



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE  
SAN LUIS POTOSÍ

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

Estudio para determinar el  
tiempo de vida del  $K^+$

TESIS PARA OBTENER EL GRADO  
DE:

**Licenciado en Física**

PRESENTA:

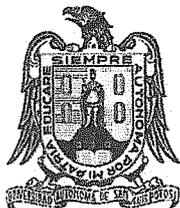
**Mariana del Rocío Segura Rosales**

Director de Tesis:

Dr. Jürgen Engelfried



San Luis Potosí S.L.P. Junio, 2022



## FORMATO DE AUTORIZACIÓN PARA LA IMPRESIÓN FINAL DE LA TESIS

SECRETARIA GENERAL

FACULTAD DE CIENCIAS

Nombre: Mariana del Rocío Segura Rosales.

Clave: 0246770

Fecha: 1 Junio 2022

Carrera: Licenciatura en Física

Especialidad: Física de Altas Energías.

Generación: 2015

Título de la Tesis:

**Estudio para determinar el tiempo de vida del  $K^+$**

Asesor: Dr. Jürgen Engelfried.

Adscripción del Asesor: Profesor – Investigador nivel 6, Facultad de Ciencias, UASLP.

### SINODALES ASIGNADOS

Presidente: Dr. José Manuel Cabrera Trujillo

Secretario: Dr. César Gabriel Galván Peña.

Vocal: Dr. Guillermo Iván Guerrero García

*Formato de Autorización para la Impresión Final de la Tesis, Facultad de Ciencias,  
UASLP*

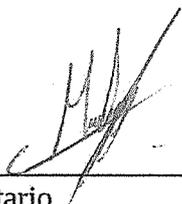
Suplente: Dr. Jürgen Engelfried

**Por medio de la presente atestiguamos que después de leer el documento de tesis  
puesto a nuestra consideración, no tenemos recomendaciones o sugerencias a su  
contenido y damos nuestra aprobación para que se impriman las versiones finales  
del mismo.**

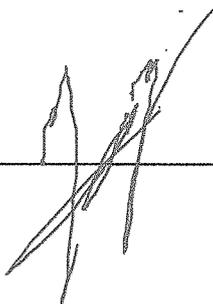
Firmas:



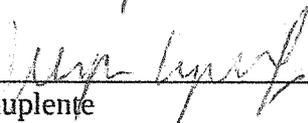
\_\_\_\_\_  
Sinodal Presidente



\_\_\_\_\_  
Sinodal Secretario

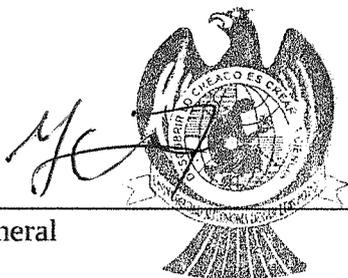


\_\_\_\_\_  
Sinodal Vocal



\_\_\_\_\_  
Sinodal Suplente

Vo.Bo.



\_\_\_\_\_  
Secretario General

**SECRETARIA  
GENERAL**



*Este trabajo esta dedicado a:  
a mi tía Maru y mi tío Javier  
que siempre me apoyaron  
y creyeron en mi,  
siempre estarán presentes  
en mi corazón.*

# Agradecimientos

En este trabajo de tesis quiero agradecer principalmente a mi asesor y director de tesis **Dr. Jürgen Engelfried**, por permitirme trabajar con usted y confiar en mí para realizar este trabajo. Gracias por su paciencia, dedicación y por sus conocimientos, que me ayudaron a aprender y conocer mucho más de lo que se expone en este trabajo. Gracias por todo el apoyo y la orientación que me ha brindado en estos años, usted ha sido una parte muy importante en mi formación profesional.

A **M.C. Nora Estrada** por incentivar-me para aprender y realizar este trabajo de la mejor forma posible, por el apoyo que me brindó en cuestiones personales y profesionales.

A **I. E. Luz del Carmen Nuche Garza** técnico del laboratorio de Física de Altas Energías del Instituto de Física de la UASLP, por ayudarme mientras realizaba este trabajo, por asesorarme en cuestiones universitarias y por siempre estar pendiente de que el laboratorio estuviera en buenas condiciones para trabajar.

A **L.E.S.D. José Limón Castillo** del centro de computación del Instituto de Física y particularmente del laboratorio de altas energías, por siempre ayudar y solucionar los problemas técnicos que surgieron al realizar este trabajo.

A mis amigos Oscar Villanueva, Daniela Vieyra, Andrea Vázquez, Paulina Alvarado, Laura Avila y a mis mejores amigos Daniel Morales, Marcos Sánchez. Estos años que tenemos de conocerlos han sido increíbles, estoy muy agradecida con cada uno de ustedes por todo el apoyo que me brindaron en estos años. Ustedes me han ayudado a crecer y ser mejor persona, a creer en mí y a enfrentar los obstáculos que nos pone la vida con buena actitud y sin miedo. Aunque esta etapa ha concluido, ustedes siempre serán una parte muy importante de mí.

A mi familia en especial a mis papás, por guiarme e impulsarme a cumplir mis sueños aunque a veces no estén totalmente de acuerdo. Todo lo que soy hoy es gracias a su esfuerzo y dedicación, sin su apoyo y comprensión no lo hubiera logrado. A mis hermanas Valeria y Vicky, por siempre apoyarme y motivarme a seguir adelante hasta lograr lo que yo me proponga.

A mi tía Lety por siempre estar a mi lado, motivándome, apoyándome, ayudándome e inspirándome a luchar por lo que me proponga.

A mi tío Victor y su familia por siempre apoyarme en cada paso que doy, desde que yo recuerdo ustedes siempre han estado a mi lado apoyándome y aconsejándome en todo momento ya sea bueno o malo. Les agradezco de todo corazón por ser de las pocas personas que nunca dudaron de mis habilidades y siempre creyeron en mí desde el día uno. Aunque la situación familiar cambió estos últimos años, yo siempre los tuve muy presentes en cada pequeña cosa que lograba y aunque a

veces no era fácil siempre me ayudaba recordar algunos de los consejos que me daban.

A todos los docentes y doctores que me han impartido clase, por compartir su tiempo y conocimientos conmigo. A ustedes les debo todos mis conocimientos y el interés de investigar y aprender cosas nuevas. Ustedes han formado una parte muy importante en mi vida y en cada uno de los pasos que de profesionalmente siempre estarán presentes.

Este trabajo fue apoyado por el Fondo Sectorial de Investigación para la Educación SEP/CONACyT, proyecto 242139, y para el proyecto "Participación de México en la Frontera de Física de Altas Energías en el CERN", CONACyT Proyectos de la Frontera number 2042.

# Resumen

El experimento NA62 ubicado en las instalaciones de la Organización Europea para Investigación Nuclear (CERN), es el experimento que contiene la muestra más grande de decaimientos de Kaones cargados ( $K^+$ ).

En esta tesis estudiamos la posibilidad de determinar el tiempo de vida del  $K^+$  con una precisión similar o mejor a las mediciones realizadas anteriormente por experimentos previos.

Para realizar este estudio, se utilizó un software de reconstrucción estándar disponible en el marco de análisis del experimento NA62, implementando algunas adiciones y reconstruyendo principalmente los decaimientos  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$  y  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ .

Usando para ambos casos el conjunto de datos obtenidos por el experimento NA62 y simulaciones de Monte Carlo para la determinación de la aceptación correspondiente a cada modo de decaimiento y así poder obtener una mejor aproximación de esta propiedad.

Concluimos que con este enfoque o método utilizado no es suficiente para determinar el tiempo de vida del  $K^+$ . Para obtener un mejor resultado en la medición, se debe realizar un análisis más elaborado, que excede del tiempo que teníamos disponible para realizar esta tesis de licenciatura.

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>II</b>
Resumen . . . . .	IV
<b>1. Marco Teórico</b>	<b>2</b>
1.1. Propiedades de una partícula . . . . .	2
1.2. Modelo Estándar . . . . .	3
1.3. Partículas de masa . . . . .	3
1.3.1. Leptones . . . . .	4
1.3.2. Quarks . . . . .	4
1.4. Partículas mediadoras . . . . .	6
1.5. Leyes de decaimiento . . . . .	7
1.5.1. Conservación de la energía . . . . .	7
1.6. Interacción débil . . . . .	8
1.6.1. Interacción débil en los leptones . . . . .	8
1.6.2. Interacción débil en los quarks . . . . .	9
1.6.3. Violación de paridad . . . . .	11
1.7. Tiempo de vida . . . . .	11
<b>2. Descripción del experimento</b>	<b>14</b>
2.1. Haz del Experimento . . . . .	14
2.2. Detectores . . . . .	18
2.2.1. Kaon Tagger (KTAG) . . . . .	18
2.2.2. Beam spectrometer (GTK) . . . . .	19
2.2.3. Charged anti-coincidence detector (CHANTI) . . . . .	19
2.2.4. Straw Spectrometer (STRAW) . . . . .	20
2.2.5. Large-angle veto system (LAV) . . . . .	21
2.2.6. Ring Imaging Cherenkov Counter (RICH) . . . . .	23
2.2.7. Charged particle hodoscopes . . . . .	24
2.2.8. Hadron Calorimeter (MUV1, MUV2) . . . . .	24
2.2.9. Fast muon Veto (MUV3) . . . . .	24
2.2.10. Peripheral muon veto (MUV0) . . . . .	24
2.2.11. Hadronic Sampling Calorimeter (HASC) . . . . .	24
2.3. Trigger and data acquisition system (TDAQ) . . . . .	25
2.3.1. L0 Hardware Trigger . . . . .	25
2.3.2. High Level Triggers (HLT) . . . . .	25
2.4. NA62 framework . . . . .	26
2.5. Selección de eventos en los datos . . . . .	26

2.6.	Selección de eventos en Simulaciones . . . . .	26
2.6.1.	Aceptancia . . . . .	27
2.6.2.	MonteCarlo Overlay . . . . .	27
<b>3.</b>	<b>Medición del tiempo de vida del <math>K^+</math></b>	<b>28</b>
3.1.	Tiempo de Vida para el $K_{2\pi}$ . . . . .	28
3.1.1.	Selección de eventos . . . . .	28
3.1.2.	Análisis en los datos simulados . . . . .	29
3.1.3.	Aceptancia . . . . .	31
3.1.4.	Análisis en los datos del experimento . . . . .	33
3.2.	Tiempo de Vida para el $K_{3\pi}$ . . . . .	33
3.2.1.	Selección de eventos . . . . .	35
3.2.2.	Análisis en los datos simulados . . . . .	35
3.2.3.	Aceptancia . . . . .	36
3.2.4.	Análisis de los datos del experimento . . . . .	36
<b>4.</b>	<b>Resultados</b>	<b>40</b>
4.1.	Resultados $K_{2\pi}$ . . . . .	40
4.1.1.	Resultados iniciando en 124 m. . . . .	42
4.1.2.	Resultados iniciando en 130 m. . . . .	45
4.1.3.	Resultados iniciando en 134 m. . . . .	49
4.1.4.	Resultados obtenidos en los otros grupos de rangos. . . . .	53
4.2.	Resultados $K_{3\pi}$ . . . . .	55
4.2.1.	Resultados iniciando en 104 m. . . . .	57
4.2.2.	Resultados iniciando en 110 m. . . . .	59
4.2.3.	Resultados iniciando en 114 m. . . . .	64
4.2.4.	Resultados obtenidos en los otros grupos de rangos. . . . .	68
<b>5.</b>	<b>Conclusión y trabajo a futuro</b>	<b>70</b>
<b>A.</b>	<b>Lo que se uso del experimento</b>	<b>71</b>
<b>B.</b>	<b>Programas realizados</b>	<b>72</b>

# Introducción

En las últimas décadas se han llevado a cabo grandes trabajos de investigación que ha permitido formular teorías y realizar grandes descubrimientos que nos han llevado a conocer más el comportamiento de nuestro universo y de las cosas que usamos en la vida cotidiana.

Uno de los descubrimientos que cambiaron la forma de pensar de muchos científicos fue encontrar que la materia estaba constituida por unas pequeñas partículas que en ese entonces se consideraban indivisibles las cuales llamaron átomos. Sin embargo tiempo después se descubrió que el átomo era también una partícula compuesta, la cual de un núcleo conformado por protones y neutrones y una nube electrónica que rodeaba este núcleo. Este descubrimiento llevo a que se creará la física atómica para estudiar el comportamiento de esta partícula.

Aunque muchos pensaban que estas partículas eran las más pequeñas y elementales, poco tiempo después se fueron descubriendo partículas que son aún más pequeñas y ligeras con las cuales podían formar otras partículas como los protones y neutrones que se encontraban en el átomo. A estas partículas se les dio el nombre de partículas elementales.

Los físicos para poder estudiar el comportamiento e interacción de estas partículas crearon la Física de Partículas o de Altas Energías ya que estas partículas solo se pueden detectar en muy altas energías. Uno de los objetivos de esta rama de la física es medir propiedades de estas partículas al igual que poder encontrar respuestas a preguntas como ¿Qué es la masa?, ¿Cómo esta hecho el universo?, ¿Cuál es el origen de la materia?, entre otras.

Para poder encontrar respuesta de alguna de las preguntas y medir las propiedades de estas partículas se requiere usar energías muy altas para detectarlas, por lo que se necesitan grandes experimentos ya sea para detectarlas de los rayos cósmicos o para producirlas.

Uno de los centros más conocidos que se dedican a estudiarlas es el Centro Europeo Para La Investigación Nuclear, mejor conocido por sus siglas CERN. En este centro se encuentran los experimentos con mayor precisión y más grandes del mundo como es el caso del Gran Colisionador de Hadrones y el experimento NA62.

El experimento NA62 está dedicado a estudiar y medir las propiedades de una de las partículas llamada kaón, estos estudios se realizan con una mejor resolución y precisión ya que cuenta con 10,000 veces más estadística que otros experimentos alrededor del mundo.

Este experimento es una colaboración de muchas instituciones y grupos a nivel mundial y el grupo principal mexicano se encuentra en el Instituto de Física de nuestra universidad a cargo del Dr. Jürgen Engelfried director de esta tesis.

Este trabajo de tesis tiene como objetivo realizar un estudio para medir el tiempo de vida del kaón usando los datos de dos de sus modos de decaimiento más probables. Para poder realizar estas mediciones se requieren métodos de análisis complejos como el que se presentará en este trabajo que requieren mucho tiempo de trabajo para lograr obtener el resultado deseado que pueda cambiar el rumbo de la física o bien resultados que abran nuevas líneas de investigación.

# Capítulo 1

## Marco Teórico

El universo se rige por cuatro fuerzas fundamentales: la fuerza electromagnética, la fuerza gravitacional, la fuerza nuclear débil y la fuerza nuclear fuerte.

Cada una de estas fuerzas las podemos definir como una interacción que es transmitida por partículas llamadas mediadores, pero estas fuerzas influye de manera diferente en el mundo macroscópico que en el subatómico donde aparece la física de partículas.

La **fuerza gravitacional** es la que controla todo el mundo macroscópico, juega un papel muy importante en la existencia de estrellas, galaxias, sistemas solares e incluso en nuestra vida cotidiana. Puede actuar a través de distancias muy grandes, aunque a mayor distancia es menor la fuerza gravitacional que experimenta el objeto. Sin embargo en el mundo subatómico esta fuerza es insignificante y muy débil como para influir notablemente en la interacción de las partículas.

La **fuerza electromagnética** es la encargada de explicar la interacción entre las partículas con carga, ya sea que sean estáticas o en movimiento. Por otro lado es la encargada de unir al núcleo con la nube electrónica para formar átomos y moléculas. Esta fuerza es de largo alcance ya que se manifiesta a largas distancias en la forma de un campo magnético que podría abarcar millones de años luz.

La **fuerza nuclear fuerte** es la más fuerte de estas cuatro fuerzas fundamentales. Es lo suficientemente fuerte para superar la repulsión entre protones y unirlos con los neutrones para formar el núcleo del átomo. También es la encargada de unir a los quarks para formar otras partículas mucho más masivas. Esta fuerza almacena mucha energía y se denomina que es de corto alcance ya que sus efectos solo se aprecian a distancias muy pequeñas.

Por último tenemos la **fuerza nuclear débil**, es la responsable de que las partículas inestables y muy pesadas se desintegren en otras más ligeras y más estables. Esta fuerza es de corto alcance por que esta limitada a distancias subatómicas menores al diámetro de un protón.

### 1.1. Propiedades de una partícula

Las partículas se pueden definir de diferentes formas. La definición más conocida es un pequeño objeto al cual se le pueden atribuir varias propiedades tanto físicas como químicas. Pero en la física de partículas las definimos como una energía cuántica que está asociada a un campo.

Estas partículas tienen ciertas propiedades que las caracterizan como:

- Cada partícula tiene su antipartícula correspondiente: Cada par de estas partículas tienen masa idéntica, un tiempo de vida y valores de spin pero todos los números cuánticos internos

son de signo opuesto. La suma de los componentes del spin y de sus números internos de las partículas con sus antipartículas es cero. Cuando estas partículas se juntan, entre ellas se aniquilan por lo que se convierten en pura energía, usualmente en forma de fotones.

- Las partículas tienen spin y otros grados de libertad: Cada partícula tiene energía, momento, carga eléctrica (positiva, negativa o neutra), orientación del spin. Pero también pueden tener otros atributos como el isospin, color, extrañeza, etc. Que se les llaman grados de libertad o números cuánticos.
- Una partícula no necesita ser estable: Las partículas pueden decaer en otras por lo que hay una incertidumbre en el tiempo de existencia de la partícula  $\Delta t \sim \tau$ . Además de que usando el principio de incertidumbre de Heisenberg:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \tag{1.1}$$

Nos dice que también hay una incertidumbre en la energía o en la masa solo si la partícula se encuentra en su sistema de descanso. Esto solo se nota si  $\tau$  tiene un valor muy pequeño.

- Las partículas se dividen en dos grupos: las partículas de masa y las partículas transmisoras de fuerza.

Los físicos desarrollaron una de las más grandes teorías hasta el momento en donde se encuentra la clasificación de estas partículas. Esta teoría se llama el Modelo Estándar de Partículas Elementales [1], [2].

## 1.2. Modelo Estándar

Este modelo trata de describir y explicar como interactúan estas partículas entre si para construir todas las partículas que se conocen de la naturaleza basándose en la teoría cuántica de campos. Por lo que solo involucra tres de las cuatro fuerzas fundamentales (electromagnética, fuerte y débil) debido a que no han encontrado como unificar la gravedad cuánticamente con las otras fuerzas. Según esta teoría existen dos clases de partículas: Las partículas de masa y los mediadores.

## 1.3. Partículas de masa

Toda la materia que nos rodea en nuestra vida cotidiana esta compuesta de estas partículas de masa. Estas partículas obedecen la estadística de Fermi-Dirac por tener un spin semi-entero. Tienden a dividirse en dos tipos o grupos llamados leptones y quarks.

Cada uno de estos grupos están a su vez clasificadas en tres pares o generaciones, cada generación es más masiva que la previa. Por lo que las partículas ubicadas en la segunda y tercera generación son más inestables y tienden a desintegrarse en las partículas de la primera generación que son las más ligeras. En esta familia hay un total de seis leptones y seis quarks. Considerando que por cada una de estas partículas existe una antipartícula, nos da un total de 12 leptones y 12 quarks

### 1.3.1. Leptones

Los dos leptones más conocidos son el electrón ( $e$ ) y el neutrino ( $\nu$ ). El electrón es una partícula que tiene carga negativa y principalmente ayuda a formar los átomos junto a los protones y neutrones. El neutrino es una partícula que casi no interacciona con la materia ordinaria.

Existen otros 4 leptones, se podría decir que dos de ellos son versiones más masivas del electrón y son llamados Muón ( $\mu$ ) y Tauón ( $\tau$ ) y los dos últimos son neutrinos que están asociados a estas partículas y son: neutrino muonico ( $\nu_\mu$ ) y el neutrino tauonico ( $\nu_\tau$ ).

Estos cuatro leptones no intervienen en la materia y solo aparecen en procesos muy energéticos como en los rayos cósmicos y en los aceleradores de partículas. En el cuadro 1.1 se encuentran varias propiedades de estas partículas leptónicas.

Nombre	Símbolo	Carga	Spin	Isospin débil
electrón	$e^-$	-1	1/2	1/2
neutrino electrónico	$\nu_{e^-}$	0	1/2	1/2
muón	$\mu^-$	-1	1/2	1/2
neutrino muónico	$\nu_{\mu^-}$	0	1/2	1/2
tauón	$\tau^-$	-1	1/2	1/2
neutrino tauónico	$\nu_{\tau^-}$	0	1/2	1/2

Cuadro 1.1: Propiedades de los leptones.

### 1.3.2. Quarks

El otro grupo de estas partículas de masa es el de los quarks. Existen seis sabores o tipos de quarks: quark Up ( $u$ ), quark down ( $d$ ), quark charm ( $c$ ), quark Strange ( $s$ ), quark top ( $t$ ) y quark bottom ( $b$ ). En el cuadro 1.2 se encuentran las propiedades de estas partículas.

Nombre	Símbolo	Carga	Spin	Isospin débil
Up (arriba)	$u$	2/3	1/2	1/2
Down (abajo)	$d$	-1/3	1/2	1/2
Charm (encantado)	$c$	2/3	1/2	1/2
Strange (extraño)	$s$	-1/3	1/2	1/2
Top (cima)	$t$	2/3	1/2	1/2
Bottom (Fondo)	$b$	-1/3	1/2	1/2

Cuadro 1.2: Propiedades de los quarks.

Los quarks no aparecen como partículas libres en la naturaleza, sino que tienden a interactuar unos con otros por medio de la interacción fuerte para crear otras partículas más pesadas llamadas hadrones. Estas partículas hadrónicas se pueden producir en colisiones a energías muy altas, suelen ser muy inestables por lo que tienen una vida muy corta salvo por los neutrones y protones que son los más estables en este grupo. Una característica principal de los hadrones es que cada uno tiene su propia anti-partícula en las cuales los quarks son remplazados por su anti-quark correspondiente y viceversa. Y se pueden clasificar en dos grupos dependiendo de su composición: los bariones y los mesones.

## Bariones

Los bariones son partículas que están compuestas por tres quarks, cuando estos son producidos en reacciones se producen la misma cantidad de anti-bariones simultáneamente. Para describir estas partículas se añadió un número cuántico llamado el número bariónico que es representado por  $B$ . Para los bariones tenemos que  $B=1$ , para el anti-barión es  $-1$ , para los quarks individualmente  $B=1/3$ , para los anti-quarks  $B=-1/3$  y todas las demás partículas tienen  $B=0$ . Dentro de los bariones se encuentran los protones, neutrones, entre otras partículas (ver cuadro 1.3).

Partículas	Símbolo	Contenido de quarks de valencia
Protón	$\mathbf{p}$	$uud$
Neutrón	$\mathbf{n}$	$ddu$
Delta	$\Delta^+$	$uud$
Delta	$\Delta^0$	$udd$
Delta	$\Delta^-$	$ddd$
Lambda	$\Lambda^0$	$uds$
Sigma	$\Sigma^+$	$uus$
Sigma	$\Sigma^0$	$uds$
Sigma	$\Sigma^-$	$dds$
Omega	$\Omega^-$	$sss$

Cuadro 1.3: Tabla de algunos bariones [3].

Estas partículas siempre decaerán en otras más ligeras y estables hasta llegar al protón. Según los datos más recientes del Particle Data Group, el protón solo existe en un límite inferior de aproximadamente  $2,1 \times 10^{29}$  años [4].

## Mesones

Los mesones son partículas compuestas por el mismo número de quarks y de anti-quarks, usualmente contienen uno de cada uno y están unidos gracias a la interacción fuerte. Al ser constituidos principalmente por un quark y un anti-quark obedecen la estadística de Bose-Einstein por tener spin entero.

Estas partículas se encuentran en la naturaleza ó de igual forma se pueden producir en grandes laboratorios usando ciclotrones o algún otro tipo de aceleradores de partículas siendo consecuencia de las colisiones entre protones, anti-protones y otras partículas a muy altas energías. Dentro de este grupo se encuentra el pión, kaón, entre otras como se muestran en el cuadro 1.4.

Entre más pesados sean los mesones, tienden a ser más inestables y en consecuencia de esto decaen rápidamente en partículas más ligeras como es el caso del pión. Aunque el pión a su vez puede decaer en leptones más ligeros que él, tal es el caso de electrón, los neutrinos o inclusive puede decaer en fotones.

Partículas	Símbolo	Contenido de quarks de valencia	Anti-partícula
PiÓN	$\pi^0$	$\frac{(u\bar{u}+d\bar{d})}{\sqrt{2}}$	$\pi^0$
PiÓN	$\pi^+$	$u\bar{d}$	$\pi^-$
KaÓN	$K^0$	$d\bar{s}$	$\bar{K}^0$
KaÓN	$K^+$	$u\bar{s}$	$K^-$
Rho	$\rho^0$	$\frac{(u\bar{u}-d\bar{d})}{\sqrt{2}}$	$\rho^0$
Rho	$\rho^+$	$u\bar{d}$	$\rho^-$
Phi	$\varphi$	$s\bar{s}$	$\varphi$
D	$D^0$	$c\bar{u}$	$\bar{D}^0$
D	$D^+$	$c\bar{d}$	$D^-$

Cuadro 1.4: Tabla de algunas partículas mesónicas.

## 1.4. Partículas mediadoras

Las partículas mediadoras o mediadores son los encargados de transmitir la fuerza. Existen cuatro clases de estas partículas como se muestra en el cuadro (1.5), cada una correspondiente a una fuerza fundamental. Todas ellas obedecen la estadística de Bose-Einstein [5].

Fuerza	Partícula	Spin	Masa
Gravitacional	Gravitón	2	
Electromagnética	Fotón ( $\gamma$ )	1	$< 1 \times 10^{-18}$ eV
Fuerte	Gluón ( $g$ )	1	0
Débil	$W^+, W^-$	1	$80,379 \pm 0,012$ GeV
Débil	$Z^0$	1	$91,1876 \pm 0,0021$ GeV

Cuadro 1.5: Tabla de Mediadores [4].

La última partícula incluida en este grupo es el **Bosón de Higgs (H)**, tiene spin 1 y es la manifestación visible o mejor dicho la partícula asociada al campo de Higgs.

Este campo proviene del mecanismo que propusieron los físicos teóricos Robert Brout, Francois Englert y Peter Higgs, es el encargado de dar masa a las partículas  $W^+, W^-$  y  $Z^0$  cuando interactúan con un campo invisible ahora llamado el campo de Higgs. Ellos pensaron y propusieron la teoría de que justo después de que sucedió el Big Bang este campo era cero pero el universo se enfrió, la temperatura llegó a un valor crítico y como consecuencia este campo escalar creció espontáneamente. Por lo tanto cada partícula que interactúa con este campo adquiere masa y las partículas que no interactúan se quedan sin masa como es el caso del fotón [6].

Si bien el modelo estándar de partículas podríamos decir que es la mejor descripción y explicación del mundo subatómico que tenemos hasta ahora pero todavía no podemos explicar todo, esta teoría solo incorpora tres de las cuatro fuerzas fundamentales por lo que aún queda mucho trabajo por hacer y muchas preguntas que contestar.



Por la conservación de la energía, las masas de las partículas B, C, D deben ser menores que la masa de la partícula madre A (ec.1.3) y es la condición necesaria que se tiene que cumplir en cualquier decaimiento.

$$m_B + m_C + m_D < m_A \quad (1.3)$$

Esto es teniendo en cuenta que estamos en el sistema de reposo de la partícula madre por lo que  $\vec{P} = \vec{0}$ .

Uno de los casos limites de los decaimientos es cuando la partícula A decae en solo 2 partículas como se muestra en la ec.1.4.

$$A \longrightarrow B + C \quad (1.4)$$

Las partículas B y C solo tendrán una trayectoria para decaer y es que las partículas formen un ángulo de  $180^\circ$  como se muestra en la figura 1.2. De forma que para que se conserve el momento en este decaimiento, el momento de las partículas hijas tienen que tener la misma magnitud  $|\vec{P}_B| = |\vec{P}_C|$  pero tendrán direcciones contrarias.

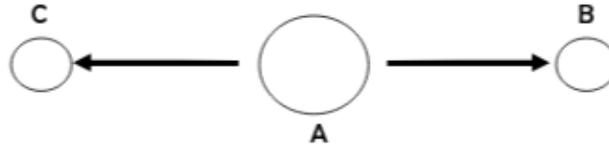


Figura 1.2: Decaimiento de dos cuerpos en el sistema de reposo de la madre.

Es por eso que ninguna partícula puede decaer en una sola partícula o en partículas más pesadas que ellas ya que violan todas estas leyes de conservación.

## 1.6. Interacción débil

La interacción débil como se menciono anteriormente es medida por el intercambio de bosones  $W^+$ ,  $W^-$  y  $Z^0$  y es responsable de los decaimientos de quarks y de los leptones.

### 1.6.1. Interacción débil en los leptones

Considerando un leptón (anti-leptón) cargado eléctricamente, cuando se desintegra por medio de esta interacción, se transforma mediante el bosón  $W^-$  a su neutrino (anti-neutrino) correspondiente, como se muestra en la siguiente reacción:

$$l_i^- \rightarrow \nu_i + W^- \quad (1.5)$$

Donde  $l_i$  puede ser cualquier leptón. Ahora si consideramos un neutrino, este se va a transformar en su partícula correspondiente por medio de la partícula  $W^+$  (ver figura 1.3).

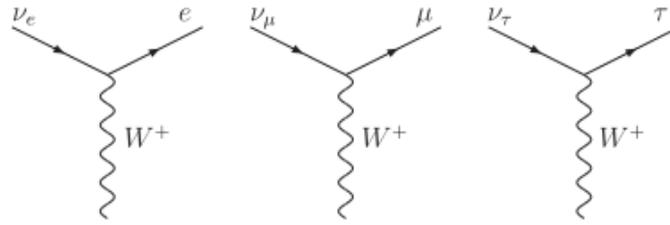


Figura 1.3: Transformación de leptones por medio del bosón cargado eléctricamente  $W$  [8].

