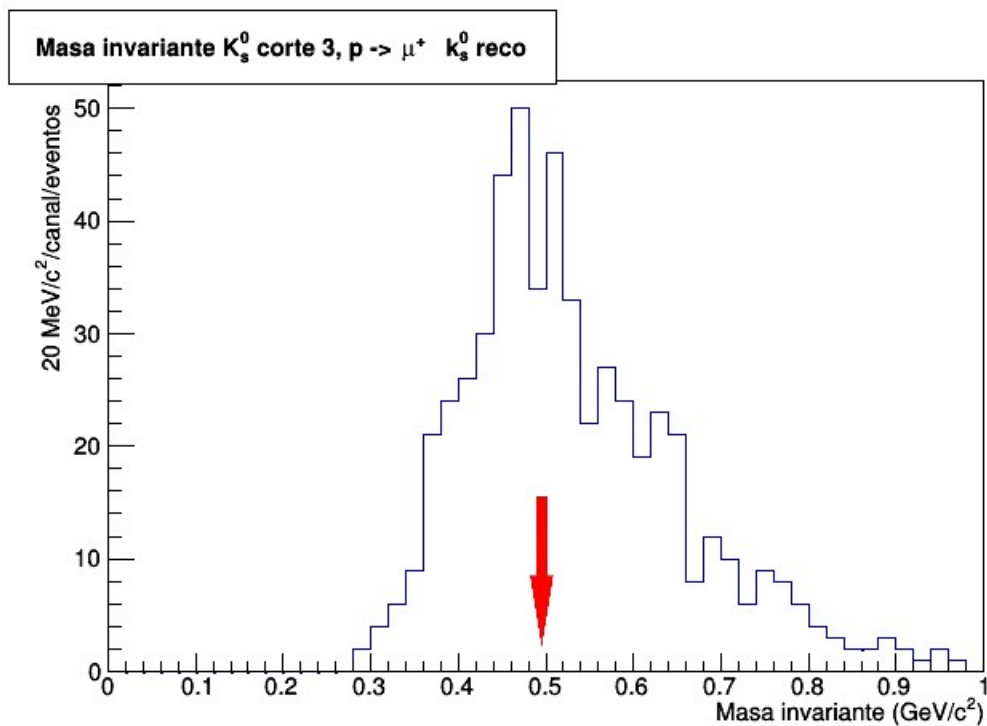
Figure 4-16: Distribución del ángulo entre los leptones y K_s^0 .

Como se aprecia en las distribuciones (ver Figura 4-15), los valores del coseno del ángulo entre K_s^0 y e^+ (para el canal $p \rightarrow e^+ K_s^0$) y entre K_s^0 y μ^+ (para el canal $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$) tienen una tendencia a estar en el rango entre -0.7 y -1 lo que corresponde a 135 y 180 grados respectivamente (ver Figura 4-16). Si tenemos en cuenta este resultado podemos filtrar nuestros candidatos permitiendo pasar el filtro únicamente a los candidatos a K_s^0 cuya trayectoria forme un ángulo mayor a **135 grados** con el leptón del decaimiento (e^+ para $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y μ^+ para $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$), es decir el corte garantiza valores para el coseno del ángulo menores a -0.7 (indicado por la línea punteada en la Figura 4-15), de esa manera se estarán evitando partículas que son “tracks” reconstruidos de otros sucesos o candidatos a K_s^0 obtenidos de una combinación errónea entre partículas que posiblemente no son piones.

Si se aplica estos 3 cortes a la distribución de masa invariante se obtiene la siguiente distribución (ver Figura 4-17).



(a) Distribución de masa invariante para los candidatos a K_s^0 (canal $p \rightarrow e^+ K_s^0$).



(b) Distribución de masa invariante para los candidatos a K_s^0 (canal $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$).

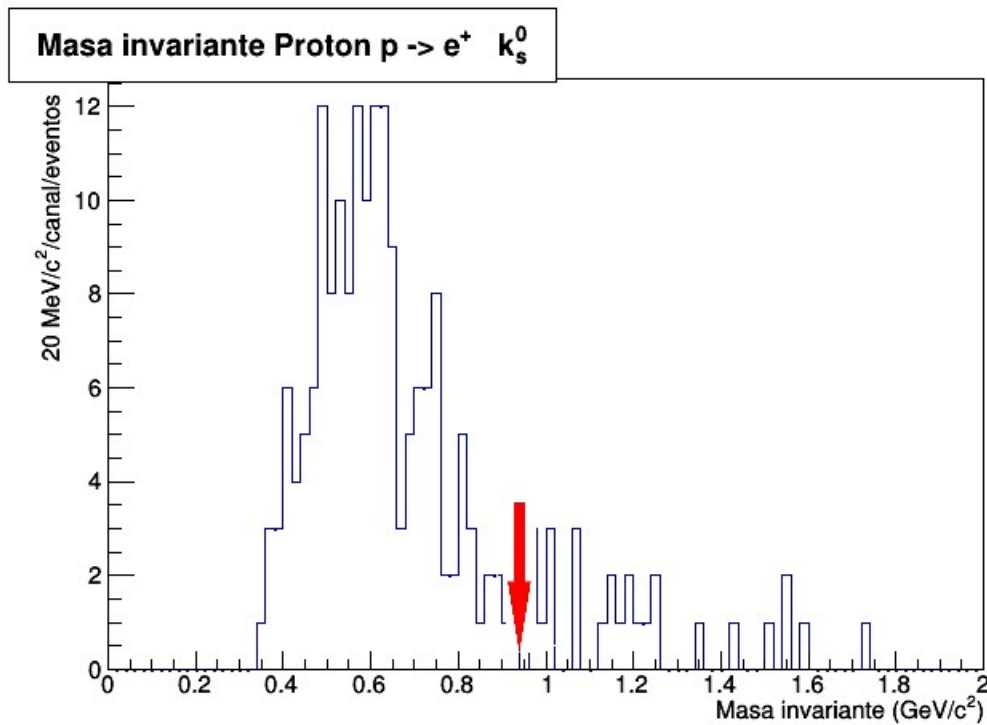
Figure 4–17: Distribuciones de la masa invariante para los candidatos a K_s^0 con los 3 cortes aplicados.

