



Universidad de Guanajuato
Campus León
División de Ciencias e Ingenierías

PRODUCCIÓN DE K_S^0 EN CERN-NA62

Tesis que presenta

María José Fonseca Vázquez

para obtener el grado de

Maestra en Física

Asesor:

Dr. Marco Antonio Reyes Santos

Coasesor:

Dr. Jurgen Engelfried

Dedicada a mi familia

Agradecimientos

Agradezco a mis asesores, el Dr. Marco Antonio Reyes Santos de la Universidad de Guanajuato y al Dr. Jurgen Engelfried por brindarme su ayuda en todo momento para la realización de este trabajo de investigación, así como a CONACYT por brindarme soporte financiero por medio de una beca de Maestría. De la misma manera, a José Limón Castillo del Centro de Cómputo del IFUASLP por mantener las computadoras activas durante todo el tiempo que realicé mi trabajo de investigación. 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.

Agradezco a mis amigos y compañeros, que estuvieron conmigo durante todo este proceso, así como a mis padres, Yolanda y Gerardo, y a mi hermano Edgar, pues ellos tres me motivaron a seguir trabajando todo este tiempo y me apoyaron incondicionalmente.

Índice general

1. Introducción	1
2. Kaones y Modelo Estándar	4
2.1. Modelo Estándar	4
2.1.1. Fermiones y Bosones	7
2.1.2. Leptones y Hadrones	7
2.1.3. Quarks	9
2.1.4. Leptones	9
2.1.5. Protones	10
2.1.6. Partículas extrañas	10
3. Motivación y Antecedentes del Estudio	13
3.0.1. Decaimientos raros	13
3.1. Gráfica de Armenteros Podolanski	14
3.1.1. Cálculos relativistas para el decaimiento $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	15
3.2. Experimentos con haces de kaones	20
4. Experimento NA62	22
4.1. Colisionadores vs Blanco Fijo	22
4.2. Obtención del haz de protones	23
4.3. Funcionamiento del detector del NA62	24
5. Selección de datos	28
5.1. Hipótesis de trabajo: Hadroproducción de K_S^0	28
5.2. Preselección y selección de datos	29
5.3. Características de los datos: cortes principales en mi selección	31
5.3.1. Cortes en tiempo	32
5.3.2. Cortes en momento	37
5.3.3. Cortes en distancia	40
5.3.4. Selección final de datos	45
5.4. Gráfica de Armenteros Podolanski	46

6. Análisis de la producción de K_S^0	51
6.1. Producción de K_S^0 como función de la distancia	51
6.2. Estimación cruda del tiempo de vida del K_S^0	57
6.3. Distribuciones de masa $\pi^+\pi^-$ por trigger	60
6.3.1. Tabla de datos de trigger	62
6.3.2. Cálculo de la aceptación usando eventos de Monte-Carlo	68
6.3.3. Selección del trigger a estudiar	74
6.4. Producción de K_S^0 en función del momento	75
6.4.1. Haz de K^+ , trigger 2	75
6.4.2. Haz de π^+/p^+ , Trigger 2	78
6.4.3. Comparación de los dos haces	81
6.5. Correcciones mediante la aceptación	83
6.5.1. Haz de kaones	83
6.5.2. Haz de piones/protones	84
6.5.3. Comparación de haces	85
7. Conclusiones	88
Bibliografía	91

Capítulo 1

Introducción

En física de altas energías, un tema de vanguardia es el relacionado a la violación de simetrías, por ejemplo, en la producción de partículas con *extrañeza*. Para analizar los procesos relacionados, diferentes autores han propuesto realizar experimentos en donde se empleen haces de partículas que promuevan la producción de extrañeza, como kaones y otras partículas. Experimentos como el de Cronin y Fitch, y otros más actuales, como el experimento NA62 en el CERN [21], tienen este propósito. En el presente trabajo realizaremos un estudio particular en el contexto del experimento CERN-NA62, y para motivar el estudio realizado haremos una breve descripción de un experimento previo.

Experimento de Cronin y Fitch

La Real Academia de Ciencias de Suecia decidió otorgar el Premio Nobel de Física de 1980 a James W. Cronin y Val L. Fitch, por el *descubrimiento de violaciones de los principios fundamentales de simetría en La descomposición de los mesones K neutros* [18].

El descubrimiento fue realizado en el Brookhaven National Laboratory: usando el acelerador de protones AGS se produjo un haz de partículas neutras. Las partículas que Cronin y Fitch decidieron estudiar fueron *kaones*. Su desintegración radiativa en vuelo fue registrada y medida con gran precisión.

Cronin y Fitch dispararon dos tipos de kaones (de dos tiempos de vida diferentes) por un espacio de 17 metros y detectaron las desintegraciones en piones resultantes en el otro extremo.

Dadas las diferentes vidas de los tipos de kaón y las condiciones del experimento, sólo se esperaría ver las desintegraciones del tipo de kaón de larga duración en el detector. Cronin y Fitch esperaban que el tipo de kaón de corta duración decayera mucho antes, por lo que no se detectarían sus pro-

ductos de descomposición. Esperaban detectar sólo las desintegraciones en 3 piones y ninguna desintegración en 2 piones.

Pero en su experimento, Cronin y Fitch detectaron desintegraciones de 2 piones: 45 de ellos, de un total de 22,700 eventos de desintegración, una proporción de aproximadamente 1 en 500. El resultado violó un principio fundamental de la física: la simetría entre materia y antimateria.

Experimento NA62

El objetivo principal del experimento NA62 es estudiar las desintegraciones raras de kaones positivos para verificar algunas de las predicciones que hace el Modelo Estándar sobre las interacciones de corta distancia. Específicamente, NA62 medirá la probabilidad de que el kaón cargado se descomponga en un pión cargado y un par neutrino-antineutrino [9]

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu} \quad (1.1)$$

Para generar haces de kaones, el equipo del NA62 dispara protones de alta energía desde el Sincrotrón de Súper Protones (SPS) hacia un objetivo de Berilio estacionario. La colisión crea un haz que transmite casi mil millones de partículas por segundo, de las cuales aproximadamente el 6 % son kaones positivos. Se espera que el experimento detecte alrededor de 100 candidatos de la descomposición (1.1), si es que la predicción del Modelo Estándar para la tasa de desintegraciones del kaón cargado es correcta. Estos datos permitirán al equipo NA62 determinar el valor de una cantidad llamada $|V_{td}|$, que define la probabilidad de que quarks tipo top decaigan en quarks down.

En nuestro estudio, estaremos utilizando interacciones del haz de NA62 con un componente del experimento, llamado Gigatracker (GTK), el cual está diseñado para rastrear las partículas del haz entrante. Compuesto de tres módulos, su objetivo específico es medir el tiempo, la dirección y el momento de las partículas del haz incidente. Como parte de nuestro análisis, se ha propuesto verificar si su último módulo puede ser utilizado como blanco fijo y estudiar las partículas resultantes de las colisiones ahí generadas.

En el presente trabajo, primero se mostrará un breve resumen del modelo estándar, así como una pequeña motivación para haber realizado este estudio, para posteriormente hablar sobre los principales componentes del experimento NA62 y, de entre todos ellos, los que se utilizaron específicamente para este análisis. De ahí se hablará sobre los datos colectados por el experimento y el análisis en sí, desde el motivo por el que se eligieron los datos con los que se trabajó, dos tipos de selección que se implementaron para

tener señales más limpias y de ahí el análisis realizado, que consiste en un análisis de la producción de K_S^0 como función de la distancia, una estimación del tiempo de vida y un análisis para un trigger en específico a partir de una simulación Monte-Carlo del proceso a estudiar, para realizar correcciones de la producción de K_S^0 como función de la distancia distinguiendo entre tipos de haz para observar las similitudes y diferencias entre ellos.

Capítulo 2

Kaones y Modelo Estándar

El Modelo Estándar de partículas contiene la mejor descripción teórica que se tiene hasta el momento para explicar las interacciones fuertes, débiles y electromagnéticas. En este capítulo se describirán algunos aspectos del modelo estándar como lo son las simetrías, leyes de conservación, y tipos de interacciones, entre otros.

2.1. Modelo Estándar

El Modelo Estándar ofrece una explicación teórica sobre la existencia de cientos de partículas y sus interacciones, basándose en la existencia de partículas fundamentales, 6 quarks y 6 leptones, y partículas acarreadores de fuerzas. Algunos conceptos básicos son descritos a continuación.

Respecto a la radiación, sabemos que los núcleos decaen espontáneamente emitiendo partículas. A este proceso se le llama *radioactividad*. Existen tres tipos de radiación:

- **Radiación alfa:** Emisión de núcleos de Helio ($2p^+, 2n^0$)
- **Radiación beta:** Emisión de electrones
- **Radiación gamma:** Fotones con alta energía.

Ahora, respecto a las leyes de conservación, los principios más importantes que deben cumplirse son:

- Momento lineal
- Energía

- Momento angular
- Carga eléctrica

En cuanto a la energía, en los procesos de decaimiento de una partícula a 2 se satisface:

$$m_A = m_B + T_B + m_c + T_C, \quad (2.1)$$

donde m_A representa la masa de la partícula madre, m_B y m_C las masas de las dos partículas hijas y T_B y T_C representan la energía cinética de las partículas hijas.

Respecto a las simetrías, hay 3 que se deben de cumplir: La primera corresponde a la de carga, que implica que las leyes de la naturaleza son exactamente iguales tanto para la materia como para la antimateria; la segunda es la de paridad, que establece que las leyes fundamentales tienen una simetría de espejo exacta y la última es la de inversión temporal, que implica la simetría bajo la inversión de movimiento.

La simetría completa CPT es válida para las leyes que describen los fenómenos eléctricos y magnéticos. También son respetados por la gravitación y por las interacciones fuertes.

En 1957 se descartó la posibilidad de que la naturaleza hiciera una distinción absoluta entre izquierda y derecha. Sin embargo, los procesos radioactivos no mostraron una simetría completa entre la materia y la antimateria, es decir, se violan carga y paridad. ya que permitió que el tercer principio de simetría (simetría T) mantuviera su validez. Este principio dice que las leyes fundamentales no cambian cuando se invierten todos los movimientos. Tal simetría por inversión de tiempo (T) es de hecho válida para todos los procesos gobernados por fuerzas electromagnéticas [15].

La búsqueda de las causas más profundas de las violaciones de simetría descubiertas en el experimento realizado por Cronin y Fitch se lleva a cabo activamente en la actualidad.

Respecto al descubrimiento del neutrino, sabemos que la energía del neutrón no se conserva en su decaimiento β , lo que llevó a Pauli a proponer la existencia de una partícula neutra que se llevara la energía faltante. De hecho, como se comprobó en experimentos fuera de reactores nucleares (1956, 25 años después de haber sido propuestos por Pauli), tampoco se conservaba el momento. La energía y el momento faltantes se los lleva el neutrino y el decaimiento correcto es

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.2)$$

Por otro lado, respecto a la antimateria, Dirac propuso su existencia en 1928. Para 1933, Anderson, trabajando con cámaras de gas, obtuvo la primera evidencia de ella. Un ejemplo de antimateria es el positrón, que es una partícula idéntica al electrón, excepto por su carga eléctrica.

Hasta ahora se conocen 4 fuerzas fundamentales en la naturaleza, mejor descritas como interacciones:

- **Gravitacional:** Interacción de tipo atractiva, de alcance infinito. Portador: *Gravitón* (espín 2).
- **Electromagnética:** Interacción que puede ser atractiva o repulsiva, de alcance infinito. Portador: *Fotón* (virtual, espín 1).
- **Débil:** Interacción de alcance muy corto. Portadores: W^\pm , Z^0 (espín 1).
- **Fuerte:** Interacción de corto alcance. Mantiene los quarks unidos. Portador: g (espín 1).

De acuerdo con la teoría especial de la relatividad, las leyes de la física funcionan de la misma manera tanto para un sistema de referencia inercial en reposo como para uno que se mueve a velocidad constante con respecto al primero; esto es, que no hay forma de saber qué sistema (si alguno) está en reposo. Un sistema inercial es aquel en el que se obedece la primera ley de Newton (la ley de la inercia): los objetos se siguen moviendo en líneas rectas a velocidades constantes, incluyendo el reposo, a menos que alguna fuerza intervenga.

Imaginando dos marcos de referencia inerciales, S y S' , con S' moviéndose a velocidad uniforme \mathbf{v} (magnitud v) con respecto a S , de tal manera que el movimiento sea a lo largo del eje x , y configurando los relojes en el origen en cada sistema para que ambos lean cero en el instante en que los dos orígenes coinciden, supongamos que algún evento ocurre en la posición (x, y, z) y el tiempo t en S , ¿cuáles son la posición y tiempo de este mismo evento en S' ? La respuesta es proporcionada por las transformaciones de Lorentz:

$$\begin{aligned} x' &= \gamma(x - vt), \\ y' &= y, \\ z' &= z, \\ t' &= \gamma\left(t - \frac{v}{c^2}x\right). \end{aligned}$$

en donde $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$.

2.1.1. Fermiones y Bosones

En la física de partículas, éstas se dividen en dos grupos a partir del espín que tienen. El espín de las partículas corresponde a múltiplos de la constante reducida de Planck (\hbar), por lo que si una partícula tiene espín $1\hbar$, se dice que su espín es 1 (en unidades naturales $\hbar = 1$). Así, podemos clasificar a las partículas como fermiones o bosones. Los bosones tienen espín entero (1, 2, 3, ...), mientras que los fermiones tienen espín semi-entero (1/2, 3/2, 5/2, ...). Sólo se encuentran estos dos tipos de espín, sin aparecer ningún otro tipo de fracción.

En cuanto a sus propiedades cuánticas, su función de onda puede ser de dos tipos. Se llama bosones a aquellas partículas cuya función de onda es simétrica, mientras que los fermiones son descritos por funciones de onda antisimétricas, lo que se relaciona entonces con el espín de la partícula. Algunos ejemplos de bosones y fermiones son:

- Bosones:
 1. Fotones, gluones y bosones Z y W (espín 1)
 2. Bosón de Higgs (espín 0)
 3. Gravitón (espín 2, no observado todavía)
 4. Kaones
- Fermiones
 1. Quarks y Leptones (espín 1/2)
 2. Protones

2.1.2. Leptones y Hadrones

Las interacciones de las partículas y antipartículas son iguales, y sólo se diferencian unas de otras por tener cargas opuestas, excepto cuando una partícula de materia y otra de antimateria interactúan, ocurriendo una aniquilación de tipo energético.

Un portador de fuerza particular sólo puede ser absorbido o producido por una partícula de materia que sea afectada por esa fuerza particular.