Sin embargo si estas partículas interactúan por medio del intercambio de la partícula  $Z^0$ , las partículas no se transforman es decir que no cambian ni de carga eléctrica ni de masa. Este tipo de intercambio de partículas se puede observar en la figura 1.4.

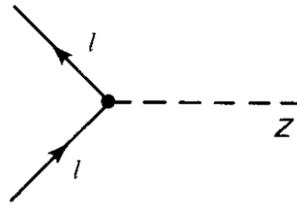


Figura 1.4: Transformación de leptones por medio del bosón con carga eléctrica neutra  $Z^0$  [9].

Uno de los principales problemas de estos procesos es que los efectos producidos por la interacción débil tienden a ser disfrazados por los efectos electromagnéticos ya que son mucho más fuertes. El  $Z^0$  puede ser intercambiado por dos electrones pero también puede ser un fotón. La interacción débil con carga neutral puede ser observada usando la difracción de neutrinos ya que en este proceso no hay mecanismos electromagnéticos compitiendo.

### 1.6.2. Interacción débil en los quarks

El acoplamiento de la interacción débil a los quarks se pueden determinar de una forma similar a la de los leptones donde un quark down (d) se puede transformar en un quark up (u) intercambiando un bosón  $W^+$  (ver figura 1.5). El quark que resulta es del mismo color que el entrante lo único que cambia es el sabor ya que no es conservado en la interacción débil. Es por eso que a esta interacción también se le conoce como la dinámica del sabor.

Por otro lado si en los quarks hay un intercambio de la partícula  $Z^0$ , estos quarks no cambiarán de masa, ni de sabor. Es decir el mismo quark que entra es el que saldrá acompañado de esta partícula eléctricamente neutra  $Z^0$  (ver figura 1.6).

Debido a la fuerza de confinamiento que contienen los quarks por consecuencia de la interacción fuerte, la interacción débil puede operar en cada generación como en los leptones, pero también puede operar en distintas generaciones. Es decir que un quark puede cambiarse por otro de otra

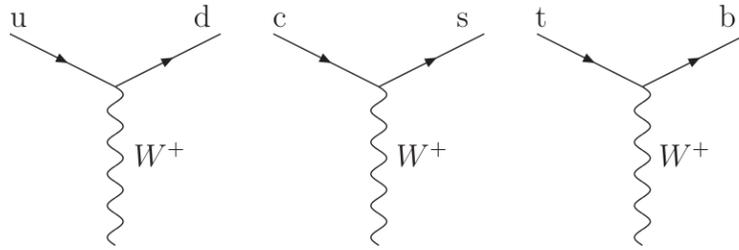


Figura 1.5: Transformación de quarks intercambiando un bosón cargado eléctricamente [8]

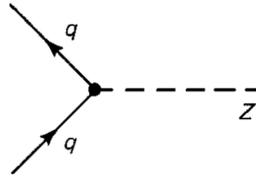


Figura 1.6: Interacción débil con carga neutral en los quarks [9].

generación, como ejemplo consideremos el quark strange que puede transformarse en un quark charm o bien en un quark up transmitiendo una partícula  $W^-$  en el proceso como se muestra en la figura 1.7.

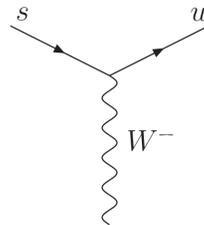


Figura 1.7: Transformación de los quarks en las distintas generaciones [8].

Esta solución la propuso Cabbibo en el año 1963 y la extensión en las tres generaciones de quarks fue realizada por Kobayashi y Maskawa diez años después. La idea principal es que las generaciones de los quarks están sesgadas por la interacción débil y empareja a los quarks de la siguiente forma:

$$\begin{bmatrix} u \\ d' \end{bmatrix}; \begin{bmatrix} c \\ s' \end{bmatrix}; \begin{bmatrix} t \\ b' \end{bmatrix}$$

donde  $d'$ ,  $s'$  y  $b'$  son combinaciones lineales de los quarks físicos down ( $d$ ), strange ( $s$ ) y bottom ( $b$ ):

$$\begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{cd} & V_{td} \\ V_{us} & V_{cs} & V_{ts} \\ V_{ub} & V_{cb} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix} \quad (1.6)$$

A la matriz de en medio de la ecuación 1.6 se le conoce como la matriz de Cabbibo – Kobayashi – Maskawa (CKM), contiene información sobre la fuerza del sabor y como va cambiando con la

interacción débil. Esta matriz especifica el desajuste de los estados cuánticos de quarks cuando se propagan libremente por influencia de la interacción débil.

Si esta matriz es unitaria entonces los quarks  $d'$ ,  $s'$  y  $b'$  serían igual que los quarks físicos  $d$ ,  $s$  y  $b$  por lo que no existirían las transiciones cruzadas y el sabor sería completamente conservado. Sin embargo la matriz CKM no es unitaria, esto permite que existan estas transiciones cruzadas entre los quarks. experimentalmente los elementos de la matriz CKM son [9], [10] :

$$CKM = \begin{bmatrix} 0,9705 - 0,9770 & 0,21 - 0,24 & 0. - 0,014 \\ 0,21 - 0,24 & 0,971 - 0,973 & 0,036 - 0,070 \\ 0 - 0,024 & 0,036 - 0,069 & 0,997 - 0,999 \end{bmatrix} \quad (1.7)$$

En este caso  $V_{ud}$  mide el acoplamiento del quark  $u$  al quark  $d$ ,  $V_{us}$  mide el acoplamiento del quark  $u$  al quark  $s$  y así respectivamente. El hecho de que el acoplamiento de  $u$  a  $s$  sea diferente de cero es lo que permite los procesos de cambio de extrañeza y que ocurran decaimientos en partículas como el  $K^+$ .

### 1.6.3. Violación de paridad

Una propiedad única de la interacción débil es la violación de paridad, esto quiere decir que las reacciones en esta interacción no son invariantes bajo la inversión espacial.

Una de las cantidades que cambian en esta inversión es la helicidad que se define como:

$$h = \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{s}| \cdot |\mathbf{p}|} \quad (1.8)$$

En donde el numerador es un producto escalar del spin y el momento. Aunque el spin conserva su orientación, la dirección del momento se invierte y por este motivo se dice que la helicidad es una cantidad pseudoescalar.

En general, el operador de una interacción descrita por el intercambio de una partícula de spin 1 como es el caso de la interacción débil, puede tener una naturaleza vectorial o vectorial axial.

Para que esta interacción pueda conservar la paridad y posteriormente se acople en ambos tipos de partículas (izquierdas y derechas) deben ser puramente axiales o puramente vectoriales como es el caso de la interacción electromagnética.

En el caso de la interacción débil la paridad se viola, esto nos indica que las partículas mediadoras  $W^+$ ,  $W^-$  solo pueden acoplar partículas que tengan una helicidad negativa (partículas izquierdas), como también pueden acoplar anti-partículas (partículas derechas). Nosotros solo podemos ver y detectar las partículas izquierdas.

La helicidad es solo invariante de Lorentz para partículas sin masa ya que se mueven a la velocidad de la luz y no hay algún sistema que las pueda rebasar. En el caso de las partículas masivas la helicidad no está definida, para estas partículas existen sistemas inerciales que se mueven más rápido que la partícula, es decir la dirección de su movimiento se invierte al igual que su helicidad [10].

## 1.7. Tiempo de vida

Una cantidad que se desea calcular en la física de partículas es el tiempo de vida ( $\tau$ ) sin embargo no podemos esperar calcular el tiempo de vida solo de una partícula, pero si podemos calcular el promedio o la media del tiempo de vida para una muestra grande de partículas. Las partículas

elementales no tienen memoria, por lo que la probabilidad de que una partícula dada se desintegre en un micro-segundo es independiente de hace cuanto tiempo fue creada la partícula. Por lo que el parámetro crítico es la tasa de decaimiento  $\Gamma$  es decir la probabilidad por unidad de tiempo que cierta partícula se desintegre.

Consideremos una muestra con  $N_0$  partículas inestables, después de un tiempo  $t$  tendremos  $N(t)$  de estas partículas. Por consiguiente  $\Gamma N dt$  de estas partículas se desintegrarán en el siguiente intervalo de tiempo  $dt$ . Esto hará que el número de partículas decrezca dejando solo una cantidad  $dN$  de las partículas iniciales (ecuación 1.9)

$$dN = -\Gamma N dt \quad (1.9)$$

Esta ecuación diferencial tiene una solución única dada por la ec. 1.10.

$$N(t) = N_0 e^{-\Gamma t} \quad (1.10)$$

Evidentemente, el número de partículas restantes decrecerá exponencialmente con el tiempo, obteniendo que el tiempo de vida sea simplemente el recíproco de la tasa de decaimiento  $\Gamma$ .

$$\tau = \frac{1}{\Gamma}.$$

La mayoría de las partículas elementales tienen diferentes modos de decaimiento, en estas circunstancias el total de la tasa de decaimiento es la suma de las tasas de decaimiento individuales.

$$\Gamma_{total} = \sum_{i=1}^n \Gamma_i$$

Y el tiempo de vida de la partícula estará dado por el recíproco de  $\Gamma_{total}$

$$\Gamma_{total} = \frac{1}{\tau}. \quad (1.11)$$

Sustituyendo el valor de  $\Gamma$  en la ecuación 1.10 obtenemos

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.12)$$

Cuando una partícula esta en su sistema de reposo y se mueve relativa a nosotros, vive más tiempo desde nuestra perspectiva y esto es por la dilatación temporal [9], [11]. La dilatación temporal esta dada por la ecuación (1.13) donde  $\gamma$  es el factor de Lorentz.

$$\tau = \gamma \tau \quad (1.13)$$

Sustituyendo en la ecuación (1.12) obtenemos:

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\gamma \tau}} \quad (1.14)$$

Podemos obtener el factor de Lorentz de la masa relativista dada por:

$$M = \gamma m = \frac{E}{c^2}$$

Donde si despejamos  $\gamma$  podemos escribirlo en términos de la energía y la masa como se puede ver en la ecuación (1.15) .

$$\gamma = \frac{E}{mc^2} \quad (1.15)$$

Usando la relación relativista de energía-momento

$$E^2 = (mc^2)^2 + p^2c^2$$

Podemos obtener la energía en términos del momento y de la masa

$$E = c\sqrt{m^2c^2 + p^2} \quad (1.16)$$

Sustituyendo el valor de la energía (ec. 1.16) en el factor de Lorentz ( $\gamma$ ) dado por la ecuación (1.15) obtenemos que se puede escribir en términos del momento y la masa de la partícula como se muestra en la siguiente ecuación.

$$\gamma = \sqrt{1 + \left(\frac{p}{mc}\right)^2} \quad (1.17)$$

El factor  $\left(\frac{p}{mc}\right)^2 \gg 1$ , entonces  $\gamma$  esta dada por la ecuación (1.18)

$$\gamma = \frac{p}{mc} \quad (1.18)$$

Sustituyendo el valor del factor de Lorentz (ec. 1.18) en la ecuación (1.14) obtenemos:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\left(\frac{p}{mc}\right)\tau}} \quad (1.19)$$

La ecuación 1.19 nos dice que el número de partículas restantes decrecerá exponencialmente con el tiempo tomando en cuenta que cuando los medimos en nuestro sistema de referencia la masa y el momento de cada partícula influye en este cálculo [12].

Adicional al tiempo de vida  $\tau$  podemos calcular *Branching Ratio*. El branching ratio es la fracción de partículas que se desintegran por un modo de decaimiento individual con respecto al número total de partículas que se desintegren y está definida como:

$$\text{Branching ratio para el modo de decaimiento } i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{total}} \quad (1.20)$$

En este trabajo se utilizaran kaones cargados ( $K^+$ ) para realizar la medición del tiempo de vida, estos kaones provienen del experimento NA62 descrito en el capítulo siguiente. Los kaones cargados tienen diferentes modos de decaimiento pero los principales con mayor Branching Ratio están descritos en el cuadro (1.6) [13], [14], [15]].

Modo de Decaimiento	Branching Ratio en %
$\mu^+ \nu_\mu$	$63,56 \pm 0,11$
$\pi^+ \pi^0$	$20,67 \pm 0,08$
$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	$5,583 \pm 0,024$
$\pi^0 e^+ \nu_e$	$5,07 \pm 0,04$
$\pi^0 \mu^+ \nu_\mu$	$3,352 \pm 0,033$
$\pi^+ \pi^0 \pi^0$	$1,760 \pm 0,023$

Cuadro 1.6: Modos de Decaimiento más frecuentes del  $K^+$  [4].

# Capítulo 2

## Descripción del experimento

El experimento NA62 está ubicado en el área norte de las instalaciones del *CERN*, es un experimento de blanco fijo el cual su principal objetivo es realizar mediciones de decaimientos raros de kaones. Una de estas mediciones es la probabilidad de que los kaones cargados ( $K^+$ ) se desintegren en un pion cargado, un neutrino y un anti neutrino ( $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ ). En las siguientes secciones se dará una descripción detallada de los diferentes detectores y elementos que constituyen el experimento.

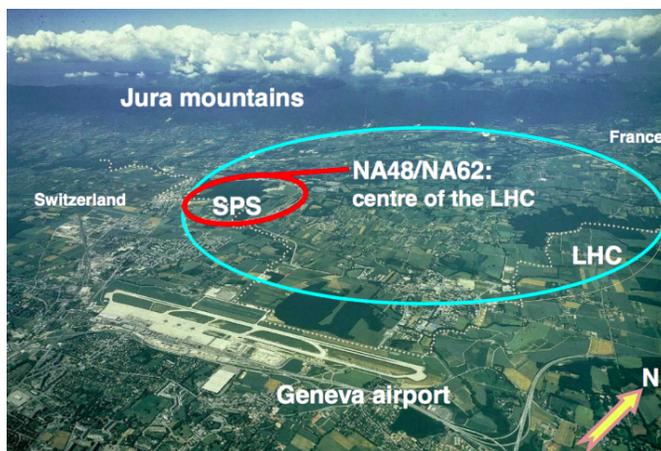


Figura 2.1: Ubicación del experimento NA62

### 2.1. Haz del Experimento

La línea del haz está definida en el eje Z con su origen en el blanco donde se producen los kaones y el haz de partículas viaja en dirección positiva, el eje Y apunta verticalmente y en eje X es horizontal con dirección que se forma usando el sistema de coordenadas de regla de la mano derecha (ver figura 2.2).

El haz primario de protones es extraído a  $400\text{GeV}/c$  del acelerador SPS del CERN y es dirigido por la línea del haz P42 al blanco T10 (cilindro de berilio de 400mm de longitud y 2mm de diámetro) localizado en el túnel que conecta el SPS a la sala experimental subterránea. El haz impacta en el blanco T10 en pulsos de 3 segundos con intensidades que varían en un rango de  $1.9$  a  $2,2 \times 10^{12}$  protones por pulso. Un diseño de “línea”, une el blanco T10 al centro del calorímetro LKr

existente, se ha adoptado para el haz secundario cargado positivamente. Este haz secundario de alta intensidad tiene hasta 750 millones de partículas por segundo, es llamado K12 es derivado del blanco T10 a un momento central de  $75\text{GeV}/c$  y esta constituido en un 70 % de piones ( $\pi^+$ ), 23 % de protones y un 6 % de kaones ( $K^+$ ). La línea del haz K12 tiene una longitud de 101.3 metros.

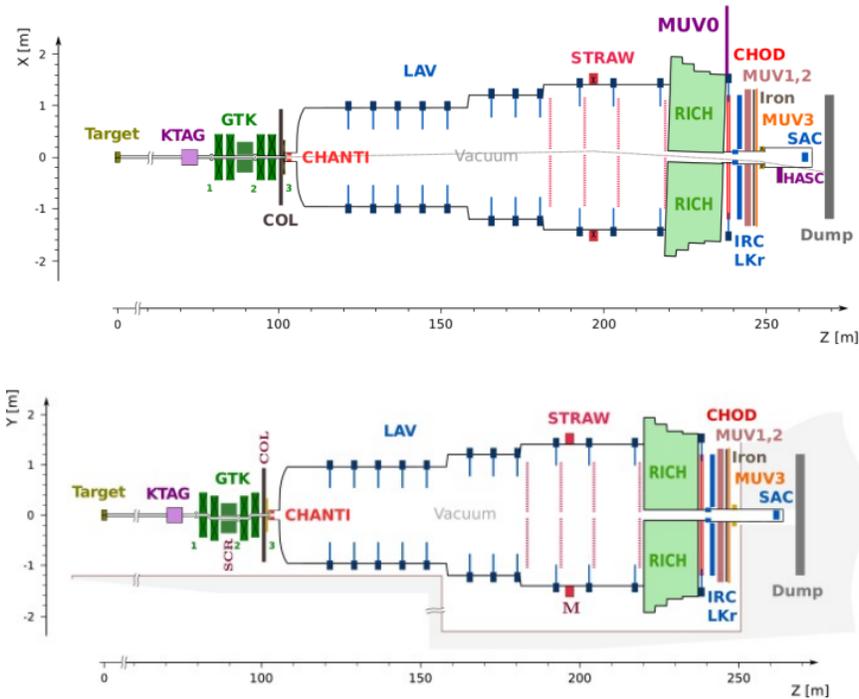


Figura 2.2: Arriba: Esquema del experimento en el plano XZ. Abajo: Esquema del experimento en el plano YZ

### Línea del haz K12

EL blanco T10 es seguido por un colimador de cobre con longitud de 950 mm refrigerado por agua que ofrece una selección de orificios de diferentes aperturas: un orificio de 15 mm de diámetro es generalmente seleccionado para transmitir las partículas secundarias deseadas. Los primeros elementos activos del haz de alta intensidad consisten de un triplete de cuadrupolos magnéticos (Q1, Q2, Q3), los cuales recolectan una aceptación de ángulo sólido ( $\pm 2,7$  mrad horizontalmente,  $\pm 1,5$  mrad verticalmente) a un momento central de  $75\text{ GeV}/c$ .

Posteriormente sigue un acromático frontal (A1) que consiste de cuatro dipolos magnéticos de deflexión vertical. Los primeros dos dipolos magnéticos producen un desplazamiento paralelo del haz por 110 mm, mientras que los siguientes dos dipolos regresan el haz a su eje original. Entre ellos, el haz pasa a través de un conjunto de agujeros graduados en dos unidades motorizadas *beam-dump* refrigeradas con agua, TAX1 Y TAX2, con la finalidad de hacer la selección del momento mientras absorbe el haz primario de protones restante y las partículas secundarias no deseadas (2.3).

Considerando un enfoque horizontal y vertical entre TAX1 y TAX2, un radiador que consiste en un arreglo de placas de tungsteno con un grosor de hasta 5 mm se introduce en el haz. Esta optimizado para causar que los positrones pierdan suficiente energía por *Bremsstrahlung* para ser posteriormente rechazados, minimizando al mismo tiempo la pérdida de hadrones por dispersión.

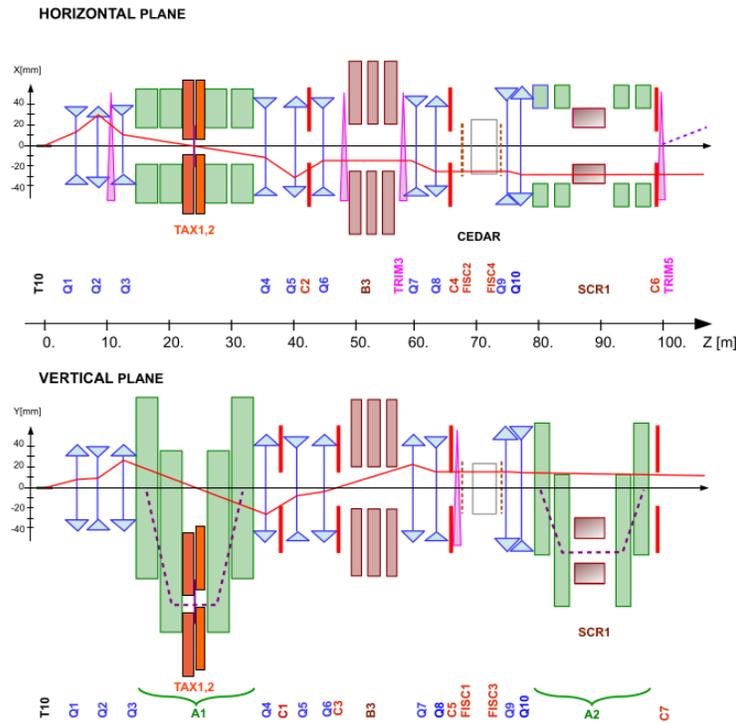


Figura 2.3: Diseño esquemático y óptico del haz secundario de  $K^+$  desde el blanco T10 hasta la entrada a la región de decaimiento. En cada vista, la línea sólida corresponde a la trayectoria de una partícula que sale del blanco desde el centro a un momento nominal y a un ángulo indicado. La línea discontinua indica la trayectoria de una partícula con momento de 75 GeV/c inicialmente sobre el eje.

Un triplete de cuadrupolos (Q3, Q5, Q6) sirven para volver a enfocar el haz en el plano vertical y hacerlo paralelo con un ancho limitado en el plano horizontal. El espacio entre los cuadrupolos es ocupado por dos colimadores (C1, C2), los cuales redefinen la aceptación vertical y horizontal de haz transmitido. Un colimador subsecuente (C3) redefine el haz a un segundo foco en el plano vertical. En este punto los positrones que han sido degradados en momento por el radiador entre TAX1 y TAX2 están suficientemente separados por el haz de hadrones para que el colimador C3 los absorba.

Después el haz pasa a través de un diámetro de 40 mm donde casi no hay campo, en placas de acero las cuales están insertadas entre los polos de tres dipolos magnéticos (B3) con longitud de 2 m. El campo magnético vertical en el acero que esta ubicado alrededor del haz sirve para remover a los muones de ambos signos, mientras que la desviación del haz debido al pequeño campo de dispersión dentro del orificio se cancela mediante dos dipolos direccionales (TRIM 2 y TRIM 3 antes y después de B3).

Un contador diferencial de Cherenkov (CEDAR) equipado con 8 arreglos de fotodetectores (KTAG) sirve para detectar a los  $K^+$  en el haz. Esto requiere que el haz se vuelva paralelo, para lo cual el CEDAR esta seguido por dos cuadrupolos (Q7, Q8), así como también por dos colimadores horizontal y vertical (C4, C5) para que absorban las partículas que se encuentran al final del haz. Dos pares (vertical y horizontal) de filamentos de contadores de centellos (FISC 1, 3 y FISC 2,4) están instalados antes y después del CEDAR. Cuando se conectan en coincidencia respectivamente, permiten medir la divergencia promedio del haz y ajustarla a cero y verificar la divergencia intrínseca restante en cada plano.

Siguiente al CEDAR se encuentra un doblete de relativamente débiles cuadrupolos(Q9, Q10), unen el haz a través de la etapa de seguimiento y medición del momento (2.4) y determina la divergencia y el tamaño del haz a través de las aberturas de los detectores siguientes.

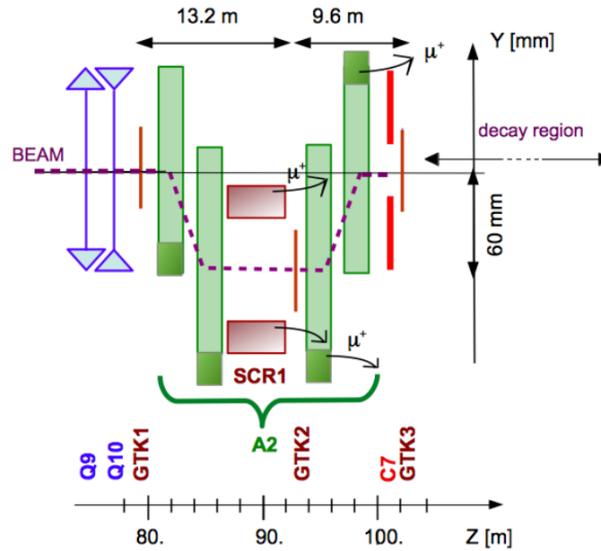


Figura 2.4: Diseño esquemático del seguimiento del haz y la medición del momento en el segundo arreglo acromático (A2). El haz es deflectado verticalmente 60mm y regresa a su dirección nominal después de la medición del momento. Los muones con apartados por el raspador SCR1 y las abrazaderas de retorno de los dos dipolos últimos en el arreglo acromático (áreas que están más oscuras).

EL sistema de seguimiento del haz GTK consiste en tres estaciones, las estaciones están arregladas de forma que el espacio entre GTK1 y GTK3 sea ocupado por un arreglo acromático (A2), compuesto por cuatro dipolos magnéticos. Las abrazaderas de retorno del tercer y cuarto dipolo, al igual que el colimador de acero magnetizado toroidalmente (SCR1), deflecan los muones que deja el haz en la sección de dispersión del momento entre el segundo y tercer dipolo de este arreglo (2.4). El GTK2 esta localizado en la misma sección, justo después del colimador magnético SCR1, el GTK3 esta localizado a 102.4 m del blanco T10, marca el plano de entrada al comienzo de la región de decaimiento. Los colimadores de limpieza (C6, C7) que preceden el GTK3 están destinados a interceptar el ruido fuera de la aceptación del haz.

Adicionalmente, un imán de dirección horizontal (TRIM 5) es usado para deflectar el haz al eje X positivo por un ángulo de +1.2 mrad. Este angulo es ajustado de manera que una deflexión subsecuente de -3.6 mrad hacia la dirección negativa del eje X, debido al imán del espectrómetro MNp33, que dirige al haz a través de la apertura central del calorímetro LKr y sus detectores subsecuentes (2.5).

La región de decaimiento esta ubicada en los primeros 60 m de un tanque de 117 m de longitud, comenzando a 102.4 m posterior al blanco de berilio. El tanque es evacuado a una presión residual de  $\sim 10^{-6}$  mbar usando hasta siete bombas criogénicas. El tanque aloja 11 detectores LAV y cuatro cámaras de los espectrómetros STRAW y consiste de 19 secciones cilíndricas hechos de acero o acero inoxidable. El diámetro del contenedor incrementa desde 1.92m en la primera sección después del GTK3 a 2.4m en la sección media y hasta a 2.8 m en la región del espectrómetro. El

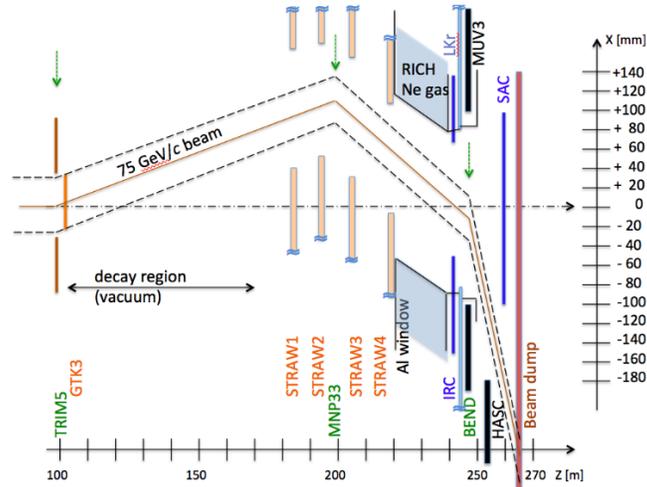


Figura 2.5: Vista más cerca de la línea del haz a través de la región de decaimiento y los detectores en el plano (X,Z). Las flechas verticales indican el centro de flexión de cada imán.

espectrómetro magnético incluye dos pares de cámaras STRAW de seguimiento, a cada uno de los lados del dipolo magnético de gran apertura (MNP33). El dipolo magnético provee un golpe horizontal en momento de  $270\text{MeV}/c$  deflectando el haz de  $75\text{GeV}/c$  por  $-3.6$  mrad, para converger y posteriormente cruzar el eje sin desviar en un punto a 2.8 m posterior al centro del calorímetro LKr.

Cercano a este punto de cruce, un par de filamentos contadores de centelleo (FISC5, 6), instalados en vacío, permiten observar al haz y dirigirlo correctamente. El haz es finalmente deflectado hacia la dirección negativa del eje X a un ángulo de  $-13.2$  mrad por un dipolo magnético (BEND). El haz es finalmente absorbido en un beam-dump que está compuesto de acero rodeado de concreto a una distancia suficiente detrás del detector para disminuir los efectos de salpicadura hacia atrás. Para monitorear el perfil e intensidad del haz, una cámara de cables con lectura analógica y una cámara de ionización están localizadas en el espacio entre la ventana de salida del vacío y el beam dump.

## 2.2. Detectores

### 2.2.1. Kaon Tagger (KTAG)

Los Kaones son el 6% del haz secundario K12 y son identificados por el detector KTAG donde la luz Cherenkov se produce en el volumen gaseoso del radiador de un CEDAR tipo W del CERN. Usa gas  $N_2$  a 1.75 bar de presión dentro de un contenedor de 5 m de largo, la presión es elegida de manera que la luz proveniente del tipo de partícula deseada pase a través de un diafragma anular de radio central fijo y apertura radial variable. La luz es enfocada a la salida del contenedor a través de ocho ventanas de cuarzo y enfocadas en 8 espejos esféricos. Los espejos reflejan la luz radialmente hacia afuera en ocho cajas de luz, la entrada de cada una de estas cajas en una guía de la luz consistente de una matriz de 64 secciones cónicas cercanamente espaciadas de 15 mm de radio externo y 4 mm de radio interno cortadas en secciones esféricas de placas de aluminio de 17 mm de grosor con un centro de curvatura en el foco virtual de la luz Cherenkov. El detector KTAG, incluye detección de fotones y sistemas para leer los datos, fue desarrollado para cumplir

estos requerimientos, la óptica de este detector y su mecánica desarrollada para el experimento se muestran en la figura 2.6.