Aunque la resolución del experimento aún no es óptima, se puede apreciar en la Figura 4-17a para el canal $p \rightarrow e^+ K_s^0$ un pequeño “bump” en el rango entre $0.46 \text{ GeV}/c^2$ y $0.52 \text{ GeV}/c^2$ y en la Figura 4-17b para el canal $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$ el “bump” está en el rango entre $0.44 \text{ GeV}/c^2$ y $0.52 \text{ GeV}/c^2$ lo cual se esperaba, puesto que la masa nominal de K_s^0 es de $0.4997 \text{ GeV}/c^2$ (indicada por la flecha color rojo en la Figura 4-17).

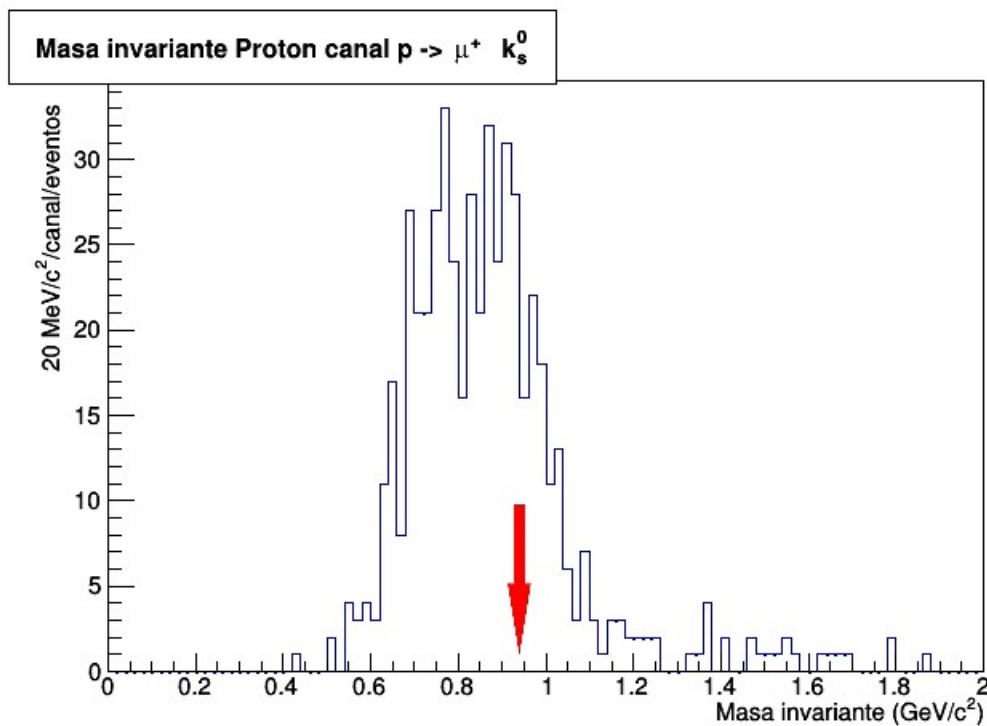
4.2.4 Reconstrucción del Protón

Una vez se pudo obtener los candidatos a piones, se puede calcular y obtener K_s^0 , con esta información se puede hacer el cálculo para obtener la masa invariante para el protón, juntando el kaón con el candidato a leptón (e^+ para $p \rightarrow e^+ K_s^0$ y μ^+ para $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$).

Para este resultado se utilizaron todas las combinaciones de los candidatos a K_s^0 y todos los candidatos a leptón y se aplicaron todos los cortes de la sección 4.2.3. Preliminarmente se obtuvieron las siguientes distribuciones de la masa invariante para el protón (ver Figura 4-18) donde la flecha color rojo indica la masa nominal del protón que es de $0.9382 \text{ GeV}/c^2$.



(a) Distribución de la masa invariante del Protón con los candidatos a K_s^0 y e^+ .



(b) Distribución de la masa invariante del Protón con los candidatos a K_s^0 y μ^+ .

Figure 4-18: Distribuciones de la masa invariante del Protón.

4.2.5 Visualización de los eventos

Usando el software de LArSoft “event display” es posible apreciar visualmente como fue la reconstrucción de los eventos simulados en el detector y además es capaz de permitir ubicar la LArTPC en la cual se posicionó el evento y de esa manera apreciar las trayectorias de las partículas cuya energía se depositó en el detector y fue reconstruida.

Algunos de los eventos que se reconstruyeron efectivamente y que pasaron los cortes propuestos en las subsecciones anteriores (ver Sección [4.2.2](#) y [4.2.4](#)) se presentan a continuación.

Eventos candidatos a e^+ y K_s^0 en $p \rightarrow e^+ K_s^0$

El evento 4782 pasó todos los cortes para considerarse un evento candidato al decaimiento $p \rightarrow e^+ K_s^0$ (ver Figura 4-19).