La partícula portadora de la fuerza electromagnética es el fotón (γ). Los átomos son eléctricamente neutros, y la manera en que éstos se mantienen unidos entre sí es debido a que los electrones de un átomo son atraídos por los protones de otro.

Hadrones

Algunas partículas, como el electrón y el muón, no experimentan la fuerza fuerte. A estas partículas se les llama *leptones* (que significa ligeras). A las partículas que sí la experimentan se les llama *hadrones* (fuertes), y se conocen dos tipos

- **Bariones:** Son partículas de espín semientero conformadas por un número impar de quarks (qqq). Los protones (uud) y neutrones (udd) son ejemplos de éstas.
- **Mesones:** Partículas de espín entero, conformadas por un quark y un antiquark ($q\bar{q}$). Un ejemplo es el π^+ ($u\bar{d}$). La antipartícula de un mesón tiene únicamente su quark y antiquark intercambiados, por ejemplo, para el caso del π^- tenemos ($d\bar{u}$). Como los mesones están conformados por una partícula y una antipartícula son muy inestables. Como caso especial, el kaón vive más tiempo que la mayoría de los mesones.

Los quarks tienen carga electromagnética y carga de color. *La fuerza fuerte mantiene a los quarks unidos para formar hadrones, y los portadores de dicha fuerza son los gluones.*

A diferencia de los otros mediadores de carga, los gluones tienen carga de color, lo que permite que llegasen a existir partículas hechas solo de gluones, llamadas glueballs, pero que aún no han sido claramente identificadas.

Así como las partículas con carga eléctrica interactúan intercambiando fotones para el caso electromagnético, las partículas con carga de color intercambian gluones debido a las interacciones fuertes. Cuando dos quarks se encuentran cerca intercambian gluones y crean un *campo de color de la fuerza fuerte* que mantiene unidos a los quarks. Los quarks constantemente cambian sus cargas de color porque intercambian gluones entre ellos y otros quarks.

Si alguno de los quarks de cierto hadrón se aleja del resto, el campo de color se intensifica entre ellos, y más y más energía va obteniendo dicho campo. En cierto punto, es energéticamente más sencillo producir un nuevo par quark-antiquark. No ha sido observado un quark individual, siempre se observan en grupo.

Las interacciones débiles son responsables del decaimiento de quarks masivos y leptones en otros más ligeros. Aunque la energía total es conservada, una parte de la masa original se convierte en energía cinética y las partículas resultantes siempre tienen menos masa, en conjunto, que la partícula original.

Cuando un quark o leptón cambia de tipo (por ejemplo $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$), se dice que la partícula cambia su sabor. Todos los cambios en el sabor se deben a las interacciones débiles.

Las partículas portadoras de carga de la fuerza débil son las partículas W^+ , W^- y Z .

2.1.3. Quarks

Se conocen 6 quarks distintos con la siguiente carga eléctrica relativa al valor absoluto de la carga del electrón, e :

- Up - Charm - Top $\rightarrow 2/3$
- Down - Strange - Bottom $\rightarrow -1/3$

Los primeros 2 quarks que se descubrieron (up y down) son los más ligeros. El quark *extraño* fue nombrado así porque se descubrió al analizar el decaimiento raro del kaón, que hace referencia a su tiempo de vida tan largo.

Los quarks existen únicamente en compañía de otros quarks, y a las partículas conformadas por quarks se les denomina *hadrones*.

2.1.4. Leptones

De los leptones, el más conocido es el electrón, que se diferencia del muón y del tau únicamente porque son más masivos en ese orden. Los otros tres leptones son los neutrinos de cada uno de los leptones anteriores. Los neutrinos no tienen carga eléctrica, su masa es excesivamente pequeña y son difíciles de detectar.

Los leptones más pesados (μ y τ) no se encuentran en la materia ordinaria debido a que decaen muy rápidamente o se transforman en leptones más ligeros. Por ejemplo, el tau decae de la forma $\tau \rightarrow q\bar{q}\nu_\tau$; el electrón es una partícula estable.

Conocemos tres neutrinos: el del electrón (ν_e), el del muón (ν_μ) y el del tau (ν_τ). Cuando un neutrino se encuentra viajando no se observan los tres tipos anteriores, sino una combinación de los mismos, por lo que ocurre una superposición de ellos y con ello puede ocurrir una oscilación entre los tres tipos conocidos en reposo, es decir, los neutrinos oscilan cambiando de identidad.

Cuando un leptón pesado decae, una de las partículas en que lo hace es siempre su neutrino correspondiente; las otras partículas resultantes pueden ser quarks, antiquarks u otro leptón y su antineutrino.

2.1.5. Protones

Son de las partículas que forman el núcleo atómico. Se sabe que están hechas de tres quarks. Siendo los bariones más ligeros, los protones son estables tanto dentro del núcleo atómico como cuando están libres. Ernest Rutherford descubrió el núcleo atómico en 1911, y luego descubrió el protón en 1919.

Fuera del núcleo de un átomo, el neutrón se desintegra, a través de la fuerza nuclear débil, sirviendo de intermedio un bosón vectorial (W), en un protón (p^+), un electrón (e^-) y un antineutrino del electrón ($\bar{\nu}_e$).

2.1.6. Partículas extrañas

Las investigaciones en rayos cósmicos y en los primeros aceleradores de partículas evidenciaron la existencia de unas partículas con características extrañas:

- Se producían siempre en pares.
- Aunque se producían en reacciones que contenían protones y neutrones algunas de ellas cuando decaían no tenían un protón o neutrón como resultado final.
- Eran inestables.
- Eran creadas en interacciones fuertes, pero a veces decaían por medio de la fuerza débil.

Algunas de estas partículas extrañas son: K , Σ , Ξ y Λ .

Kaones

Los kaones son mesones, pues están constituidos por un quark y un antiquark. Tenemos cuatro tipos, que se distinguen por los quarks que los conforman:

- $K^+ \rightarrow (u\bar{s})$
- $K^- \rightarrow (\bar{u}s)$
- $K^0 \rightarrow (d\bar{s})$
- $\bar{K}^0 \rightarrow (s\bar{d})$

Algunos datos de los tres tipos de kaones son:

K^\pm

- $m = (493.67 \pm 0.016) \text{ MeV}$ [12]
- $\tau = (1.2380 \pm 0.0020) \times 10^{-8} \text{ s}$
- $S = 0$

K^0

- $m = (497.611 \pm 0.013) \text{ MeV}$ [11]

$$m_{K^0} - m_{K^\pm} = 3.394 \pm 0.02 \text{ MeV}$$

Algunos datos conocidos sobre los kaones se muestran en la Tabla 2.1.

Partícula	Tiempo de vida (s)	Decaimientos principales
K^+	1.24×10^{-8}	$\mu^+ \nu_\mu, \pi^+ \pi^0$
\bar{K}_S^0	0.89×10^{-10}	$2\pi^0, \pi^+ \pi^-$
\bar{K}_L^0	5.2×10^{-8}	$\pi^+ e^- \bar{\nu}_e$

Cuadro 2.1: Principales decaimientos para distintos tipos de kaón [10]

Respecto al kaón neutro, en la naturaleza lo que se observa son las combinaciones simétrica y antisimétrica del kaón y su antipartícula, llamados K_S^0 y K_L^0 debido a su tiempo de vida:

$$K_S^0 = \frac{1}{2}(s\bar{d} + d\bar{s}), \quad (2.3)$$

y

$$K_L^0 = \frac{1}{2}(s\bar{d} - d\bar{s}), \quad (2.4)$$

Partículas Lambda

Descubierta en 1947, se pronosticaba que la partícula Lambda tendría una vida de 10^{-23} segundos. Experimentalmente, se descubrió que vivía durante 10^{-10} segundos. Los físicos describieron esta propiedad como *extrañeza* y, en última instancia, esto condujo al descubrimiento del quark extraño. Después de esto, se descubrió la Lambda encantada, que contiene un quark charm, y la Lambda bottom, que contiene un quark del mismo nombre. Aunque predicho

por el Modelo Estándar, es poco probable que se encuentre la lambda top debido a la inestabilidad del quark top; se descompone antes de que tenga tiempo de hadronizar.

La composición del protón, neutrón y las partículas lambda se encuentra en la Tabla 2.2.

Partícula	Composición de quarks	Masa en reposo (MeV)
p^+	uud	938.3
n^0	ddu	939.6
Λ	uds	1,115.60
Λ_C	udc	2281
Λ_B	udb	5,620.20

Cuadro 2.2: Composición y masa en reposo de algunos bariones

En el siguiente capítulo se realizará un análisis de la cinemática de los decaimientos de una partícula a dos, que será útil para el análisis experimental del capítulo 5, así como una serie de experimentos que emplearon haces de kaones y que tuvieron propósitos similares al del experimento NA62.

Capítulo 3

Motivación y Antecedentes del Estudio

3.0.1. Decaimientos raros

El decaimiento de kaones ha sido un objeto de estudio muy importante en física de altas energías de los últimos años. Entre sus *modos dorados* tenemos $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$, que incluye $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ y $K_L \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$. Estos modos pueden conducir a determinaciones de precisión de los parámetros de la matriz CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa), que es una matriz con parámetros cuya determinación ayudan a comprender mejor el modelo estándar o, en combinación con otras mediciones de estos parámetros, pueden restringir nuevas interacciones.

En el Modelo Estándar, la desintegración $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ está dominada por diagramas de un bucle con estados intermedios de quark top mientras que se sabe que las contribuciones de larga distancia son bastante pequeñas. Esto permite un cálculo preciso de esta tasa en términos de parámetros del Modelo Estándar. Los estudios de este proceso están motivados por la posibilidad de detectar física más allá del Modelo Estándar.

El experimento NA62, realizado con decaimientos en vuelo en el CERN, fue comisionado en 2015 y ha tomado datos en 2016, 2017 y 2018 y continuará tomando datos en 2021-2025.

3.1. Gráfica de Armenteros Podolanski

Para comenzar con el análisis de interés en este trabajo, se realizaron los cálculos correspondientes para poder realizar la gráfica de Armenteros Podolanski, la cual es una manera directa de identificar partículas que decaen en dos cuerpos a partir de la cinemática relativista de las partículas hijas. Esto se realizó como una manera de comprobar que las partículas con las que se está tratando corresponden a las del decaimiento de un K_s^0 . Aquí solamente introduciremos los cálculos de las variables, y más adelante, en donde trabajamos con los datos, haremos las gráficas correspondientes.

Si tenemos un decaimiento de una partícula madre en dos hijas, desde el punto de vista relativista, conocemos las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} M &= \sqrt{p_{cm}^2 + m_1^2} + \sqrt{p_{cm}^2 + m_2^2}, & E_{cm}^2 &= m_0^2 + p_{cm}^2, \\ p_L &= \gamma p_L^{cm} + \gamma \beta E^{cm}, & p_L^{cm} &= \pm p_{cm} \cdot \cos \theta, \\ p_T &= p_T^{cm}, & p_T^{cm} &= p_{cm} \cdot \sin \theta, \end{aligned} \quad (3.1)$$

que relacionan el marco de referencia de la Figura 3.1 y el marco de referencia del centro de masas, donde M corresponde a la partícula madre, m_1 y m_2 a las dos partículas hijas, β corresponde a la velocidad. Además de ello, debemos considerar que la partícula madre se mueve en la dirección señalada y las partículas hijas salen con un ángulo θ . Las cantidades p_L y p_T indican el momento longitudinal y transversal, respectivamente.

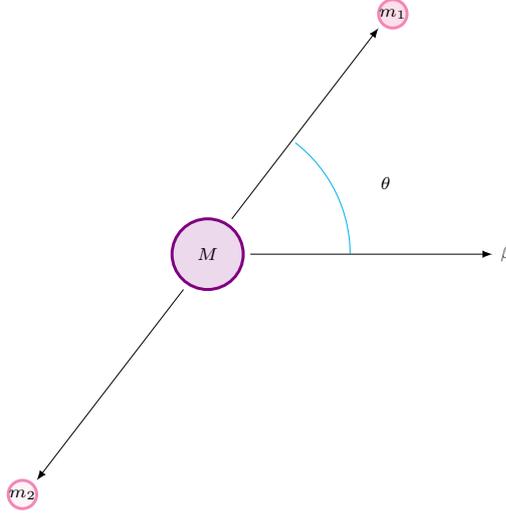


Figura 3.1: Diagrama de decaimiento de una partícula en dos hijas, cuando la partícula madre lleva una velocidad β .

A partir de las Ecuaciones 3.1 se obtiene la siguiente expresión para el

momento en el centro de masa:

$$p_{cm}^2 = \frac{1}{4M^2} (M^4 + m_1^4 + m_2^4 - 2m_1^2 M^2 - 2m_2^2 M^2 - 2m_1^2 m_2^2), \quad (3.2)$$

y para las energías de cada una de las partículas que decaen:

$$\begin{aligned} E_1^{cm} &= \frac{1}{2M} (M^2 + m_1^2 - m_2^2) \\ E_2^{cm} &= \frac{1}{2M} (M^2 - m_1^2 + m_2^2). \end{aligned} \quad (3.3)$$

Para realizar una gráfica de Armenteros-Podolanski, lo que se hace es graficar en el eje X una variable que determina la *asimetría* α entre los momentos longitudinales de las partículas hijas, que corresponde a la expresión:

$$\alpha = \frac{p_L^{(1)} - p_L^{(2)}}{p_L^{(1)} + p_L^{(2)}}, \quad (3.4)$$

mientras que en el eje Y se grafica el momento transversal p_T , donde longitudinal y transversal se definen con respecto a la dirección de vuelo de la partícula madre. Con esto, es posible identificar a las partículas madre, ya que si conocemos las masas y momentos de las hijas, y la dirección de movimiento de la partícula madre, podemos calcular la distribución en α y p_T de las partículas hijas. En la gráfica aparecen distribuciones en forma de elipses cuya forma depende de la partícula origina de la que se trate. Por ejemplo, para los kaones que decaen en dos piones con la misma masa, la elipse se encuentra centrada en 0 (son simétricas en α), mientras que para partículas como las lambdas que decaen en un pión y un protón, dependiendo de si se detecta a la partícula o a la antipartícula obtenemos elipses que se encuentran centradas en otros valores.

A continuación, se muestran los cálculos que permitirán obtener los parámetros necesarios para realizar el gráfico de Armenteros-Podolanski para K_S^0 , la Λ y la $\bar{\Lambda}$.