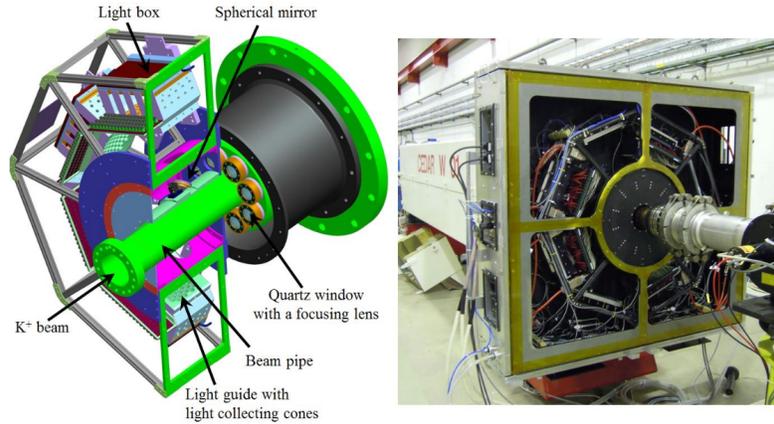


Figura 2.6: Izquierda: Dibujo de la parte anterior del CEDAR y KTAG. Derecha: Detectores KTAG y CEDAR en la línea del haz con cuatro de los 8 sectores equipados

### 2.2.2. Beam spectrometer (GTK)

El espectrómetro del haz provee mediciones precisas del momento, tiempo y dirección del haz entrante de partículas. El espectrómetro está compuesto de tres estaciones similares instaladas alrededor del arreglo de cuatro dipolos magnéticos dispuestos de manera acromática (ver figura 2.7). El momento de la partícula puede derivarse del desplazamiento vertical de la trayectoria en la segunda estación.

EL GTK está diseñado para medir el momento del haz de partículas de  $75\text{ GeV}/c$  a una precisión de  $0,2\%$  y sus direcciones,  $dX/dZ$  y  $dY/dZ$ , a la salida del arreglo acromático a una precisión de  $16\mu\text{rad}$ . El alto flujo del haz requiere una resolución en el tiempo mejor que  $200\text{ ps}$ .

Cada estación (figura 13) es un detector híbrido de silicón que consiste en  $18\,000$  píxeles de  $300$

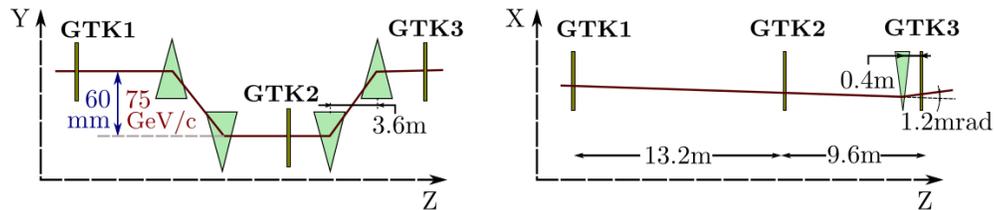


Figura 2.7: Esquema de las estaciones del GTK dentro del acromático en las vistas horizontal y vertical.

$\times 300\ \mu\text{m}^2$  de área cada uno, arreglados en una matriz de  $200 \times 90$  elementos que corresponde a un área total de  $62.8 \times 27\ \text{mm}^2$ .

### 2.2.3. Charged anti-coincidence detector (CHANTI)

El detector CHANTI rechaza el ruido que proviene de las interacciones inelásticas del haz con la última estación del GTK (GTK3). Detecta el halo de los muones cercanos al haz y una fracción



Figura 2.8: Derecha: imagen de una estación ensamblada en el lado del sensor. Izquierda: La estación ensamblada del lado del enfriamiento

de las partículas cargadas que son generadas antes del GTK3.

El CHANTI esta compuesto de seis estaciones cuadradas, la primera estación se encuentra 28mm después del GTK3 y la distancia entre una estación y la siguiente es aproximadamente el doble para las estaciones sucesivas, de forma que la región angular entre 49 mrad y 1.34 mrad esta cubierta herméticamente por partículas generadas en el GTK3.

El GTK3 y todas las estaciones del CHANTI están ubicados dentro del mismo recipiente de vacío. Las estaciones están hechas de 48 varas centelleantes, cada una tiene dos planos de lectura, con las varas orientadas verticalmente y horizontalmente para formar las vistas del eje X y Y.

#### 2.2.4. Straw Spectrometer (STRAW)

El espectrómetro STRAW mide las trayectorias y el momento de las partículas producidas en los decaimientos del kaón. Se extiende sobre una longitud de 35 m a lo largo de la línea del haz, comenzando desde  $\sim 20$ m después de la región de decaimiento. Consiste de cuatro cámaras y un dipolo magnético de gran apertura (MNP33) el cual provee un campo de 0.9 Tm. Para minimizar la dispersión múltiple de las cámaras estan construidas de material ligero y son instaladas dentro del tanque de vacío.

El diseño del modulo esta optimizado para minimizar la dispersión múltiple y para dar una resolución espacial uniforme en el área activa. Cada una de estas cámaras STAW contiene dos módulos que a su vez contienen dos vistas de medición X( $0^\circ$ ), Y( $90^\circ$ ) y el otro modulo contiene las vistas de el U( $-45^\circ$ ) y V( $+45^\circ$ )(figura 2.9 izquierda). El área activa de la cámara es un circulo de 2.1 m de radio externo centrado en el eje Z longitudinal. Cada vista tiene un espacio de casi 12 cm sin tubos cerca del centro, tal que, después de superpones las cuatro vistas, un hueco en forma de octágono de 6 cm de apotema es creado para el paso del haz. Como el haz tiene un angulo de  $+1.2$  mrad y  $-3.6$  mrad en el plano horizontal, arriba y abajo del imán. respectivamente (figura 2.5), este hueco no esta centrado en el eje Z, pero tiene compensaciones sobre la dirección X en cada cámara. Una alta detección es proporcionada a través de un arreglo de 4 capas de tubos por vista, lo que nos garantiza al menos dos hits por vista, esto es de 8 a 12 hits por cada cámara (figura 2.9 derecha). Debido al espacio de 12 cm sin straws en cada vista, el numero de hits por cámara no se distribuyen uniformemente sobre la superficie del detector.

Cada cámara contiene 1792 straws (tubos) de 9.82 mm de diámetro y 2160 mm de longitud. El gas dentro de los straws es una mezcla de 70 % de Ar y 30 % de  $CO_2$  a presión atmosférica. Los tubos son operados en el vacío del tanque de decaimiento. Están suficientemente separados uno del otro para permitir que los tubos flexibles incrementen su diámetro cuando el tanque de decaimiento

esta al vacío.

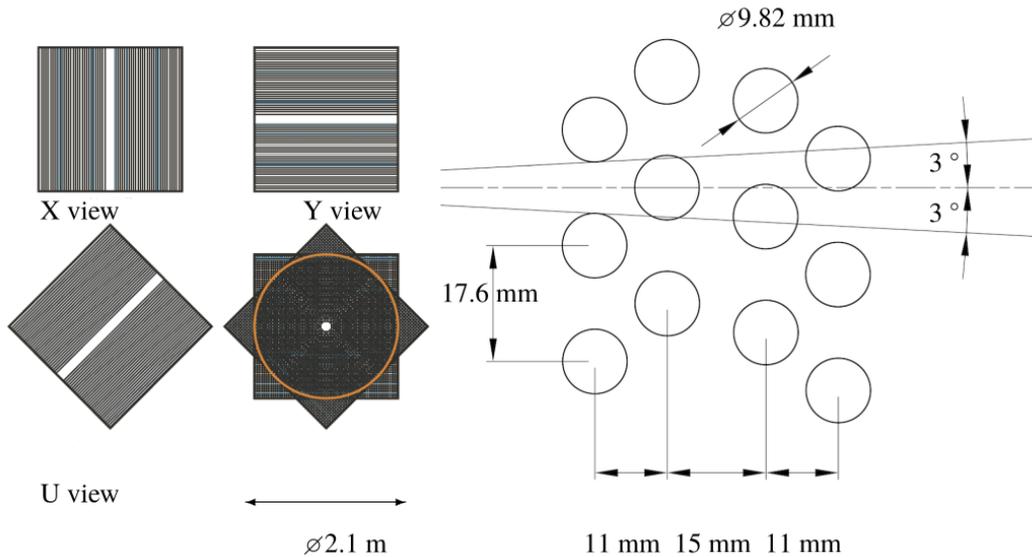


Figura 2.9: Izquierda: Una cámara STRAW está compuesta de cuatro vistas (X, Y, U, V) y cada vista mide una coordenada. Derecha: La geometría está basada en dos capas de tubos por cada vista.

Cada uno de estos tubos está hecho de tereftalato de polietileno (PET), cubierto con 50 nm de cobre y 20 nm de oro en el interior. Los alambres del ánodo de tungsteno revestidos en oro tienen  $30 \mu\text{m}$  de diámetro y están tensos a 80 g sin soportes y enrollados alrededor de ambas terminales de los tubos. Son diseñados para resistir la fuerza de una diferencia de presión de  $\sim 1 \text{ bar}$ , en caso de que uno de estos tubos se rompa. Cuando un tubo se rompe, el sistema de gas detecta una pérdida o caída de presión y cierra tanto la entrada como la salida en unos pocos milisegundos.

### 2.2.5. Large-angle veto system (LAV)

Estos detectores tienen forma de anillos (ver figura 2.10) y se encuentran en 11 posiciones dentro del volumen del vacío, mientras que la doceava estación se encuentra 3 m antes que el calorímetro LKr. Los detectores LAV proveen una cobertura geométrica para los fotones de decaimientos dentro del volumen de decaimiento emitidos a ángulos de 8.5 a 50 mrad con respecto al eje Z.

### Liquid Krypton calorimeter (LKr)

El LKr es un calorímetro cuasi homogéneo lleno con aproximadamente 9000 litros de kriptón líquido a 120 K dentro de criostato. Es usado para la identificación de partículas y detecciones de fotones con cobertura angular de 1 a 8.5 mrad. Está segmentado en dirección transversal en 13248 celdas, donde cada celda tiene una sección eficaz de  $2 \times 2 \text{ cm}^2$ . Las celdas están formadas por electrodos de CU-Be alineados a lo largo del eje longitudinal del experimento, tienen forma de zig zag para evitar insuficiencias cuando una lluvia de partículas está muy cerca del ánodo. La señal que se produce cuando cruzan partículas por el LKr es recolectada por preamplificadores dentro



Figura 2.10: Izquierda: Estaciones LAV1 completas. Derecha: LAV12 antes de insertarse en la línea del haz

del criostato, directamente adheridos a las tiras calorimétricas. La señal se envía a las placas del transceptor a través de cables coaxiales de  $50\Omega$ .

### Small-angle veto system (SAV)

Provee hermeticidad para fotones emitidos a ángulos hasta los cero grados con respecto al eje Z. Consiste en dos detectores: el IRC y el SAC. Ambos son calorímetros shashlyk, con plomo y placas centelladoras de plástico atravesadas por fibras de cambio de longitud de onda (WLS). Los fotones que provienen del decaimiento de los kaones en el volumen de decaimiento que atraviesan los detectores SAV tienen energías mayores a 5 GeV. Para ambos detectores, el flujo de fotones que se esperan son del orden de 1 MHz a la intensidad nominal del haz. EL IRC está adicionalmente expuesto a los muones que provienen de los decaimientos de las partículas del haz, están concentrados en un punto de pocos cm de diámetro a un lado (hacia la dirección X negativa) de la línea del haz; el flujo de muones de este punto incrementa el flujo de partículas en el IRC a 10 MHz.

### Small-angle calorimeter (SAC)

Consiste en 70 placas de plomo y 70 placas de plástico centellador, ambas con dimensión transversal de  $205 \times 205 \text{ mm}^2$  y un grosor de 1.5 mm. Este detector está instalado dentro del vacío del haz hacia el final de la pipa del haz. Para asegurarse que los fotones incidentes en el SAC a lo largo del eje Z no atravesase el detector, el SAC está alineado a un ángulo de 2.3 mrad con respecto al eje Z en el plano horizontal.

### Intermediate-ring calorimeter (IRC)

El detector IRC es un calorímetro de plomo/centellador en forma de un cilindro excéntrico rodeando al haz antes que LKr. El detector tiene un diámetro externo de 290 mm y está centrado en el eje z. El agujero central tiene un diámetro de 120 mm con un offset de 12 mm hacia la dirección X positiva para tomar en cuenta la deflexión del haz debido al espectrómetro magnético. Está dividido en dos módulos longitudinales, ambos con módulos anterior y posterior con medidas de 89 y 154 mm de profundidad, respectivamente. Los módulos se encuentran espaciados a 40 mm. El diámetro interior del módulo siguiente es de 2.2 mm más grande que el módulo anterior, así los

fotones producidos en el decaimiento de los kaones en el volumen de decaimiento no peguen en el borde de abajo del IRC, escapando así de la detección.

### 2.2.6. Ring Imaging Cherenkov Counter (RICH)

Este detector se diseñó como un espectrómetro de velocidad, el cual sirve para medir la velocidad y el ángulo de una partícula. Esto se puede interpretar como que separa a los piones de los muones en un momento de entre 15 y 35 GeV/c, mide el tiempo de cruce del pión con una resolución de 100 ps.

Es un contenedor de 17.5 m de largo, con forma cilíndrica de acero ferropérmico (ver figura 2.11) lleno de gas neón. El recipiente consiste en cuatro secciones de diámetro decreciente u de diferentes longitudes. En el extremo de arriba, el contenedor tiene un ancho de alrededor de 4.2 m para acomodar los bordes de los foto multiplicadores fuera del área activa del detector. El diámetro de la última sección del contenedor es de 3.2 m, el cual es suficiente para albergar los espejos y su panel de soporte.

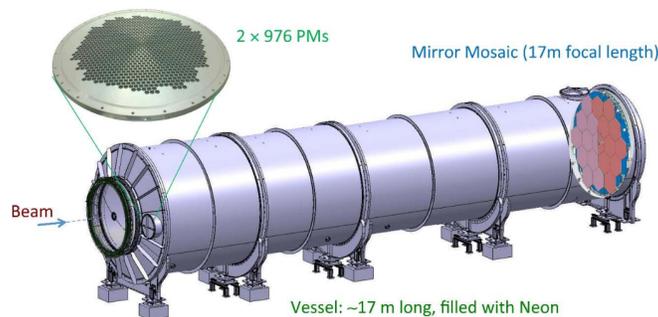


Figura 2.11: Vista esquemática del detector RICH: el haz de hadrones entra por la izquierda y viaja a lo largo del detector. Un acercamiento en uno de los arreglos de los foto multiplicadores es mostrado en la parte superior izquierda; el mosaico de espejos es visible a través del contenedor en el lado derecho.

El área activa del detector se extiende a una distancia radial de 1.1 m desde el eje del haz a la entrada del RICH y a 1.4 m de la ventana de salida. La ventana de entrada y salida tienen una forma cónica y están hechas de aluminio con un grosor de 2 a 4 mm respectivamente. La ventana de entrada es el único separador entre el volumen de decaimiento y el RICH. un ligero tubo de aluminio, conecta el tanque de decaimiento que se encuentra al vacío, pasa por el centro del contenedor. Un mosaico de 20 espejos esféricos es usado para reflejar el cono de luz Cherenkov sobre el arreglo de los sensores de luz en el plano focal del espejo. para evitar la absorción de la luz reflejada por el haz, los espejos están divididos en 2 superficies esféricas: una con el centro de la curvatura a la izquierda y otra a la derecha del haz.

Los espejos tienen un radio nominal de curvatura de 34m y por lo tanto una longitud focal de 17 m. El mosaico incluye 18 espejos de una forma hexagonal regular de 350 mm de lado y dos medios espejos. Los dos últimos se utilizan en el centro y tienen una abertura circular para acomodar el haz.

### 2.2.7. Charged particle hodoscopes

Consiste de un sistema detector de centelleo llamado hodoscopos de partículas cargadas. Cubren la aceptación lateral posterior al RICH y anterior del calorímetro LKR definido por el detector LAV12 con un radio interno de 1070 mm y el detector IRC con radio externo de 145 mm. Su función principal es proveer una entrada para el trigger L0 cuando al menos una partícula cargada cruce la región anular con las dimensiones arriba definidas. Se encuentran expuestos a un flujo de partículas cargadas de 13 MHz.

EL sistema consiste del detector NA48-CHOD del experimento anterior NA48 y el detector CHOD optimizado para condiciones de alta intensidad. Ambos detectores se localizan respectivamente anterior y posterior al detector LAV12, a aproximadamente 700 mm de separación en la dirección longitudinal. El detector NA48-CHOD se basa en las coincidencias de señales en dos planos de bloques de centelleo horizontal y vertical. El detector CHOD consta de un solo plano de mosaicos de centelleo y una configuración de mosaicos más fina en el área de alta ocupación cercano al eje del haz.

### 2.2.8. Hadron Calorimeter (MUV1, MUV2)

El calorímetro hadrónico esta hecho de capas alternantes de acero y centelladores correspondiendo al rededor de 8 longitudes de interacción. El calorímetro esta dividido en dos detectores independientes: el detector frontal (MUV1) que tiene una segmentación fina transversal para una mejor separación de los componentes hadrónicos y los componentes de los chorros electromagnéticos y el detector trasero (MUV2).

### 2.2.9. Fast muon Veto (MUV3)

EL detector MUV3, se localiza posterior al calorímetro hadrónico detrás de una pared de acero de 80 cm de grosor y es usado para la identificación de muones. Tiene un área transversal de  $2640 \times 2640 \text{ mm}^2$  y esta construido de mosaicos de centelladores de 50 mm de grosor, incluyendo 140 mosaicos regulares de  $220 \times 220 \text{ mm}^2$  de dimensión transversa y 8 mosaicos más pequeños adyacentes al haz.

### 2.2.10. Peripheral muon veto (MUV0)

El MUV0 es un hodoscopo centellador diseñado para detectar  $\pi^-$  emitidos en el decaimiento  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$  con momento por debajo de 10 GeV, desviado hacia el eje X positivo por el imán del espectrómetro, abandonando la aceptación lateral cerca del RICH ya que el MUV0 esta montado en la brida posterior del RICH.

### 2.2.11. Hadronic Sampling Calorimeter (HASC)

El detector HASC es usado para la detección de  $\pi^+$  emitidos en decaimientos  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$  con momento por arriba de los 50 GeV/c y propagándose a través de los orificios de las vigas en los centros de las cámaras STRAW. El detector esta localizado subsecuente al MUV3 y al dipolo magnético BEND que barre estos piones fuera del haz de  $K^+$  hacia la dirección negativa del eje X. Esta construido de 9 módulos idénticos. El elemento activo de un modulo es un sándwich de 60 placas de plomo de 16 mm de grosor intercaladas con 60 placas de centellador de 4 mm de ancho de  $100 \times 100 \text{ mm}^2$  en la dimensión transversal.

## 2.3. Trigger and data acquisition system (TDAQ)

El intenso flujo del experimento NA62 dicta la necesidad de un sistema de trigger y adquisición de alto rendimiento, en el que debe minimizar el tiempo muerto mientras que maximiza la fiabilidad la colección de datos. Un sistema unificado de trigger y adquisición de data (TDAQ) fue diseñado para abordar dichos requerimientos en el experimento NA62 de una manera simple y rentable. Con un flujo estimado de decaimientos de 10MHz en el detector, el flujo máximo de salida en el L0 hardware trigger fue elegido para ser 1 MHz.

### 2.3.1. L0 Hardware Trigger

El L0 hardware trigger es el encargado de filtrar eventos basados en las entradas de un pequeño grupo de detectores y tienen una salida de flujo máximo de 1 MHz. Los detectores que se encuentran en este grupo son:

- CHOD: provee primitivas positivas para cualquier trayectoria cargada basado en multiplicidad de hits y tiempo de referencia.
- RICH: provee primitivas positivas para cualquier trayectoria cargada por encima del umbral de Cherenkov, basado en multiplicidad de hits.
- LAV: provee primitivas de veto de fotones ( y muon halo), basado en multiplicidades de bloques adyacentes de hits.
- MUV3: provee primitivas de muon basada en multiplicidades de bloques, utilizado tanto en positivo como en veto de la lógica.
- Calorímetros (Calorímetro electromagnético LKr, así como para los calorímetros hadrónicos MUV1, MUV2), provee identificación positiva para los piones basado en depósitos de energía y primitivas de veto basado en la multiplicidad de cluster.

Las primitivas se generan de forma asincrónica en un tiempo variable, actualmente no superior de 100  $\mu s$ . Cada primitiva consiste en un bloque de datos de 64-bit.

### L0 trigger processor (L0TP)

La función principal del L0TP es adquirir las primitivas del trigger, organizarlas en tiempo y buscar coincidencias alineadas en tiempo con cualquiera de las mascarar trigger activas. La alineación temporal se basa en información contenida en los datos primitivos, con una marca específica en el tiempo de 25 ns y con una precisión de 100 ps en un tiempo fino.

### 2.3.2. High Level Triggers (HLT)

El flujo máximo del trigger L0 es 1 MHz. Se requiere una reducción significativa del flujo y de los datos posteriores para que coincida con el ancho de banda disponible para el almacenamiento permanente de datos. El sistema TDAQ del experimento NA62 usa dos niveles de triggers basados en software para lograr la reducción necesaria

- L1 trigger: reduce el flujo de datos por un factor de 10 a un máximo de 100 kHz, con algoritmos que utilizan información independiente de subdetectores individuales. Los calorímetros (LKr, MUV1 y MUV2) no se pueden usar para la decisión del L1 ya que solo se leen después de una decisión positiva del L1 trigger.
- L2 trigger: reduce el flujo de datos por otro factor  $\sim 10$ , hasta el almacenamiento permitido de un orden de 10 kHz. EL filtro de eventos L2 se basa en una reconstrucción parcial y explota información correlacionada de varios subdetectores [16].

## 2.4. NA62 framework

El experimento NA62 tiene un entorno de trabajo basado en un software que consiste en cuatro paquetes:

- *NA62Tools*: Contiene todo el código común a los demás componentes. Incluye las librerías de persistencia y las condiciones de la base de datos del experimento.
- *NA62MC*: Esta basado en el software Geant4 para la completa simulación del experimento.
- *NA62Reconstruction*: Paquete de reconstrucción basado en Root, con diferentes módulos en librerías para los subdetectores individuales.
- *NA62Analysis*: Esta basado en Root para desarrollo modularizado de análisis simple y complejo. Contiene muchas herramientas para un análisis mejor, incluyendo calibraciones y código de correcciones.

## 2.5. Selección de eventos en los datos

Cada año el experimento NA62 recaba demasiados datos, para este trabajo se usarán los datos del los años 2016, 2017 y 2018, estos datos se dividen en diferentes grupos que se generan cuando la toma de datos es constante y hay un cambio en el experimento ya sea en la intensidad del haz o en el trigger teniendo así 13 grupos que son: 2016A, 2017A, 2017B, 2017C, 2017D, 2018A, 2018B, 2018C, 2018D, 2018E, 2018F, 2018G y 2018H.

Esta selección de datos nos permite reconstruir las trayectorias de los piones cargados de dos de los modos de decaimiento del Kaón que usaremos en este trabajo teniendo como resultado un archivo de ROOT para cada uno de estos modos con cada histograma obtenido de las mediciones realizadas en el programa de análisis descrito en el siguiente capítulo.

Un histograma es el gráfico más utilizado para mostrar distribuciones de frecuencia. Estos histogramas tienden a ser utilizados cuando los datos son numéricos y se desea ver y analizar la forma de la distribución de los datos .

## 2.6. Selección de eventos en Simulaciones

Así como se realizo una selección y un análisis para los datos recabados en el experimento NA62 también se analizaron las simulaciones Monte Carlo. Las simulaciones Monte Carlo son archivos que crean a partir del entorno de trabajo Geant4 el cual es un software que nos permite recrear

todo el experimento, desde los detectores y la intensidad del haz hasta las señales electrónicas que se producen en los mismos. Para este trabajo se simuló un modo de decaimiento a la vez, es decir, todos los eventos decaerán en el mismo modo.

Al igual que en los datos, en las simulaciones una vez que son analizadas se generan archivos de ROOT correspondientes a cada uno de los modos de decaimiento que contienen los histogramas con las distribuciones de las propiedades medidas.

### 2.6.1. Aceptancia

Las simulaciones Monte Carlo nos permite obtener la aceptación del decaimiento. Esta cantidad nos permitirá corregir los eventos encontrados en los datos del experimento para obtener un resultado mejor y se define de la forma

$$A = \frac{N_{find}}{N_{MC}} \quad (2.1)$$

Donde  $N_{find}$  es el número de eventos encontrados y  $N_{MC}$  es el número de eventos simulados. Este número de eventos simulados se especifica en la creación de la simulación y es correspondiente al número total de decaimientos.

### 2.6.2. MonteCarlo Overlay

Los datos de esta simulación son muy parecidos a los que se obtienen en el experimento. En estas simulaciones overlay a comparación con las normales se simula el modo de decaimiento y otras cosas. Es decir que no es tan puro como el anterior ya que contiene imperfecciones es decir ruido de los otros decaimientos.

Este tipo de simulaciones se usan para mejorar ciertas mediciones ya que al tener ruido corrige mejor los datos del experimento obteniendo una aceptación diferente a la que se mide usando las simulaciones normales.

# Capítulo 3

## Medición del tiempo de vida del $K^+$

El objetivo principal del presente trabajo es realizar la medición del tiempo de vida del  $K^+$ , usando y analizando los datos de dos de los modos de decaimiento del Kaón que tienen un Branching Ratio mayor. Los modos de decaimiento que se usarán son

$$K^+ \longrightarrow \pi^+ \pi^0 \quad (3.1)$$

$$K^+ \longrightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad (3.2)$$

A estos modos de decaimiento los representaremos durante las siguientes secciones y capítulos de una forma más simple y corta. Para el primer decaimiento descrito en la ecuación 3.1 su representación será  $K_{2\pi}$  y el segundo decaimiento descrito en la ecuación 3.2 será representado como  $K_{3\pi}$ .

### 3.1. Medición del tiempo de vida para el modo de decaimiento $K^+ \longrightarrow \pi^+ \pi^0$

En este modo de decaimiento el  $K^+$  se desintegra en dos piones, uno con carga neutra y otro con carga positiva como se muestra en la ecuación 3.1. Para seleccionar los datos correspondientes a este decaimiento haremos uso de un programa de análisis proveniente del framework del experimento NA62.

#### 3.1.1. Selección de eventos

La selección de eventos se llevo acabo usando un programa llamado `K2piSelection`. Este programa está escrito en el lenguaje de programación C++, usa el framework del experimento NA62 y el de ROOT.

Este programa reconstruye la trayectoria del  $\pi^+$  en el espectrómetro STRAW, toma una señal geométrica CHOD como referencia temporal cuando el pion esté en el estado final y con esto mide la masa faltante al cuadrado definida por:

$$m_{miss}^2 = (P_{K^+} - P_{\pi^+})^2 \quad (3.3)$$

Donde  $P_{K^+}$ ,  $P_{\pi^+}$  son los cuadrimomentos del kaón y el pion respectivamente calculados usando el 3-momento medido en el GTK. En esta medición se usa como hipótesis la masa del pion para el cuadrimomento  $P_{\pi^+}$  y la masa del kaón para el caso del cuadrimomento del kaón  $P_{K^+}$ .

El promedio de la distribución resultante del cálculo de la masa faltante al cuadrado será la masa cuadrada del pión con carga neutra solo si los datos fueron seleccionados correctamente como se muestra en la figura 3.1. Si bien esta masa según el Particle Data Group tiene el valor de  $134.97 \text{ MeV}/c^2$  [4].

Una vez calculada esta masa y verificando que las trayectorias sean seleccionadas correctamente se

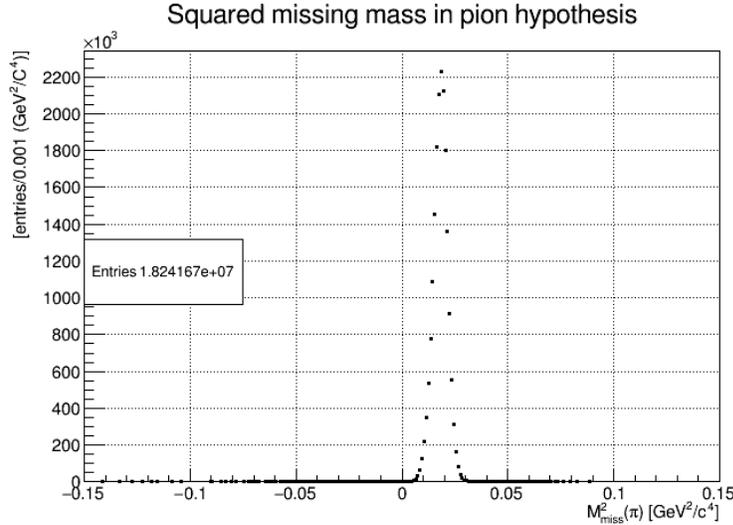


Figura 3.1: Masa faltante al cuadrado del pión neutro ( $\pi^0$ ).

procede a calcular la distancia de aproximación más cercana entre la trayectoria del pión cargado ( $\pi^+$ ) y la dirección nominal del kaón obteniendo así la posición de donde decayó la partícula.

Se despeja la posición en la coordenada longitudinal Z del experimento obteniendo el histograma  $Z_{vertex}$ . La posición del vértice en esta coordenada se encuentra dentro del rango de 125m a 165 m del blanco T10 del experimento.

Al mismo tiempo se obtienen los histogramas con las distribuciones de la masa del kaón, masa del  $\pi^0$ , entre otras propiedades.

Todos estos histogramas se guardan en el mismo archivo de ROOT junto con los demás histogramas que sirven para calibrar varios detectores del experimento.

Una vez que se seleccionan los eventos usando este programa en la muestra de los datos del experimento NA62. Se realiza el mismo análisis usando los datos simulados de Monte Carlo.

Al aplicar este programa de selección en los datos de simulación se generan todos los histogramas mencionados anteriormente y un nuevo histograma de la posición del vértice en la coordenada longitudinal llamado *True Zvertex*.

Este histograma nos da el comportamiento real de los datos, es decir que los datos obtenidos por el experimento una vez corregidos tienen que seguir una distribución muy parecida o igual a este gráfico.

### 3.1.2. Análisis en los datos simulados

Una vez que los datos simulados pasaron por el proceso de selección, en el archivo de ROOT creado podremos encontrar todos los histogramas generados por el mismo. Para el presente trabajo utilizaremos inicialmente el histograma llamado *True Zvertex* (ver figura 3.2).