El momento reconstruido para $e^+ = 0.0774 \text{ GeV}$

El momento reconstruido para $K_s^0 = 0.2671 \text{ GeV}$

La masa reconstruida para $K_s^0 = 0.4603 \text{ GeV}/c^2$

La masa reconstruida para el protón = $0.5709 \text{ GeV}/c^2$

Distancia entre e^+ y el centro de los piones = 2.62 cm

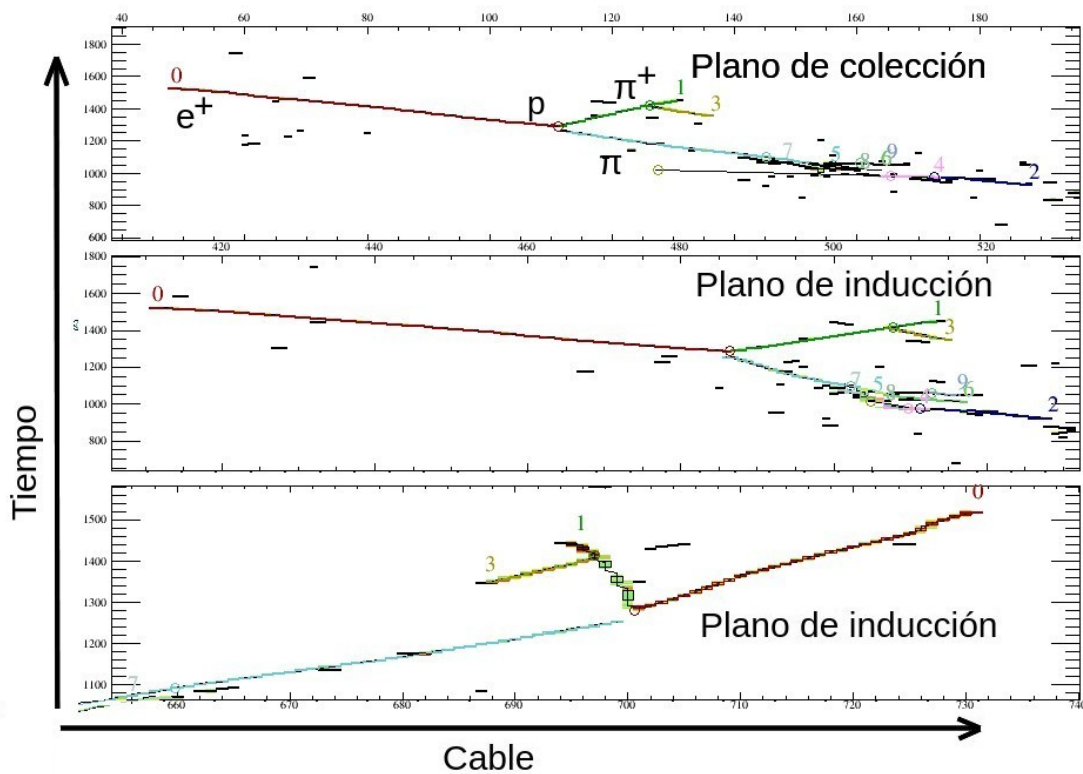


Figure 4-19: Evento 4782 candidato a $p \rightarrow e^+ K_s^0$.

El evento 6204 pasó todos los cortes para considerarse un evento candidato al decaimiento $p \rightarrow e^+ K_s^0$ (ver Figura 4-20).

El momento reconstruido para $e^+ = 0.0501 \text{ GeV}$

El momento reconstruido para $K_s^0 = 0.1749 \text{ GeV}$

La masa reconstruida para $K_s^0 = 0.4533 \text{ GeV}/c^2$

La masa reconstruida para el protón = $0.5198 \text{ GeV}/c^2$

Distancia entre e^+ y el centro de los piones = 2.35 cm

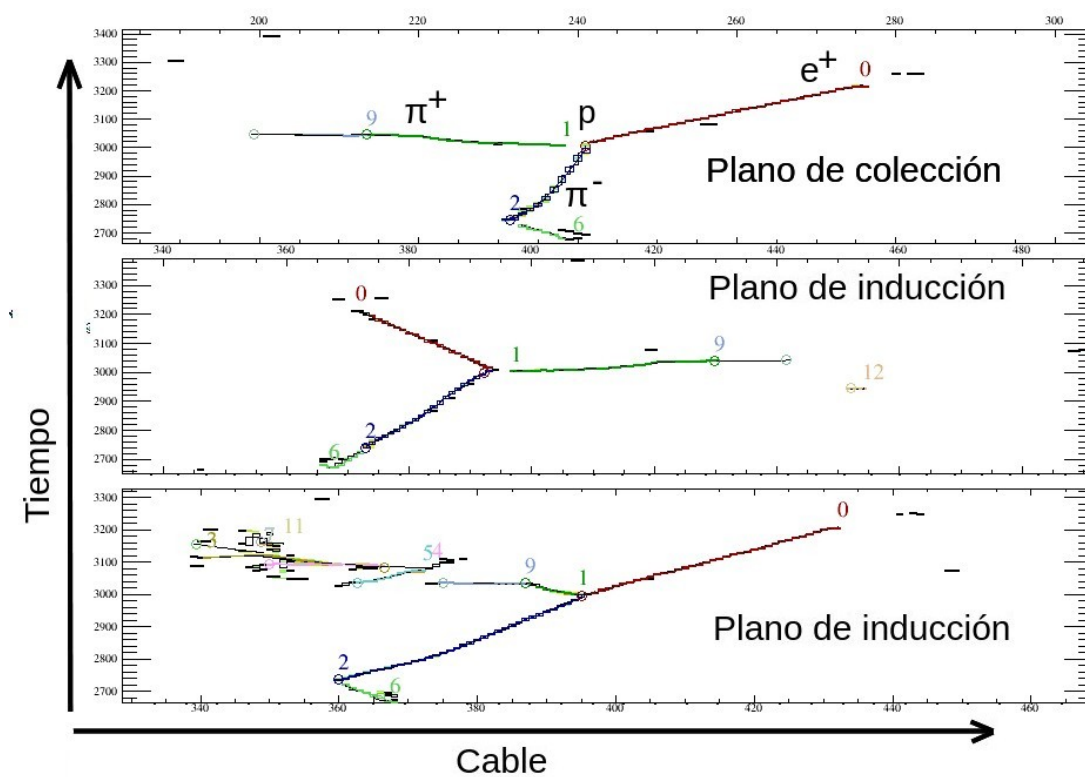


Figure 4-20: Evento 6204 candidato a $p \rightarrow e^+ K_s^0$.