3.1.1. Cálculos relativistas para el decaimiento $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Calcularemos el momento longitudinal y transversal de las partículas hijas que se mide en el sistema del laboratorio considerando tres casos donde la partícula madre tiene un momento de 75 GeV en el sistema del laboratorio:

- La partícula hija positiva sale en la misma dirección que la madre y la negativa en dirección contraria.

- Las partículas hijas salen con un ángulo de decaimiento $\theta = 90^\circ$
- La partícula hija negativa sale en la misma dirección que la madre y la positiva en dirección contraria.

Antes de obtener los momentos longitudinal y transversal, utilizaremos los siguientes valores para calcular p_{cm} , E_1^{cm} y E_2^{cm} :

$$\begin{aligned} M &= 0.498 \text{ GeV}, \\ m_{1,2} &= 0.140 \text{ GeV}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

donde M es la masa del kaón.

Así, utilizando la expresión para p_{cm} de las Ecuaciones 3.1, encontramos que

$$p_{cm} = 0.206 \text{ GeV}, \quad (3.6)$$

y la energía correspondiente a cada partícula hija es

$$\begin{aligned} E_1 &= \sqrt{m_1^2 + p_{cm}^2} = 0.249 \text{ GeV}, \\ E_2 &= \sqrt{m_2^2 + p_{cm}^2} = 0.249 \text{ GeV}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

las cuales son iguales debido a que la masa de las partículas hijas es la misma, sólo difieren en la carga.

Ahora, considerando que la madre tiene un momento de 75 GeV en el sistema del laboratorio y que su masa es muy pequeña en comparación a este momento, podemos aproximar su energía a este momento, es decir, $p \approx E$ y, como estamos en el límite relativista, $\beta \rightarrow 1$. También, dado que $\gamma = E/M$, sustituyendo estos valores de energía y masa obtenemos que $\gamma = 150$.

Para el primer caso, donde la partícula positiva sale en dirección de la madre y la negativa en dirección contraria, tenemos lo siguiente

$$\begin{aligned} p_L^{cm(1)} &= p_{cm} \cos \theta = p_{cm} \cos 0^\circ = 0.206 \text{ GeV}, \\ p_T^{cm(1)} &= p_{cm} \sin \theta = p_{cm} \sin 0^\circ = 0, \\ p_L^{cm(2)} &= -p_{cm} \cos \theta = -p_{cm} \cos 0^\circ = -0.206 \text{ GeV}, \\ p_T^{cm(2)} &= p_{cm} \sin \theta = p_{cm} \sin 0^\circ = 0. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Por lo tanto, el momento longitudinal y transversal para cada partícula en el sistema del laboratorio es igual a

$$\begin{aligned}
p_L^{(1)} &= \gamma p_L^{cm(1)} + \gamma\beta E_1^{cm} = 150(0.206 \text{ GeV}) + 150(1)(0.249 \text{ GeV}) = 68.3 \text{ GeV}, \\
p_T^{(1)} &= p_T^{cm(1)} = 0, \\
p_L^{(2)} &= \gamma p_L^{cm(2)} + \gamma\beta E_2^{cm} = -150(0.206 \text{ GeV}) + 150(1)(0.249 \text{ GeV}) = 6.45 \text{ GeV}, \\
p_T^{(2)} &= p_T^{cm(2)} = 0.
\end{aligned}
\tag{3.9}$$

Por otro lado, por conservación del momento, se debe cumplir que la suma de los momentos longitudinales de las dos partículas hijas sea igual o muy aproximada a 75 GeV:

$$p_L^{(1)} + p_L^{(2)} = 74.7 \text{ GeV}. \tag{3.10}$$

Para el segundo caso, donde la partícula positiva y negativa salen con un ángulo de decaimiento igual a 90° , tenemos lo siguiente

$$\begin{aligned}
p_L^{cm(1)} &= p_{cm} \cos \theta = p_{cm} \cos 90^\circ = 0 \\
p_T^{cm(1)} &= p_{cm} \sin \theta = p_{cm} \sin 90^\circ = 0.206 \text{ GeV} \\
p_L^{cm(2)} &= -p_{cm} \cos \theta = -p_{cm} \cos 90^\circ = 0 \\
p_T^{cm(2)} &= p_{cm} \sin \theta = p_{cm} \sin 90^\circ = 0.206 \text{ GeV}
\end{aligned}
\tag{3.11}$$

Por lo tanto, el momento longitudinal y transversal para cada partícula en el sistema del laboratorio es igual a

$$\begin{aligned}
p_L^{(1)} &= \gamma p_L^{cm(1)} + \gamma\beta E_1^{cm} = 0 + 150(1)(0.249 \text{ GeV}) = 37.4 \text{ GeV} \\
p_T^{(1)} &= p_T^{cm(1)} = 0.206 \text{ GeV} \\
p_L^{(2)} &= \gamma p_L^{cm(2)} + \gamma\beta E_2^{cm} = 0 + 150(1)(0.249 \text{ GeV}) = 37.4 \text{ GeV} \\
p_T^{(2)} &= p_T^{cm(2)} = 0.206 \text{ GeV}
\end{aligned}
\tag{3.12}$$

Con ello:

$$p_L^{(1)} + p_L^{(2)} = 74.8 \text{ GeV}. \tag{3.13}$$

Finalmente, para el tercer caso, donde la partícula negativa sale en dirección de la madre y la positiva en dirección contraria, tenemos lo siguiente

$$\begin{aligned}
p_L^{cm(1)} &= p_{cm} \cos \theta = p_{cm} \cos 180^\circ = -0.206 \text{ GeV} \\
p_T^{cm(1)} &= p_{cm} \sin \theta = p_{cm} \sin 180^\circ = 0 \\
p_L^{cm(2)} &= -p_{cm} \cos \theta = -p_{cm} \cos 180^\circ = 0.206 \text{ GeV} \\
p_T^{cm(2)} &= p_{cm} \sin \theta = p_{cm} \sin 180^\circ = 0
\end{aligned}
\tag{3.14}$$

Por lo tanto, el momento longitudinal y transversal para cada partícula en el sistema del laboratorio es igual a

$$\begin{aligned}
p_L^{(1)} &= \gamma p_L^{cm(1)} + \gamma\beta E_1^{cm} = -150(0.206 \text{ GeV}) + 150(1)(0.249 \text{ GeV}) = 6.45 \text{ GeV} \\
p_T^{(1)} &= p_T^{cm(1)} = 0 \\
p_L^{(2)} &= \gamma p_L^{cm(2)} + \gamma\beta E_2^{cm} = 150(0.206 \text{ GeV}) + 150(1)(0.249 \text{ GeV}) = 68.3 \text{ GeV} \\
p_T^{(2)} &= p_T^{cm(2)} = 0
\end{aligned}
\tag{3.15}$$

Y se cumple nuevamente lo siguiente:

$$p_L^{(1)} + p_L^{(2)} = 74.7 \text{ GeV}.\tag{3.16}$$

Lo anterior son sólo casos específicos con un ángulo de decaimiento θ dado, pero al graficar los valores de p_T y α para cualquier ángulo, se obtendrá una elipse centrada en el origen, debido a que la masa de las partículas hijas es la misma, con un máximo en α igual a

$$\alpha_{max} = \frac{p_L^{(1)} - p_L^{(2)}}{p_L^{(1)} + p_L^{(2)}} = \frac{68.3 \text{ GeV} - 6.45 \text{ GeV}}{68.3 \text{ GeV} + 6.45 \text{ GeV}} = 0.827,\tag{3.17}$$

cuando $p_T = 0$ (primer y tercer casos), y un máximo en p_T igual a

$$p_T = p_{cm} = 0.206 \text{ GeV},\tag{3.18}$$

cuando $\alpha = 0$.

Para el caso de las lambdas hay que tener en cuenta el hecho de que esta vez la gráfica de Armenteros Podolanski no es simétrica debido a las partículas que conforman el decaimiento, que ahora son un protón y pión, además de que en nuestro caso las partículas detectadas son lambdas y antilambdas.

Siguiendo el mismo procedimiento que para el caso de los kaones y utilizando los valores

$$\begin{aligned}
M &= 1.116 \text{ GeV}, \\
m_1 &= 0.938 \text{ GeV}, \\
m_2 &= 0.140 \text{ GeV},
\end{aligned}$$

donde M corresponde a la partícula madre y las minúsculas a las hijas. Comenzamos primero por calcular el momento en el centro de masa:

$$p_{cm} = \frac{1}{2M} \sqrt{(M^4 + m_1^4 + m_2^4 - 2m_1^2 M^2 - 2m_2^2 M^2 - 2m_1^2 m_2^2)}$$

$$= 0.101 \text{ GeV}.$$

Con ello, es posible calcular E_1^{cm} y E_2^{cm} :

$$E_1^{cm} = \frac{1}{2M} (M^2 + m_1^2 - m_2^2)$$

$$= 0.94 \text{ GeV},$$

$$E_2^{cm} = \frac{1}{2M} (M^2 - m_1^2 + m_2^2)$$

$$= 0.17 \text{ GeV}.$$

Con ello, es posible calcular ahora, el momento longitudinal:

$$p_L^{cm} = \pm p_{cm} \cdot \cos \theta. \quad (3.19)$$

Así, para el caso de 0 grados se obtiene:

$$p_L^{cm} = \pm p_{cm} \cdot \cos 0^\circ$$

$$= \pm 0.101 \text{ GeV}$$

Por otro lado, para este caso $\gamma = E/M = 75 \text{ GeV}/1.116 \text{ GeV} = 67.2$. Con este valor y la expresión anterior, calculamos ahora sí el momento longitudinal para cada una de las partículas:

$$p_{L_1} = \gamma p_{L_1}^{cm} + \gamma \beta E_1^{cm}$$

$$= 69.95 \text{ GeV},$$

$$p_{L_2} = \gamma p_{L_2}^{cm} + \gamma \beta E_2^{cm}$$

$$= 4.8 \text{ GeV},$$

que nos dan el siguiente valor para α :

$$\alpha = \frac{p_L^{(1)} - p_L^{(2)}}{p_L^{(1)} + p_L^{(2)}}$$

$$= 0.87.$$

Con esto, obtenemos el valor para uno de los dos puntos que debemos calcular para α , ya que debemos recordar que en este caso las elipses no están centradas en el cero. El otro valor lo obtenemos realizando el caso para 90° :

$$p_L^{cm} = \pm p_{cm} \cdot \cos 90^\circ$$

$$= \pm 0.0714 \text{ GeV},$$

que equivale a los siguientes valores para los momentos longitudinales:

$$\begin{aligned} p_{L_1} &= \gamma p_{L_1}^{cm} + \gamma\beta E_1^{cm} \\ &= 56.38 \text{ GeV}, \\ p_{L_2} &= \gamma p_{L_2}^{cm} + \gamma\beta E_2^{cm} \\ &= 18.37 \text{ GeV}, \end{aligned}$$

y así, el otro valor de α es:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{p_L^{(1)} - p_L^{(2)}}{p_L^{(1)} + p_L^{(2)}} \\ &= 0.508. \end{aligned}$$

Con estos valores es posible realizar la gráfica de Armenteros Podolanski teórica para K_s^0 , Λ y $\bar{\Lambda}$, misma que se realizará en uno de los capítulos posteriores [20].

Ahora, como último punto de este capítulo, en la siguiente sección se presentarán algunos de los experimentos anteriores a NA62 que pretendían y/o lograron realizar estudios con haces de kaones.

3.2. Experimentos con haces de kaones

Fermilab - CKM

El experimento CKM (Charged Kaons at the Main Injector) se concibió como una propuesta para medir la tasa del decaimiento $K^+ \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ en el inyector principal en Fermilab, usando la técnica de decaimiento en vuelo. El objetivo propuesto era observar aproximadamente 100 eventos, para una razón de producción del Modelo estándar de 1×10^{-10} . Sin embargo, a pesar de que fue aprobado por Fermilab, en el año 2002 se anunció su cancelación debido a la escasez de fondos [17].

CERN - NA48

Este experimento en el CERN obtuvo una medición directa de la violación de CP en el sistema neutral de kaones basado en datos obtenidos en 1997 y 1998. Se pretendía comparar las diferencias entre K_S y K_L [6].

Proyecto X

Tenía como finalidad la observación de la descomposición rara de un kaón neutro $K^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Con ello se propuso entender la asimetría entre la materia y la antimateria y la física más allá del Modelo Estándar, sin embargo no se llevó a cabo el análisis a pesar de que la idea fue bastante bien aceptada [7].

KOTO

El propósito del experimento J-PARC E14 KOTO es buscar una nueva física en el rompimiento de la simetría CP a partir del decaimiento $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ que rompe directamente la simetría de CP. Se busca mejorar la sensibilidad del experimento, ya que se tiene mucho background debido al haz de partículas y por ello no se ha logrado obtener buenas mediciones.

El experimento KOTO se propuso en 2006. Se construyó una línea de haz neutro (línea KL) para el experimento en 2009 en la sala J-PARC Hardron. La construcción del detector se completó (a excepción de varios detectores nuevos), y los primeros datos físicos se tomaron en mayo de 2013 [13].

E787

Este experimento estudia el decaimiento $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ en el Laboratorio Nacional de Brookhaven. Se observaron indicios del decaimiento, aunque las mediciones tuvieron grandes errores respecto a los valores esperados. Estas mediciones no se realizaron con las partículas en vuelo, sino que se medían al encontrarse en el blanco fijo del experimento [16].

E949

Este experimento en el Laboratorio Nacional Brookhaven obtuvo 1.8×10^{12} kaones en el blanco fijo. Se observó evidencia del decaimiento raro $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Combinado con los resultados del experimento E787 y se logró hacer un estimado de la tasa de decaimiento de la partícula, que fue $Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = (1.47_{-0.89}^{+1.30}) \times 10^{-10}$ [8].

Una vez mencionados estos ejemplos de experimentos que pretendieron o lograron observar decaimientos del kaón, se presentará en el siguiente capítulo una breve explicación sobre los dos tipos de experimentos más comunes: de colisionador y de blanco fijo, así como una breve introducción al experimento NA62, que es el experimento en el que se basa este trabajo de investigación.

Capítulo 4

Experimento NA62

A continuación se muestra una de las clasificaciones de experimentos de partículas y su descripción, así como el modo en que opera el experimento NA62 y sus principales componentes.

4.1. Colisionadores vs Blanco Fijo

Si tenemos un haz de partículas y lo hacemos colisionar en un blanco, entonces tenemos un experimento de blanco fijo; si tenemos, en cambio, dos haces de partículas viajando en direcciones opuestas y las hacemos colisionar entre sí, entonces tenemos un colisionador.