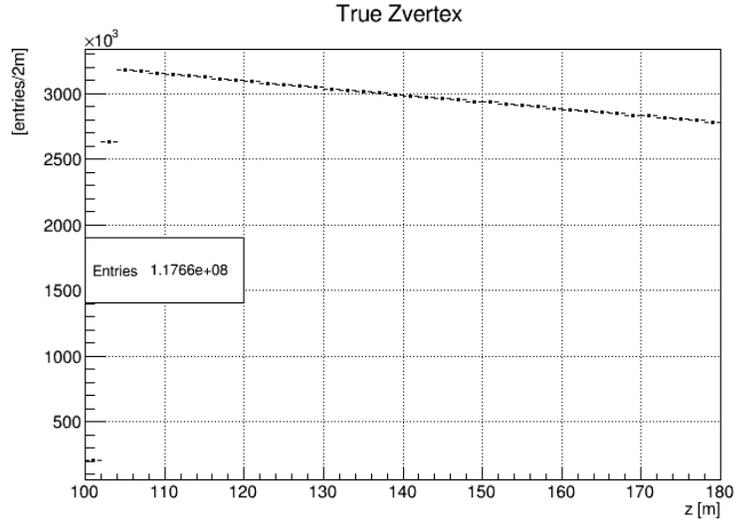


Figura 3.2: Posición del vértice en la coordenada longitudinal Z verdadero.

A este histograma le vamos a ajustar la función exponencial correspondiente al número de eventos después de un tiempo:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\frac{t}{\left(\frac{p}{mc}\right) \tau}} \quad (3.4)$$

Para nuestro análisis lo que nosotros medimos es la posición del vértice donde decae el kaón es decir Z, más no el tiempo. Por esta razón tenemos que transformar nuestra función 3.4 para tenerla en términos de Z. Para realizar esta transformación tomaremos la posición del decaimiento (Z) como:

$$Z = c * t \quad (3.5)$$

Donde c es la velocidad de la luz. Si bien la velocidad de los kaones no es c pero tienen un valor muy cercano. La función exponencial al realizar esta transformación nos queda como:

$$N(z) = e^{[Par0]} \cdot e^{-\frac{z}{\left(\frac{p}{m}\right) * c[Par1]}} \quad (3.6)$$

Donde en el ajuste el [Par0] y [Par1] son libres y pueden tomar cualquier valor. El parámetro [Par0] depende de la estadística y el [Par1] es el tiempo de vida  $\tau$ , una propiedad de la partícula.

Esta función exponencial depende de la masa y el momento de la partícula madre que en este caso es el  $K^+$  por lo que para el ajuste de los datos simulados usaremos los datos medidos por el *Particle Data Group* (PDG) donde la masa tiene un valor de  $0,493677 GeV/c^2$  y el momento del kaón es  $75 GeV/c^2$  [4].

Al hacer el ajuste de esta función en el histograma obtendremos el tiempo de vida del kaón (ver figura 3.3). Si la selección y lectura de estos datos simulados se realizó correctamente obtendremos un valor del tiempo de vida cercano o igual al medido por el PDG que es  $12,2379 \pm 0,0021$  ns.

Por otro lado si el tiempo de vida resultante difiere por mucho al esperado entonces procedemos a verificar que las simulaciones estén bien hechas y que el análisis para la selección de datos sea el correcto.

Una vez obtenido y verificado que la simulación sea la correcta procedemos a comparar los histogramas de la posición del vértice *True Zvertex* y *Zvtx* para calcular la aceptación de los datos

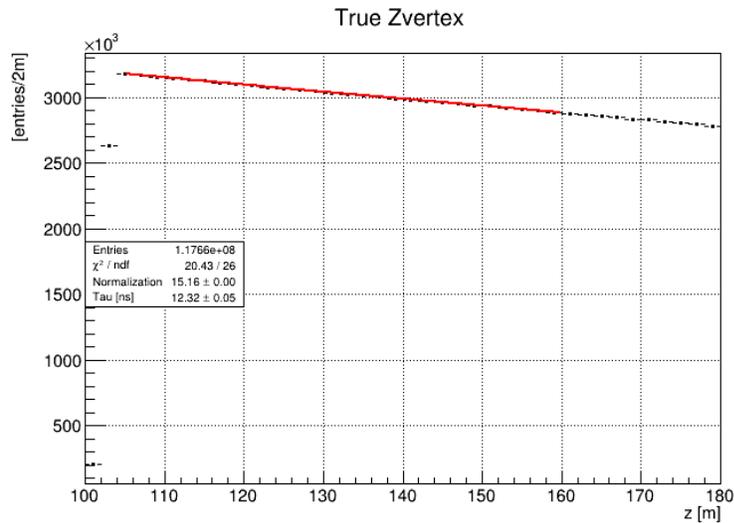


Figura 3.3: Ajuste de la función exponencial en el histograma de la posición del vértice de los datos simulados. En donde se obtuvo un tiempo de vida de  $12,32 \pm 0,05$  ns muy cercano a como debe ser

(ver figura 3.4).

Este ultimo histograma nos da una distribución de la posición del vértice aproximada a la que vamos a obtener en los datos.

### 3.1.3. Aceptancia

Para calcular la aceptancia en los datos dividiremos el histograma de la posición del vértice  $Z_{vtx}$  y el histograma de la posición verdadera del vértice  $True Z_{vertex}$ .

Estos dos histogramas son 100% correlacionados, esto nos dice que ambos están asociados de forma que uno nos da información del otro. Debido a esta correlación la estimación del error que obtendremos al realizar la división de ambos histogramas será inadecuada. Por esta razón para estimar correctamente este error tenemos que tomar en cuenta que estos histogramas cumplen con una distribución binomial.

### Distribución Binomial

Suponemos que tenemos un experimento con 2 posibles resultados A y B, El espacio de la muestra se puede expresar como:

$$E = A + B \quad (3.7)$$

Con probabilidades de  $P(A) = p$  y  $P(B) = 1 - p = q$  correspondientemente.

Cuando se realizan n mediciones del experimento uno desea encontrar la distribución de probabilidad que nos describa el número de mediciones exitosas. Esta distribución de probabilidad es a la que se le conoce como distribución binomial [17].

Para estimar el error correspondiente a la división de dos distribuciones binomiales como en nuestro caso tenemos que emplear la sistemática del error binomial.

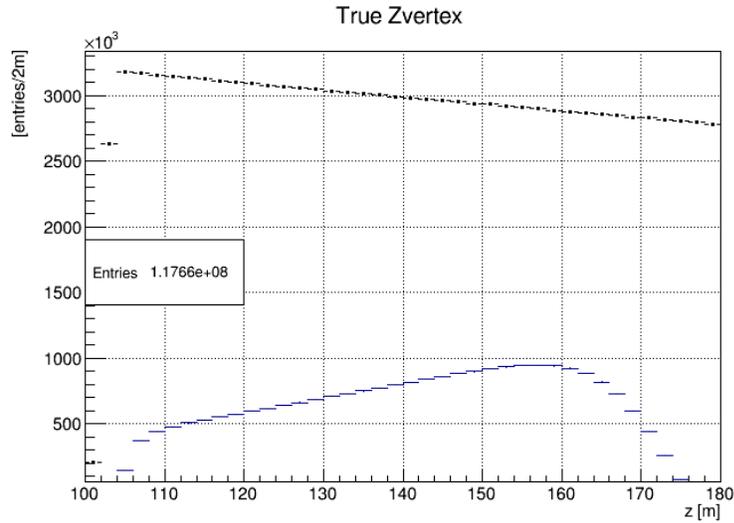


Figura 3.4: Comparación en los histogramas Zvertex true y Zvtx.

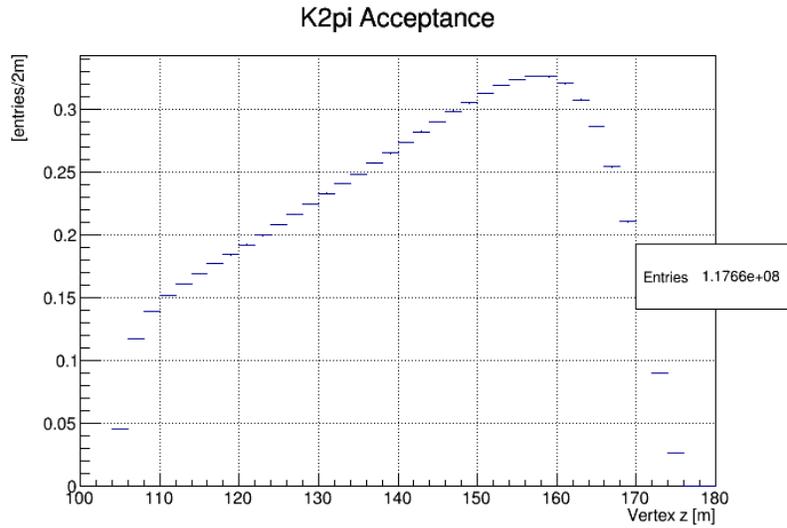


Figura 3.5: Aceptancia en los datos del modo de decaimiento  $K_{2\pi}$ .

### Error binomial

Cuando no hay otra información disponible más que el número total de entradas  $N$  y el número de eventos seleccionados  $n$ , la mejor estimación de la aceptación de los datos es  $\frac{n}{N}$ .

La estadística binomial estándar dicta que el error en la aceptación está dado por [18], [19]:

$$error = \sqrt{\frac{P(1-P)}{N}} \quad (3.8)$$

Tomando en cuenta lo mencionado se realiza la división de los dos histogramas obtenemos la distribución de la aceptación en los datos de este modo de decaimiento como se puede observar en la figura 3.5.

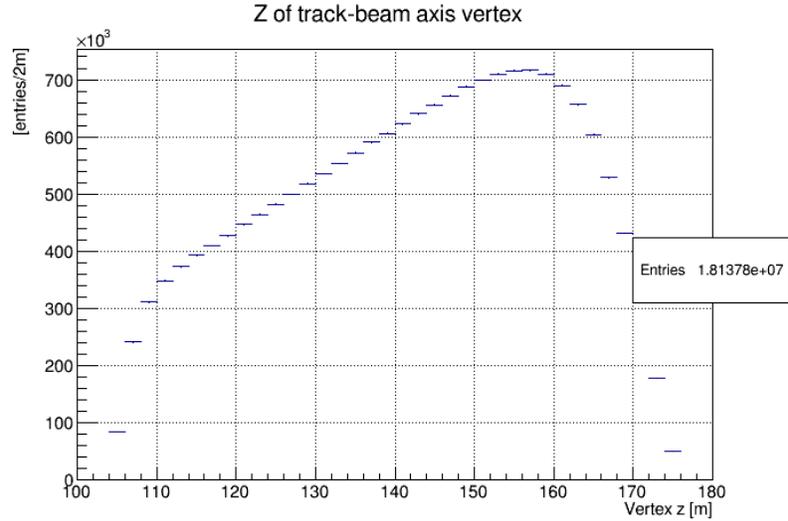


Figura 3.6: Posición del vértice de decaimiento del kaón en la coordenada longitudinal Z.

### 3.1.4. Análisis en los datos del experimento

Una vez obtenida la aceptación entre los histogramas, procedemos a usar el archivo ROOT donde se encuentran los histogramas que corresponden a los eventos de los datos del experimento. Dentro de este archivo se encuentra el histograma que describe la distribución de la posición del vértice (ver figura 3.6).

Este histograma puede tener eventos falsos o mejor dicho eventos producidos por partículas de un modo de decaimiento diferente al que nos interesa analizar.

Por esta razón tenemos que corregir este histograma dividiendo por la aceptación obtenida de los eventos de Monte Carlo.

El resultado de esta división nos dará un histograma que lo llamaremos K2pi Corrected. En este histograma se esperaba obtener una distribución exponencial, pero como se observa en la figura 3.7 no es así. Esto nos indica que existe un problema el cual nos podría causar alguna perturbación a la hora de realizar el ajuste. A este histograma que proporciona la distribución de los eventos corregidos le vamos a ajustar la función exponencial:

$$N(z) = e^{[Par0]} \cdot e^{-\frac{z}{\left(\frac{[ParMom]}{[ParMass]}\right) * c[Partau]}} \quad (3.9)$$

Donde en el ajuste el [Par0] y [Partau] son libres y pueden tomar cualquier valor. El parámetro [Par0] depende de la estadística y el [Partau] es el tiempo de vida  $\tau$ , [ParMom] es el promedio de la distribución de momento del kaón y [ParMass] es el promedio de la distribución del histograma de la masa del kaón (ver figura 3.8).

## 3.2. Medición del tiempo de vida para el modo de decaimiento $K^+ \longrightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Este modo de decaimiento se caracteriza por que la partícula  $K^+$  decae en tres piones cargados, teniendo así tres trayectorias por detectar y reconstruir en el experimento NA62.

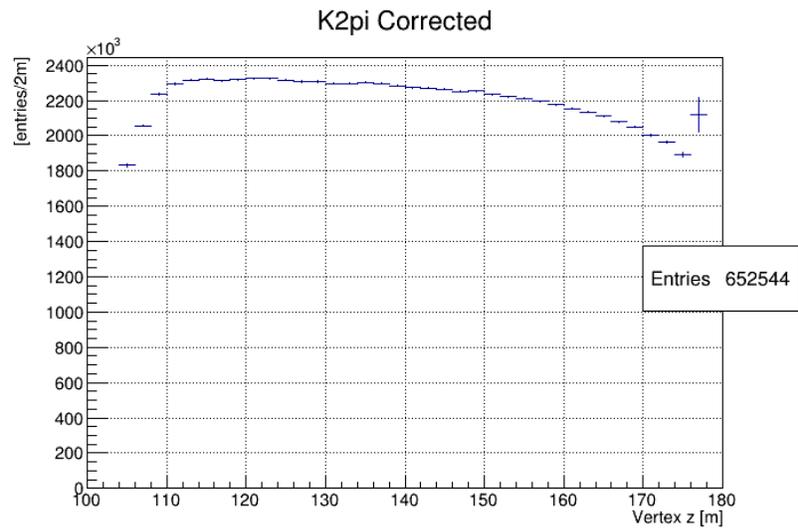


Figura 3.7: Posición corregida del vértice de decaimiento del kaón en la coordenada longitudinal Z.

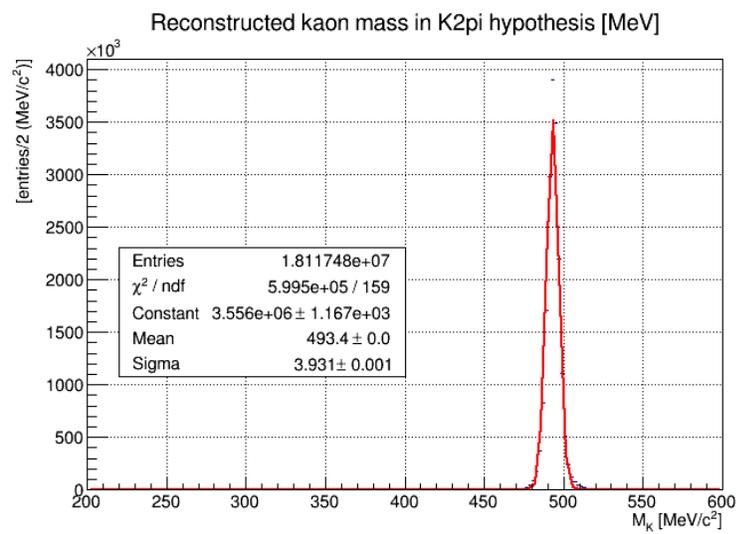


Figura 3.8: Histograma que describe la distribución de la masa del kaón.

### 3.2.1. Selección de eventos

Para seleccionar los eventos de este modo de decaimiento usaremos el programa de análisis llamado `K3piSelection`. Este programa está escrito en el lenguaje C++ y utiliza el framework del experimento NA62 y de ROOT.

Este programa requiere las tres trayectorias de los piones cargados ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) reconstruidas por el espectrómetro STRAW, después se realiza un ajuste de mínimos cuadrados en el vértice donde se incluye el efecto del campo magnético residual medido en la región de decaimiento.

Esto define la posición del origen de las tres trayectorias que es el vértice de decaimiento. Se realiza un corte en la posición longitudinal ( $Z_{\text{vertex}}$ ) de este vértice entre los 105 m y los 180 desde el blanco T10.

Mientras los datos pasan por la selección, este programa va separando los resultados de las mediciones en tres carpetas dentro de un archivo ROOT:

- `Mcttrue`: Esta carpeta contiene todos los histogramas que se pueden crear usando los datos de la simulación en Monte Carlo. Los histogramas que se crean en esta carpeta llevan todos el nombre de true como ejemplo tenemos el "true  $Z_{\text{vertex}}$ " que representa la distribución de posición del vértice del decaimiento.
- `General`: Estos histogramas se producen en medio de la selección de datos y sirven para calibrar algunos detectores como el espectrómetro GTK y estudiar algunas propiedades del haz.
- `Selected`: Son los histogramas que se crean una vez que la muestra de datos ha pasado por toda la selección y son los que tienden a compararse con los histogramas obtenidos del Monte Carlo.  
Entre los histogramas guardados en esta carpeta se encuentra la distribución de la masa del  $K^+$ , su momento y la posición del vértice de decaimiento en la coordenada longitudinal.

### 3.2.2. Análisis en los datos simulados

El análisis llevado a cabo para este modo de decaimiento es muy similar al que se realizó en la sección pasada. Lo primero que realizamos es usar los datos simulados para este decaimiento específicamente y pasarlos por el programa de selección de eventos con la finalidad de obtener como resultado un archivo de ROOT con todos los histogramas.

Tomaremos primero el histograma de la posición del vértice ( $Z_{\text{vertex}}$ ) localizado en la carpeta `Mcttrue` (ver figura 3.9). A este histograma le ajustaremos la función exponencial de la forma:

$$N(z) = e^{[Par0]} \cdot e^{-\frac{z}{\left(\frac{p}{m}\right) * c[Par1]}} \quad (3.10)$$

Donde en el ajuste el `[Par0]` y `[Par1]` son libres y pueden tomar cualquier valor. El parámetro `[Par0]` depende de la estadística y el `[Par1]` es el tiempo de vida  $\tau$ . Esta función se ajustará en el histograma en un rango de 105m a 160m. Se espera que de este ajuste podamos observar si la simulación fue realizada correctamente ya que si al realizar el ajuste no obtenemos un valor en el tiempo de vida del kaón cercano o igual a  $12,2379 \pm 0,0021$  ns reportado por el PDG significa que nuestros datos de simulados o el programa de selección tiene un error en alguna parte [4].

Para este trabajo no fue un problema ya que como pueden ver en la figura 3.10 el valor de tiempo

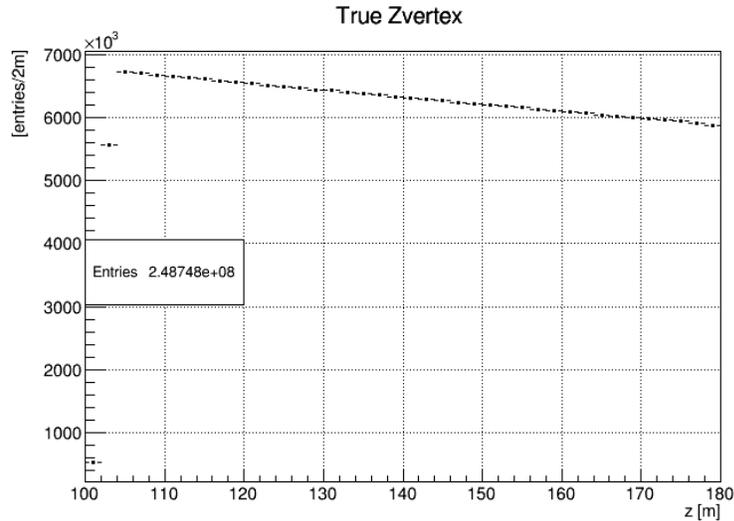


Figura 3.9: Histograma que describe la posición del vértice de decaimiento en la coordenada longitudinal de los datos de simulación.

de vida que nosotros obtuvimos si es muy cercano a los  $12,2379 \pm 0,0021$  ns y con un error relativamente menor.

Una vez que sabemos que nuestra simulación es correcta comparamos este histograma  $Zvertex\_true$  con el ubicado en la carpeta Selected ( $Zvertex$ ) estos dos histogramas nos permitirán calcular la aceptación. La comparación se puede observar en la figura 3.11.

### 3.2.3. Aceptancia

Como ya se menciona en las secciones anteriores, calcular la aceptación necesitamos dividir estos dos histogramas utilizando la sistemática de errores correcta.

Para esto vamos a dividir el histograma ( $Zvertex$ ) entre el ( $Zvertex\ true$ ) obteniendo así la aceptación dada por la figura 3.12.

### 3.2.4. Análisis de los datos del experimento

Los eventos obtenidos después de la selección de los datos del experimento NA62, nos proveen de mucha información como la masa del kaón, su momento y la posición del vértice de decaimiento en el eje  $Z$ , entre otras cosas.

Para este trabajo el histograma principal es el que describa la distribución de la posición del vértice llamado  $Zvertex$ .

Este histograma puede incluir algunas trayectorias de otros modos de decaimientos por lo que para corregir esta distribución tenemos que dividir este histograma por la aceptación para obtener la distribución correcta de la representación del vértice de decaimiento. Al realizar esta corrección se esperaba obtener una distribución exponencial, sin embargo como se puede observar en la figura 3.13 nuestra distribución no es exponencial. Esto nos indica que hay un error el cual puede afectar nuestros resultados como en el caso anterior.

A esta distribución corregida le vamos a ajustar la función exponencial del tiempo de vida, a comparación con la utilizada para los datos simulados donde usamos los valores numéricos de la masa y el momento del  $K^+$  en la función exponencial, utilizaremos el promedio de la distribución

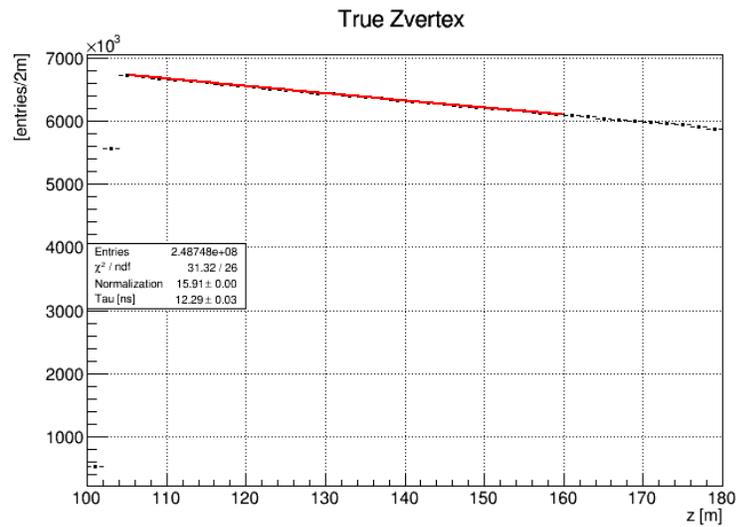


Figura 3.10: Ajuste de la función del tiempo de vida en el histograma de la posición del vértice de los datos simulados. En donde se obtuvo un tiempo de vida de  $12,29 \pm 0,03$  ns muy cercano a como debe ser

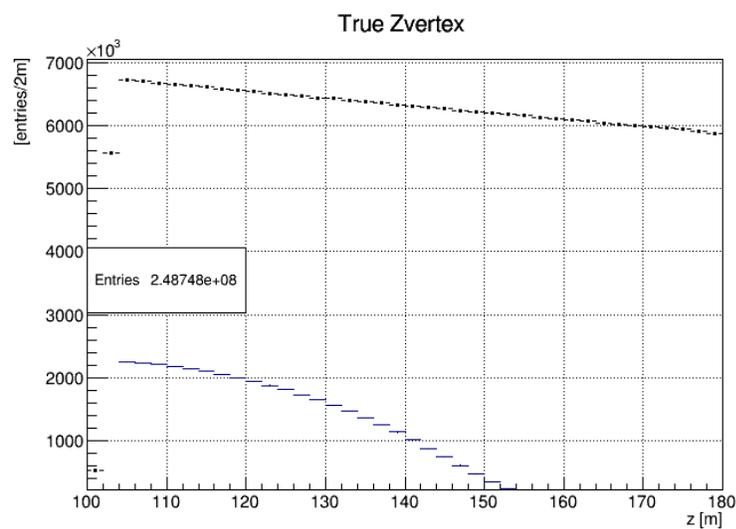


Figura 3.11: Histograma que describe las distribuciones de la posición del vértice en los eventos simulados.

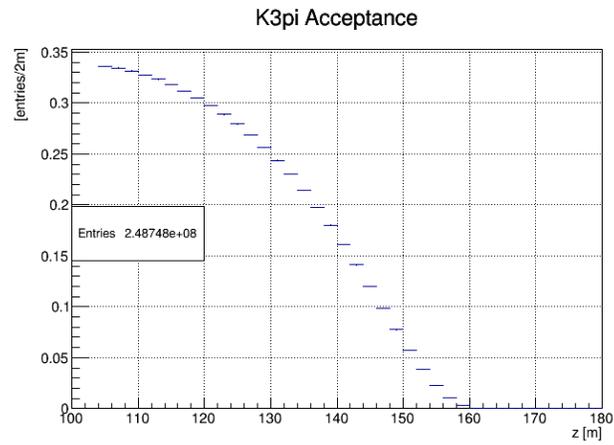


Figura 3.12: Distribución de la aceptación en los datos del modo de decaimiento  $K_{3\pi}$ .

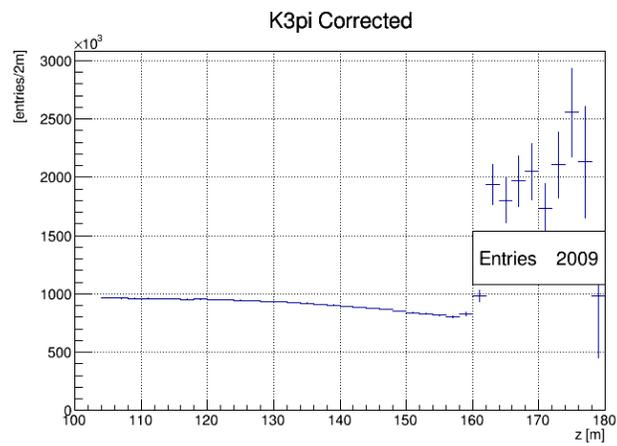


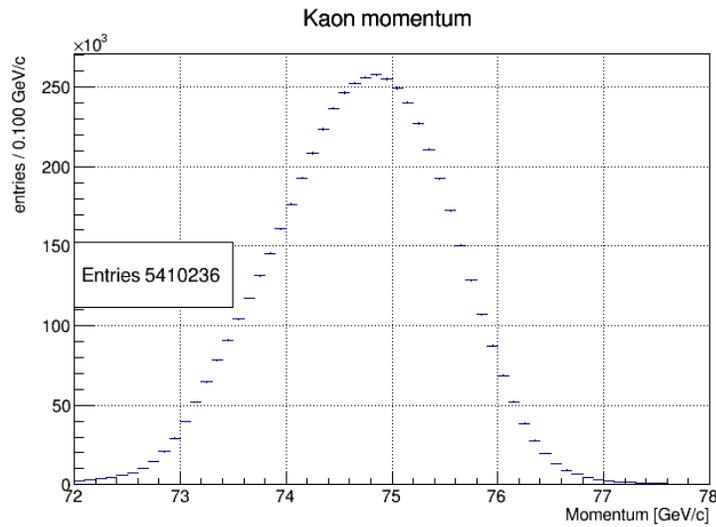
Figura 3.13: Distribución corregida por la aceptación del vértice de decaimiento en la coordenada de longitudinal de los datos del experimento.

de la masa y del momento del  $K^+$ .

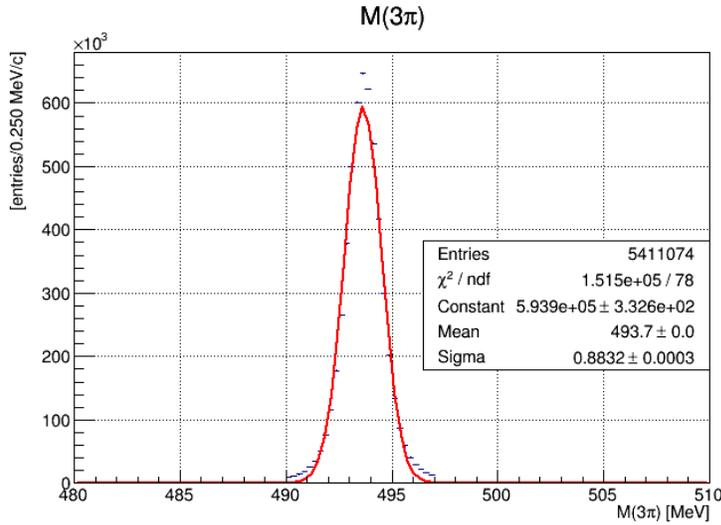
En consecuencia de esto la función exponencial que ajustaremos será:

$$N(z) = e^{[Par0]} \cdot e^{-\frac{z}{\left(\frac{[ParMom]}{[ParMass]}\right) * c[Partau]}} \quad (3.11)$$

Donde en el ajuste el [Par0] y [Partau] son libres y pueden tomar cualquier valor. El parámetro [Par0] depende de la estadística y el [Partau] es el tiempo de vida  $\tau$ , una propiedad de la partícula, [ParMom] es el promedio de la distribución de momento del kaón (ver figura (a) de 3.14) y [ParMass] es el promedio de la distribución del histograma de la masa del kaón (ver figura (b) de 3.14).



(a) Momento del kaón



(b) Masa del kaón

Figura 3.14: Histogramas de las propiedades del  $K^+$  usadas en la medición del tiempo de vida.