Eventos candidatos a μ^+ y K_s^0 en $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$

El evento 2016 pasó todos los cortes para considerarse un evento candidato al decaimiento $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$ (ver Figura 4-21).

El momento reconstruido para $\mu^+ = 0.1319 \text{ GeV}$

El momento reconstruido para $K_s^0 = 0.1951 \text{ GeV}$

La masa reconstruida para $K_s^0 = 0.4683 \text{ GeV}/c^2$

La masa reconstruida para el protón = $0.6671 \text{ GeV}/c^2$

Distancia entre μ^+ y el centro de los piones = 2.22 cm

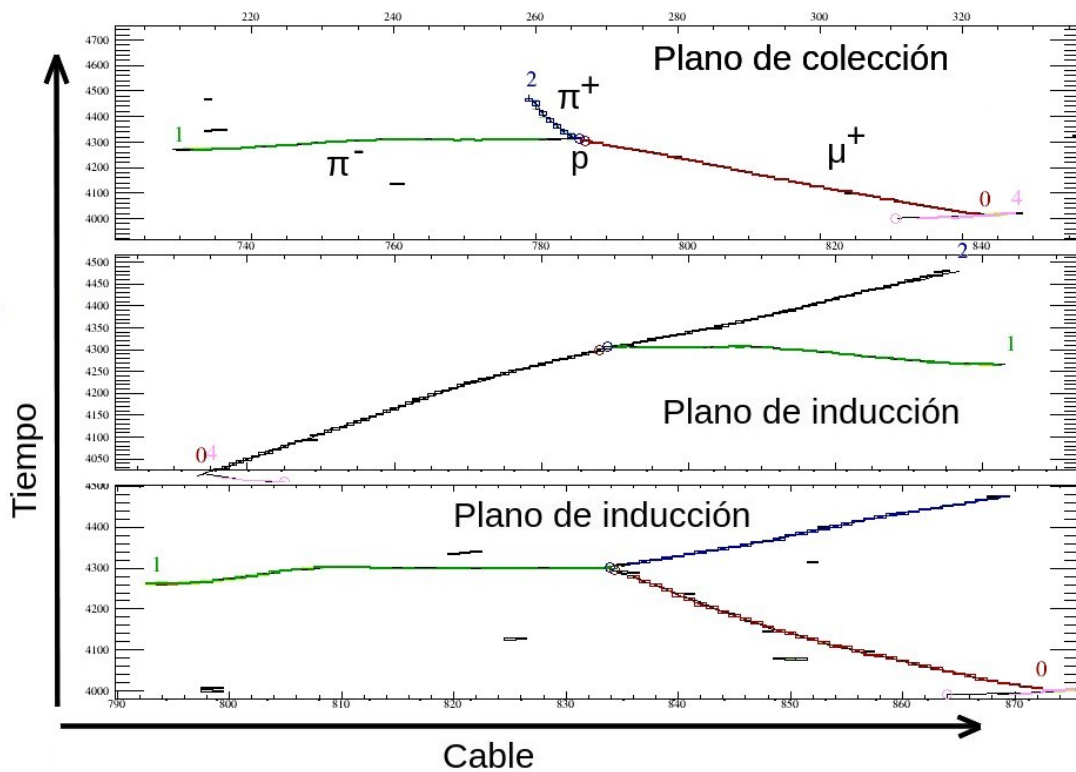


Figure 4-21: Evento 2016 candidato a $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$.

El evento 7879 pasó todos los cortes para considerarse un evento candidato al decaimiento $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$ (ver Figura 4-22).