Recordando la dualidad onda-partícula, y que una alta energía implica una menor longitud de onda, podemos concluir que un acelerador de altas energías nos permite observar cosas cada vez más pequeñas. Como uno de los objetivos de los aceleradores de partículas es observar quarks y leptones, lo más pequeño conocido hasta ahora, necesitamos aumentar la energía a la que nuestras partículas son capaces de colisionar. Por otro lado, la luminosidad está relacionada con el número de partículas que colisionan, y cuanto mayor es la luminosidad también es mayor la probabilidad de encontrar decaimientos o eventos raros.

Debido a los dos aspectos mencionados anteriormente, en el experimento NA62 se decidió utilizar un experimento de blanco fijo, pues proporcionan más colisiones, mientras que los colisionadores nos permiten alcanzar energías más altas. A continuación, se muestra una pequeña explicación de por qué sucede esto:

- Colisionadores: En éstos se disparan montones de partículas directa-

mente hacia otra colección de partículas. Por ejemplo, si tenemos un total de aproximadamente 10^{11} partículas por disparo, al tener 2 haces, tenemos alrededor de 20^{11} , y algunas de ellas colisionan.

- Blanco fijo: Si, por el contrario, se impacta un montón de 10^{11} partículas en un blanco fijo, las cosas son bastante diferentes: la cantidad de partículas que colisionan es mucho mayor. Por ejemplo, dadas las mismas colisiones, un centímetro cúbico de agua contiene cerca de 10^{24} partículas, así que el haz que lo pueda atravesar permitirá bastantes más colisiones, y sucede así para cualquier objetivo sólido.

Con la información anterior y entendida la razón por la que se trabaja con un experimento de blanco fijo, a continuación se mostrará el procedimiento seguido para obtener el haz de protones en el experimento.

4.2. Obtención del haz de protones

Para obtener el haz de protones en el experimento NA62 deben de ocurrir varias etapas que, de manera general, son las siguientes:

- Adquisición de protones a partir del *duoplasmatron*. En esta etapa se retiran electrones de Hidrógeno contenido en un bote del mismo. El procedimiento se lleva a cabo en lo que se conoce como *duoplasmatron* mediante un campo eléctrico, de tal manera que sólo los protones continúan la trayectoria.
- Aceleración en el *LINAC2*. Los protones generados en el *duoplasmatron* llegan al *LINAC2*, que es un acelerador lineal con el cual se da un impulso inicial a las partículas, que se logra mediante conductores cuyas cargas eléctricas se alternan para de esta forma lograr que los protones avancen en la dirección deseada, impulsados hacia adelante y experimentando repulsión eléctrica hacia atrás. Para que el haz de protones se encuentre enfocado con precisión se utilizan cuadrupolos magnéticos [2].
- Aceleración de los protones en aceleradores de tipo sincrotrón. Al final del *LINAC2* los protones aumentan su energía, pero ésta no es suficiente para operar en NA62, por lo que los protones son sometidos a tres aceleradores más, hasta que su energía es del orden de los GeV. Dichos aceleradores son los siguientes:

1. *Proton Synchrotron Booster (PSB)*: Las partículas parten de 50 MeV y alcanzan 1.4 GeV [4].
2. *Proton Synchrotron (PS)*: Acelerador mayor en tamaño (628 m de circunferencia). Se alcanzan los 25 GeV [3].
3. *Super Proton Synchrotron (SPS)*: Con alrededor de 7 km de circunferencia, los protones pueden llegar a alcanzar los 450 GeV. Este valor es el máximo posible, sin embargo, dependiendo de los fines, los haces pueden tener energías por debajo de dicho valor [5].

Una vez realizado lo anterior, los protones llegan al NA62 con la energía necesaria para realizar las pruebas. Así, pues, a continuación se hablará del modo de operación de este experimento.

4.3. Funcionamiento del detector del NA62

Primero, se abordará de manera general la conformación de los detectores de NA62 y al final se hablará de los detectores que se utilizaron para el presente estudio.

Para que el experimento sea de interés científico, debe aumentar el número de eventos respecto a mediciones anteriores. El experimento NA62 tiene como objetivo producir 100 eventos del tipo $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. Sabemos que este decaimiento raro del kaón es muy poco común; de 10^{13} decaimientos de kaones se espera conseguir las 100 muestras deseadas. Realizando mediciones de la *missing mass*, podemos saber el decaimiento del kaón que fue medido, ya que conocemos la masa de la partícula en que decae y conocemos también la del pión.

A pesar de que tenemos un haz de muy alta energía (≈ 400 GeV), se utiliza un haz secundario de 75 GeV, y el experimento cuenta con una región de decaimiento de 65 m, en el que la mayoría de los detectores tienen una forma aproximadamente cilíndrica alrededor del haz.

Ahora, se hablará sobre los detectores y componentes básicos del experimento, de los cuales el GTK3 fue el detector que se utilizó como blanco fijo en este estudio. El Gigatracker (GTK) es un espectrómetro con el que podemos conocer el momento de todas las partículas del haz. Teniendo en mente esto y la importancia de este espectrómetro, se procederá a dar una explicación de las partes que conforman el experimento.

Tenemos dos haces de partículas, que se describirán mejor más adelante, uno correspondiente al haz de kaones -el haz principal-, y también el haz secundario, compuesto principalmente muones y otras partículas como piones y protones.

A pesar de estar estudiando el decaimiento $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, se utiliza información del decaimiento $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ como método de calibración, a partir de la reconstrucción de la masa del kaón.

El haz de protones recorre la siguiente trayectoria:

$$LINAC2 \rightarrow PSB \rightarrow PS \rightarrow SPS \rightarrow P42 \rightarrow T10 \rightarrow K12$$

Se puede considerar al haz P42 como el primer elemento del experimento, pues recibe los protones del SPS. Cuando lo recorren llegan al objetivo T10, que es una varilla de Berilio de 2 mm de diámetro y 400 mm de longitud. El haz secundario comienza a partir del T10 con una energía de $+75 \text{ GeV}/c$ tal que se maximiza la cantidad de kaones respecto a protones y otros hadrones, principalmente piones.

Se cuenta con colimadores de cobre y tungsteno, que son orificios que fungen como filtros para que sólo ciertas partículas los puedan atravesar.

Lo primero con lo que se encuentran las partículas del haz es con tres cuadrupolos magnéticos (Q1, Q2 y Q3) que desvían el haz. Después, comienza una sección denominada *Achromat 1*, que consiste en 4 dipolos magnéticos, de los cuales el primer par desvía las partículas -de forma paralela hacia abajo- y la segunda vez las regresa a la posición inicial. Con esto se ahorra espacio longitudinal y se eliminan los muones ya que la desviación de las partículas es tal que sólo los kaones siguen la trayectoria deseada del haz. A la mitad del *Achromat 1* se encuentran los *TAX1* y *TAX2*, que son un filtro de partículas a partir del momento de las mismas, de tal forma que se eliminan partículas que no son de interés. A la mitad de los *TAX1* y *TAX2*, se encuentran placas de Tungsteno que por el proceso de Bremsstrahlung desacelera los positrones y se separan del haz.

Posterior a ello se tienen nuevamente tres cuadrupolos magnéticos (*Q4-Q6*) y dos colimadores que vuelven el haz a su posición original. Después, las partículas pasan a través de un agujero de 40 mm de longitud, y mientras eso sucede la presencia de un campo magnético desvía los muones cargados.

Un contador Cherenkov (*CEDAR*) equipado con 8 arreglos de fotodetectores (*KTAG*) sirve para identificar el K^+ en el haz. Esto requiere que el haz se vuelva paralelo, para lo cual el *CEDAR* está precedido por dos cuadrupolos (*Q7*, *Q8*), así como por colimadores de limpieza horizontales y verticales (*C4*, *C5*) para absorber partículas en las colas del haz.

Después del *CEDAR*, un doblete de cuadrupolos relativamente débiles (*Q9*, *Q10*) coinciden con el haz a través de la etapa de seguimiento y medición del momento.

El sistema de seguimiento del haz *GTK* consta de cuatro partes, cada una compuesta por detectores de píxeles de silicio. La región de desintegración está contenida en los primeros 60 m de un tanque grande de 117 m de largo. El tanque alberga 11 detectores *LAV* (Large Angle Veto) y las cuatro cámaras *STRAW* del espectrómetro. El diámetro del recipiente aumenta de 1.92 m en la primera sección después de *GTK3* a 2.4 m en la sección central y a 2.8 m en la región del espectrómetro y después de los *STRAW*, se tiene el *RICH*, que es un detector Cherenkov que permite identificar entre partículas del haz.

En la Figura 4.1 se muestra la composición general del experimento. Vale la pena mencionar que las escalas en *Y* y *Z* son distintas, por lo que es un experimento muy largo y con un ancho muy pequeño.

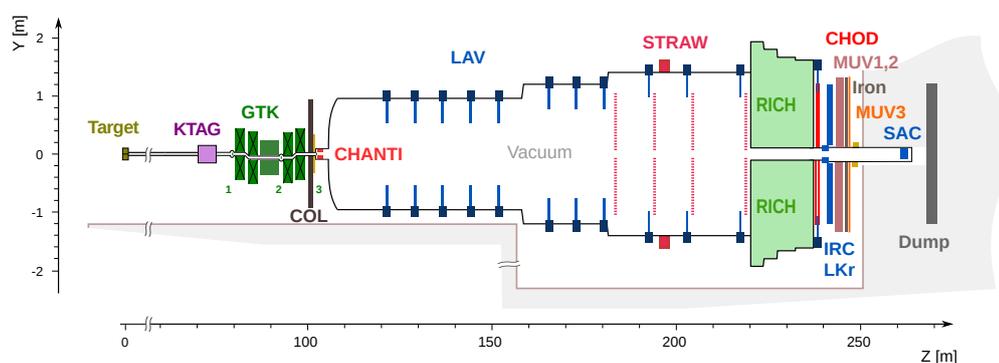


Figura 4.1: Composición del experimento NA62 [19]

A grandes rasgos, ésa es la composición de los principales detectores del experimento. Sin embargo, como parte de este estudio, se utilizarán únicamente algunos de ellos, de tal manera que los más importantes de ellos, así como el uso que se les dará, son:

- KTAG: Detector Cherenkov que permite detectar si una partícula es o no un kaón. Tiene una resolución temporal de ~ 80 ps.
- GTK: Permite realizar la medición del momento y la posición de las partículas del haz, y está formado por cuatro estaciones colocadas justo después del KTAG. Verifica también que la dirección del haz sea la correcta, y desvía las trayectorias de tal forma que pasen únicamente las que tienen momentos cercanos a $75 \text{ GeV}/c$. El tiempo de una partícula que pasa por ahí se mide con una precisión de ~ 130 ps.
- CHANTI: Se coloca justo después del GTK y se usa para descartar eventos donde las partículas del haz hayan interactuado con el material del GTK3.
- STRAW: Compuesto por cuatro cámaras y un dipolo magnético que miden el momento de las partículas cargadas y permiten conocer por dónde pasaron éstas.
- RICH: Detector Cherenkov que permite realizar la identificación de las partículas salientes, distinguiendo entre kaones y piones del GTK3.

Una vez conocidos los principales detectores necesarios para el estudio, en el próximo capítulo se muestra la selección de datos, que abarca desde una preselección hecha antes de que pudiera adquirir los datos, hasta la selección que yo realicé para tener señales más limpias.

Capítulo 5

Selección de datos

5.1. Hipótesis de trabajo: Hadroproducción de K_s^0

El estudio se enfocó en la producción del mesón de K_s^0 en NA62, usando los haces de kaones y piones/protones del experimento (mismos que se estudiarán inicialmente en conjunto pero posteriormente por separado para observar diferencias y similitudes entre tipo de haz), y como blanco fijo el GTK3. Se estudió el número de K_s^0 producidos como función de la distancia al GTK3, y del momento del par $\pi^+\pi^-$.

Para esto, se planteó la suposición de los procesos:

$$K^+ + N \rightarrow K_s^0 + (X), \quad (5.1)$$

$$\pi^+/p^+ + N \rightarrow K_s^0 + (X), \quad (5.2)$$

$$K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \quad (5.3)$$

donde N representa al núcleo del blanco fijo, en este caso el GTK3: suponemos una de las partículas de las que está compuesto el haz de NA62, kaón, pión o protón, colisiona con el GTK3, lo que produce la partícula de interés, el K_s^0 , pudiendo producirse adicionalmente otras partículas en el choque, a las que colectivamente denotamos como (X) . En otras palabras, no es necesario conocer a todas las partículas de los procesos descritos en las ecuaciones 5.2 y 5.1, simplemente basta con identificar el par de partículas $\pi^+\pi^-$ que se originaron a partir del decaimiento del K_s^0 y no nos preocupamos por las partículas (X) , y con ello, el análisis que se realiza es de tipo inclusivo.

Para nuestro estudio, es importante señalar que hemos separado dos procesos de producción, dados por las ecuaciones 5.1 y 5.2, debido a que el haz

de NA62 se compone de K^+ , π^+ y p^+ , pero solo el K^+ es identificado por el KTAG, así que en nuestro estudio podremos separar ambos procesos, producción por un K^+ , o producción con un haz que puede ser de protones o piones positivos, sin poder distinguir entre estos.

Cabe señalar que estos procesos de hadroproducción no eran el objetivo del experimento, pues el GTK3 no está diseñado como un blanco fijo, siendo que el estudio principal del experimento consiste en estudiar el decaimiento:

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}, \quad (5.4)$$

que consiste en un decaimiento raro del K^+ [1], y mediante el presente estudio es posible encontrar otra aplicación del GTK3, ya que como se observará más adelante, es posible conocer las partículas producidas por choques con el mismo, sus tiempos de vida entre otras cosas, que se encuentran en el apartado de resultados.

A continuación se muestra la preselección de los datos con los que trabajé y la razón por la que fueron elegidos.

5.2. Preselección y selección de datos

Antes de que en mi análisis aplicara mis propios cortes, se realizó una preselección de eventos que ya se había aplicado para reducir el número de datos que se guardaron en las máquinas del clúster de Física de Altas Energías del IFUASLP. Todo esto fue debido a que el experimento, debido a su objetivo principal de producir 10^{13} decaimientos del K^+ , tiene muchísimos eventos que no son relevantes para el presente estudio. La selección de datos inicial guardó eventos en los que podrían haber partículas como $\Lambda(1115)$ y $\bar{\Lambda}$, K_s^0 , $K^{*\pm}$, K^{*0} , etc., de las cuales para mi estudio sólo se trabajó con K_s^0 .