# Capítulo 4

## Resultados

Una vez que se realizó el ajuste de la función exponencial que define el tiempo de vida (ver ecuación 4.3) con los parámetros correspondientes a la masa y el momento del kaón en la distribución generada por las posiciones del vértice de decaimiento de la partícula de ambos modos de decaimientos obtuvimos los siguientes resultados.

$$N(z) = N_0 \cdot e^{-\frac{z}{\left(\frac{p}{m}\right) * c\tau}} \quad (4.1)$$

### 4.1. Resultados de la medición del tiempo de vida para el modo de decaimiento $K^+ \longrightarrow \pi^+ \pi^0$ .

Para este modo de decaimiento el ajuste de la función exponencial del tiempo de vida en la distribución del vértice de decaimiento en la coordenada  $Z$  (*Zvertex*) de los datos seleccionados se realizó en un rango que abarca desde los 124 m hasta los 164 m después del blanco del experimento como se muestra en la figura 4.1. Es importante mencionar que estos rangos de ajuste son arbitrarios y en cada uno de los rangos usados nos podría dar un resultado diferente.

En este rango se esperaría encontrar un valor de tiempo de vida del  $K^+$  similar o igual a  $12,2379 \pm 0,0021$  ns siendo este el valor reportado por el *PDG*. Sin embargo en nuestra medición obtenemos un valor de  $10,9 \pm 0,2$  ns siendo menor al que se esperaba obtener, esto se debe a que la función no ajusta de manera correcta la distribución de los datos.

Este desajuste lo podemos analizar matemáticamente en el factor que se muestra en nuestro histograma denominado  $\frac{\chi^2}{ndf}$ , este factor nos indica si el ajuste es realizado de forma correcta obtendrá un valor aproximado de 1 de lo contrario este valor será mucho mayor a la unidad indicándonos que el ajuste se realiza de una forma incorrecta.

En nuestro caso este factor tiene un valor de  $\frac{427,1}{16} = 26,6938$ , ya que tiene un valor mayor a la unidad, el ajuste es erróneo por lo tanto el valor obtenido del tiempo de vida será incorrecto.

Este desajuste se puede observar con mayor claridad en la figura 4.2, en donde se realizó un acercamiento en el rango del ajuste para observar su comportamiento.

Debido a que el resultado obtenido del tiempo de vida es menor al esperado, realizamos un estudio el cual tiene el propósito de encontrar un rango en el cual la distribución del vértice de decaimiento generada por los datos corregidos sea similar a la función exponencial, es decir que el ajuste de la función en este histograma se lleve a cabo correctamente, esto nos ayudará a analizar el comportamiento de la distribución de datos al igual que podremos tratar de buscar alguna razón de cambio

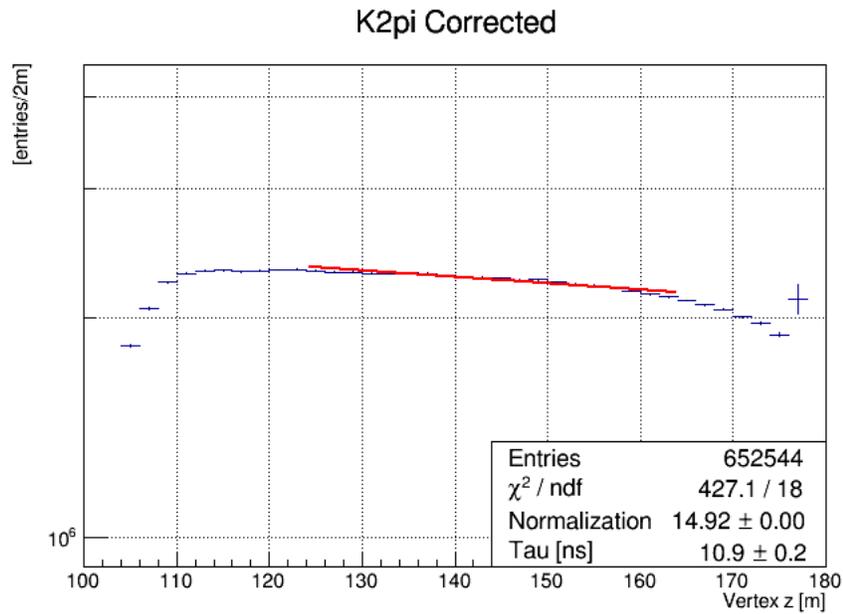


Figura 4.1: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 124 a 164 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

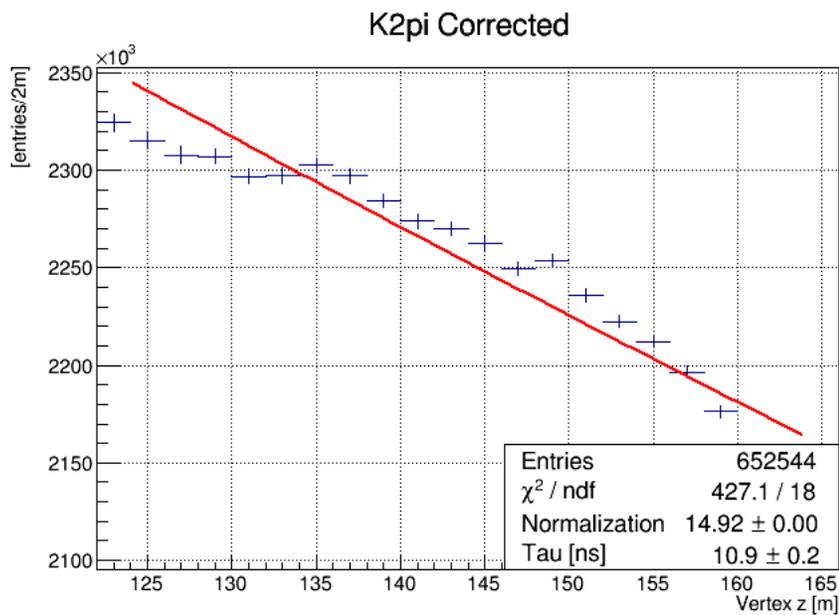


Figura 4.2: Acercamiento del ajuste de la función exponencial en la distribución del  $Z_{\text{vertex}}$  en el rango de 124 a 164 metros después del blanco del experimento.

en los valores del tiempo de vida que resultan.

Para realizar este estudio se cambio el rango de ajuste varias veces, esta variación se fue llevando acabo de forma que el rango se fuera acortando la distancia del ancho del bin tanto en su posición inicial como en su posición final, el ancho de bin de nuestro histograma que representa el vértice de decaimiento tiene un valor de 2 metros.

El rango principal en donde se encuentra esta distribución del vértice como se menciono anteriormente abarca desde 124 hasta los 164 metros, en este estudio se decidió dejar fijo la posición inicial del rango en 124 m para variar la posición final en intervalos de 2 metros desde los 164 hasta los 150 metros.

En cada uno de estos rangos se realizo el ajuste de la función exponencial obteniendo un valor del factor  $\frac{\chi^2}{ndf}$  al igual que del tiempo de vida con su error correspondiente, con estos valores se genero una gráfica de error la cual nos permite observar el comportamiento de los valores del tiempo medido conforme se va cambiando la posición final.

Una vez obtenido este gráfico variamos la posición inicial del rango 2 metros y se realiza de nuevo el mismo procedimiento mencionado hasta llegar a la posición ubicada en los 146 metros. A continuación se muestran algunos de los resultados obtenidos de este estudio.

#### 4.1.1. Resultados del ajuste de la exponencial comenzando en los 124 m.

El primer rango a analizar para este estudio es el que va desde nuestro punto de inicio en 124 metros hasta 162 metros.

Al realizar el ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento para este rango de distancia se obtuvo un valor de tiempo de vida de  $11,74 \pm 0,21$  ns que es menor al esperado pero más cercano que el anterior, podríamos esperar por el resultado obtenido que el ajuste fuera más acertado que el anterior debido a que el valor del tiempo de vida es muy cercano. Sin embargo como podemos ver en la figura 4.3 no se ajusta la función exponencial de manera correcta a la distribución de datos, este error en el ajuste se puede observar matemáticamente en el factor  $\frac{\chi^2}{ndf}$  ya que para este caso obtiene un valor de  $\frac{292,1}{17} = 17,18$ , debido a que este valor es mucho mayor a 1 podemos concluir que en este rango de distancias la distribución de datos no tiene una forma exponencial por lo tanto el valor del tiempo de vida es incorrecto.

El siguiente rango que se analizó comienza en 124 y termina en 160 metros, el ajuste para este rango se puede observar en la figura 4.4. En este ajuste se obtuvo un valor del tiempo de vida de  $12,78 \pm 0,27$  ns, si bien es mucho más cercano a los  $12,2379 \pm 0,0021$  ns que es el valor esperado pero ahora es mayor que los anteriores.

A pesar de que el valor del tiempo de vida es mayor por muy poco, el factor  $\frac{\chi^2}{ndf}$  tendría que tener un valor cercano o aproximado de uno, pero en este ajuste obtiene un valor de  $\frac{175,4}{16} = 10,9625$ . Por esta razón al igual que el caso pasado podemos decir que el ajuste es incorrecto ya que en este rango la distribución de los datos no tiene forma de una función exponencial.

Con estos tres gráficos explicados anteriormente podemos observar que conforme vamos variando el punto final del ajuste de forma que se vaya acortando el rango, la distribución o la parte de la distribución va teniendo una forma exponencial ya que el valor que obtiene  $\frac{\chi^2}{ndf}$  cada vez es menor hasta llegar a uno. Todos los valores obtenidos en estos ajustes como se describen en el cuadro 4.1.

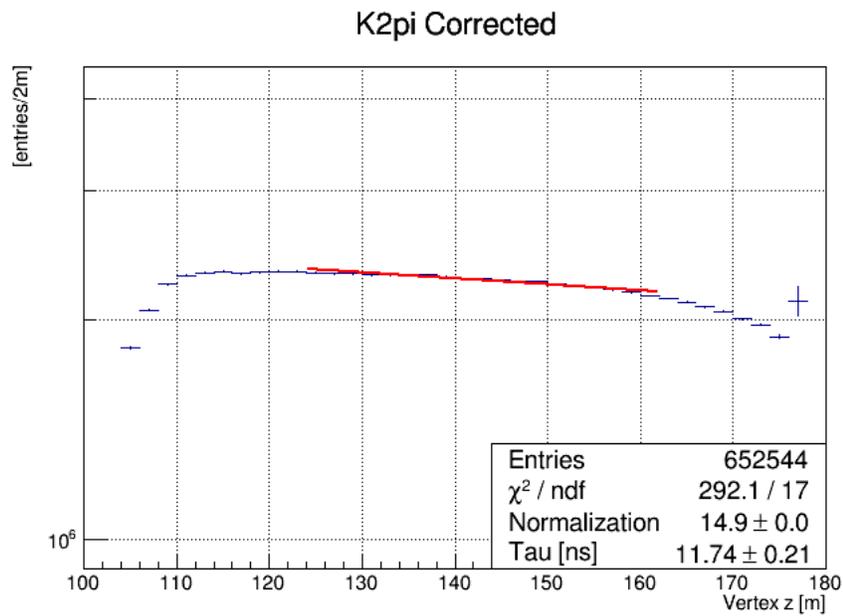


Figura 4.3: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 124 a 162 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

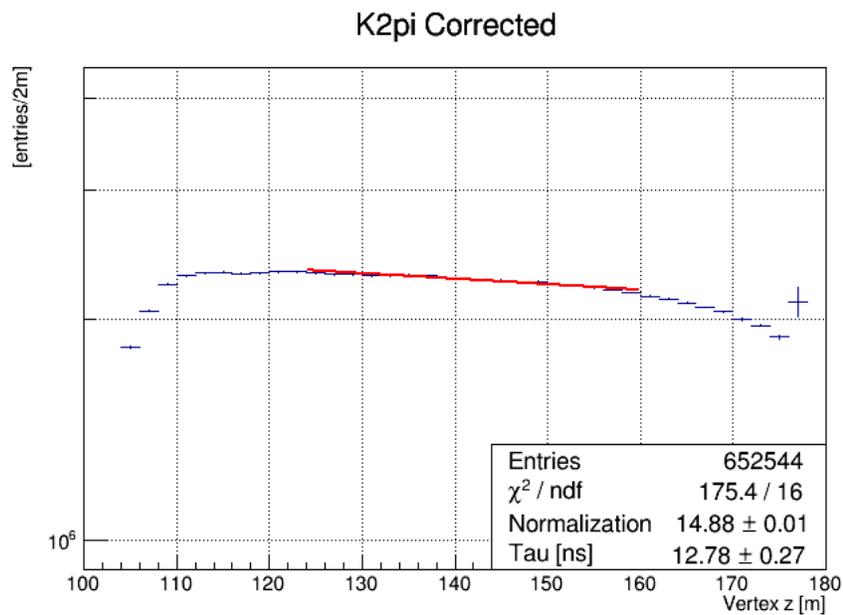


Figura 4.4: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 124 a 160 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

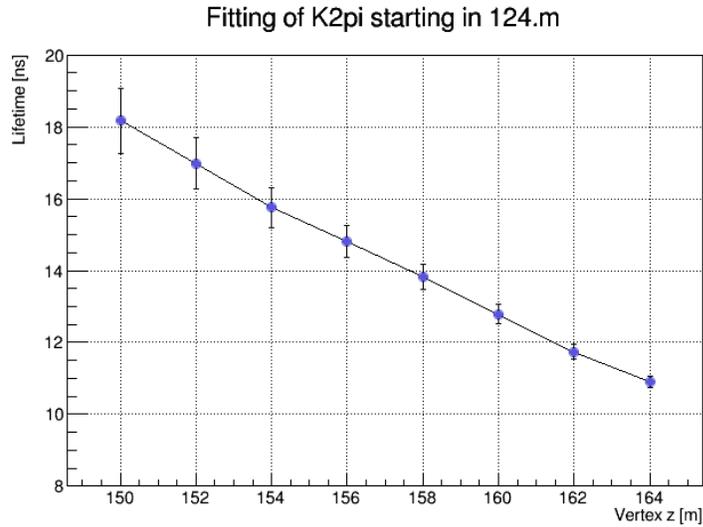


Figura 4.5: Gráfica de error comenzando el ajuste en 124m después del blanco T10 del experimento.

Rango de ajuste	Tiempo de vida [ns]	$\frac{\chi^2}{ndf}$
124 - 164 m	$10,9 \pm 0,2$	427,1/18
124 - 162 m	$11,74 \pm 0,21$	292,1/17
124 - 160 m	$12,78 \pm 0,27$	175,4/16
124 - 158 m	$13,83 \pm 0,35$	109,1/15
124 - 156 m	$14,81 \pm 0,44$	75,47/14
124 - 154 m	$15,75 \pm 0,55$	57,44/13
124 - 152 m	$16,98 \pm 0,71$	39,64/12
124 - 150 m	$18,17 \pm 0,91$	30,51/11

Cuadro 4.1: Resultados de las mediciones del tiempo de vida comenzando el ajuste en los 124 m.

Por otro lado podemos ver los valores obtenidos del tiempo de vida con respecto a la posición final del rango de ajuste en el gráfico de error representado en la figura 4.5. En este gráfico se muestra como en ninguno de los rangos estudiados se encuentra un valor correcto de esta propiedad y no se mantiene constante en ningún momento por lo que podemos concluir que conforme se va reduciendo el rango de ajuste el valor del tiempo va aumentando.

Una vez que se obtuvieron los resultados en cada uno de los rangos que iniciaban en los 124 m, lo siguiente que cambiamos fue la posición inicial. Para los ajustes presentados en la siguiente subsección los rangos de distancia comenzaran en los 130 metros después del blanco del experimento.

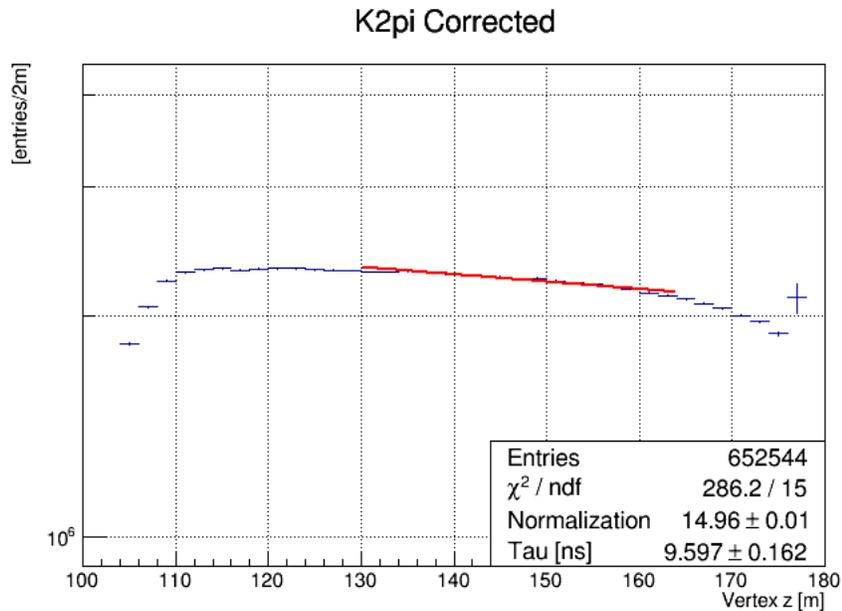


Figura 4.6: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 130 a 164 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

#### 4.1.2. Resultados del ajuste de la exponencial comenzando en los 130 metros.

El primer ajuste realizado para esta posición es el que tiene un rango que abarca la distancia entre los 130 y 164 metros (figura 4.6). En este ajuste obtenemos que  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$  tiene un valor de  $\frac{286,2}{15} = 19,08$ , como este valor es mucho mayor a uno nos indica que en este rango la distribución que representa la posición del vértice de decaimiento no tiene una forma de una función exponencial por lo que la función exponencial que nosotros ajustamos no pega en la distribución como se muestra en la figura 4.7.

Este desajuste nos indica que el tiempo de vida medido en esa región es incorrecto, en nuestro caso obtuvimos un valor de  $9,597 \pm 0,162$  ns que son tres unidades aproximadamente por debajo del valor de  $12,2379 \pm 0,0021$  ns que esperábamos obtener.

En los rangos anteriores se pudo notar como el tiempo de vida incrementaba conforme el rango se fuera reduciendo, por esta razón el siguiente rango el cual presentaremos abarca la distancia entre 130 y 158 metros.

Este ajuste se describe en la figura 4.8 en la cual podemos observar que se obtuvo un valor del tiempo de vida  $12,21 \pm 0,35$ , este valor si bien es correcto ya que es muy similar al reportado por el Particle Data Group. Sin embargo el valor de  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$  que es  $\frac{68,09}{12} = 5,6741$  sigue siendo mayor a uno, esto nos dice que la distribución de los datos empieza a tomar forma de una función exponencial pero aún no ajusta la función del tiempo de vida de forma precisa como se espera obtener (ver figura 4.9).

Al haber obtenido un valor correcto de tiempo de vida y analizando el comportamiento del factor  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$  cuando se va reduciendo el rango de ajuste podríamos esperar que si este rango se reduce por dos metros más este valor sea menor, es decir, que ahora en el rango de 130 a 156 metros obtengamos un valor de este factor más pequeño pero que el tiempo de vida se mantenga un poco constante.

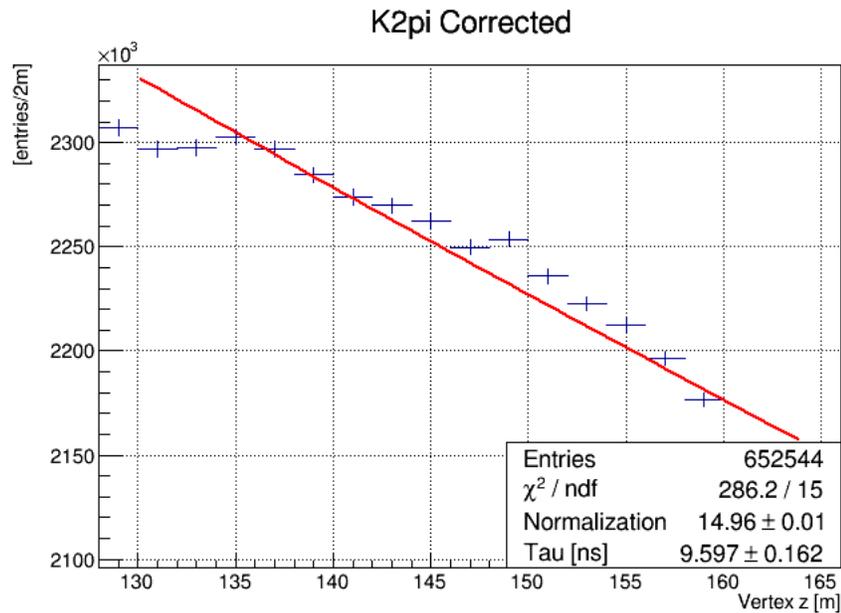


Figura 4.7: Acercamiento del ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 130 a 164 metros después del blanco de berilio T10.

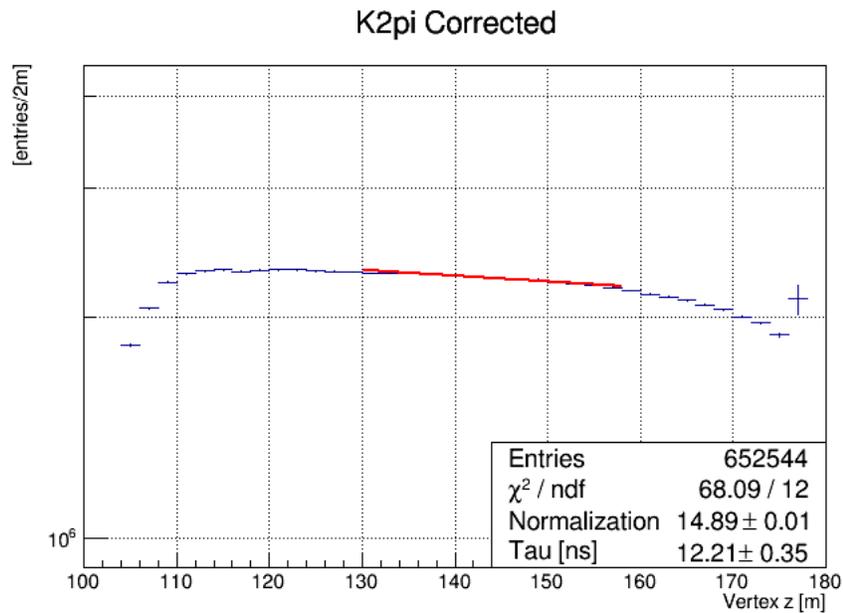


Figura 4.8: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 130 a 158 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

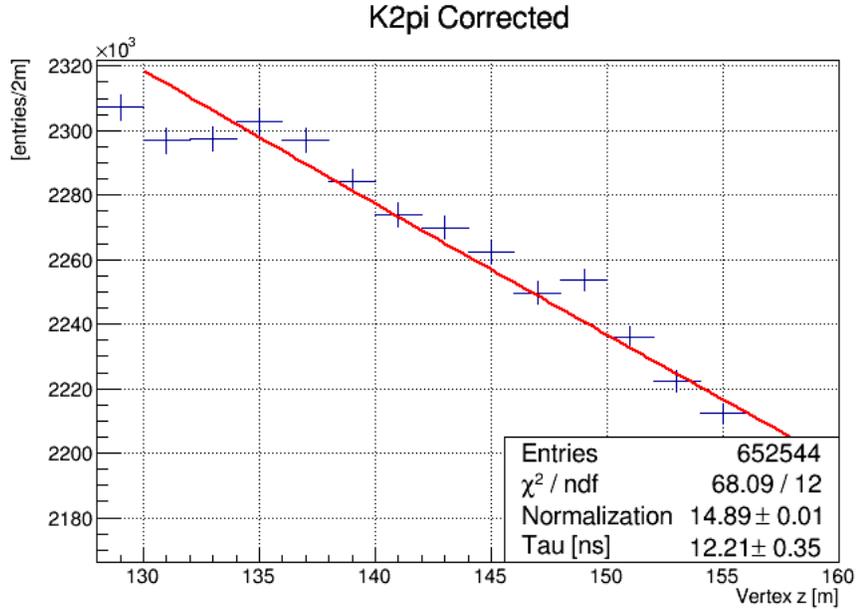


Figura 4.9: Acercamiento en el ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 130 a 158 metros después del blanco de berilio T10.

Pero al realizar este ajuste que se muestra en la figura 4.10, obtenemos que efectivamente el valor de  $\frac{\chi^2}{ndf}$  decrece a  $\frac{48,05}{11} = 4,36$  pero el valor del tiempo de vida incrementa a  $13,07 \pm 0,45$  ns siendo este resultado mayor al esperado por 0,41 ns.

Se podría seguir explicando los demás ajustes realizados en los rangos faltantes pero cumplen con el mismo comportamiento, mientras el rango se reduzca el valor del tiempo de vida será mayor pero  $\frac{\chi^2}{ndf}$  obtendrá un valor menor. Los resultados obtenidos en todos los ajustes realizados en estos rangos se encuentran en el cuadro 4.2.

Con estos datos creamos una gráfica de error que se muestra en la figura 4.11. Este gráfica representa el valor del tiempo de vida con su error en los diferentes rangos de distancia en donde se analizo y muestra de una forma gráfica el comportamiento de estos ajustes cuando el rango se va acortando.

Rango de ajuste	Tiempo de vida [ns]	$\frac{\chi^2}{ndf}$
130 - 164 m	$9,597 \pm 0,162$	286,2/15
130 - 162 m	$10,33 \pm 0,21$	193,6/14
130 - 160 m	$11,27 \pm 0,27$	111,9/13
130 - 158 m	$12,21 \pm 0,35$	68,09/12
130 - 156 m	$13,07 \pm 0,45$	48,05/11
130 - 154 m	$13,85 \pm 0,58$	38,57/10
130 - 152 m	$14,97 \pm 0,77$	28,29/09
130 - 150 m	$16,04 \pm 1,03$	23,57/08

Cuadro 4.2: Resultados de las mediciones del tiempo de vida comenzando el ajuste en los 130 m.

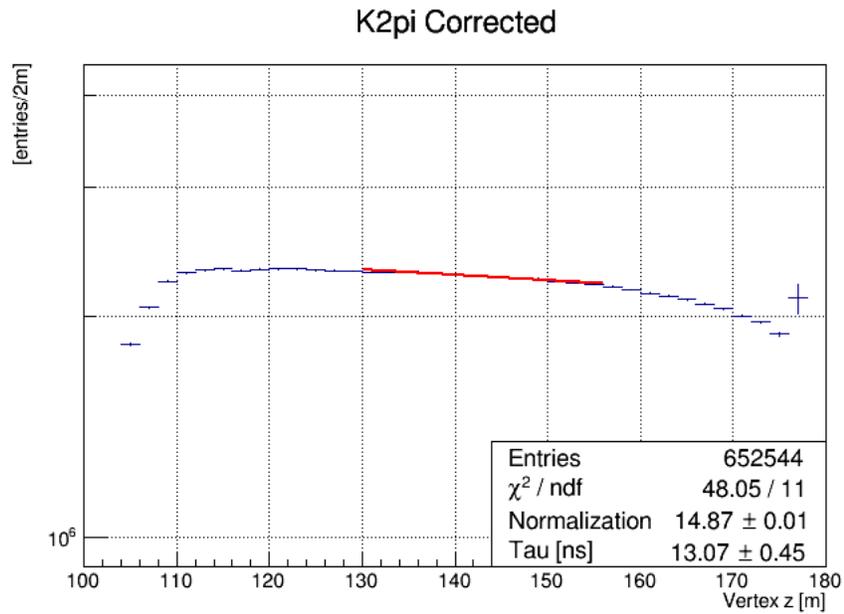


Figura 4.10: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 130 a 156 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

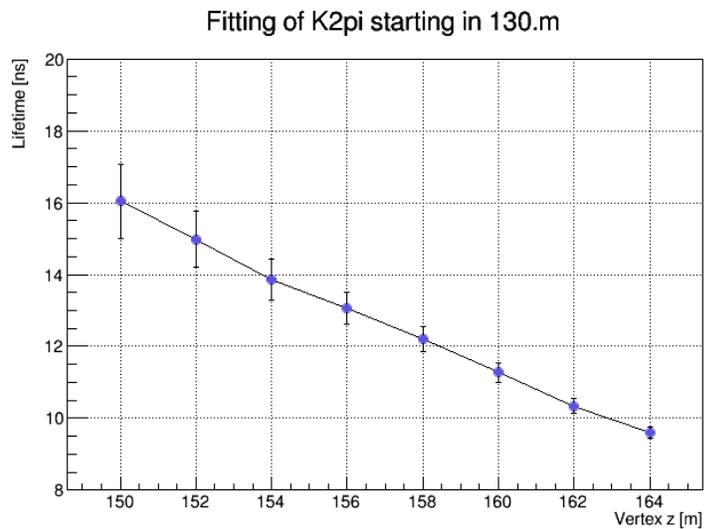


Figura 4.11: Gráfica de error comenzando el ajuste en 130m después del blanco T10 del experimento.

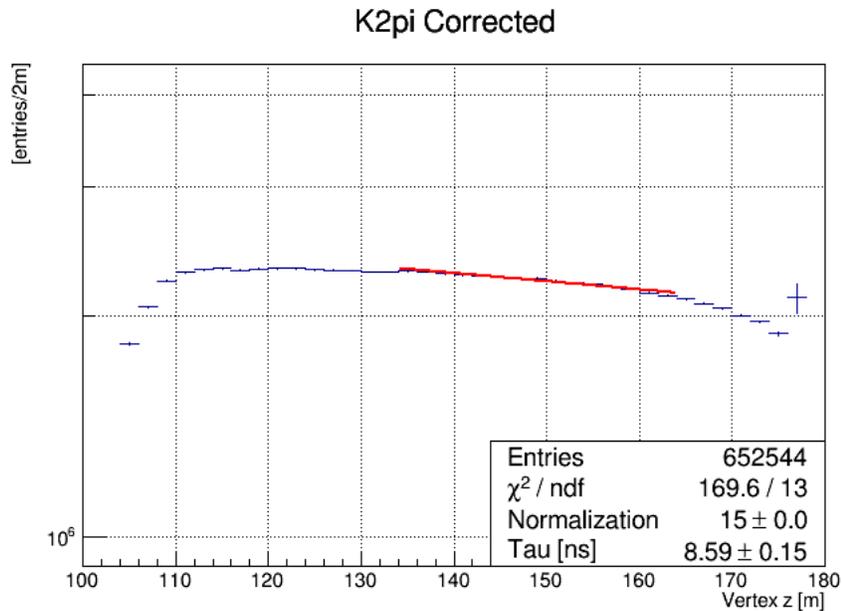


Figura 4.12: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 134 a 164 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

En la siguiente subsección se estudiarán los ajustes de la función exponencial en los rangos que tendrán como punto de inicio los 134 metros después del blanco del experimento.