El momento reconstruido para $\mu^+ = 7.6318 \text{ GeV}$

El momento reconstruido para $K_s^0 = 0.7769 \text{ GeV}$

La masa reconstruida para $K_s^0 = 1.0777 \text{ GeV}/c^2$

La masa reconstruida para el protón = $0.6770 \text{ GeV}/c^2$

Distancia entre μ^+ y el centro de los piones = 2.27 cm

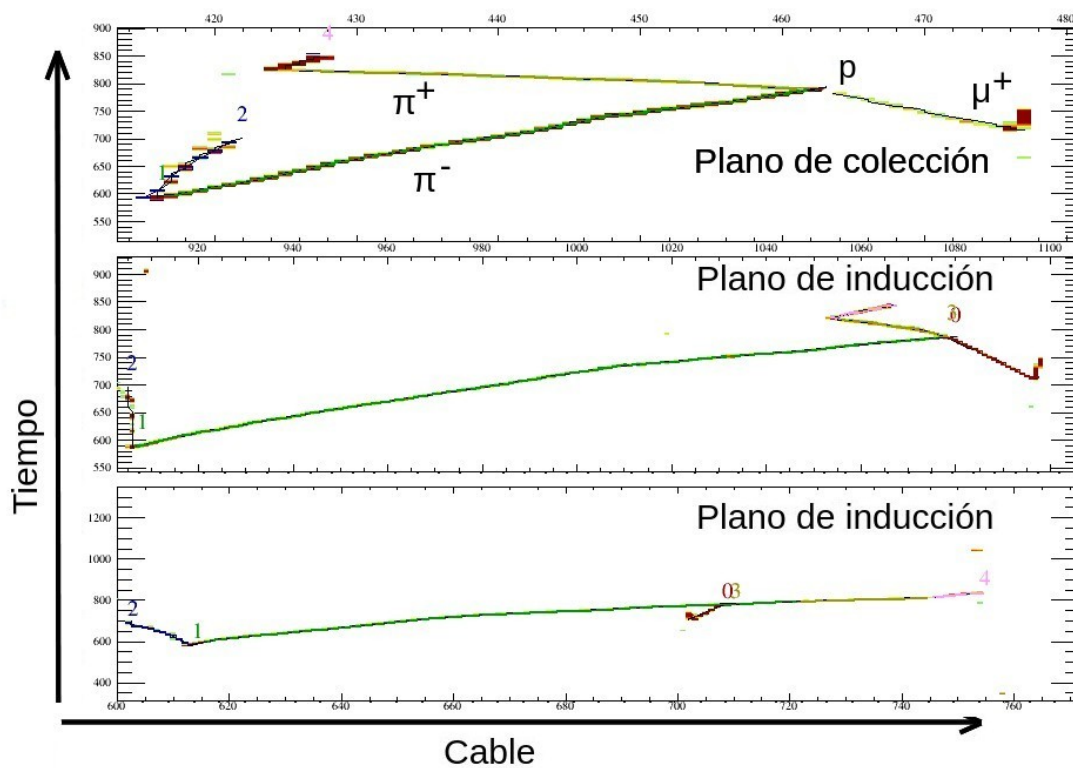


Figure 4-22: Evento 7879 candidato a $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$.

Eventos no candidatos a e^+ y K_s^0 en $p \rightarrow e^+ K_s^0$

El evento 1815 **no** pasó todos los cortes para considerarse un evento candidato al decaimiento $p \rightarrow e^+ K_s^0$ (ver Figura 4-23).

El momento reconstruido para $e^+ = 0.0632 \text{ GeV}$

El momento reconstruido para $K_s^0 = 1.0260 \text{ GeV}$

La masa reconstruida para $K_s^0 = 0.8081 \text{ GeV}/c^2$

La masa reconstruida para el protón = $0.9686 \text{ GeV}/c^2$

Distancia entre μ^+ y el centro de los piones = 0.8 cm

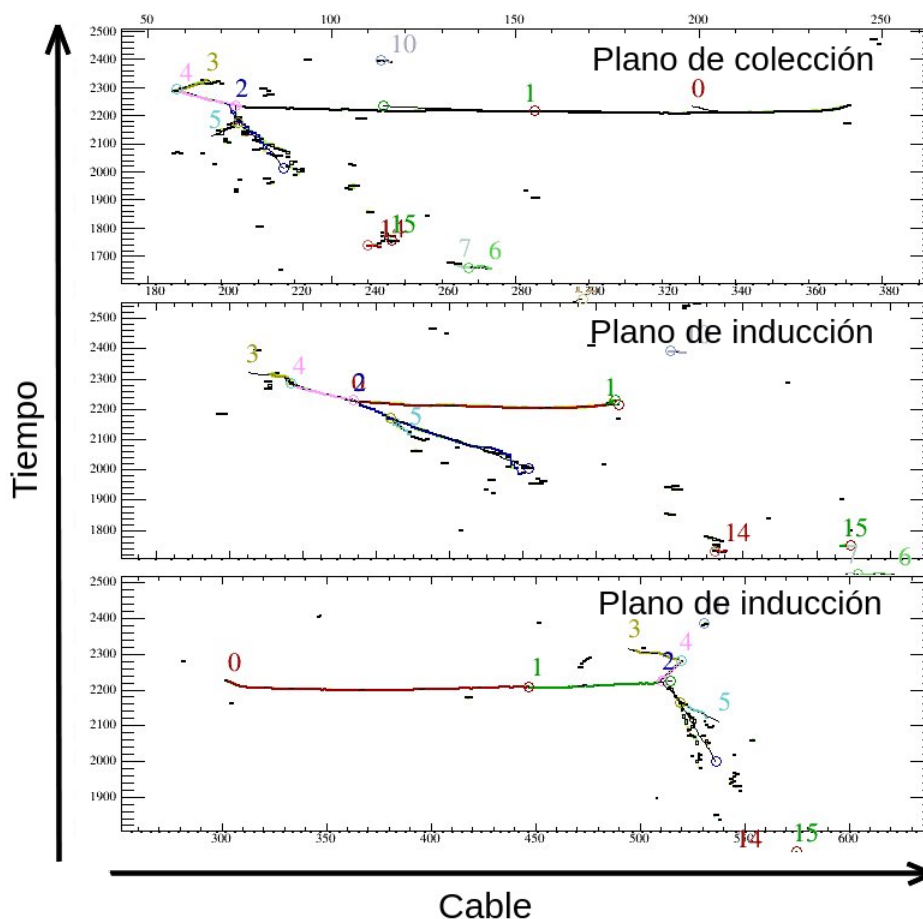


Figure 4-23: Evento 1815, **no** candidato a $p \rightarrow e^+ K_s^0$.

Eventos no candidatos a μ^+ y K_s^0 en $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$

El evento 2499 **no** pasó todos los cortes para considerarse un evento candidato al decaimiento $p \rightarrow e^+ K_s^0$ (ver Figura 4-24).