Una vez obtenidos los datos previamente preseleccionados, realizamos la selección para el presente análisis, utilizando el software ROOT [14]. Como dijimos, el análisis de datos se realizó en el clúster de Física de Altas Energías del IFUASLP, que posee los datos propiamente dicho del experimento NA62, así como los correspondientes a las simulaciones de Monte Carlo para dicho proceso de estudio.

Para esto, estudiaremos la producción del par $\pi^+\pi^-$ en datos de NA62 bajo los siguientes requerimientos:

- Buscamos eventos con al menos un vértice secundario.

- El vértice debe tener asignadas dos partículas cargadas, una positiva y otra negativa.
- Requerimos que este vértice aparezca adelante (downstream) del GTK3, y definimos una variable de distancia como:

$$D = Z_{GTK3} - Z_{vtx}. \quad (5.5)$$

- Exigimos que la masa invariante del par, suponiendo que son piones, sea compatible con la masa de la partícula que buscamos, en este caso un K_s^0 .

El experimento NA62 se tiene una gran cantidad de datos a nuestra disposición para trabajar. Por la cantidad de estadística en los archivos de datos y la limitación de disco en las computadoras del IFUASLP, se decidió emplear archivos correspondientes al año 2018. Se eligieron datos de dicho año ya que respecto a los datos de años anteriores éste contaba con mayor número de entradas en sus archivos y con una mayor estadística se pueden obtener datos más precisos. El NA62 obtuvo datos también en el 2021, pero para la fecha en que se comenzó a trabajar en este análisis estos datos aún no están disponibles para su análisis.

Del año 2018 se tienen varios archivos etiquetados con letras de la A a la H , y se eligió un archivo que contuviera una cantidad considerable de eventos respecto al promedio de eventos. Al haber fracciones de datos del 2018 distribuidos en varios archivos, hemos contabilizado que hay en promedio un 12.5 % de eventos en cada uno, y al hacer el conteo de eventos en cada grupo, se encontró que el grupo etiquetado como 2018E contenía una relación de eventos del 18.40 %, lo que lo convirtió en un buen candidato para llevar a cabo el estudio, por tener una mayor estadística que el promedio.

Cabe señalar que la razón de trabajar con un sólo conjunto de datos es que la estadística es suficiente para hacer un análisis confiable, además que para correr con un único grupo de datos toma más de un día, y cada análisis requiere de muchas corridas para ir haciendo los estudios correspondientes.

En la siguiente sección se muestran los diferentes cortes que se aplicaron a los datos para eliminar background y lograr tener señales más limpias y mediciones más precisas.

5.3. Características de los datos: cortes principales en mi selección

Antes de realizar el análisis de los datos, es conveniente tener una idea de la forma en que se encuentran los mismos antes de realizar algún corte, donde por corte entendemos la aplicación de ciertas restricciones que permitan eliminar el background y encontrar señales más limpias. Claro que estos cortes deben tener un sentido físico que permita considerarlos como cortes importantes para el estudio como lo es, por ejemplo, el momento máximo que puede tener el par $\pi^+\pi^-$, ya que el experimento NA62 tiene como límite 78 GeV/c, el momento del haz.

Primeramente, en la Figura 5.1 se observa la distribución de la masa invariante del par $\pi^+\pi^-$ entre 400 y 600 MeV/c^2 en los 52 archivos de datos del grupo 2018E. Se puede observar que el total de eventos preseleccionados es muy grande, del orden de 7×10^7 , por lo que a partir de este histograma se espera tener suficiente estadística para realizar las mediciones deseadas con un buen nivel de precisión. Sin embargo hay que aclarar que para esta ventana de 400 a 600 MeV/c^2 no aparecen todos esos eventos, sólo los que corresponden a ese rango, así que para poder observar cada uno de estos eventos, se debería ampliar el rango del eje x , pero no se hizo ya que sólo nos interesa la distribución alrededor de la masa del kaón. La forma en que se obtuvo el valor de la masa invariante del par fue mediante la suma de los cuadrimentos de las partículas del vértice, suponiendo que ambos son piones, ya que el decaimiento de interés es $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, de tal manera que pudimos conocer la masa invariante de la partícula madre a partir de los momentos de las partículas que surgen de su decaimiento, y de la suposición de que son piones. En este caso se consideraron todos los pares de piones $\pi^+\pi^-$ producidos, independientemente del haz de partículas que las produjo. A partir del histograma mostrado, se observa que se tiene un pico en la masa invariante muy cercano a 500 MeV/c^2 en el eje x (ligeramente menor a este valor), y en el próximo capítulo se mostrará el valor exacto medido de la masa en el que se encuentra dicho pico, que es bastante cercano a 497.614 ± 0.024 MeV/c^2 , que es al valor de la masa del K_s^0 reportado en el Particle Data Group. **Falta la cita aquí [?]**. Cabe señalar que todas las gráficas presentadas en este trabajo se encuentran en inglés debido a que se tiene previsto presentarlas a la colaboración de NA62 en el futuro.

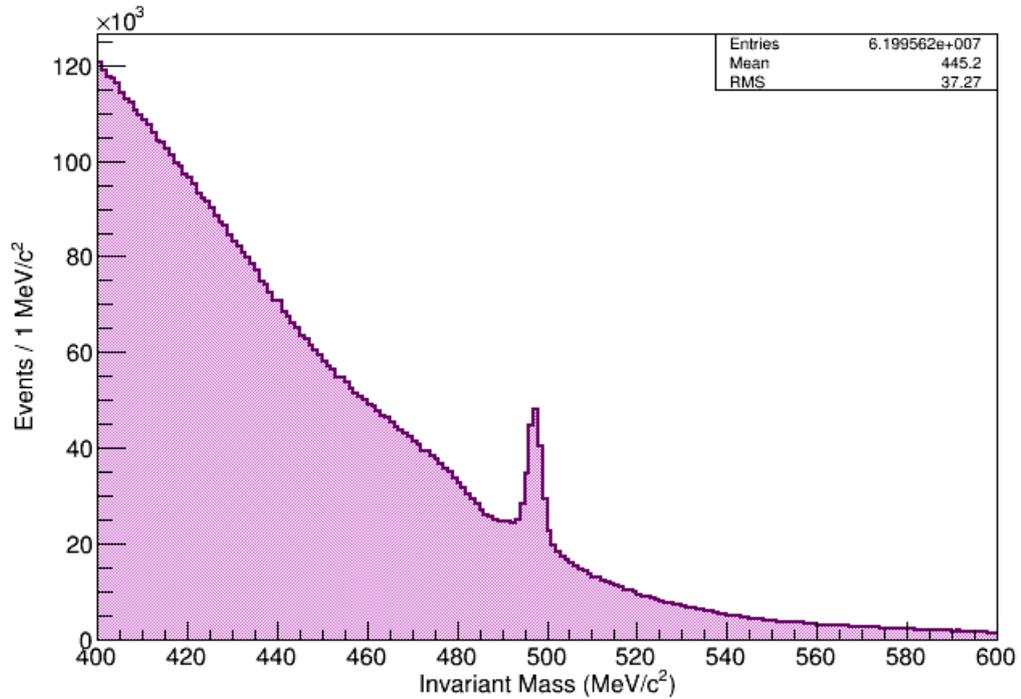


Figura 5.1: Distribución de masas para el par $\pi^+\pi^-$.

A continuación se muestra la descripción de los cortes realizados, uno a uno, así como de los eventos que fueron descartados.

5.3.1. Cortes en tiempo

Un aspecto importante en este estudio es que, para cerciorarnos de que las partículas que suponemos son el par $\pi^+\pi^-$ forman un vértice, ellas hayan coincidido en un muy pequeño intervalo temporal. Para este caso, lo que se hizo fue comparar el tiempo con el que se registró la partícula 1 en el evento, con el tiempo de la partícula 2, haciendo la diferencia entre ambos para ver si se produjeron simultáneamente. De acuerdo a las resoluciones de los detectores, y a la distribución de la diferencia temporal, fijamos un corte en ± 2 ns, de manera que exista una ventana de tiempo aceptable a partir de la resolución de los detectores. Es decir, si las dos partículas resultantes se produjeron en un intervalo no mayor a 2 ns, entonces se acepta como una coincidencia y se acepta el evento. Los eventos donde no se cumple esta condición se consideran background (ruido de fondo) en la señal que se estudia.

5.3. CARACTERÍSTICAS DE LOS DATOS: CORTES PRINCIPALES EN MI SELECCIÓN33

La manera en la que la medición del tiempo se llevó a cabo, fue mediante el empleo de las señales provenientes de tres detectores diferentes. Primero, se trató de medir el tiempo mediante el RICH, quien tiene la mejor resolución temporal en el experimento. Si el RICH no tiene una medición de tiempo para la partícula, entonces se utilizan las mediciones del CHOD, que es un detector que funciona mediante la técnica de centelleo, y cuando el tiempo no se mide ni con el RICH ni con el CHOD se utiliza el tiempo medido por los STRAWs.

Una vez obtenida una variable de tiempo, se realizaron tres histogramas que involucran los tiempos anteriormente mencionados. En la Figura 5.2(a) se muestran los tiempos para los cuales se tuvo registro de la primera partícula asignada al vértice, independientemente de su carga. En la Figura 5.2(b) se muestran los tiempos para el segundo pión.

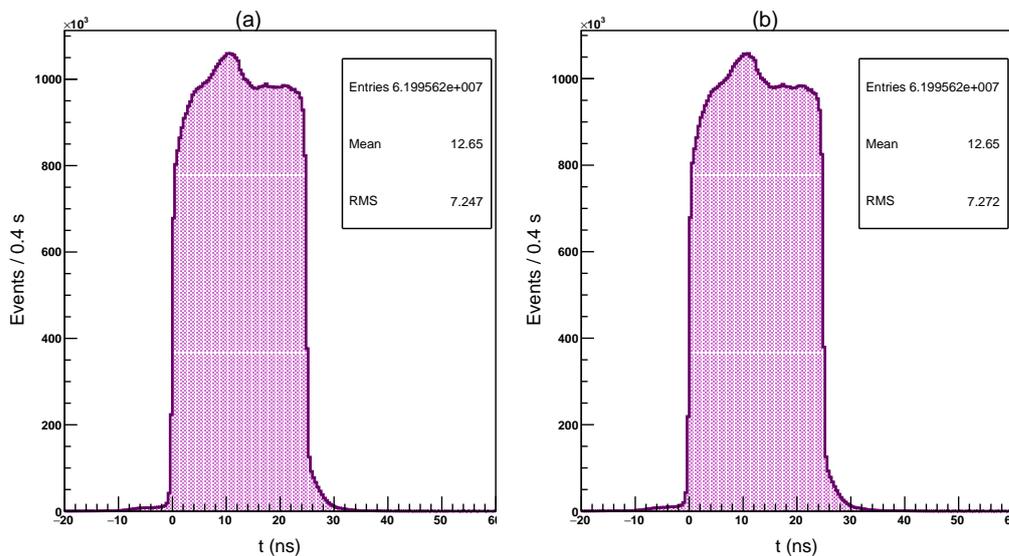


Figura 5.2: (a) Tiempo medido para la partícula correspondiente a la trayectoria 1. (b) Tiempo medido para la partícula correspondiente a la trayectoria 2.

Al comparar los tiempos de las partículas 1 y 2, vemos que tienen una forma bastante similar entre ellos, lo que es debido a que no hicimos distinción en la carga de las partículas, lo que significa que las tomamos al azar.

En la Figura 5.3(a) se muestra el histograma correspondiente a la diferencia de los tiempos de cada partícula ($\text{TrackTime2} - \text{TrackTime1}$). Como se observa, se obtiene un histograma que se asemeja a una gaussiana centrada

en cero, prácticamente simétrica, y podemos ver que la mayoría de las entradas se encuentran dentro de una ventana de ± 2 ns, por lo que esperaríamos que al graficar la masa invariante del par, bajo la restricción de que los piones se hayan producido en una ventana temporal menor a 2 ns, se obtengan casi todas las entradas que se obtuvieron antes de hacer la restricción, y de ser así, tendríamos un motivo más para confiar en la credibilidad de los datos y las mediciones en general.

El histograma de la masa invariante del par, antes del corte, se muestra en la Figura 5.3(b), mientras que la Figura 5.3(c) contiene el histograma de eventos con ese corte. Nuevamente, para hacer un estimado del porcentaje de mediciones que cumplen con esta condición, se realiza el cociente:

$$\frac{\text{eventos con } \Delta t \leq 2 \text{ ns}}{\text{eventos totales}} \approx \frac{6.07 \times 10^7}{6.19 \times 10^7} = 0.9806, \quad (5.6)$$

de donde se obtiene que el 98 % de los eventos iniciales cumplen con la característica de que en el par $\pi^+\pi^-$ ambas partículas fueron producidas simultáneamente, ó, en otras palabras, que los dos piones realmente provienen de un vértice.

Por otro lado, en la Figura 5.3(d) se muestra el histograma de los eventos en donde las partículas del vértice fueron producidas en un intervalo mayor a 2 ns. Cabe resaltar que se aprecia un leve pico, que se debe a que algunos de estos eventos tienen K_S^0 , y se les puede considerar como eventos *out of time*. La razón de esto es que el tiempo entre las partículas que provienen de un decaimiento tiene que ser simultáneo dadas las altas velocidades de las partículas en el experimento, pero dado que, como dijimos arriba, diferentes detectores tienen diferentes resoluciones temporales, nuestro corte en ± 2 ns es aproximadamente 2σ 's de la resolución de cada uno de los STRAW, los cuales tienen menor resolución que el RICH o el CHOD, lo que implica que cerca del 5 % de los K_S^0 's pueden salirse del corte que hemos impuesto. Un problema similar en los tiempos de los diferentes detectores se explicará con mayor detalle en el siguiente capítulo, relacionado con los triggers con los que fueron seleccionados los datos.