#### 4.1.3. Resultados del ajuste de la exponencial comenzando en los 134 metros.

Como en las subsecciones anteriores, el primer rango que usaremos para realizar el ajuste es el que va desde los 134 metros hasta 164 metros como se muestra en la figura 4.12.

Observamos que el factor  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$  en este caso obtiene un valor de  $\frac{169,6}{13} = 13,0461$ , siendo menor a los resultados pasados pero sigue siendo mayor que 1 como para decir que el ajuste se llevo de forma correcta. En consecuencia de que hay un desajuste el valor de tiempo de vida obtenido en este ajuste que es de  $8,59 \pm 0,15$  ns es menor que el esperado por casi 4 unidades.

Comparando con los ajustes anteriormente expuestos, seguimos acortando el rango hasta llegar al que abarca la distancia entre los 134 hasta 154 metros.

Al realizar el ajuste de la función en la distribución del vértice (ver figura 4.13) percibimos que el ajuste se realizo de forma correcta, esto se puede ver matemáticamente en el factor  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$  que para este caso tiene un valor de  $\frac{13,01}{8} = 1,62625$  siendo muy cercano a uno.

Como se aprecia en la figura 4.14, la distribución que representa la posición del vértice de decaimiento en este rango tiene una forma de función exponencial que ajusta de manera casi perfecta la función exponencial que determina el tiempo de vida.

Mediante este ajuste casi perfecto notamos que el tiempo de vida en esta distancia es de  $11,85 \pm 0,55$  ns, en donde dentro de este rango se encuentra el tiempo de vida promedio reportado por el PDG de  $12,2379 \pm 0,0021$  ns.

Después de obtener los resultados del ajuste en este rango, necesitamos observar que pasa si acortamos otros 2 metros el rango esperando obtener un resultado igual de favorable o mejor al que obtuvimos en esta ultima medición. Por este motivo el siguiente rango que analizaremos va desde

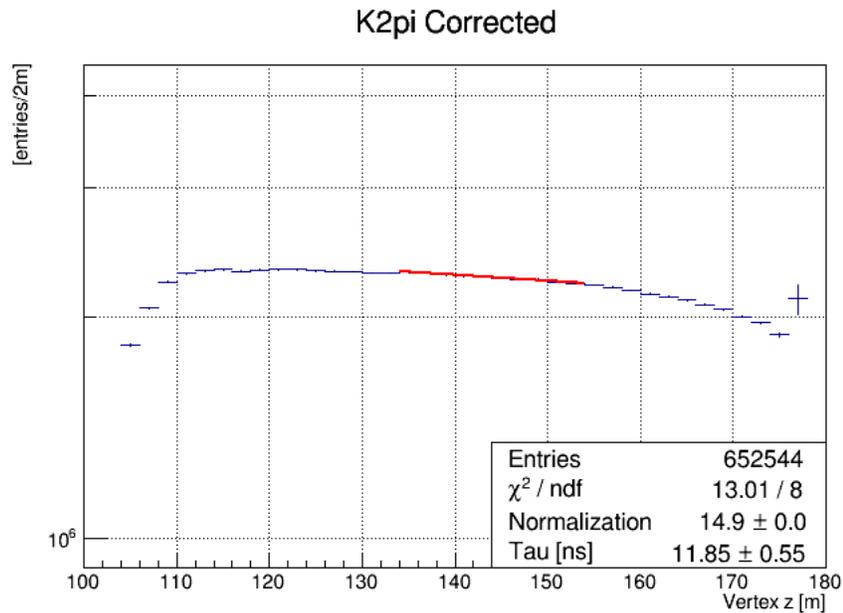


Figura 4.13: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 134 a 154 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

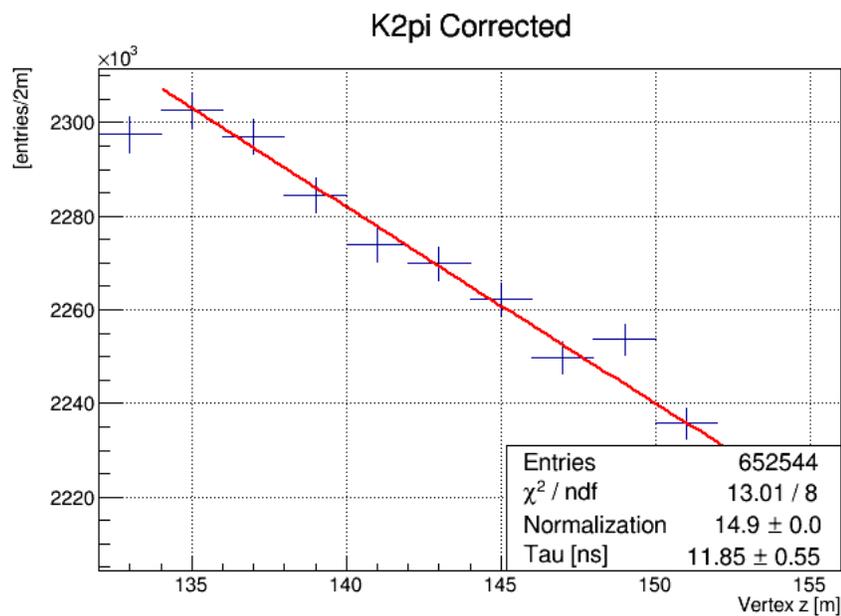


Figura 4.14: Acercamiento en el ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 134 a 154 metros después del blanco de berilio T10.

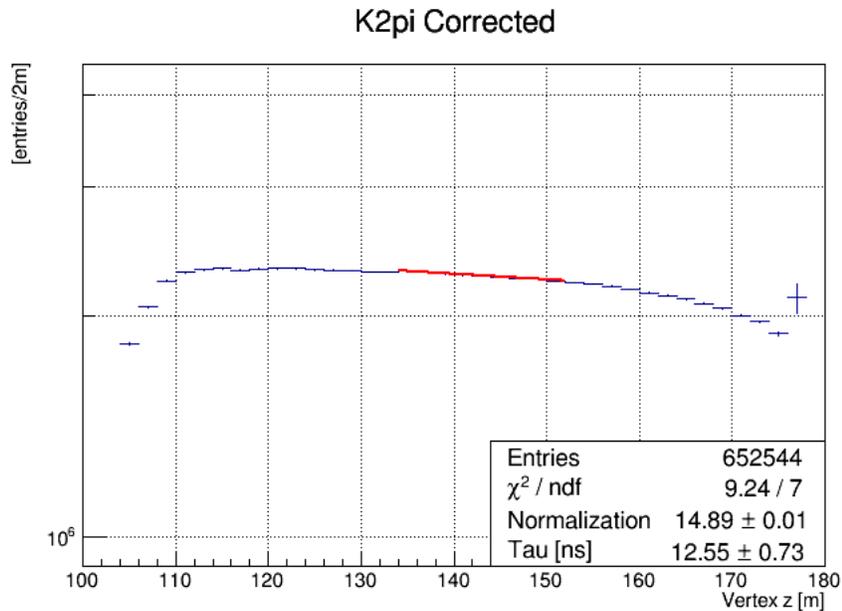


Figura 4.15: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 134 a 152 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

los 134 hasta los 152 metros.

En este ajuste (ver figura 4.15) el valor de  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$  es  $\frac{9,24}{7} = 1,32$  lo que nos indica que la distribución en esta distancia tiene una forma más similar a la función exponencial pero ahora recordemos que por ser el rango más corto la distribución tiene menos eventos.

En consecuencia de este ajuste el valor del tiempo de vida del kaón esperado sigue encontrándose en el resultado de esta medición ya que esta propiedad en este caso tiene un valor de  $12,55 \pm 0,73$  ns, sin embargo el tiempo de vida medido incremento su valor un poco comparado con el anterior pero sigue siendo favorable. Podemos inclusive analizar el rango siguiente de 134 a 150 metros, en este ajuste (ver figura 4.16) como resultado obtenemos que el valor del factor  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$  incremento muy poco a  $\frac{8,347}{6} = 1,3911$ , aunque sigue siendo aproximadamente 1, podemos decir que el ajuste se llevo acabo de una forma más precisa y correcta en el rango anterior ya que la distribución cumplía de una forma más aproximada la forma de una exponencial.

Por otro lado tenemos que el valor del tiempo de vida en este rango es de  $13,02 \pm 0,94$ , en este caso el valor esperado de  $12,2379 \pm 0,0021$  ns aún se encuentra dentro de este resultado, esto es debido a que el ajuste se realizo correctamente aunque tuvo un pequeño desajuste comparado con el anterior.

En el cuadro 4.3 se muestran los resultados de todas las mediciones realizadas con la posición inicial del rango fija en los 134 metros. Usando los resultados medidos del tiempo de vida obtuvimos la gráfica de error representada en la figura donde podemos como fue variando el valor del tiempo de vida del kaón conforme se iba acortando el rango de ajuste.

En comparación con las expuestas anteriormente esta gráfica esta más abajo, es decir que en este ajuste se obtuvieron valores del tiempo de vida menores provocando que la gráfica se moviera hacia abajo, en consecuencia de estos valores obtuvimos en la gráfica una parte casi constante al inicio por los ajustes expuestos anteriormente.

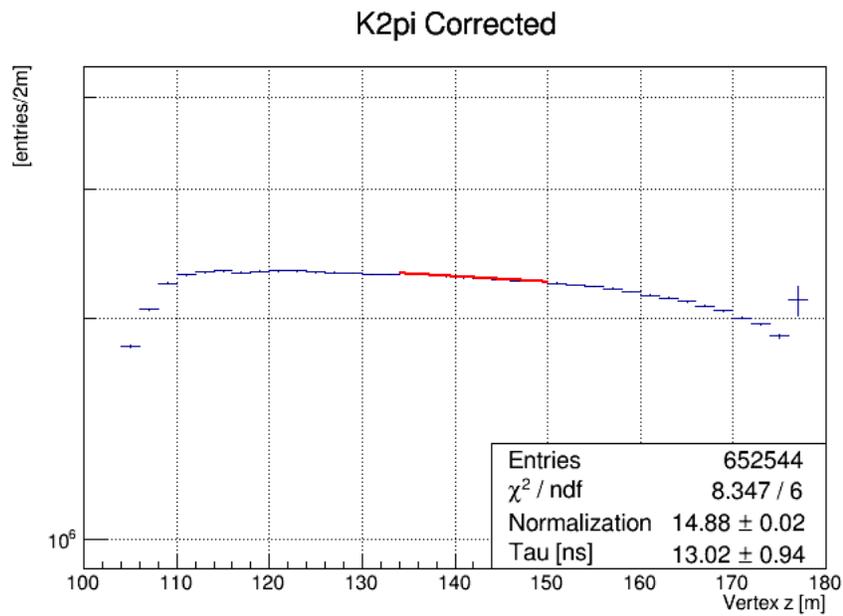


Figura 4.16: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 134 a 150 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

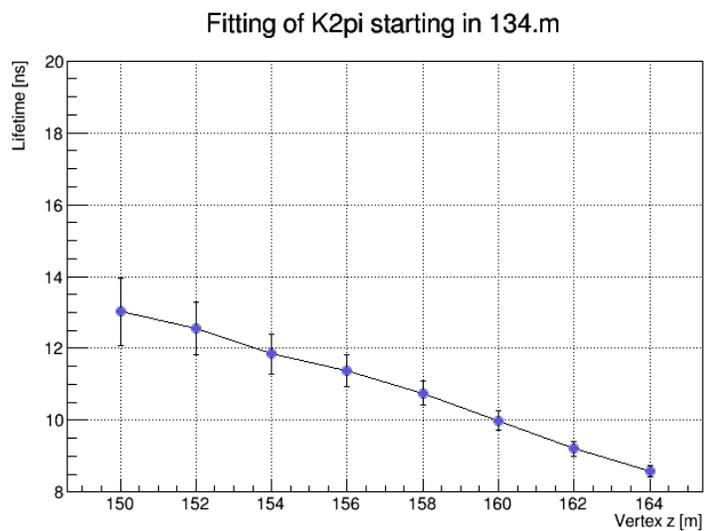


Figura 4.17: Gráfica de error comenzando el ajuste en 134m después del blanco T10 del experimento.

Rango de ajuste	Tiempo de vida [ns]	$\frac{\chi^2}{ndf}$
134 - 164 m	$8,59 \pm 0,15$	169,6/13
134 - 162 m	$9,203 \pm 0,197$	107,7/12
134 - 160 m	$9,993 \pm 0,259$	52,54/11
134 - 158 m	$10,75 \pm 0,34$	25,91/10
134 - 156 m	$11,37 \pm 0,44$	16,17/9
134 - 154 m	$11,85 \pm 0,55$	13,01/8
134 - 152 m	$12,55 \pm 0,73$	9,24/7
134 - 150 m	$13,02 \pm 0,94$	13,02/6

Cuadro 4.3: Resultados del ajuste en el rango con posición inicial fija 134 metros después del blanco de berilio.

#### 4.1.4. Resultados obtenidos en los otros grupos de rangos.

Este mismo procedimiento se llevo acabo en todos los grupos de rangos y se obtuvo de cada grupo su gráfica de error donde vemos reflejado el comportamiento del valor de tiempo de vida obtenido en cada uno de los rangos en los cuales se ajusto su función.

En la figura 4.18 se muestra como va cambiando el valor del tiempo de vida y su error conforme se va reduciendo el rango de ajuste.

Podemos ver que solo hay dos valores cercanos a los 12 ns, el que se encuentra en los 152 metros y el de 154 m, sin embargo tienen un error muy grande comparado con los últimos valores de la gráfica lo que nos hace dudar de su fiabilidad ya que la distancia de ajuste es menor. Por otra parte se puede observar como el gráfico cambia su comportamiento al llegar a estos valores (si lo analizamos desde los 164 metros a los 150) debido al aumento del valor obtenido del tiempo de vida.

En comparación con el gráfico obtenido en el ajuste de los 134 metros (figura 4.17), vemos como los últimos puntos que equivalen a los tiempos medidos por el ajuste en 164 metros a 158 m obtienen un valor menor provocando que la gráfica baje y cambie de forma al llegar al punto de 156 metros, al mismo tiempo a partir de este punto también podemos ver como el valor del tiempo de vida crece y no se mantiene constante como se ve en la gráfica de los rangos de 134 metros.

Esta gráfica sigue cambiando de forma tal es el caso de la figura 4.19 que representa los resultados obtenidos cuando iniciamos los ajustes en 142 metros. Se observa como el valor del tiempo de vida resultante del ajuste en los 164 m es menor a los 8 ns y por esta razón no aparece en el gráfico. A la par podemos ver como ahora los valores correspondientes a los ajustes realizados en 150 y 154 metros son los que podrían incluir el valor del tiempo de vida esperado sin embargo su error es muy grande, esto se debe a que el rango incluye una distancia de ajuste muy pequeña comparada con los demás provocando que a la hora de ajustar la función exponencial en la distribución del vértice se tomen en cuenta menos eventos.

Por ultimo tenemos la gráfica de error del ajuste que comienza en los 146 metros. Como se puede observar en la figura 4.20, el gráfico es completamente diferente a los presentados anteriormente ya que aquí solo aparecen cuatro puntos ya que el valor de los demás puntos están por debajo de los 8 ns. Asimismo notamos como el valor correspondiente a los 152 metros tiene un error muy grande que ni se alcanza a percibir completamente en el gráfico. Resumiendo podemos decir que

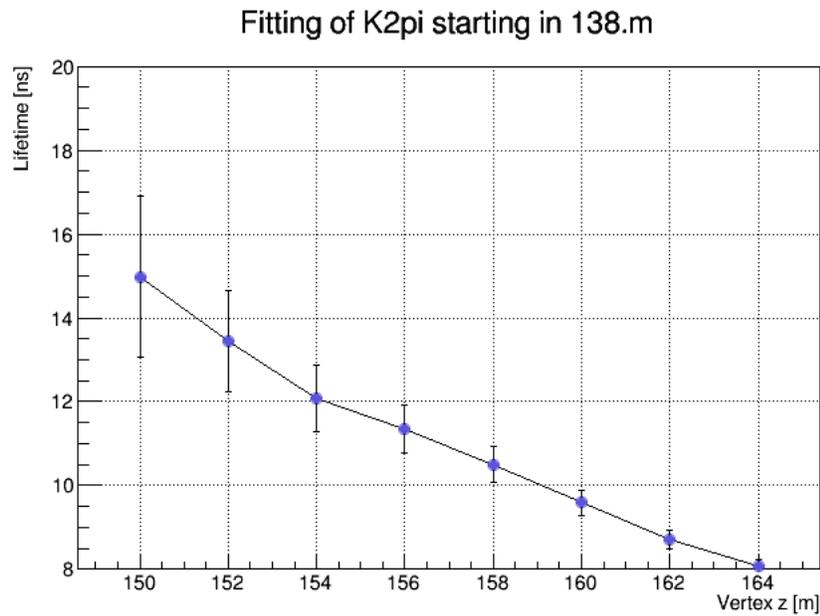


Figura 4.18: Gráfica de error comenzando el ajuste en 138 m después del blanco T10 del experimento.

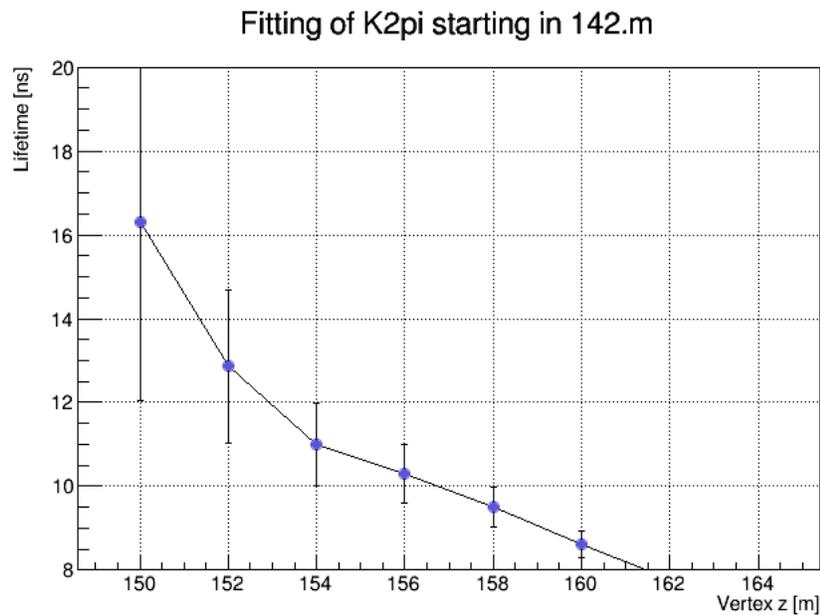


Figura 4.19: Gráfica de error comenzando el ajuste en 142 m después del blanco T10 del experimento.

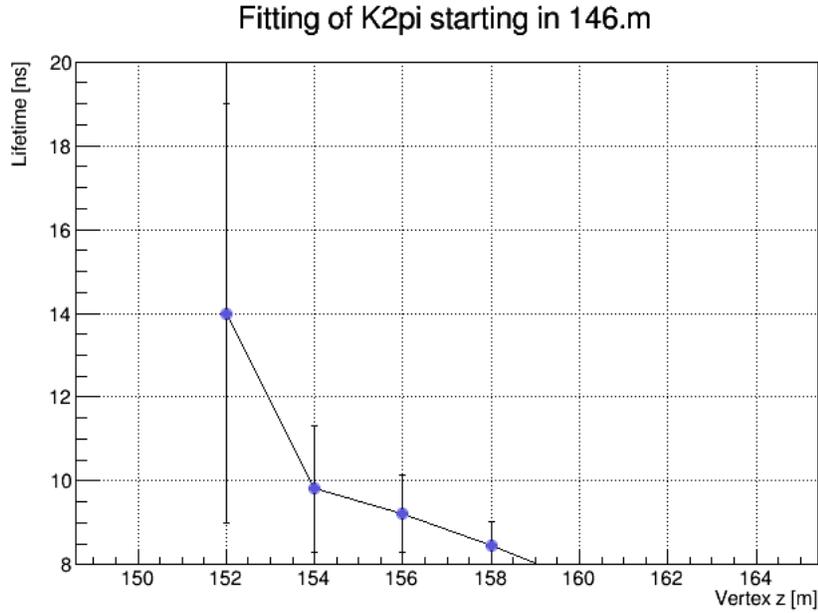


Figura 4.20: Gráfica de error comenzando el ajuste en 146 m después del blanco T10 del experimento.

para este modo de decaimiento del kaón no se obtuvo un resultado del tiempo de vida favorable o como se esperaba en el rango principal y esto nos llevo a analizar y estudiar el comportamiento de este valor en diferentes rangos.

Aún cuando en algunos rangos logramos tener un resultado favorable no encontramos alguna razón con la que se pueda explicar el comportamiento de los eventos o bien el uso de ese o esos rangos para medir esta propiedad del kaón.

En la siguiente sección presentarán los resultados obtenidos para el modo de decaimiento del kaón:



## 4.2. Resultados de la medición del tiempo de vida para el modo de decaimiento $K^+ \longrightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ .

En este modo de decaimiento la función de ajuste del tiempo de de vida es la misma que se empleo en el modo de decaimiento  $K_{2\pi}$  :

$$N(z) = N_0 \cdot e^{-\frac{z}{\left(\frac{p}{m}\right) * c\tau}} \quad (4.3)$$

Donde los parámetros de la masa (m) y el momento (p) de la partícula están dados por el promedio de las distribuciones representadas en la figura 3.14. Esta función ajusta en la distribución que describe la posición del vértice de decaimiento del  $K^+$  en la coordenada longitudinal Z (*Zvertex*). Este ajuste se realiza en un rango de distancia, si bien en la sección 3.2.1 se menciona que el vértice de decaimiento se encuentra en un rango que abarca desde los 104 hasta los 180 metros. Podríamos tomar este rango y realizar el ajuste para obtener el tiempo de vida, sin embargo como se observa en la figura 3.13 la cual representa la corrección de la distribución del vértice, a partir

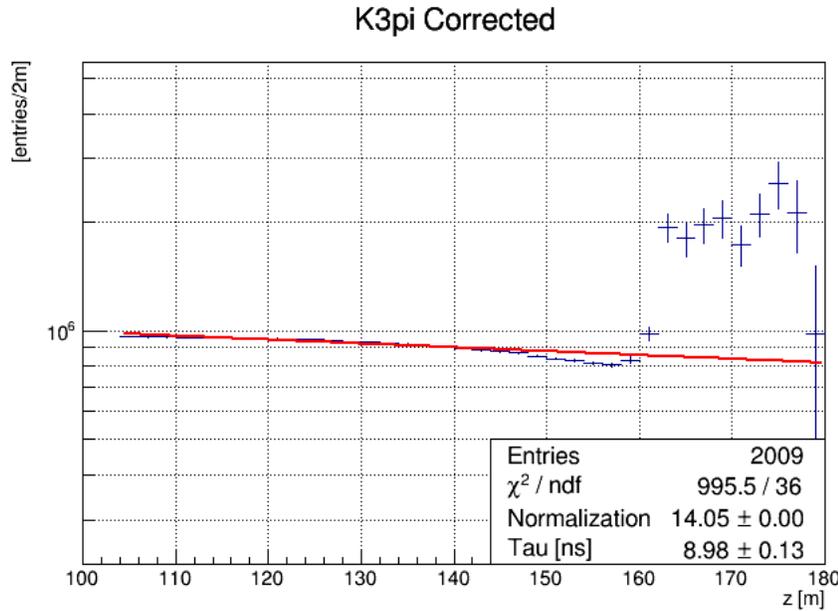


Figura 4.21: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 104 a 180 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

de los 160 metros la estadística es más baja y con un error mayor lo que nos produce un error mucho mayor en nuestra medición (ver figura 4.21). Como en el caso anterior, los rangos que se usan son arbitrarios y podemos esperar que conforme se vayan cambiando estos rangos obtengamos resultados diferentes.

Por esta razón decidimos realizar el ajuste en un rango que abarca la distancia de 104 a 160 metros el cual esta representado en la figura 4.22. Recordando lo expuesto en la sección anterior, para considerar que el ajuste se llevo acabo correctamente tenemos que obtener un valor en el factor  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$  un valor aproximado de uno, este valor nos indica que la distribución del vértice tiene o cumple con una forma exponencial en el rango de ajuste en cambio, si este valor es mayor a la unidad nos indica que la función exponencial no se ajusto de manera correcta a la distribución del vértice.

Para este ajuste el factor  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$  toma un valor de  $\frac{801,26}{26} = 30,8177$ , al ser mayor a uno nos indica que existe un desajuste entre la función exponencial y la distribución del vértice provocando que el tiempo de vida medido en este rango tenga un valor de  $8,942 \pm 0,128$  ns siendo menor que el valor esperado de  $12,2379 \pm 0,0021$  ns.

Al no haber obtenido los resultados obtenidos en estos ajustes, procedemos a realizar un estudio como el que se realizo para el modo de decaimiento anterior, el cual consiste en ir acortando los rangos de ajuste para encontrar alguna región en donde la distribución del vértice siga la forma de la función exponencial y el ajuste se realice correctamente. Para este modo de decaimiento la posición inicial del rango va a variar de los 104 metros hasta los 118 m y la posición final abarcará la distancia de 160 - 130 metros.

En la siguiente subsección se expondrán varios resultados obtenidos luego de analizar los ajustes en un rango donde la posición inicial esta fija en los 104 m y la posición final varia desde los 160 metros en cortes de 2 m hasta llegar a 130 m.

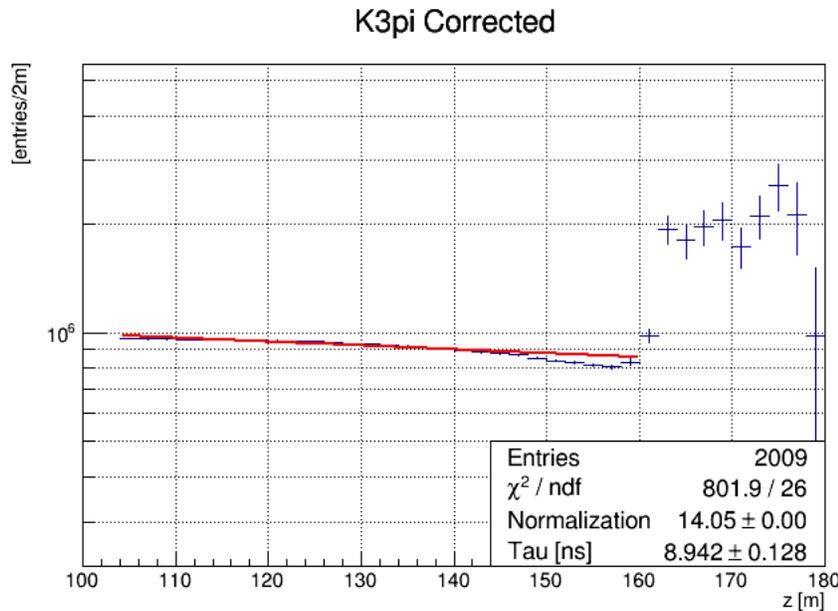


Figura 4.22: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 104 a 160 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

#### 4.2.1. Resultados del ajuste de la exponencial comenzando en los 104 m.

El primer rango que analizaremos se llevo acabo en el rango de 104 - 154 metros que se observa en la figura ???. En este ajuste  $\frac{\chi^2}{ndf}$  tiene un valor de  $\frac{608,5}{22} = 27,6591$  lo que nos indica que la función exponencial no ajustó de forma correcta la distribución de los datos. Como consecuencia de este desajuste ocurrido se obtiene un tiempo de vida con un valor muy pequeño de  $9,481 \pm 0,150$  ns. Por otro lado podemos observar que el valor del tiempo de vida incremento y el valor de  $\frac{\chi^2}{ndf}$  disminuyo un poco en este rango a comparación con el otro rango, por lo que podemos esperar que tengan un comportamiento parecido al otro modo de decaimiento donde más corto sea el rango de ajuste más pequeño será el valor de  $\frac{\chi^2}{ndf}$  y el tiempo de vida tendrá un valor más cerca del esperado.

El rango de ajuste se fue acortando y en cada corte se realizó el ajuste y se obtuvieron las mediciones correspondientes (ver cuadro 4.4) , por lo que el siguiente ajuste que analizaremos es el que abarca la distancia de 104 a 142 metros.

Este ajuste se muestra en la figura 4.24 en la cual podemos observar que el tiempo de vida toma un valor de  $12,1 \pm 0,3$  ns en el cual se encuentra el valor que se deseaba obtener de  $12,2379 \pm 0,0021$  ns.

Sin embargo aunque este valor sea correcto podemos observar que existe un desajuste ya que  $\frac{\chi^2}{ndf}$  tiene un valor de  $\frac{199,9}{17} = 11,7588$ . Aunque este valor es menor a los que habíamos obtenido antes, aún no es un valor cercano a uno, este desajuste se puede observar en la figura 4.25.

Ya que en este rango encontramos un valor del tiempo de vida favorable pero con un error en el ajuste, acortaremos el rango un poco más de forma que abarque la distancia desde los 104 metros y 134 metros para observar como se comportan estos valores.