El momento reconstruido para $\mu^+ = 0.2089 \text{ GeV}$

El momento reconstruido para $K_s^0 = 0.3645 \text{ GeV}$

La masa reconstruida para $K_s^0 = 0.4550 \text{ GeV}/c^2$

La masa reconstruida para el protón = $0.7923 \text{ GeV}/c^2$

Distancia entre μ^+ y el centro de los piones = 0.42 cm

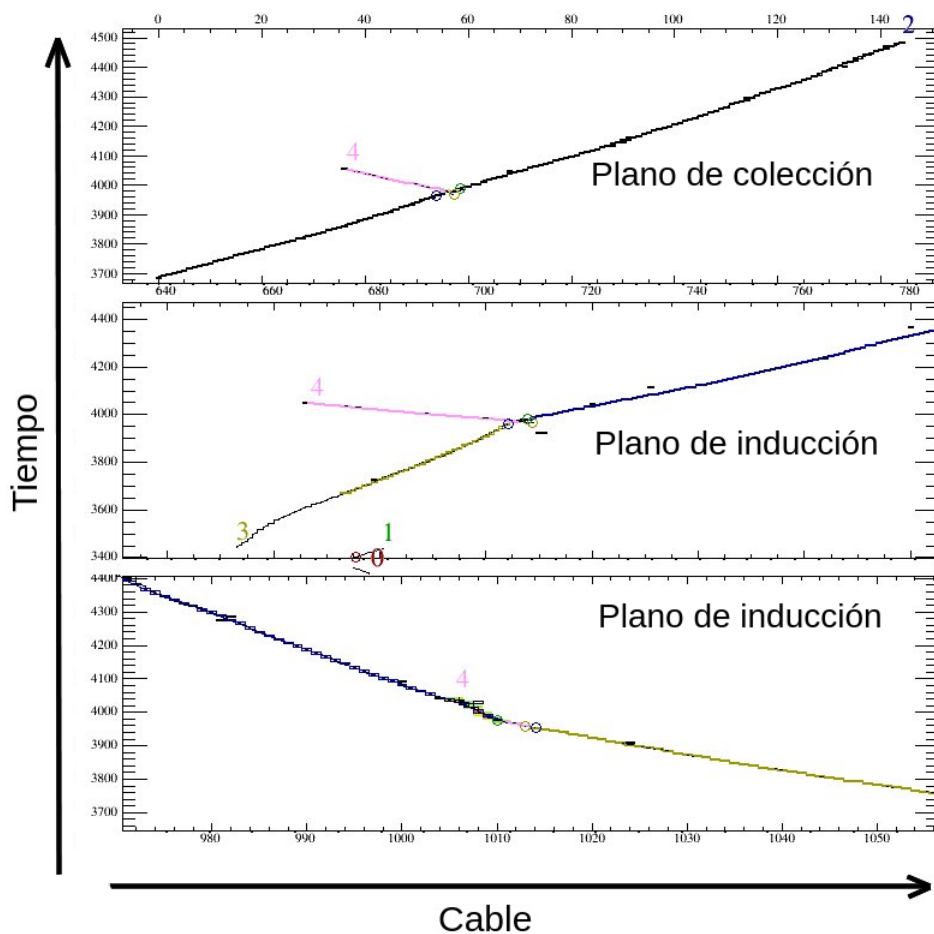


Figure 4-24: Evento 2499, **no** candidato a $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$.

CAPÍTULO 5

CONCLUSIONES

Basado en el canal de decaimiento “golden mode” ($p \rightarrow \bar{\nu}K^+$) los resultados preliminares muestran que para un tiempo de exposición de 1 año (ver Figura 4-9), se puede apreciar una vida media para el protón del orden de 10^{33} años, específicamente entre 0.5 y 2.05×10^{33} años para un rango de eficiencia de reconstrucción entre 10% y 100%, y no eventos observados consistentes con un decaimiento del protón, lo cual está cercano a los valores obtenidos por la colaboración Kamiokande, que utilizando datos de una exposición de 33 kilotonnes de agua en Super-Kamiokande-I establecieron un límite inferior para la vida media del protón en 6.7×10^{32} años [18] (2018) y en 2.3×10^{33} años [19] (2007), aún así es necesario seguir trabajando con el grupo NDK de DUNE, mejorando la obtención de la eficiencia de la reconstrucción y fijando de mejor manera la sensibilidad.

Para los canales $p \rightarrow l^+ K_s^0$ ($l^+ = e^+, \mu^+$) los resultados siguen siendo preliminares debido a la incerteza en la reconstrucción de la identificación (no PID) y determinación del momento de las partículas, por lo que la medición de la eficiencia de reconstrucción del K_s^0 y del leptón necesita estudios más profundos, por lo cual el valor final está en curso. Esperamos usar métodos de “machine learning” para mejorar la comprensión de la topología particular de estos canales de decaimiento y poder extraer la eficiencia y sensibilidad para estos canales del decaimiento del protón en el futuro experimento DUNE.

APENDICES

APENDICE A

GENERACIÓN DE EVENTOS

```

1 #!/bin/sh
2
3 export myDuneV=v06_82_00
4 export myCompiler=e15_prof
5 #--Number of Events to Generate:
6 export nGenEvt=10000
7
8 #--Generate a sample of proton decay:
9 #--(1)
10 # DecayMode: 8 (N-->mu+ Rho) with DecayedNucleon: 2212 (N=p & Rho=Rho0)
11 # (8) p->mu+ rho0
12 # |-> pi+pi-
13 export genDecayMode=17 # 19 for p2nuk 14 for p2ek0s 17 for p2muk0s
14 export genDecayedNucleon=2212
15
16 export MyFile=p2muk0s
17 export MyDir=/pnfs/dune/persistent/users/`whoami`/larsoft_${myDuneV}
18 #-----
19
20 echo " MyFile: "$MyFile
21 echo " MyDir: "$MyDir
22
23 export LOGFILE=log_${MyFile}
24 echo "LogFile: " ${LOGFILE}
25 echo "Directory: " ${MyFile}
26
27 mkdir -p $MyDir/${MyFile}/genie
28 mkdir -p $MyDir/${MyFile}/g4
29 mkdir -p $MyDir/${MyFile}/detsim
30 mkdir -p $MyDir/${MyFile}/reco
31 mkdir -p $MyDir/${MyFile}/ana
32
33
34 #(1)-----GENERATION-----
35 #--(1) Generation (E,Px,Py,Pz)
36 cd $MyDir/${MyFile}
37 cd genie
38
39 #prepare here the fcl file:
40 export myfcl=hec_prodndk_dune10kt_1x2x6_${MyFile}.fcl
41 export myTemplate=/dune/app/users/mendez/hecGrid/gen_sample/TEMPLATE_prodndk_dune10kt_1x2x6.fcl
42 echo My fcl is: $myfcl
43 cat $myTemplate | sed \
44 -e s@myDecayMode@$genDecayMode@g \
45 -e s@myDecayedNucleon@$genDecayedNucleon@g \
46 > $myfcl
47 echo 'done'
48
49 lar -c ./$myfcl -n ${nGenEvt} -o ${MyFile}_gen.root >& ${LOGFILE}_gen.log&
50