5.3. CARACTERÍSTICAS DE LOS DATOS: CORTES PRINCIPALES EN MI SELECCIÓN³⁵

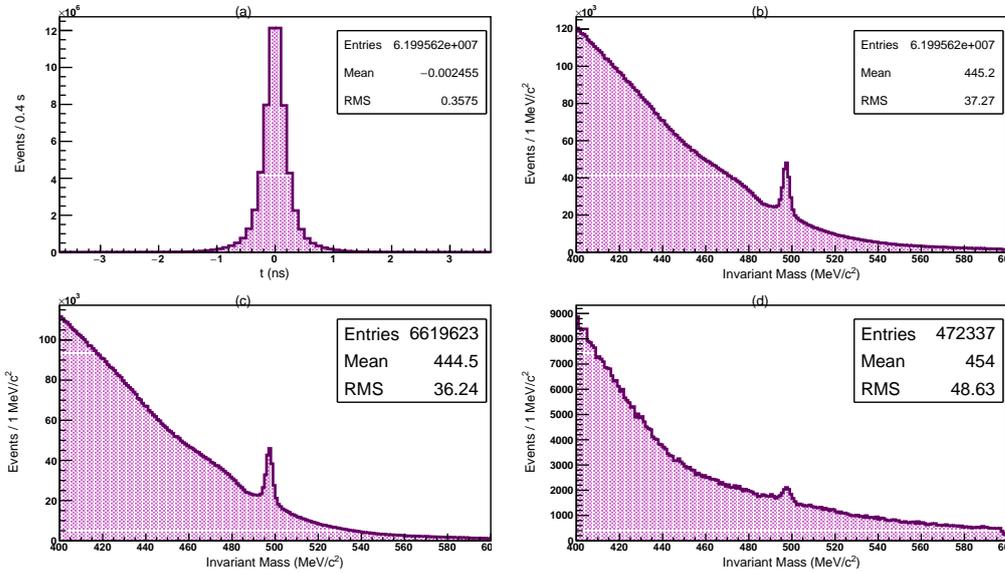


Figura 5.3: (a) Diferencia del tiempo de producción para el par de partículas medido ($t_{track_2} - t_{track_1}$). (b) Distribución de masas para $\pi^+\pi^-$ sin ninguna restricción. (c) Masa invariante de $\pi^+\pi^-$ tal que el par se produjo en un intervalo menor a 2 ns. (d) Masa invariante de $\pi^+\pi^-$ tal que el par se produjo en un intervalo mayor a 2 ns.

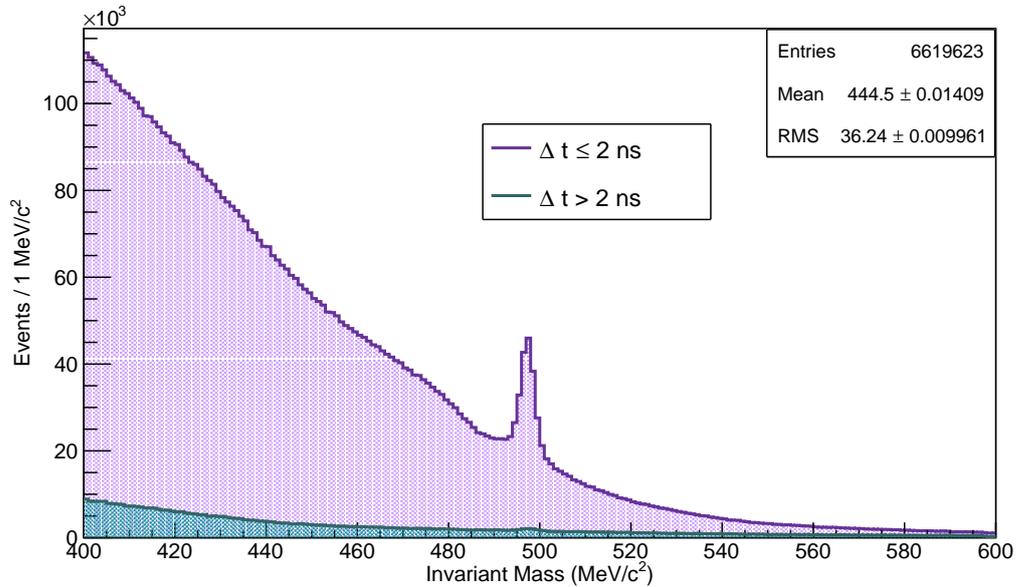


Figura 5.4: Distribución de masas para K_s^0 bajo diferentes cortes en el tiempo.

Finalmente, en la Figura 5.4 se muestra la comparación entre los eventos que se produjeron con una ventana de tiempo menor a 2 ns y los que tardaron más de 2 ns en producirse.

Como se observa, el corte anterior permite eliminar mayormente background, y la cantidad de K_s^0 que se elimina es pequeña respecto a la señal que se acepta para la ventana temporal menor a 2 ns, perdiéndose sobre el background rechazado.

Cabe señalar que para este corte en tiempo, y los histogramas respectivos de masa invariante, se contabilizaron todos los eventos, arriba de 60 millones, y aunque nosotros observamos únicamente las distribuciones en una pequeña ventana alrededor de la masa del kaón neutro, existen muchos eventos fuera de estas gráficas, sobre todo para masas bajas, en la región donde crece el fondo. Incluso, es sabido que en estos eventos pueden existir partículas Λ o $\bar{\Lambda}$, en donde uno de los piones en realidad es un (anti-)protón, como se explicará más adelante.

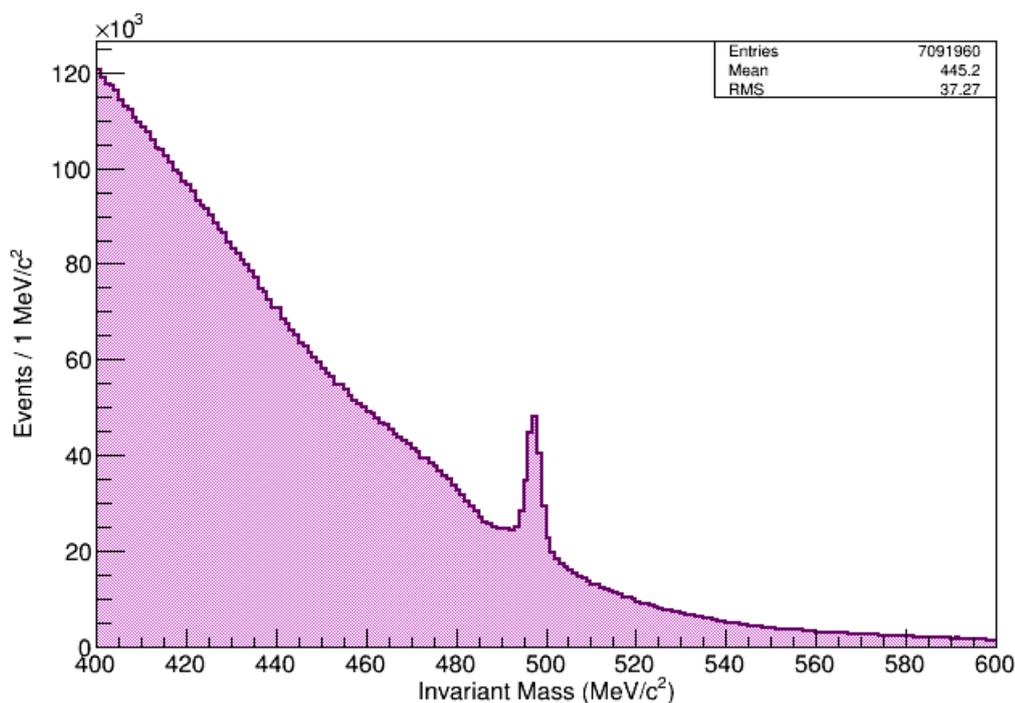


Figura 5.5: Distribución de masas para el par $\pi^+\pi^-$ para masas entre 400 y 600 MeV/c^2 .

Debido a lo anterior, y para que el número de eventos que aparece en

5.3. CARACTERÍSTICAS DE LOS DATOS: CORTES PRINCIPALES EN MI SELECCIÓN³⁷

la leyenda de los histogramas corresponda a los que vemos en las gráficas, a partir de esta distribución los histogramas se harán considerando únicamente los eventos cuyas masas se encuentren en el intervalo de masas de la ventana, entre 400 y 600 MeV/c^2 , por lo que desde este punto se observará cómo las entradas de todos los histogramas disminuirá considerablemente. Por esto, es conveniente observar el histograma que tiene ahora el número de eventos correspondiente a este rango de masas, el cual se muestra en la Figura 5.5. Como se observa, en total tenemos poco más de siete millones de eventos, que aunque es menor que el 6.19×10^7 , sigue siendo una cantidad muy buena de estadística para nuestros estudios de kaones.

Ahora, se mostrará el corte respecto a otra variable física importante, que es el momento.

5.3.2. Cortes en momento

Otros cortes que se pueden aplicar son los que corresponden a una restricción respecto al momento máximo del par de partículas en el vértice, y también el punto donde coinciden las trayectorias del par de piones. En los archivos del 2018, que incluyen el archivo seleccionado para el análisis, el momento nominal del haz es de 74.8 GeV/c . En 2021, pasa de 75 GeV/c por unas cuantas décimas. Cuando observamos las distribuciones de momento del par, se puede ver que muchos eventos sobrepasan los 77 GeV/c , lo que nos recuerda que el valor nominal no es muy representativo de la distribución real, que tiene un ancho y una *cola*, aunque el valor central es aproximadamente 75 GeV/c .

Antes de hacer cortes en el histograma de masa invariante del par, es conveniente observar una gráfica de la distribución de su momento, para de ahí tener una idea de cómo fijar un corte en el momento del par, tal como se hizo para el tiempo.

En la Figura 5.6(a) se observa el histograma correspondiente al momento del par asociado al vértice. Como se observa, el histograma comienza a tener entradas aproximadamente a los 24 GeV/c , cuyo número va en aumento hasta llegar alrededor de los 55 GeV/c ; luego decae, y cerca de 65 GeV/c sube nuevamente pero ahora con un pico mucho menor, decayendo rápidamente hasta los 78 GeV/c , teniendo posteriormente una cola casi constante que decae conforme aumenta el momento, y que ya no graficamos por lo que exponemos a continuación. Esta distribución nos hace suponer que los pares de partículas con momento menor a 78 GeV/c , son los que realmen-

te corresponden al proceso (4.1-4.2). Por tal motivo, y basándonos en esta distribución, hemos determinado que 78 GeV/c es un valor aceptable como momento máximo del par de partículas del vértice.

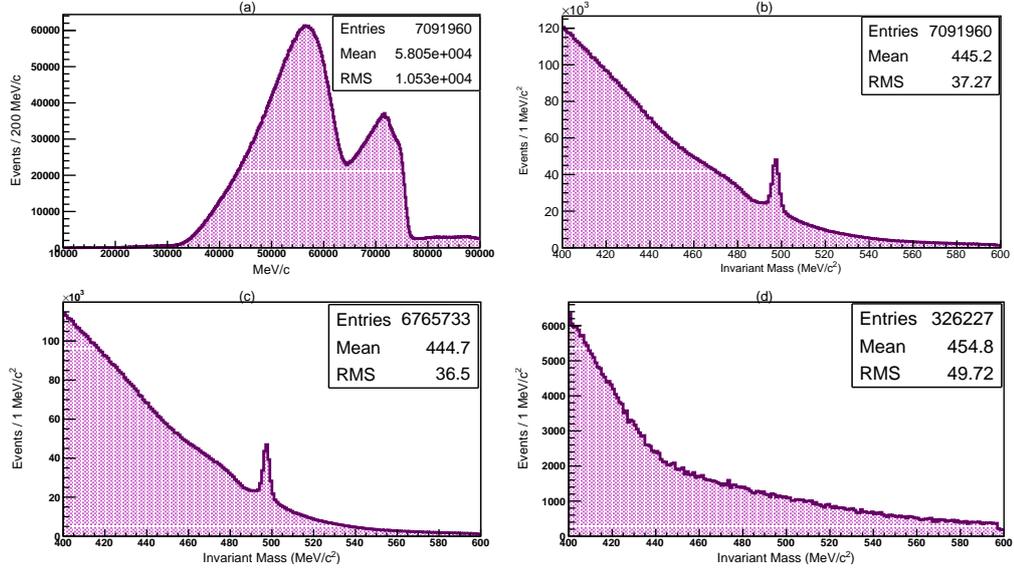


Figura 5.6: (a) Distribución de momento del par $\pi^+\pi^-$. (b) Distribución de masas para $\pi^+\pi^-$ sin ninguna restricción. (c) Distribución de masas para $\pi^+\pi^-$ con la restricción $P_{z_{m\acute{a}x}} \leq 78$ GeV/c. (d) Distribución de masas para $\pi^+\pi^-$ con la restricción $P_{z_{m\acute{a}x}} > 78$ GeV/c.

Con lo anterior comprendido sabemos que, al estar el valor máximo del momento del haz alrededor de 75 GeV/c, con una cola que puede llegar a los 78 GeV/c, un par de partículas con momento mayor a ese valor podría verse como producto de un error en la medición por parte de los detectores, o una malinterpretación de la conformación del vértice. Al decir esto nos referimos a que en algunos casos existe la posibilidad de que el haz sea un poco deflectado por el GTK3, y por coincidencia junto con alguna otra trayectoria forme un vértice falso, cuyo momento será mayor que el valor promedio del haz, al sumarle a esa partícula del haz el momento de la otra.

Para ver gráficamente lo que hemos expuesto arriba, en la Figura 5.6(b) se muestra de nuevo la gráfica de masa invariante en el rango de 400 a 600 MeV/c², sin corte de momento. En la Figura 5.6c se muestran las entradas de la misma masa invariante, pero ahora con la restricción de momento del par menor a 78 GeV/c. Ahí se observa que, a pesar de que hubo una disminución en el número de entradas, el resultado sigue siendo del mismo orden, y al hacer

5.3. CARACTERÍSTICAS DE LOS DATOS: CORTES PRINCIPALES EN MI SELECCIÓN 39

el cociente entre el número de entradas que cumplen con esta restricción y el número de entradas totales sin dicho corte, se obtiene:

$$\frac{\text{eventos con } P_{max} \leq 78 \text{ GeV}/c}{\text{eventos totales}} = \frac{6,765,733}{7,091,960} = 0.9540, \quad (5.7)$$

de donde se concluye que la muestra que cumple con dicha restricción es bastante buena, ya que contiene casi al 95 % del total de eventos y con ello podemos suponer que las mediciones realizadas son correctas, puesto que más o menos el 1 % de los datos medidos cumplen con un valor en el momento que no es el esperado.

Ahora viene la parte más importante, que es revisar si el corte que se hizo en el momento elimina los eventos con kaones que nos interesan. Esto debido a que de nada nos sirve un corte que elimine mucho background pero con el cual a la vez perdamos una cantidad de eventos de interés considerable. Para esto se realizó también un histograma donde se observan los eventos que se descartaron. Esto es, eventos donde el momento de las partículas que se midió fue superior a los 78 GeV/c, que se muestra en la Figura 5.6(d). Podemos ver que no estamos perdiendo kaones con este corte de momento.