Al realizar el ajuste en este rango (ver figura 4.26) obtenemos que el tiempo de vida incremento

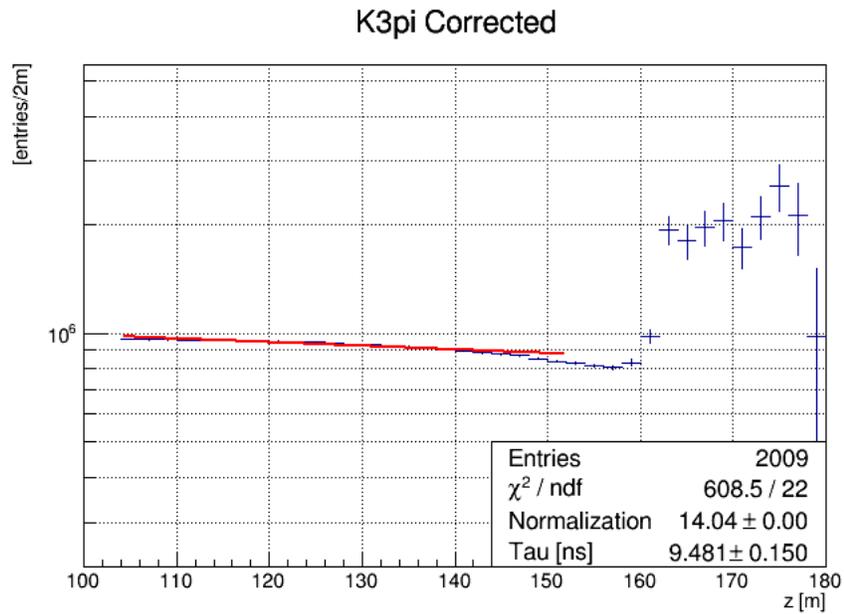


Figura 4.23: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 104 a 152 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

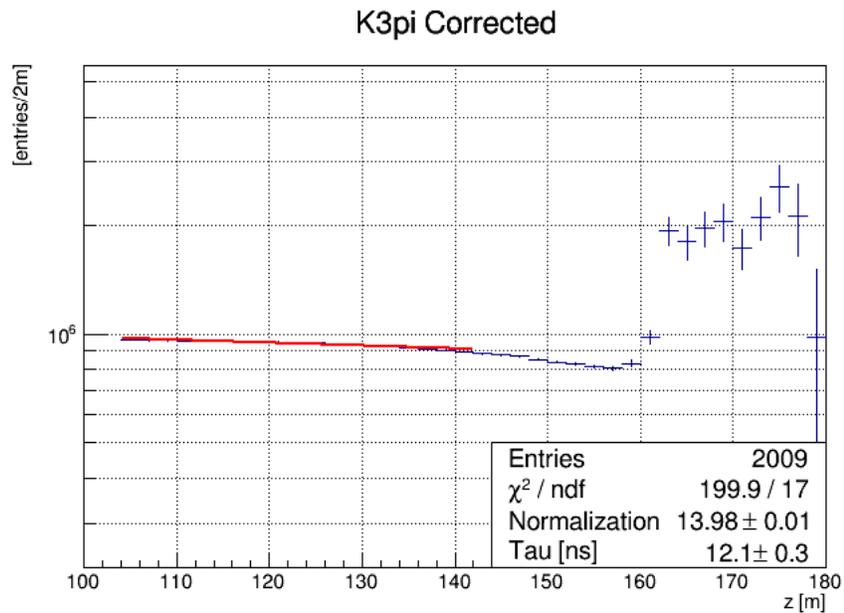


Figura 4.24: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 104 a 142 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

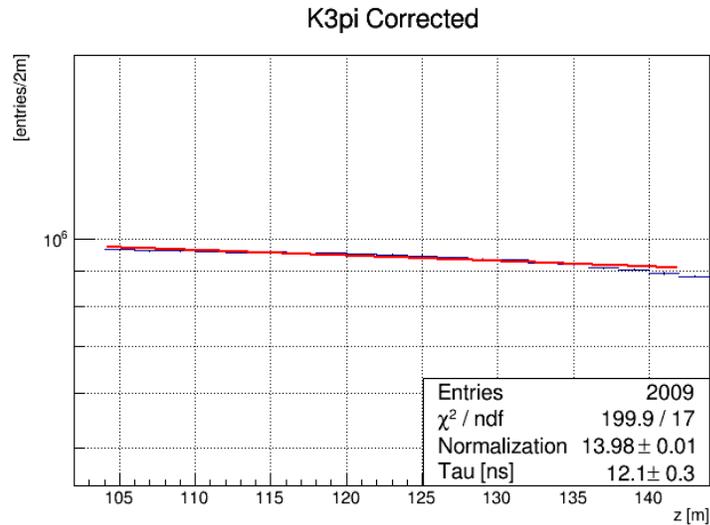


Figura 4.25: Acercamiento del ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento (Zvertex) en un rango de distancia de 104 a 142 metros después del blanco de berilio T10.

su valor a  $16,22 \pm 0,72$  ns. Sin embargo el valor de  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$  disminuyo a  $\frac{47,20}{13} = 3,6315$  lo que nos indica que la distribución del vértice en estos 30 metros tiene una forma similar a la de una función exponencial por lo que el ajuste se realizo de una manera más eficiente que los anteriores pero con un poco de error.

Usando los resultados obtenidos en este grupo de rangos que se describen en el cuadro 4.4, se creo una gráfica de error que se muestra en la figura 4.27 para observar el comportamiento de los resultados conforme se reducía el rango. En esta gráfica se representan los valores obtenidos del tiempo de vida con su error correspondiente en los diferentes rangos donde se realizaron los ajustes.

#### 4.2.2. Resultados obtenidos por el ajuste de la función en el rango de 110 m.

Para el siguiente ajuste tomamos en cuenta los rangos cuyo punto de origen serán los 110 metros después del blanco del experimento. EL primer rango en el cuál medimos el tiempo de vida es el que abarca de los 110 - 160 metros (ver la figura 4.28). En este ajuste obtuvimos un valor de tiempo de  $7,609 \pm 0,116$  ns muy por debajo de los 12 ns.

Podemos observar que la función exponencial del tiempo de vida no ajusta la distribución de los datos corregidos, este desajuste matemáticamente se puede notar en el factor  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$  ya que tiene un valor de  $\frac{535,4}{23} = 23,2782$ . Debido a este desajuste y del valor del tiempo de vida medido procedemos a reducir este rango de ajuste. De esta forma el siguiente rango que analizaremos es el que corresponde a la distancia de 110 hasta 146 m.

En este ajuste que se muestra en la figura 4.29 el tiempo de vida tiene un valor de  $9,143 \pm 0,199$  ns, este valor sigue estando por debajo del esperado, la función en este rango sigue desajustando la distribución de los datos ya que debido obtenemos un valor de  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$  de  $\frac{212,7}{16} = 13,2937$ .

Si bien este valor sigue siendo mucho mayor que uno pero es menor que el obtenido en el rango anterior por lo que podemos esperar que conforme se vaya reduciendo el rango de ajuste este valor

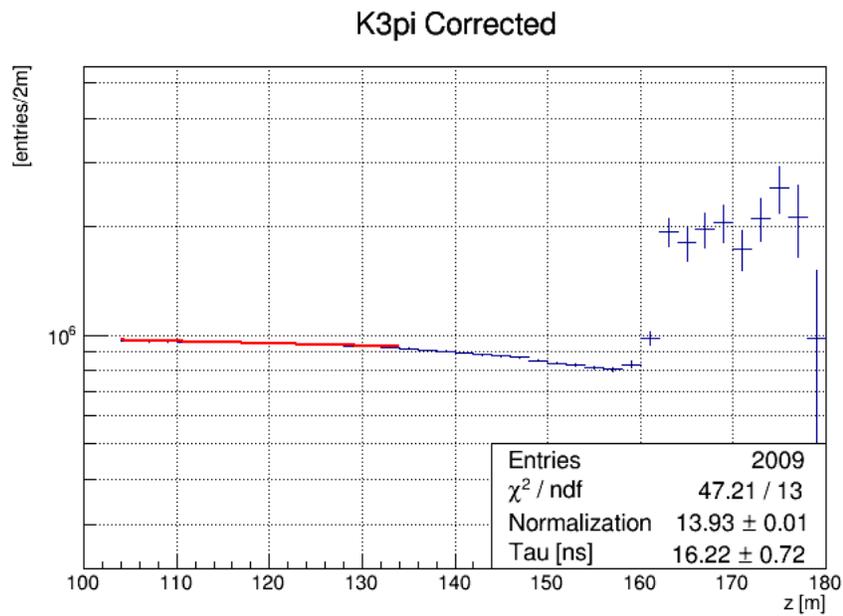


Figura 4.26: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 104 a 134 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

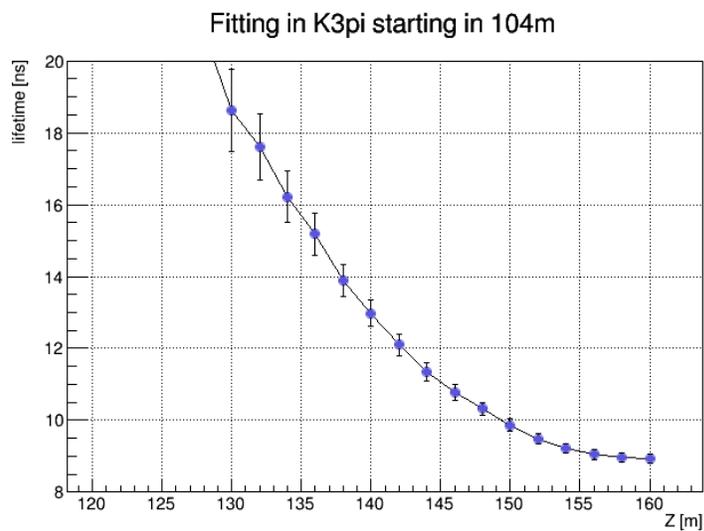


Figura 4.27: Gráfica de error comenzando el ajuste en 104 m después del blanco T10 del experimento.

Rango de ajuste	Tiempo de vida [ns]	$\frac{\chi^2}{ndf}$
104 - 160 m	$8,942 \pm 0,128$	801,9/26
104 - 158 m	$8,956 \pm 0,126$	799,1/25
104 - 156 m	$9,046 \pm 0,132$	761,3/24
104 - 154 m	$9,22 \pm 0,14$	693,8/23
104 - 152 m	$9,481 \pm 0,150$	608,5/22
104 - 150 m	$9,863 \pm 0,167$	497,7/21
104 - 148 m	$10,31 \pm 0,19$	400,2/20
104 - 146 m	$10,78 \pm 0,21$	334,8/19
104 - 144 m	$11,35 \pm 0,25$	268,7/18
104 - 142 m	$12,1 \pm 0,3$	199,9/17
104 - 140 m	$12,98 \pm 0,37$	142,2/16
104 - 138 m	$13,89 \pm 0,45$	105,2/15
104 - 136 m	$15,18 \pm 0,58$	62,93/14
104 - 134 m	$16,22 \pm 0,72$	47,21/13
104 - 132 m	$17,61 \pm 0,93$	31,32/12
104 - 130 m	$18,63 \pm 1,15$	26,49/11

Cuadro 4.4: Resultados de las mediciones del tiempo de vida comenzando el ajuste en los 104 m.

vaya disminuyendo y que a la par podamos encontrar un valor del tiempo de vida más cercano al esperado.

Para continuar con este estudio ajustamos la función exponencial en un rango de 110 - 138 m (ver figura 4.30). En este rango el valor obtenido del tiempo de vida del kaón es  $11,75 \pm 0,44$  ns, si sumamos el error de 0.44 al valor de 11.75 tenemos que el valor máximo que podemos medir del tiempo de vida en este rango es de 12.19 ns, es un valor muy cercano al esperado de  $12,2379 \pm 0,0021$  ns.

Sin embargo podemos notar que el valor de  $\frac{\chi^2}{ndf}$  sigue siendo mayor a uno y como consecuencia de esto la función exponencial no ajusta correctamente la distribución del vértice como se observa en la figura 4.31.

Por otro lado como obtuvimos un valor muy próximo del tiempo de vida nuestro siguiente paso es acortar el rango 2 metros más, es decir ahora nos toca analizar el rango que va de 110 hasta 136 metros. Esto con la finalidad de esperar obtener un valor similar del tiempo de vida pero con un valor más chico de  $\frac{\chi^2}{ndf}$ .

Al realizar el análisis en este rango de distancia (ver figura 4.32) obtenemos que el valor del tiempo de vida incrementa a  $12,91 \pm 0,58$  ns, siendo este valor mayor al esperado por muy poco, sin embargo el factor  $\frac{\chi^2}{ndf}$  tiene un valor de  $\frac{39,43}{11} = 3,5845$  siendo un número más cercano a la unidad. Esto nos dice que en este rango en comparación con los anteriores de este grupo, la distribución del vértice tiene una forma más parecida a una función exponencial por lo que el ajuste se realiza de una manera más correcta, sin embargo todavía existe un desajuste en alguna parte de la distribución. Podemos ver que en estos ajustes se cumple el mismo comportamiento de los datos del modo de decaimiento anterior, mientras más corto sea el rango de ajuste, el tiempo de vida es mayor al igual que su error, sin embargo el ajuste de la función será más preciso obteniendo cada

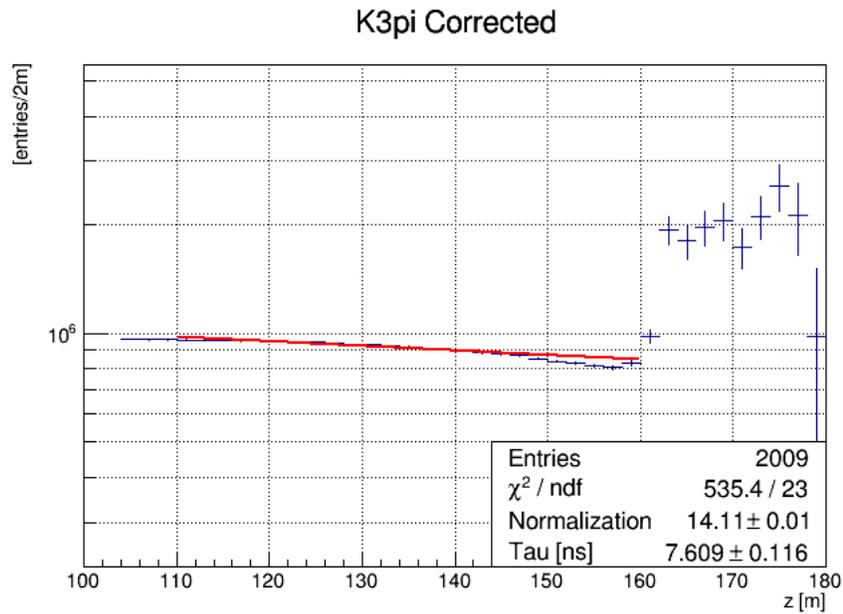


Figura 4.28: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 110 a 160 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

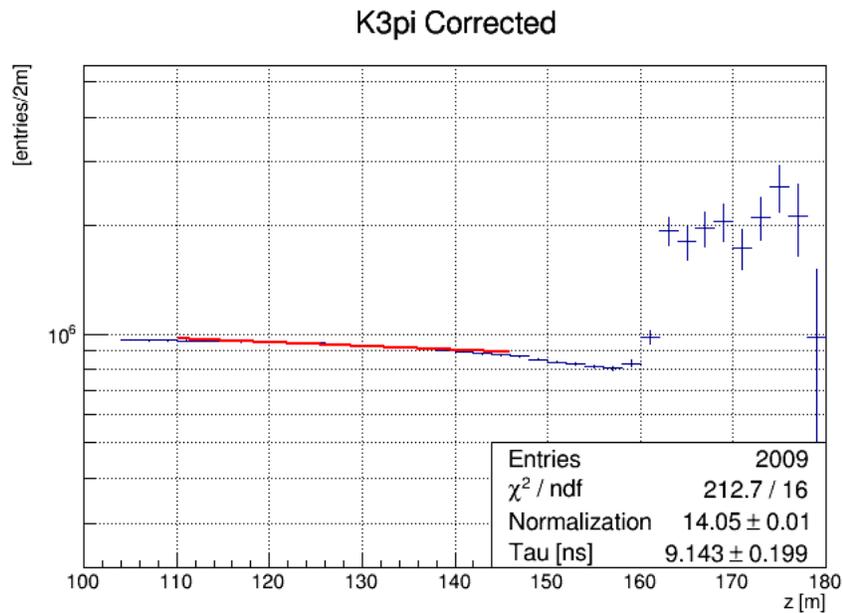


Figura 4.29: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 110 a 146 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

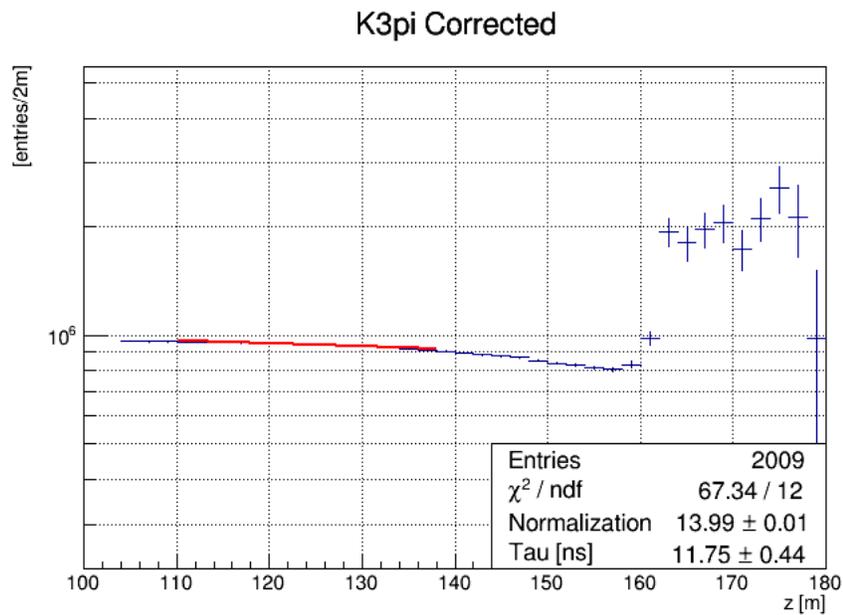


Figura 4.30: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 110 a 138 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

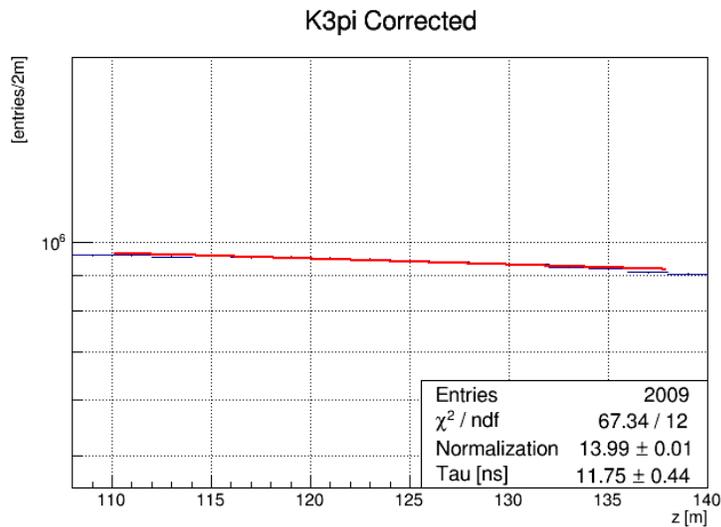


Figura 4.31: Acercamiento del ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 110 a 138 metros después del blanco de berilio T10.

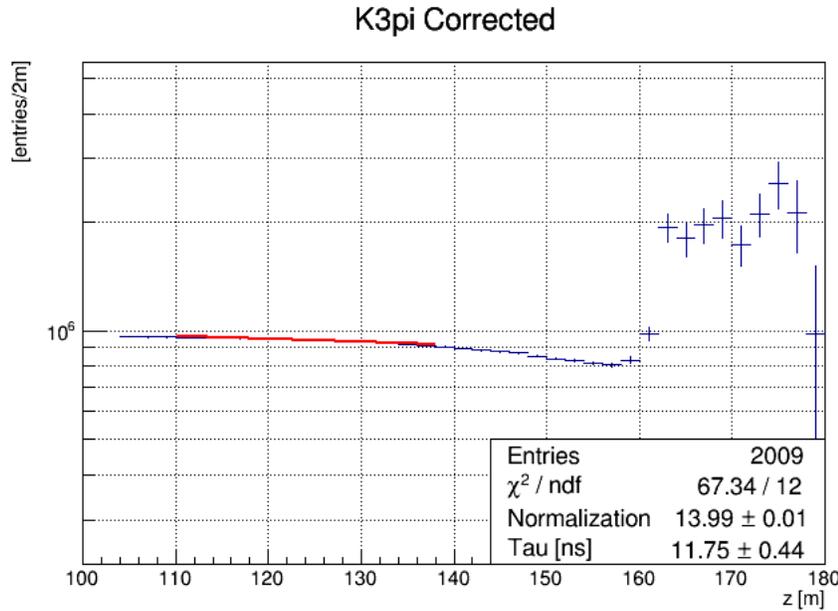


Figura 4.32: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 110 a 138 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

vez un valor menor del factor  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$ .

En esta subsección se llevo acabo el ajuste de la función en diferentes rangos que abarcan desde el 110 - 160 m hasta llegar al rango de 110 - 130 m, estos resultados descritos en el cuadro 4.5. Usando estos resultados obtenidos del tiempo de vida en este grupo de rangos se generó una gráfica de error donde se observa el comportamiento de estos valores en cada uno de los rangos estudiados.

En vista de que con estos rangos no obtuvimos un resultado favorable el siguiente grupo de rangos del cual presentaremos los resultados son los que inician a 114 metros después del blanco de berilio del experimento.

### 4.2.3. Resultados obtenidos de iniciar el ajuste en los 114 m.

El primer ajuste que se estudio es el que se realizo en el rango de 114 - 160 metros como se muestra en la figura 4.34. En este ajuste obtuvimos un valor de  $6,718 \pm 0,107$  ns, este valor es aproximadamente la mitad del valor esperado de  $12,2379 \pm 0,0021$  ns y siendo menor en comparación con los valores obtenidos de esta propiedad en los otros grupos de rangos.

Sin embargo esto se debe a que la función exponencial no ajusto la distribución de datos, este desajuste se observa matemáticamente en el valor que obtiene  $\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$  puesto que en este ajuste obtiene un valor mayor de uno de  $\frac{346}{21} = 16,4762$ .

Puesto que obtenemos un valor en ambos casos muy lejano a los que se esperaban encontrar se siguió acortando el rango en distancia de dos metros hasta encontrar un rango en donde la distribución del vértice de decaimiento tenga una forma exponencial para que la función del tiempo de vida se pueda ajustar de una mejor forma.

Por esta razón el siguiente rango el cual explicaremos es el que va desde los 114 hasta 134 metros (ver figura 4.35).

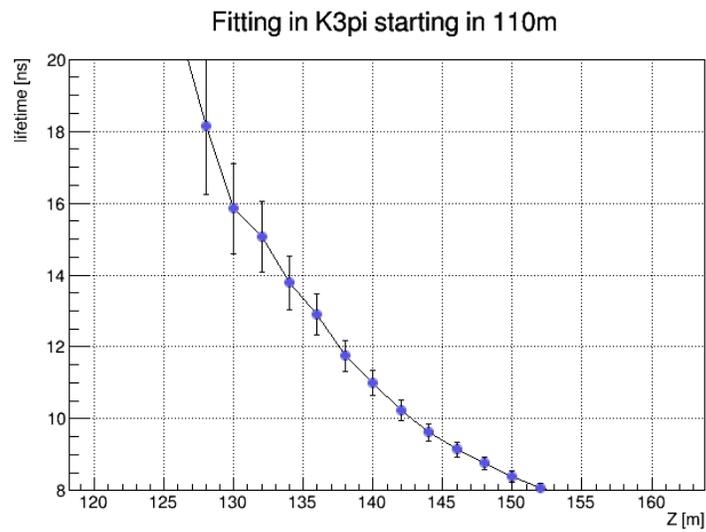


Figura 4.33: Gráfica de error comenzando el ajuste en 110 m después del blanco T10 del experimento.

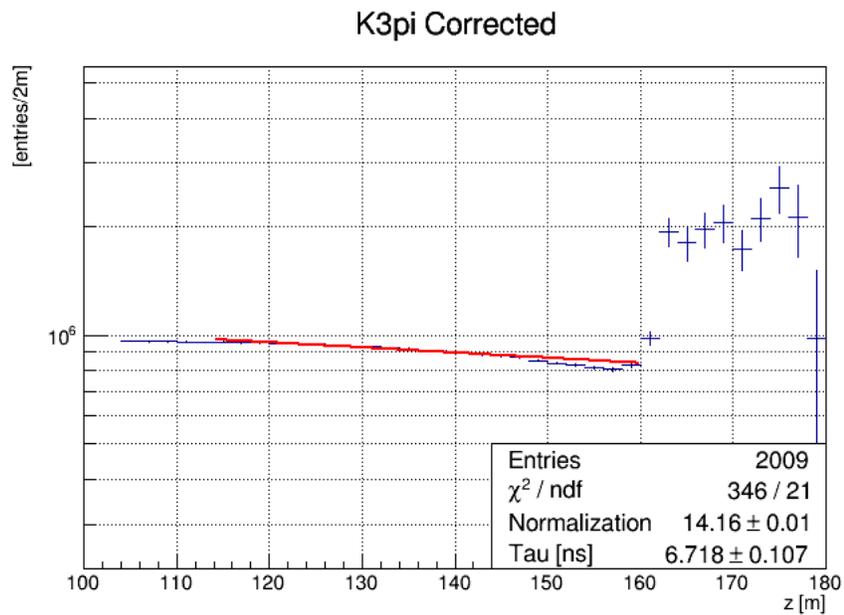


Figura 4.34: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 114 a 160 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

Rango de ajuste	Tiempo de vida [ns]	$\frac{\chi^2}{ndf}$
110 - 160 m	$7,609 \pm 0,116$	535,4/23
110 - 158 m	$7,619 \pm 0,117$	534,1/22
110 - 156 m	$7,695 \pm 0,120$	507,2/21
110 - 154 m	$7,844 \pm 0,127$	459/20
110 - 152 m	$8,064 \pm 0,137$	399,1/19
110 - 150 m	$8,39 \pm 0,15$	320,3/18
110 - 148 m	$8,771 \pm 0,174$	253,4/17
110 - 146 m	$9,143 \pm 0,199$	212,7/16
110 - 144 m	$9,615 \pm 0,233$	171,2/15
110 - 142 m	$10,24 \pm 0,28$	126,6/14
110 - 140 m	$10,99 \pm 0,35$	89,55/13
110 - 138 m	$11,75 \pm 0,44$	67,34/12
110 - 136 m	$12,91 \pm 0,58$	39,43/11
110 - 134 m	$13,78 \pm 0,74$	30,97/10
110 - 132 m	$15,05 \pm 0,99$	21,56/9
110 - 130 m	$15,85 \pm 1,25$	19,58/8

Cuadro 4.5: Resultados de las mediciones del tiempo de vida comenzando el ajuste en los 110 m.

En este ajuste podemos ver que el valor de  $\frac{\chi^2}{ndf}$  disminuyo a  $\frac{12,33}{8} = 1,5412$  obteniendo un valor aproximado de uno, esto nos indica que el ajuste en este rango de la función exponencial se llevo acabo de una forma mejor y mucho más acertada que las anteriores, sin embargo todavía existe un pequeño error por el cual obtenemos un valor del tiempo de vida de  $11,48 \pm 0,68$  ns siendo mucho más cercano al esperado y de los expuestos anteriormente.

Puesto que en este rango de distancias ambos valores obtenidos son favorables el siguiente rango que analizaremos será dos metros más corto obteniendo abarcando la distancia de 114 -132 metros. Como se observa en la figura 4.36 al realizar este ajuste el factor  $\frac{\chi^2}{ndf}$  disminuye a  $\frac{8,2}{7} = 1,1714$ , como este valor es más chico y si bien muy próximo a uno podemos concluir que la distribución del vértice en estos rangos tiene una forma similar a la función exponencial.

Por este motivo obtenemos un valor del tiempo de vida más preciso. Para este rango esta propiedad del kaón toma un valor de  $12,35 \pm 0,91$  ns donde se encuentra el valor esperado sin embargo su error es muy grande debido a que la distancia de ajuste es muy corta teniendo una estadística menor que en los rangos anteriores.

Con cada una de las mediciones del tiempo de vida realizadas en este grupo de rangos (ver cuadro 4.6) se realizo una gráfica de error que se muestra en la figura 4.37 cuyo objetivo principal es observar el comportamiento que tienen estos valores en cada uno de los rangos estudiados.

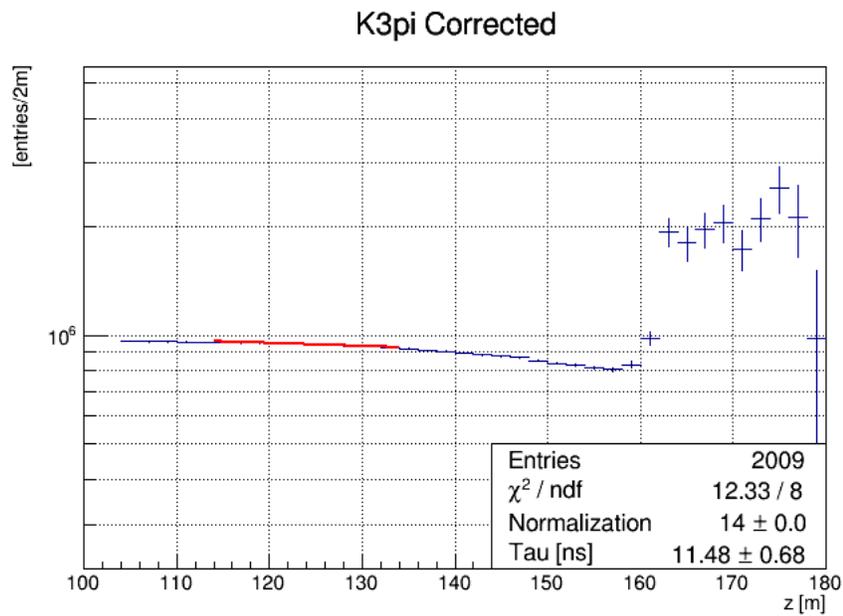


Figura 4.35: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 114 a 134 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

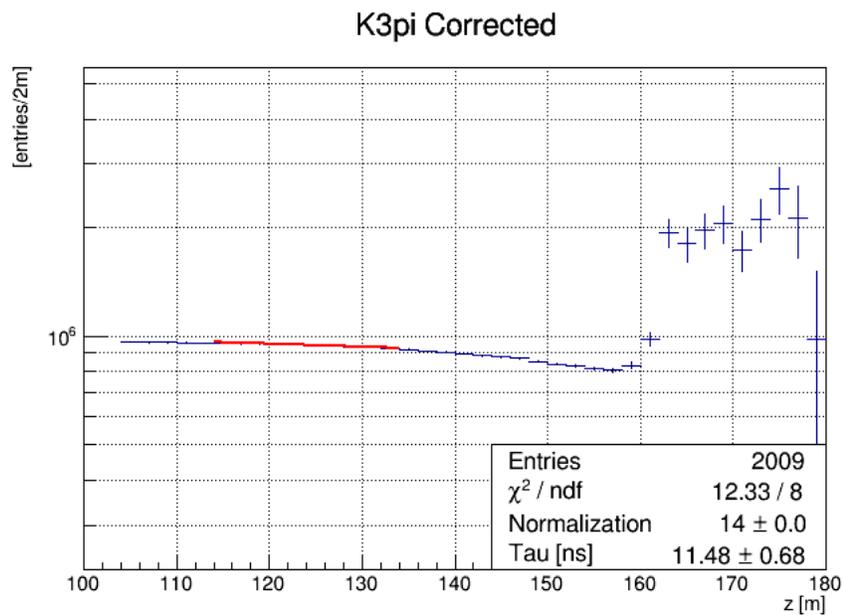


Figura 4.36: Ajuste de la función exponencial en la distribución del vértice de decaimiento ( $Z_{\text{vertex}}$ ) en un rango de distancia de 114 a 134 metros después del blanco de berilio T10 en escala logarítmica.