```

APENDICE B

SOMETER JOBS A EL GRID DE FERMILAB

```
1#!/bin/bash
2#                                     Hector Mendez/Norman Martinez (Jul 2016) [Jan 2017]
3#--run kerberos before run submit jobs
4#      kinit
5#
6#--make a dir in /pnfs/
7#
8#--read
9#  dune at Work(https://web.fnal.gov/collaboration/DUNE/SitePages/Home.aspx)
10#  How To (Grid at Fnal)(https://cdcv.fnal.gov/redmine/projects/dune/wiki/Submitting\_Jobs\_at\_Fermilab)
11USERNAME=`whoami`
12export myDuneV=v05_14_01
13
14export myDuneV=v06_19_00
15export myCompiler=e10_prof
16
17export myDuneV=v06_34_01
18export myCompiler=e14
19export myPNFdir=/pnfs/dune/persistent/users/${USERNAME}/larsoft_${myDuneV}
20
21#export myScript="//dune/app/users/${USERNAME}/hecGrid/anal_sub2grid.sh"
22
23export numJobs=100
24export myPrj=p2murho_1
25export myPrj=p2erho_1
26export myPrj=p2muomega_1
27export myPrj=p2murho_2
28export myPrj=p2ek0s
29
30#-0--GENIE
31#-1--G4
32  export mySkipInp=100
33  export myStep=g4
34  export genieDir=${myPNFdir}/${myPrj}/genie
35  export genieFil=${myPrj}_gen.root
36
```

```

37 #-2--Detsim
38 if [ "$1" == "detsim" ]; then
39     export myStep=detsim
40     export myInp=g4
41     export inProc=4308815
42     export inFil=${myPrj}_gen_${myInp}.root
43 fi
44
45 #-3--Reco
46 if [ "$1" == "reco" ]; then
47     export myStep=reco
48     export myInp=detsim
49     export inProc=4308990
50     export inFil=${myPrj}_gen_g4_${myInp}.root
51 fi
52
53 #-4--Anal
54 if [ "$1" == "anal" ]; then
55     export myStep=ana
56     export myInp=reco
57     export inProc=4310053
58     export inFil=${myPrj}_gen_g4_detsim_${myInp}.root
59 fi
60
61 if [ "$1" == "" ]; then
62     echo "input is empty: " $1
63     echo "-----enter: source sub2grid.sh g4"
64     echo "-----enter: source sub2grid.sh detsim"
65     echo "-----enter: source sub2grid.sh reco"
66     echo "-----enter: source sub2grid.sh anal"
67     return
68 fi
69 if [ "$1" != "g4" ] && [ "$1" != "detsim" ] && [ "$1" != "reco" ] && [ "$1" != "anal" ]; then
70     echo $1
71     echo "-----enter: source submit.sh TO CHECK INPUT"
72     return
73 fi
74 if [ "$1" == "g4" ]; then
75     echo "----->Generating " ${myStep}"_sub2grid.sh"
76     export myfclInp=standard_${myStep}_dune10kt_1x2x6.fcl
77     cat Template_${myStep}_sub2grid.sh | sed \
78     -e s@UseDUNE_Version@${myDuneV@g \
79     -e s@myGenieDir@${genieDir@g \
80     -e s@myGenieFil@${genieFil@g \
81     -e s@myfcl@${myfclInp@g \
82     -e s@mySkip@${mySkipInp@g \
83     -e s@mypnf@${myPNFdir@g \
84     -e s@myprj@${myPrj@g \
85     -e s@myeComp@${myCompiler@g \
86     > ${myStep}_jobs2grid.sh
87     export myScript="//dune/app/users/${USERNAME}/hecGrid/${myStep}_jobs2grid.sh"
88 fi
89 if [ "$1" != "g4" ]; then
90     echo "----->Generating " ${myStep}"_sub2grid.sh"
91     export myfclInp=standard_${myStep}_dune10kt_1x2x6.fcl
92     cat Template_sub2grid.sh | sed \
93     -e s@UseDUNE_Version@${myDuneV@g \
94     -e s@mypnf@${myPNFdir@g \
95     -e s@myprj@${myPrj@g \
96     -e s@inpDir@${myInp@g \
97     -e s@inpProc@${inProc@g \
98     -e s@inpFil@${inFil@g \
99     -e s@myfcl@${myfclInp@g \
100    -e s@recStep@${myStep@g \
101    -e s@myeComp@${myCompiler@g \
102    > ${myStep}_jobs2grid.sh
103    export myScript="//dune/app/users/${USERNAME}/hecGrid/${myStep}_jobs2grid.sh"
104 fi
105
106 echo "myScript: " ${myScript}
107 echo "Number of Jobs: " $numJobs
108 echo

```

APENDICE C

ANÁLISIS USANDO ROOT

El software científico **ROOT** es un framework para el desarrollo de aplicaciones de análisis de datos científicos a gran escala desarrollado por el CERN, orientado a objetos y se ha desarrollado desde el año 1994, en el lenguaje C++, por un equipo que incluye a René Brun y Fons Rademakers.

Superó ya las 1.500.000 de líneas de código y tiene características notables, como por ejemplo el usuario puede definir clases interactivamente. Dirigido originalmente al análisis de datos en la física de partículas, si bien tiene muchas características específicas para este trabajo, puede ser igualmente útil para el análisis de datos en otros campos.

Se desarrollo entonces un macro en ROOT que pueda leer la N-Tupla de la rootfile que se produjo con los datos simulados de los 10,000 decaimientos.