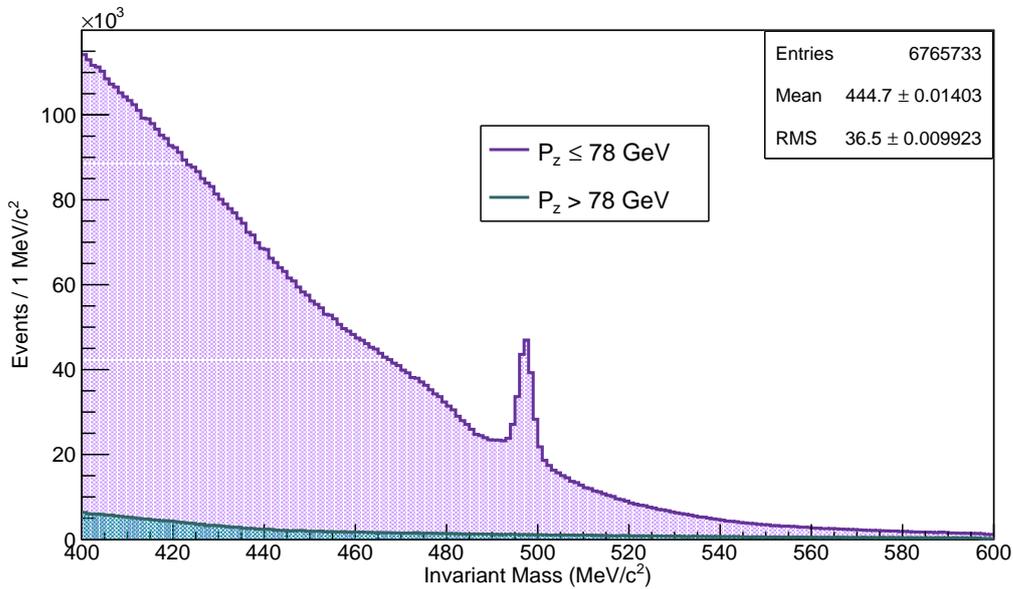


Figura 5.7: Masa invariante del par $\pi^+\pi^-$ con restricciones en el momento del par de piones producido.

Por último, en la Figura 5.7 se muestra la comparación entre el histogra-

ma de la masa invariante de las Figuras 5.6(c) y 5.6(d) para que, dibujados simultáneamente, se aprecie de mucho mejor manera la importancia de este corte. En base a ello, podemos considerar esto como un corte válido para eliminar background, pues al colocar las Figuras 5.6(c) y 5.6(d) juntas notamos que aunque por separado parecen tener la misma forma, al dibujarse simultáneamente, lo que eliminamos respecto al total de eventos es únicamente background, pues no se nota siquiera un leve pico en la masa del kaón neutro en los eventos descartados.

Ahora, se mostrará el último corte realizado, que corresponde a la distancia respecto al blanco fijo a la que se generó el par $\pi^+\pi^-$, que como se mostrará, es el corte que más ayudó a eliminar background.

5.3.3. Cortes en distancia

Otro corte importante corresponde a la distancia desde el GTK3 en la que se generó el par de piones. Como ya se dijo, este trabajo se basa en la suposición de que el GTK3 sirve como un blanco fijo para la producción de partículas, de tal manera que lo que esperamos es que la partícula de interés se produzca en el GTK3 y decaiga posterior a él, lo que determina la variable D definida en la Ecuación 5.5.

Para este análisis, se realizó primeramente un histograma donde se muestra la distancia, a lo largo de la dirección del haz, en la que coinciden el par de piones para formar un vértice. En la Figura 5.8 se observa dicha distribución para todos los eventos, sin cortes. Como se puede ver, la distribución es bastante asimétrica respecto al origen. Tenemos un máximo como a -1200 mm respecto al GTK3, tomando como positiva la dirección del haz. De ahí sigue una caída hasta poco después de -400 mm antes del detector. Luego, comienza a subir nuevamente la distribución y hay un pico nuevamente, esta vez por la posición en la que se tiene el GTK3 ($D=0$) y al alcanzarlo, el número de entradas comienza a decaer de manera exponencial. De esta manera, tenemos muchas entradas para valores de distancia menores a 0 mm. Las razones de esto pueden deberse como ya se ha mencionado, a coincidencias al azar, a efectos geométricos (en caso de que el par de piones se haya producido casi en cuanto la partícula madre se generó en el GTK, teniendo el GTK3 cierta geometría), pero entre más atrás del GTK3 se haya realizado la medición, la probabilidad de que esto ocurra comenzará a disminuir, pues se aleja completamente de la hipótesis de trabajo del GTK3 como blanco fijo. En resumen, si realizamos histogramas como función de la distancia, esperamos obtener un número de entradas mucho mayor para distancias bajas,

5.3. CARACTERÍSTICAS DE LOS DATOS: CORTES PRINCIPALES EN MI SELECCIÓN41

pero se espera que lo que se obtenga sea prácticamente ruido.

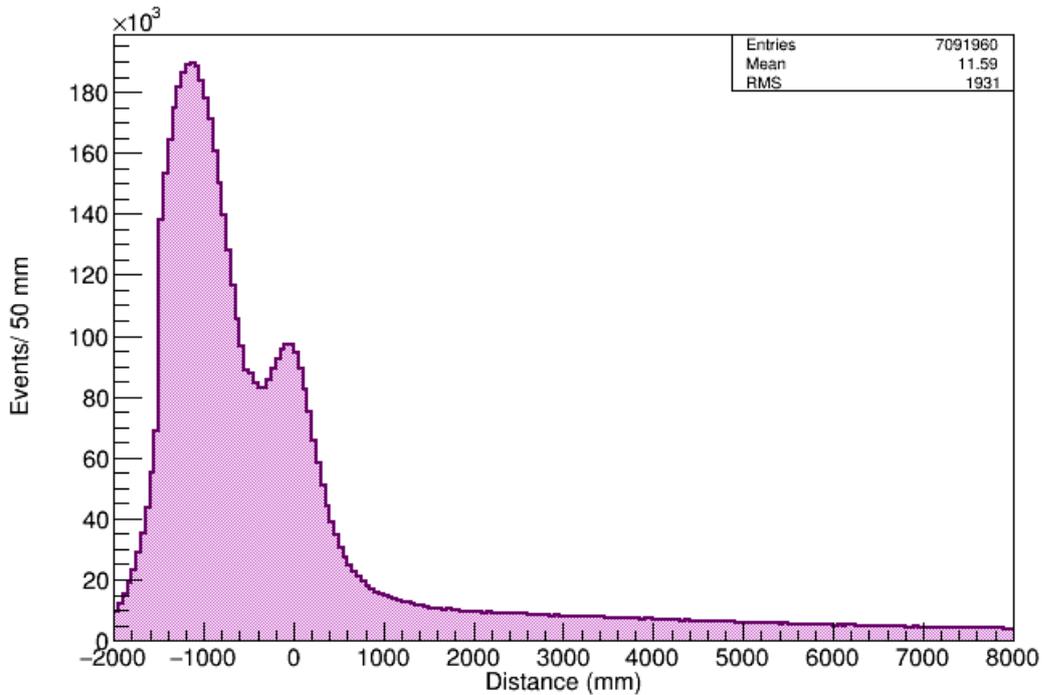


Figura 5.8: Distribución de distancias entre el GTK y el lugar en el que se generó el par de piones.

Ahora, es momento de observar cómo van cambiando las distribuciones de masa invariante como función de la distancia, y compararlas entre sí para elegir el mejor corte y de esta manera comprender mejor la distribución de decaimiento de los kaones. En La Figura 5.9(a) se observa la distribución para valores de distancia menores a -500 mm. Este resultado constituye algo muy importante, ya que como se puede apreciar, lo que se observa es prácticamente ruido, pues tiene forma de una recta con pendiente negativa y alrededor de la masa de K_s^0 no se observa señal alguna. Posteriormente, en la Figura 5.9(b) se muestra al siguiente caso, que constituye distancias negativas, pero ahora entre 500 mm detrás del GTK3 hasta 0, o el lugar donde se encuentra posicionado el blanco fijo. Para este caso, la distribución cambia respecto a la del inciso (a), pues ahora no parece una recta, sino una especie de exponencial negativa, y aunque para la masa del kaón se observa una pequeña señal, ésta es muy pequeña respecto al ruido que se presenta respecto a la Figura 5.5, donde no existe ningún corte.

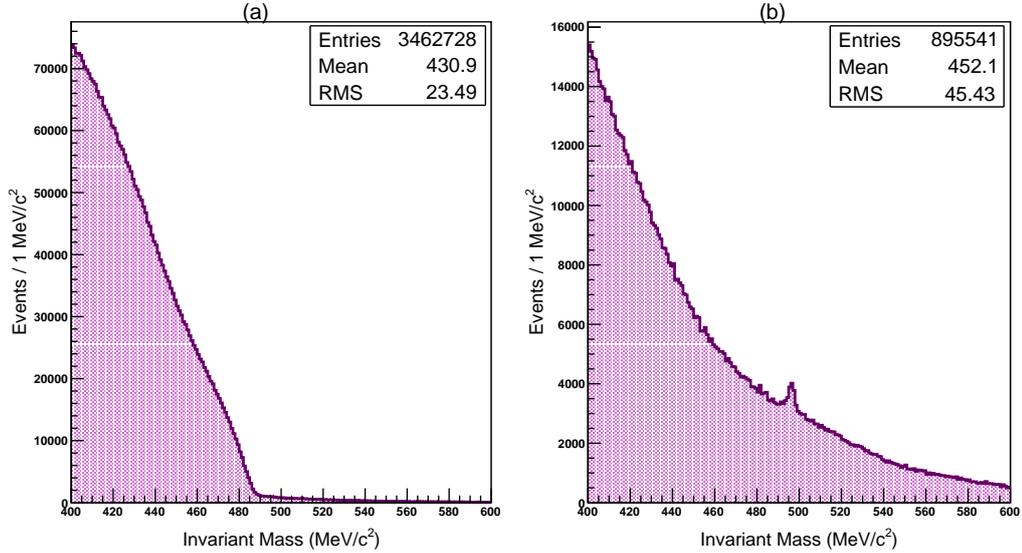


Figura 5.9: (a) Distribución de masas para K_s^0 bajo la restricción ($D < -500$ mm). (b) Distribución de masas para K_s^0 bajo la restricción ($-500 \text{ mm} < D < 0$ mm).

Posterior a ello, se analizaron distintos casos para distancias positivas, es decir, vértices cuya posición se encontrara después del GTK3. Para el primer caso, en la Figura 5.10(a) se muestra la masa invariante correspondiente a distancias ubicadas entre 0 y 500 mm por delante del GTK3. Observamos que tenemos un pico bastante más definido que para los casos de distancias negativas.

De la misma manera, se realizó el caso en el que la distancia se encuentre entre 500 y 1500 mm después del GTK3, como se aprecia en la Figura 5.10 (b). Tiene un pico mucho mejor definido, en el que a diferencia de todos los cortes en distancia mostrados anteriormente, cuenta ahora con una señal cuyo pico sobrepasa las 6,500 entradas, mientras que el background no alcanza las 5,000 en el punto donde éste es máximo. Si nos enfocamos en la zona alrededor de la masa del kaón y suponemos que el background tiene un valor de aproximadamente 1,400 para el valor de la masa del kaón en el eje x , y la señal llega a los 6500, la señal tiene entonces un alto de 5100 aproximadamente. Mientras que para el caso $0 \text{ mm} < D < 500 \text{ mm}$ es de alrededor de 3000.

Después, en la Figura 5.10(c) se aprecia la distribución de masa invariante para todas las distancias restantes, es decir, distancias mayores a 1500 mm.

5.3. CARACTERÍSTICAS DE LOS DATOS: CORTES PRINCIPALES EN MI SELECCIÓN 43

Como podemos ver, aquí tenemos nuevamente una forma del background distinta a una exponencial decayente. Esto puede deberse a que la región en la que decae el mayor número de partículas corresponde a la región entre 0 y 1,500 mm, que son los dos histogramas anteriores, y a partir de 1,500 ocurren otros procesos que no corresponden con el estudio de este trabajo. A pesar de ello, la señal obtenida está bastante bien definida.

Como en los tres histogramas correspondientes a las Figuras 5.10(a), (b) y (c) se tiene una señal de kaones bastante aceptable, y dado que nuestra hipótesis es que los kaones se detectan en distancias positivas, además de que la señal es muchísimo mejor que para distancias negativas, se optó por elegir el corte en distancias como aquellas en las cuales la distancia fuera mayor a cero. El resultado del mismo se aprecia en la Figura 5.10(d), que claramente es la suma de las entradas en los incisos (a), (b) y (c). Además, este corte corresponde a nuestra suposición inicial de que los kaones son producidos por choques del haz sobre el GTK3, para posteriormente decaer en dos piones.

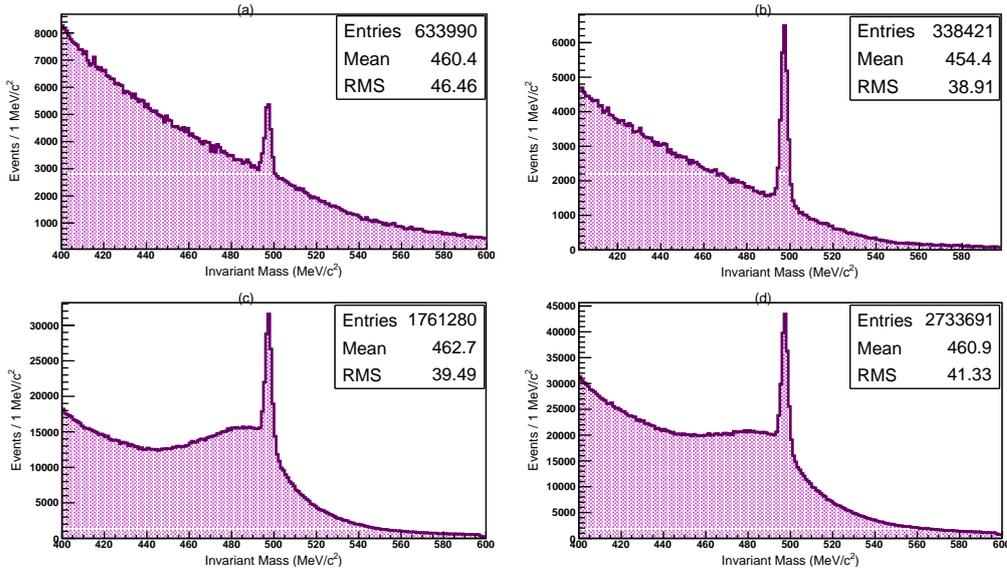


Figura 5.10: Distribuciones de masas para K_s^0 bajo las restricciones: (a) $0 \text{ mm} < D < 500 \text{ mm}$, (b) $500 \text{ mm} < D < 1500 \text{ mm}$, (c) $D > 1500 \text{ mm}$ y (d) $D > 0 \text{ mm}$.