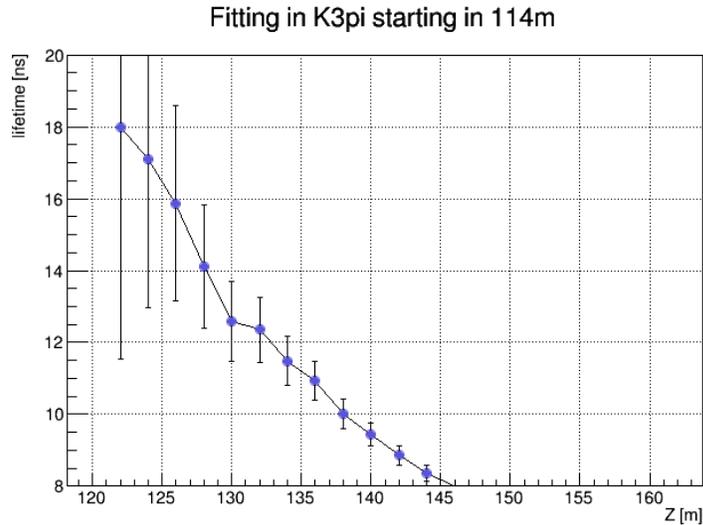


Figura 4.37: Gráfica de error comenzando el ajuste en 114 m después del blanco T10 del experimento.

Rango de ajuste	Tiempo de vida [ns]	$\frac{\chi^2}{ndf}$
114 - 160 m	$6,718 \pm 0,107$	346/21
114 - 158 m	$6,723 \pm 0,108$	345,6/20
114 - 156 m	$6,789 \pm 0,111$	326/19
114 - 154 m	$6,915 \pm 0,117$	291/18
114 - 152 m	$7,1 \pm 0,1$	248,4/17
114 - 150 m	$7,377 \pm 0,142$	191,3/16
114 - 148 m	$7,695 \pm 0,162$	145,1/15
114 - 146 m	$7,985 \pm 0,185$	120,3/14
114 - 144 m	$8,354 \pm 0,217$	95,09/13
114 - 142 m	$8,852 \pm 0,263$	67,13/12
114 - 140 m	$9,441 \pm 0,327$	44,45/11
114 - 138 m	$10,01 \pm 0,41$	32,53/10
114 - 136 m	$10,92 \pm 0,54$	15,64/9
114 - 134 m	$11,48 \pm 0,68$	12,33/8
114 - 132 m	$12,35 \pm 0,91$	8,2/7
114 - 130 m	$12,58 \pm 1,12$	8,038/6

Cuadro 4.6: Resultados de las mediciones del tiempo de vida comenzando el ajuste en los 114 m.

#### 4.2.4. Resultados obtenidos en los otros grupos de rangos.

Este mismo procedimiento y análisis se llevo a cabo en los grupos de rangos que con punto de inicio en los 116 y 118 metros. Sin embargo como se puede observar en la figura 4.38 que representa los rangos con punto de inicio en los 116 metros, los valores del tiempo de vida medidos después de los 140 no aparecen en el gráfico ya que son menores a los 8 ns. Por otro lado podemos ver como los errores incrementan de valor conforme el rango se va reduciendo.

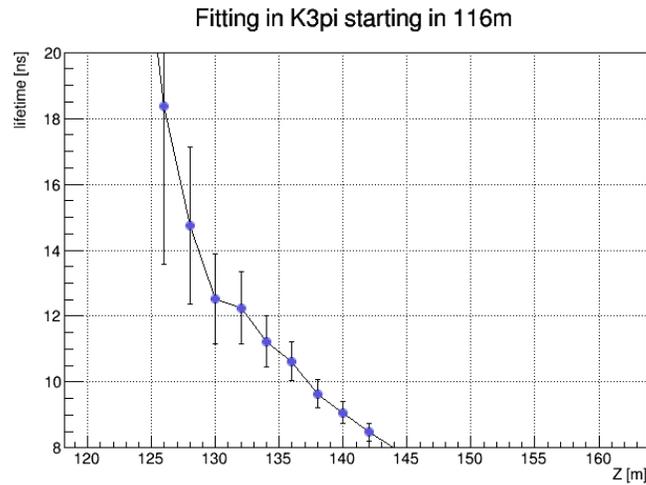


Figura 4.38: Gráfica de error comenzando el ajuste en 116 m después del blanco T10 del experimento.

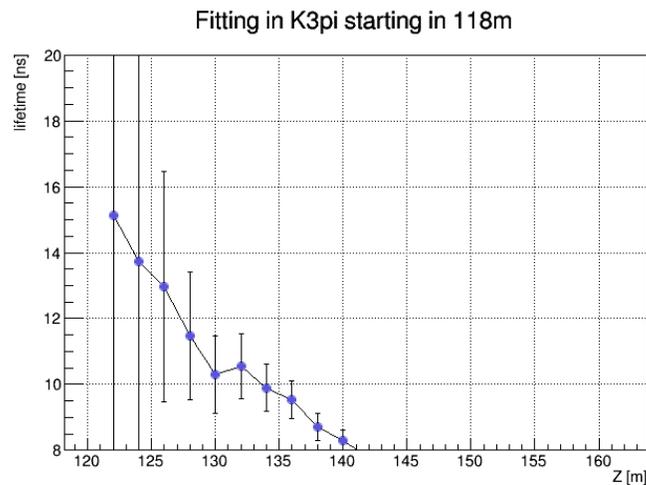


Figura 4.39: Gráfica de error comenzando el ajuste en 118 m después del blanco T10 del experimento.

Para los resultados obtenidos en el grupo de rangos con posición inicial en los 118 metros después del blanco de berilio, la gráfica de error (figura 4.39) sale muy distinta en comparación con las presentadas anteriormente en esta sección. Esto debido a que aparecen menos valores en el gráfico, el valor más grande del tiempo de vida registrado es aproximadamente 15 ns pero con un error muy grande debido a que la distancia o rango de ajuste es menor por lo tanto estos ajustes realizados en los rangos tienen menor precisión y adquieren una forma distinta.

Para este modo de decaimiento podemos concluir que al realizar este estudio para medir el tiempo de vida, se obtuvieron resultados en los rangos con punto de inicio en 114 metros muy buenos, sin embargo y como fue el caso en el modo de decaimiento no se encontró alguna razón por la cual pudiéramos usarlos.

# Capítulo 5

## Conclusión y trabajo a futuro

De este estudio podemos concluir que con el método empleado, no obtenemos en los rangos principales el valor del tiempo de vida del Kaón y en los grupos de rangos analizados aunque encontramos algunos con resultados favorables no se ha encontrado alguna razón por la cual se convenientes usarlos. Esto nos llevo a pensar que existe algún efecto en la aceptación que no estamos entendiendo y tomando en cuenta que afecta en la corrección del histograma de los datos y en la medición de esta propiedad.

Sin embargo durante los próximos años se seguirá trabajando para mejor este método de medición y poder obtener un valor más favorable del tiempo de vida de esta partícula e inclusive con una mejor precisión que el reportado y medido por el Particle Data Group. Y ya que se obtenga un resultado satisfactorio, se planea aplicar el mismo método para el pión.

Para esto se realizará un análisis más detallado, donde se trabajará principalmente en:

- Verificar que cada uno de los cortes que se realizan en la selección de eventos sean los correctos.
- Revisar que la selección de Hardware Trigger sea adecuada para que los datos sean representados correctamente.
- Analizar que la selección y el análisis sean aplicados correctamente en la simulación.

# Apéndice A

## Lo que se uso del experimento

Para realizar este trabajo de tesis se usaron algunas herramientas de la colaboración del experimento NA62.

- Para la selección de eventos: se usaron los programas hechos por la colaboración del experimento para cada uno de los modos de decaimiento llamados K2piSelection y K3piSelection. A estos programas se le agregaron algunas líneas de código, los cuales tenían el propósito de crear nuevos histogramas que nos sirvieran para nuestro análisis como fue el del momento del kaón, la masa y momento del  $\pi^0$ . Además se hizo una reducción en el rango del histograma de la posición del vértice de decaimiento para que la distribución saliera completa y nuestra medición se hiciera con mejor precisión.
- Para el análisis de la simulación: se utilizaron las simulaciones de ambos modos de decaimientos diseñadas y realizadas por la colaboración del experimento.
- Para el análisis en los datos: se utilizaron los grupos de datos 2016A, 2017A, 2017B, 2017C, 2017D, 2018A, 2018B, 2018C, 2018D, 2018E, 2018F, 2018G, 2018H obtenidos del experimento.

# Apéndice B

## Programas realizados para realizar las mediciones del tiempo de vida

El programa realizado para realizar los ajustes y mediciones del tiempo de vida en ambos modos de decaimiento se describe a continuación.

```
1 /*
2 * Name:      lifetime .macro
3 * Autor:     Jurgen Engelfried , Mariana Segura
4 * Date:      22.06.2020
5 * Description: Measurement of the Kaon's lifetime using K_2pi and K_3pi decay
6 modes
7 */
8
9 #include "TCanvas.h"
10 #include "TROOT.h"
11 #include "TGraphErrors.h"
12 #include "TF1.h"
13 #include "TLegend.h"
14 #include "TArrow.h"
15 #include "TLatex.h"
16 #include "TFile.h"
17 #include "TTree.h"
18 #include "TMath.h"
19 #include "TBinomialEfficiencyFitter.h"
20 #include <stdlib.h>
21 #include <vector>
22
23 using namespace std;
24
25 void lifetime(){
26 TH1::AddDirectory(kFALSE);
27
28
29 TF1 exp75("exp75","exp([0]-x/((74.8/0.493677)*3E8*[1]/1E9))");
30 TF1 expmom("expmom","exp([Par0]-x/((([ParMom])/([ParMass]*0.001))*3E8*[Partau]/1E9))");
31 // Definition of our fitting functions
32
33 exp75.SetParName(0,"Normalization");
34 exp75.SetParName(1,"Tau [ns]");
35 exp75.SetParameter(1,12);
36
```

```

37 expmom.SetParName(Par0,"Normalization");
38 expmom.SetParName(Partau,"Tau [ns]");
39 expmom.SetParName(ParMom,"Momentum");
40 expmom.SetParName(ParMass,"Mass");
41 expmom.SetParName(4,"Zoffset");
42 expmom.SetParameter(Partau,12);
43 expmom.FixParameter(ParMom,75.);
44 expmom.FixParameter(ParMass,0.493677);
45 expmom.SetParameter(4,100.);
46 expmom.FixParameter(4,0.);
47
48 gStyle->SetOptStat(10);
49 gStyle->SetOptFit();
50 gStyle->SetStatY(0.55);
51 ////////////////////////////////////////////////// Simulation ///////////////////////////////////
52 TFile* file1 = new TFile("mck2pi.root");
53 TDirectory* dir1=file1->GetDirectory("MyK2piSelection/mctrue");
54 TH1F* mck2pi_true = (TH1F*) dir1->Get("Zvertex_trueMS");
55 // Selection of the histogram Zvertex on the montecarlo file
56 mck2pi_true->SetMarkerStyle(7);
57 mck2pi_true->SetLineStyle(1);
58 mck2pi_true->SetMarkerColor(kBlack);
59 mck2pi_true->SetLineColor(kBlack);
60 cout << "here" << endl;
61
62 mck2pi_true->Fit("exp75","gauss","gauss",105.,160);
63 // Fitting of the exponential function to the Zvertex_true histogram
64 Double_t Tau_mc = expmom.GetParameter(1);
65 Double_t Tau_mc_err = expmom.GetParError(1);
66 printf("Lifetime from MC %f+-%f\n",Tau_mc,Tau_mc_err);
67 TCanvas* c1 = new TCanvas("c1");
68 c1->cd(1);
69 mck2pi_true->Draw("E");
70 c1->SetLogy();
71 c1->Print("k2pi.pdf");
72 // printing the results on a pdf
73 c1->Print("k2pi.pdf");
74 delete c1;
75
76 TDirectory* dir2=file1->GetDirectory("MyK2piSelection");
77 TH1F* mck2pi_selected = (TH1F*) dir2->Get("ZvtxMS");
78 c1 = new TCanvas("c1");
79 c1->cd(1);
80 mck2pi_true->Draw("E");
81 mck2pi_selected->Draw("ESAME");
82 c1->Print("k2pi.pdf");
83 delete c1;
84
85 //////////////// Acceptance ///////////////////////////////////
86 auto acceptance = new TH1F(*mck2pi_selected);
87 acceptance->SetTitle("K2pi Acceptance");
88 mck2pi_true->Sumw2();
89
90 TBinomialEfficiencyFitter*f = new TBinomialEfficiencyFitter(acceptance,mck2pi_true);
91 acceptance->Sumw2();
92 TH1*hEff = dynamic_cast<TH1*>(acceptance->Clone("Acceptancia"));

```

```

93 Aceptancia->Divide(Aceptancia, mck2pi_true, 1.0, 1.0, "B");
94 // using the binomial error to compute the acceptance of the data
95 c1 = new TCanvas("c1");
96 c1->cd(1);
97 Aceptancia->Draw("E");
98 Aceptancia->Draw("same");
99 c1->Print("k2pi.pdf");
100 delete c1;
101
102 ////////////////////////////////// DATA //////////////////////////////////
103 TFile* file2 = new TFile("alldata.root");
104 // getting the data files
105 TDirectory* dir3=file2->GetDirectory("MyK2piSelection");
106 TH1F* massk2pi = (TH1F*) dir3->Get("hKaonMass");
107 massk2pi->Fit("gaus");
108 c1 = new TCanvas("c1");
109 c1->cd(1);
110 massk2pi->Draw("E");
111 c1->Print("k2pi.pdf");
112 delete c1;
113 TH1F* momk2pi = (TH1F*) dir3->Get("hKaonMomentum");
114 TH1F* datak2pi = (TH1F*) dir3->Get("ZvtxMS");
115 c1 = new TCanvas("c1");
116 c1->cd(1);
117 datak2pi->Draw("E");
118 c1->Print("k2pi.pdf");
119 delete c1;
120
121 ////////////////////////////////// Correction //////////////////////////////////
122 auto datak2pi_corrected = new TH1F(*datak2pi);
123 // correction of the data distribution using the acceptance
124 datak2pi_corrected->SetTitle("K2pi Corrected");
125 datak2pi_corrected->Divide(Aceptancia);
126 c1 = new TCanvas("c1");
127 c1->cd(1);
128 datak2pi_corrected->Draw("E");
129 c1->Print("k2pi.pdf");
130 delete c1;
131 c1 = new TCanvas("c1");
132 c1->cd(1);
133 datak2pi_corrected->Draw("E");
134 c1->SetLogy();
135 c1->Print("k2pi.pdf");
136 delete c1;
137
138 ////////////////////////////////// Fitting //////////////////////////////////
139
140 expmom.FixParameter(2, momk2pi->GetMean(1));
141 expmom.FixParameter(3, massk2pi->GetMean(1));
142
143 datak2pi_corrected->Fit("expmom", "", "", 124., 164.);
144 // we change the final position a couple of times to create the fittings in all the ranges
145 Double_t Tau64 = expmom.GetParameter(1);
146 Double_t Tau64_err = expmom.GetParError(1);
147 printf("Lifetime from k2pi  %+/- %f\n", Tau64, Tau64_err);
148

```

```

149 c1 = new TCanvas("c1");
150 c1->cd(1);
151 datak2pi_corrected->Draw("E");
152 c1->Print("k2pi.pdf");
153
154 datak2pi_corrected->GetXaxis()->SetRangeUser(122, 166);
155 // Close up of the last histogram to see the mistakes on the fitting
156 datak2pi_corrected->Draw("E");
157 c1->Print("k2pi.pdf");
158 delete c1;
159 //////////////// TGraph ////////////////
160 c1= new TCanvas(" c1 ");
161 c1->SetFillColor(0);
162 c1->GetFrame()->SetFillColor(21);
163 c1->GetFrame()->SetBorderSize(12);
164 const Int_t n = 8;
165 Double_t x[n] = {164.,162.,160,158, 156,154,152,150};
166 Double_t y[n] = {Tau64, Tau62, Tau60, Tau58, Tau56, Tau54, Tau52, Tau50};
167 Double_t ex[n] = {0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.,0.};
168 Double_t ey[n] = {Tau64_err, Tau62_err, Tau60_err, Tau58_err,
169 Tau56_err, Tau54_err, Tau52_err, Tau50_err};
170 auto gr= new TGraphErrors(n,x,y,ex,ey);      /
171 / Creation of the Error Graph with all the data from the fittings.
172 gr->SetTitle("Adjust of K2pi starting in 110. m");
173 gr->GetYaxis()->SetLimits(8.,20.);
174 gr->SetMinimum(8.);
175 gr->SetMaximum(20.);
176 gr->SetMarkerColor(9);
177 gr->SetMarkerStyle(20);
178 gr->Draw("ALP");
179 c1->Print("k2pi.pdf");
180 c1->Print("k2pi.pdf");
181 delete c1;

```



# Bibliografía

- [1] Jeremy Reh. The four fundamental forces of nature, <https://www.space.com/four-fundamental-forces.html>, 2019.
- [2] Yorikiyo Nagashima. *Elementary Particle Physics*. Wiley-Vch, 2010.
- [3] Alan D. Martin Francis Halzen. *QUARKS AND LEPTONS: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. JOHN and SONS, 1991.
- [4] P A Zyla, R M Barnett, J Beringer, O Dahl, D A Dwyer, D E Groom, C J Lin, K S Lugovsky, E Pianori, D J Robinson, C G Wohl, W M Yao, K Agashe, G Aielli, B C Allanach, C AMSLER, M Antonelli, E C Aschenauer, D M Asner, H Baer, Sw Banerjee, L Baudis, C W Bauer, J J Beatty, V I Belousov, S Bethke, A Bettini, O Biebel, K M Black, E Blucher, O Buchmuller, V Burkert, M A Bychkov, R N Cahn, M Carena, A Ceccucci, A Cerri, D Chakraborty, R Sekhar Chivukula, G Cowan, G D'Ambrosio, T Damour, D de Florian, A de Gouvêa, T DeGrand, P de Jong, G Dissertori, B A Dobrescu, M D'Onofrio, M Doser, M Drees, H K Dreiner, P Eerola, U Egede, S Eidelman, J Ellis, J Erler, V V Ezhela, W Fetscher, B D Fields, B Foster, A Freitas, H Gallagher, L Garren, H J Gerber, G Gerbier, T Gershon, Y Gershtein, T Gherghetta, A A Godizov, M C Gonzalez-Garcia, M Goodman, C Grab, A V Gribsan, C Grojean, M Grünewald, A Gurtu, T Gutsche, H E Haber, C Hanhart, S Hashimoto, Y Hayato, A Hebecker, S Heinemeyer, B Heltsley, J J Hernández-Rey, K Hikasa, J Hisano, A Höcker, J Holder, A Holtkamp, J Huston, T Hyodo, K F Johnson, M Kado, M Karliner, U F Katz, M Kenzie, V A Khoze, S R Klein, E Klempt, R V Kowalewski, F Krauss, M Kreps, B Krusche, Y Kwon, O Lahav, J Laiho, L P Lellouch, J Lesgourgues, A R Liddle, Z Ligeti, C Lippmann, T M Liss, L Littenberg, C Lourenço, S B Lugovsky, A Lusiani, Y Makida, F Maltoni, T Mannel, A V Manohar, W J Marciano, A Masoni, J Matthews, U G Meißner, M Mikhasenko, D J Miller, D Milstead, R E Mitchell, K Mönig, P Molaro, F Moortgat, M Moskvic, K Nakamura, M Narain, P Nason, S Navas, M Neubert, P Nevski, Y Nir, K A Olive, C Patrignani, J A Peacock, S T Petcov, V A Petrov, A Pich, A Piepke, A Pomarol, S Profumo, A Quadt, K Rabbertz, J Rademacker, G Raffelt, H Ramani, M Ramsey-Musolf, B N Ratcliff, P Richardson, A Ringwald, S Roesler, S Rolli, A Romaniouk, L J Rosenberg, J L Rosner, G Rybka, M Ryskin, R A Ryutin, Y Sakai, G P Salam, S Sarkar, F Sauli, O Schneider, K Scholberg, A J Schwartz, J Schwiening, D Scott, V Sharma, S R Sharpe, T Shutt, M Silari, T Sjöstrand, P Skands, T Skwarnicki, G F Smoot, A Soffer, M S Sozzi, S Spanier, C Spiering, A Stahl, S L Stone, Y Sumino, T Sumiyoshi, M J Syphers, F Takahashi, M Tanabashi, J Tanaka, M Taševský, K Terashi, J Terning, U Thoma, R S Thorne, L Tiator, M Titov, N P Tkachenko, D R Tovey, K Trabelsi, P Urquijo, G Valencia, R Van de Water, N Varelas, G Venanzoni, L Verde, M G Vincter, P Vogel, W Vogelsang, A Vogt, V Vorobyev, S P Wakely, W Walkowiak, C W Walter, D Wands, M O Wascko, D H Weinberg, E J Weinberg, M White, L R Wiencke, S Willocq, C L Woody, R L Workman, M Yokoyama, R Yoshida, G Zanderighi, G P Zeller, O V Zenin,

- R Y Zhu, S L Zhu, F Zimmermann, J Anderson, T Basaglia, V S Lugovsky, P Schaffner, and W Zheng. Review of particle physics. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2020(8), aug 2020.
- [5] CERN. The standard model, <https://home.cern/science/physics/standard-model>, 2021.
- [6] CERN. The higgs boson, <https://home.cern/science/physics/higgs-boson>, 2021.
- [7] ¿cuáles son las partículas elementales de la materia?, November 2018.
- [8] Douglas Ross Alexander S Belyaev. *The Basics of Nuclear and Particle Physics*. Springer Nature, 2021.
- [9] David Griffiths. *Introduction to Elementary particles*. Wiley-VCH, 2004.
- [10] Christoph Scholz Frank Zetsche Werner Rodejohann Bodgan Povh, Klaus Rith. *Particles and Nuclei*. Springer, 2014.
- [11] K. Urbanowski. Decay law of relativistic particles: Quantum theory meets special relativity. *Physics Letters B*, 737:346–351, oct 2014.
- [12] Ulrich E. Schröder. *Special Relativity*. World Scientific, 1990.
- [13] Graham Shaw Brian R. Martin. *Particle Physics*. John Wiley and Sons, 2017.
- [14] A. Lusiani Sw. Banerjee. Branching fractions. *Particle Data Group Review*, 2019.
- [15] Branching fraction. In *The IUPAC Compendium of Chemical Terminology*. International Union of Pure and Applied Chemistry (IUPAC), 2014.
- [16] E. Cortina Gil, E. Martín Albarrán, E. Minucci, G. Nüssle, S. Padolski, P. Petrov, N. Szilasi, B. Velghe, G. Georgiev, V. Kozhuharov, L. Litov, T. Husek, K. Kampf, M. Zamkovsky, R. Aliberti, K. H. Geib, G. Khoriauli, K. Kleinknecht, J. Kunze, D. Lomidze, R. Marchevski, L. Peruzzo, M. Vormstein, R. Wanke, A. Winhart, M. Bolognesi, V. Carassiti, S. Chiozzi, A. Cotta Ramusino, A. Gianoli, R. Malaguti, P. Dalpiaz, M. Fiorini, E. Gamberini, I. Neri, A. Norton, F. Petrucci, M. Statera, H. Wahl, F. Bucci, R. Ciaranfi, M. Lenti, F. Maletta, R. Volpe, A. Bizzeti, A. Cassese, E. Iacopini, A. Antonelli, E. Capitolo, C. Capoccia, A. Cecchetti, G. Corradi, V. Fascianelli, F. Gonnella, G. Lamanna, R. Lenci, G. Mannocchi, S. Martellotti, M. Moulson, C. Paglia, M. Raggi, V. Russo, M. Santoni, T. Spadaro, D. Tagnani, S. Valeri, T. Vassilieva, F. Cassese, L. Roscilli, F. Ambrosino, T. Capussela, D. Di Filippo, P. Massarotti, M. Mirra, M. Napolitano, G. Saracino, M. Barbanera, P. Cenci, B. Checcucci, V. Duk, L. Farnesini, E. Gersabeck, M. Lupi, A. Papi, M. Pepe, M. Piccini, G. Scolieri, D. Aissa, G. Anzivino, M. Bizzarri, C. Campeggi, E. Imbergamo, A. Piluso, C. Santoni, L. Berretta, S. Bianucci, A. Burato, C. Cerri, R. Fantechi, S. Galeotti, G. Magazzu', M. Minuti, A. Orsini, G. Petragnani, L. Pontisso, F. Raffaelli, F. Spinella, G. Collazuol, I. Mannelli, C. Avanzini, F. Costantini, L. Di Lella, N. Doble, M. Giorgi, S. Giudici, E. Pedreschi, R. Piandani, G. Pierazzini, J. Pinzino, M. Sozzi, L. Zaccarelli, A. Biagioni, E. Leonardi, A. Lonardo, P. Valente, P. Vicini, G. D'Agostini, R. Ammendola, V. Bonaiuto, N. De Simone, L. Federici, A. Fucci, G. Paoluzzi, A. Salamon, G. Salina, F. Sargeni, C. Biino, G. Dellacasa, S. Garbolino, F. Marchetto, S. Martoiu, G. Mazza, A. Rivetti, R. Arcidiacono, B. Bloch-Devaux, M. Boretto, L. Iacobuzio, E. Menichetti, D. Soldi, J. Engelfried, N. Estrada-Tristan, A. M. Bragadireanu,

O. E. Hutanu, N. Azorskiy, V. Elsha, T. Enik, V. Falaleev, L. Glonti, Y. Gusakov, S. Kukurin, V. Kekelidze, S. Kilchakovskaya, E. Kislov, A. Kolesnikov, D. Madigozhin, M. Misheva, S. Movchan, I. Polenkevich, Y. Potrebenikov, V. Samsonov, S. Shkarovskiy, S. Sotnikov, L. Tarasova, M. Zaytseva, A. Zinchenko, V. Bolotov, S. Fedotov, E. Gushin, A. Khotjantsev, A. Khudyakov, A. Kleimenova, Yu. Kudenko, A. Shaikhiev, A. Gorin, S. Kholodenko, V. Kurshetsov, V. Obraztsov, A. Ostankov, V. Rykalin, V. Semenov, V. Sugonyaev, O. Yushchenko, L. Bician, T. Blazek, V. Cerny, M. Koval, R. Lietava, G. Aglieri Rinella, J. Arroyo Garcia, S. Balev, M. Battistin, J. Bendotti, F. Bergsma, S. Bonacini, F. Butin, A. Ceccucci, P. Chiggiato, H. Danielsson, J. Degrange, N. Dixon, B. Döbrich, P. Farthouat, L. Gatignon, P. Golonka, S. Girod, A. Goncalves Martins De Oliveira, R. Guida, F. Hahn, E. Harrouch, M. Hatch, P. Jarron, O. Jamet, B. Jenninger, J. Kaplon, A. Kluge, G. Lehmann-Miotto, P. Lichard, G. Maire, A. Mapelli, J. Morant, M. Morel, J. Noël, M. Noy, V. Palladino, A. Pardons, F. Perez-Gomez, L. Perktold, M. Perrin-Terrin, P. Petagna, K. Poltorak, P. Riedler, G. Romagnoli, G. Ruggiero, T. Rutter, J. Rouet, V. Ryjov, A. Saputi, T. Schneider, G. Stefanini, C. Theis, S. Tiuraniemi, F. Vareia Rodriguez, S. Venditti, M. Vergain, H. Vincke, P. Wertzelaers, M. B. Brunetti, S. Edwards, E. Goudzovski, B. Hallgren, M. Krivda, C. Lazzeroni, N. Lurkin, D. Munday, F. Newson, C. Parkinson, S. Pyatt, A. Romano, X. Serghi, A. Serghi, R. Staley, A. Sturgess, H. Heath, R. Page, B. Angelucci, D. Britton, D. Protopopescu, I. Skillicorn, P. Cooke, J. B. Dainton, J. R. Fry, L. Fulton, D. Hutchcroft, E. Jones, T. Jones, K. Massri, E. Maurice, K. McCormick, P. Sutcliffe, B. Wrona, A. Conovaloff, P. Cooper, D. Coward, P. Rubin, and R. Winston. The beam and detector of the NA62 experiment at CERN. *Journal of Instrumentation*, 12(05):P05025–P05025, may 2017.

- [17] A. W. F. EDWARDS. The meaning of binomial distribution. *Nature*, 186(4730):1074–1074, jun 1960.
- [18] Siegmund Brandt. *Data Analysis: statistical and computational methods for scientists*. Springer, 1999.
- [19] ROOT-CERN. Tbinomialefficiencyfitter class reference, 2021.