La N-Tupla contiene toda la información, tanto de la generación de los eventos como de la reconstrucción de 4 producers, como vimos anteriormente, fue para este estudio mas practico usar Pandora, puesto que los "tracks" reconstruidos fueron adecuados, teniendo en cuenta que para la generación no se esperan mas de 4 o 5 tracks referentes a las partículas de el decaimiento principal del Protón.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] A. Bueno, Z. Dai, Y. Ge, M. Laffranchi, A. J. Melgarejo, A. Meregaglia, Sergio Navas, and A. Rubbia. Nucleon decay searches with large liquid argon TPC detectors at shallow depths: Atmospheric neutrinos and cosmogenic backgrounds. *JHEP*, 04:041, 2007.
- [2] Aaron Higuera. Proton decay $p \rightarrow \bar{\nu} k^+$, Version: 16 (2016).
- [3] Aaron Higuera. Proton decay $p \rightarrow \bar{\nu} k^+$, Version: 12 (2016).
- [4] Douglas C. Giancoli. *Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics*. Pearson Prentice hall, fourth edition, 2009.
- [5] Zhizhong Xing; Shun Zhou. *Neutrinos in Particle Physics, Astronomy and Cosmology*. Springer, first edition, 2011.
- [6] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, first edition, 2013.
- [7] R. Acciarri et al. Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) : Conceptual Design Report, Volume 2: The Physics Program for DUNE at LBNF . arXiv:1512.06148 (2015).
- [8] R. Acciarri et al. Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) : Conceptual Design Report, Volume 1: The LBNF and DUNE Projects . arXiv:1601.05471 (2016).
- [9] James Strait et al. Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) : Conceptual Design Report, Volume 3: Long-Baseline Neutrino Facility for DUNE June 24, 2015 . arXiv:1601.05823 (2016).

- [10] Bruce Howard. Developing Detectors for Scintillation Light in Liquid Argon for DUNE. *PoS*, ICHEP2016:1058, 2017.
- [11] C. Rubbia. The Liquid Argon Time Projection Chamber: A New Concept for Neutrino Detectors. CERN-EP-INT-77-08 (1977).
- [12] R. Acciarri et al. Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) : Conceptual Design Report, Volume 4 The DUNE Detectors at LBNF. arXiv:1601.02984 (2016).
- [13] C. Andreopoulos. The GENIE neutrino Monte Carlo generator. *Acta Phys. Polon.*, B40:2461–2475, 2009.
- [14] R. Acciarri et al. A study of electron recombination using highly ionizing particles in the ArgoNeuT Liquid Argon TPC. *JINST*, 8:P08005, 2013.
- [15] DUNE Collaboration. Dune far detector task force final report. Technical report, Aug 2017.
- [16] M. Asai. Geant4-a simulation toolkit. *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, 95:757, 2006.
- [17] J. S. Marshall and M. A. Thomson. The Pandora Software Development Kit for Pattern Recognition. *Eur. Phys. J.*, C75(9):439, 2015.
- [18] Y. Hayato et al. Search for proton decay through $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ in a large water Cherenkov detector. *Phys. Rev. Lett.*, 83:1529–1533, 1999.
- [19] K. Kobayashi et al. Search for nucleon decay via modes favored by supersymmetric grand unification models in Super-Kamiokande-I. *Phys. Rev.*, D72:052007, 2005.
- [20] The Super Kamiokande Collaboration. *Search for nucleon decay via modes favored by supersymmetric grand unification models in Super Kamiokande I.* <https://arxiv.org/pdf/hep-ex/0502026>, first edition, 2005.
- [21] L Michel. Interaction between four half-spin particles and the decay of the π -meson. *Proceedings of the Physical Society. Section A*, 63(5):514, 1950.

- [22] A. Rubbia. Very massive underground detectors for proton decay searches. In *Calorimetry in particle physics. Proceedings, 11th International Conference, CALOR 2004, Perugia, Italy, March 29-April 2, 2004*, pages 485–506, arXiv:hep-ph/0407297 (2004).
- [23] M. Shiozawa et al. Search for proton decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ in a large water Cherenkov detector. *Phys. Rev. Lett.*, 81:3319–3323, 1998.
- [24] Nucleon Decay Workin Group of DUNE Experiment. Nucleon decay, atmospheric neutrinos, and cosmic rays at dune. Technical report, September 2016.
- [25] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016.

STUDY OF PROTON DECAY ON DUNE EXPERIMENT

Norman A. Martinez Figueroa
(939) 414 4080
Department of Physics
Chair: Héctor Méndez Mella
Degree: Master of Science
Graduation Date: 2018

Currently, work is being done on what will be the future project in Neutrino physics DUNE. DUNE seeks to answer some of the most amazing questions in the world of particle physics, to determine more precisely the mass of the neutrino, the CP-Violation and study neutrinos from supernovas among others.

Within the collaboration that is working on the experiment¹, is the "Nucleon Decay Group" (NDK) whose main objective is to evaluate and demonstrate the experimental sensitivity of DUNE for several modes of decomposition of nucleons and other processes where the baryonic number is not conserved.

Within these non-conservative processes is the Proton decay, this process is important because it is one of the predictions of multiple grand unification theories (GUTs), which are studying the possibility of unifying 3 of the fundamental forces (Weak, Strong and Electromagnetic) in a single theory.

An example of these theories is the Georgi-Glashow model, which was one of the first theories consistent in suggesting the decomposition of the proton and postulated that the half-life of the proton would be at least 10^{31} years².

This study focused on simulations in Monte-Carlo for the channel $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ ($K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$) in DUNE experiment, for which the efficiency and sensitivity of the reconstruction was obtained and additionally the channels $p \rightarrow e^+ K_s^0$ and $p \rightarrow \mu^+ K_s^0$ were studied using their particular topology to obtain the reconstruction

¹ Scientists from 140 Laboratories and Universities in 27 Countries.

² That time is bigger than the age of the universe 13.7×10^9 years.

of momentum and invariant mass for the proton, K_s^0 , the pions π^+ and π^- , product of the decay $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, and of the lepton coming from the proton.