Comprendido esto, se muestra en la Figura 5.11 el resumen de todo lo anterior. Notamos primeramente que en el inciso (a) se encuentra el histograma correspondiente a la Figura 5.8 que contiene la información de la variable D que determina a posición en z donde se generó el vértice. Luego, en el inci-

so (b) tenemos nuevamente el histograma de la masa invariante sin ningún corte. Posteriormente en el inciso (c) tenemos el histograma con el corte seleccionado, el de distancias positivas, y, por último, en el inciso (d) tenemos el complemento, los eventos rechazados, con distancias negativas -la suma de los dos histogramas de la Figura 5.9-.

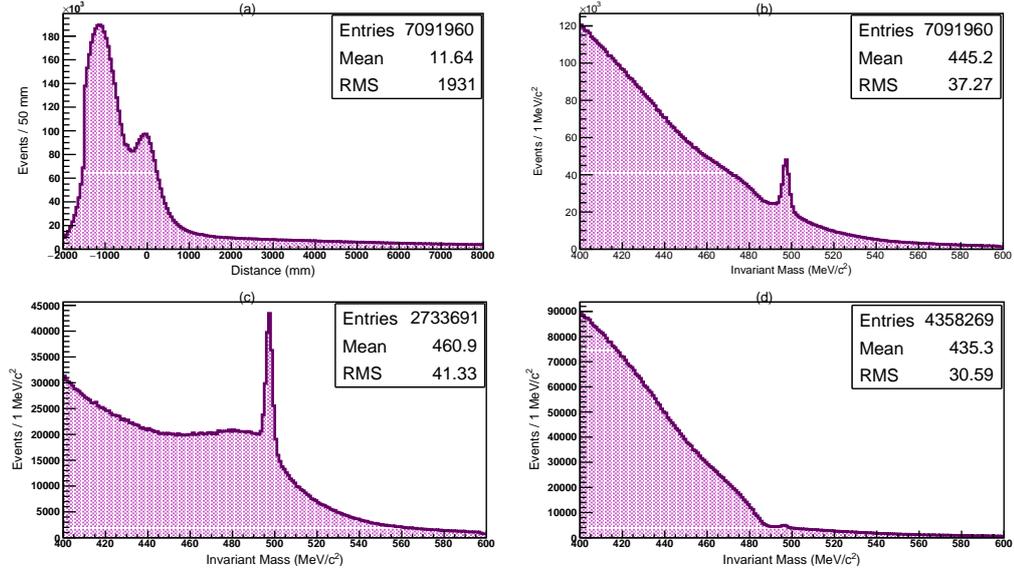


Figura 5.11: (a) Distribución de distancias para las cuales se presentó detección de partículas. (b) Distribución de masas para K_s^0 sin ninguna restricción. (c) Distribución de masas para K_s^0 con la restricción $D > 0$ mm. (d) Distribución de masas para K_s^0 con la restricción $D < 0$ mm.

Como se observa, éste es un corte muy bueno ya que al observar el eje vertical de los histogramas en los incisos (c) y (d) de esta Figura, se aprecia que para las distancia negativas, el background tiene un máximo de entradas de prácticamente el doble del alto de la señal obtenida para distancias positivas, y prácticamente no se encontraron kaones para distancias menores a cero. Ahora, haciendo el cálculo de los eventos que no se tiran, tal como se hizo para los casos de cortes en momento y tiempo, obtenemos:

$$\frac{\text{eventos con } D > 0}{\text{eventos totales}} = \frac{2,733,691}{7,091,960} = 0.3854, \quad (5.8)$$

o lo que es lo mismo, se tiraron alrededor del 61 % de los eventos, en donde prácticamente todos ellos correspondían a ruido, y tiene mucho sentido, ya que al comparar las distribuciones, vemos que cuando no se hace el corte, el punto más algo del background tiene más del doble de altura que la señal

5.3. CARACTERÍSTICAS DE LOS DATOS: CORTES PRINCIPALES EN MI SELECCIÓN 45

buscada, y una vez realizado el corte, la señal tiene de altura aproximadamente 1.5 veces la altura del background.

Finalmente, de manera análoga a los cortes anteriores, en la Figura 5.12 se observan en el mismo histograma las dos distribuciones de masas correspondientes a distancias positivas y negativas. Aquí es más que clara la eficiencia de la aplicación de este corte, pues esta vez fue posible eliminar una cantidad bastante considerable de background de la señal, para poder utilizarse como objeto de estudio para el resto del análisis.

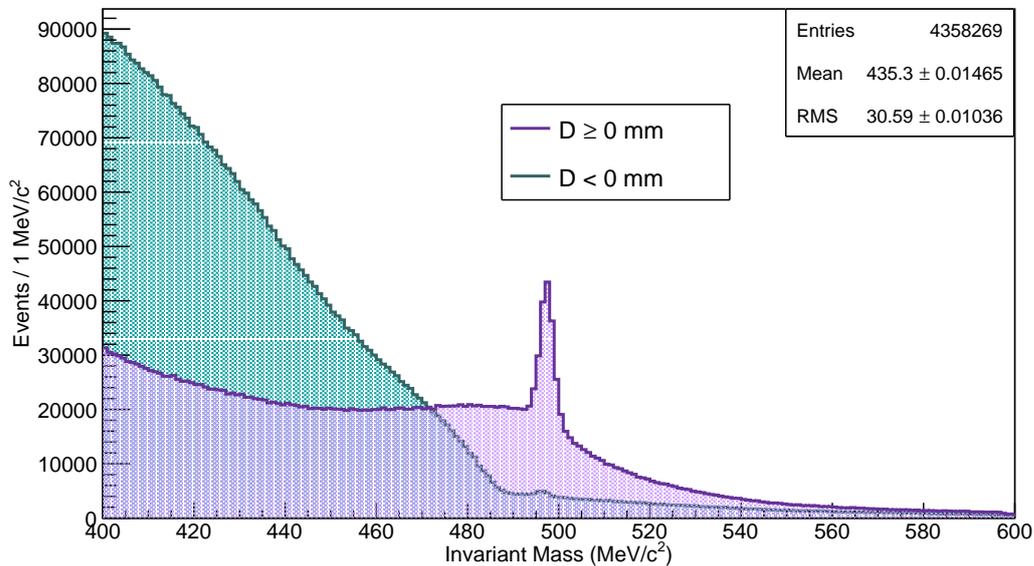


Figura 5.12: Histogramas de la masa invariante del K_s^0 con diferentes restricciones respecto a la distancia.

Una vez observado cada uno de estos cortes por separado, se optó por tomarlos a todos para la selección final, y a continuación se muestra el resultado.

5.3.4. Selección final de datos

Con base a lo mencionado en lo que va de este capítulo, se optó por tomar como corte final para el resto del estudio un corte que incluía todos los anteriores; es decir, el análisis posterior se aplicará para partículas cuyas masas estén alrededor de la masa del kaón, pero además tengan un momento

menor a $78 \text{ GeV}/c$, hayan sido producidas después de la posición en que se encuentra el GTK3, y el par de partículas hijas haya sido detectado con una diferencia temporal menor a 2 ns . Con esto, el resultado obtenido para la masa invariante se muestra en la Figura 5.13.

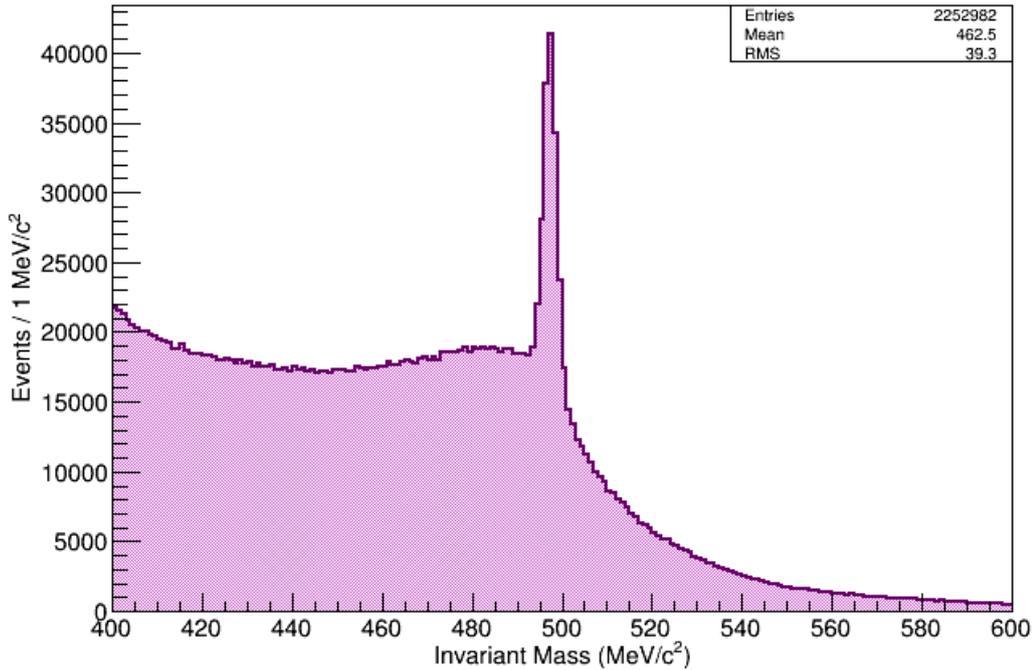


Figura 5.13: Masa invariante con las 3 restricciones aplicadas: $t < 2 \text{ ns}$, $D > 0 \text{ mm}$ y $P_z \leq 78 \text{ GeV}/c$.

5.4. Gráfica de Armenteros Podolanski

Como ya vimos en la sección 3.1, una manera de asegurarnos de que lo que medimos son K_s^0 , sin hacer el cálculo de masa invariante de las dos trayectorias en donde tenemos que suponer qué partículas son, es el graficar, con los datos obtenidos, la distribución de Armenteros Podolanski, en donde solo se consideran variables cinemáticas, los momentos. En la Figura 5.14 se muestra el histograma 2 dimensional correspondiente. El eje z (el número de entradas, o la intensidad del punto en la escala de colores) se representa en escala logarítmica para lograr una mejor apreciación de las distribuciones obtenidas. Lo que esperamos encontrar es un número significativo de K_s^0 , pues es la partícula sobre la que el análisis está centrado, pero también otras

partículas, que son aquellas que se seleccionaron en la preselección de eventos discutida al inicio de este capítulo.

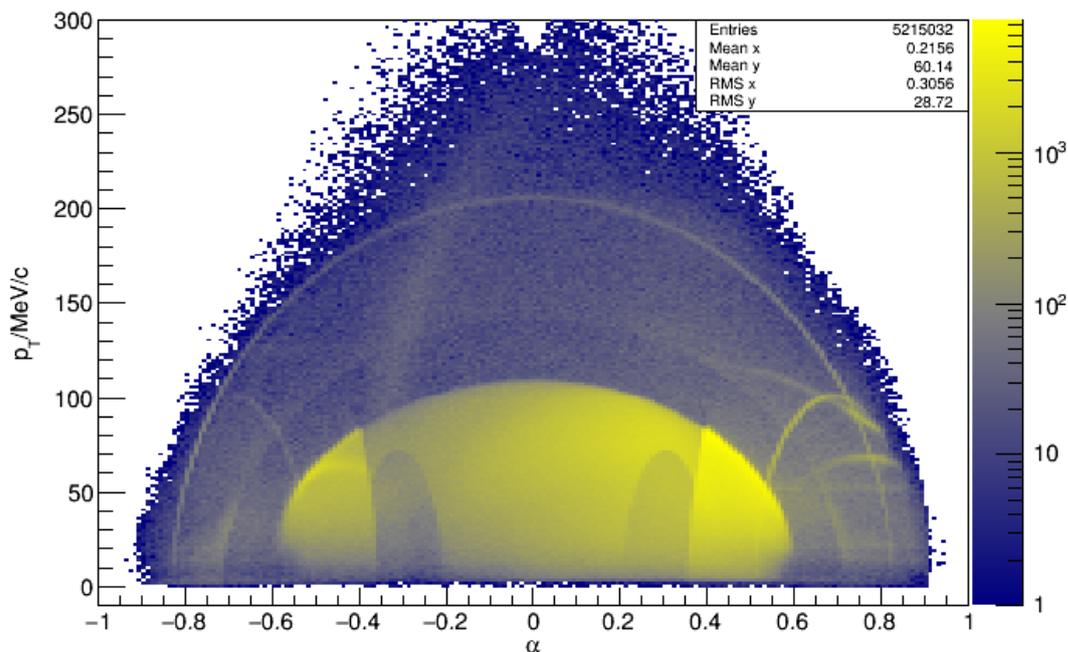


Figura 5.14: Gráfica de Armenteros Podolanski para los datos del archivo 2018E con las restricciones en tiempo, distancia y momento máximo.

Lo siguiente es tratar de identificar las partículas que buscamos. Dado que somos conscientes de la existencia de otras partículas como lo son Λ y $\bar{\Lambda}$, primeramente se trataron de ubicar estas dos partículas en la Figura 5.14, y para ello se optó por realizar el gráfico analítico a partir de los valores calculados en la sección 3.1. El gráfico resultante es el que se muestra en la Figura 5.15. Al comparar las Figuras 5.14 y 5.15, lo primero que se puede observar es que la elipse más grande de la Figura 5.14 corresponde a la elipse para K_s^0 . Tanto el máximo de la elipse como los puntos donde se intersecta el eje x coinciden con los valores teóricos. Por otro lado, para el caso de las lambdas y antilambdas, notamos que, a pesar de que la elipse de antilambdas, que es la de lado izquierdo, es fácilmente identificable y coincide con la elipse teórica, para el otro lado de la gráfica es más complicado identificar las partículas que se encuentran. A primera vista, la elipse de las lambdas es fácilmente identificable debido a que es la elipse que se observa simétrica respecto a la de antilambdas, además de que es la elipse mejor definida. Sin

embargo, se observa que debajo de esa elipse se tienen al menos otras dos elipses que se alcanzan a distinguir a simple vista aunque con una intensidad menor, pero también hay un trazo que atraviesa la elipse de antilambdas aproximadamente por el centro hacia arriba, de derecha a izquierda. Este trazo también es muy intenso en la región cercada a la elipse de las lambdas, y como parte del estudio se trató de encontrar qué partículas podrían ser tanto la del trazo mencionado como las de las elipses debajo de la elipse de las lambdas.

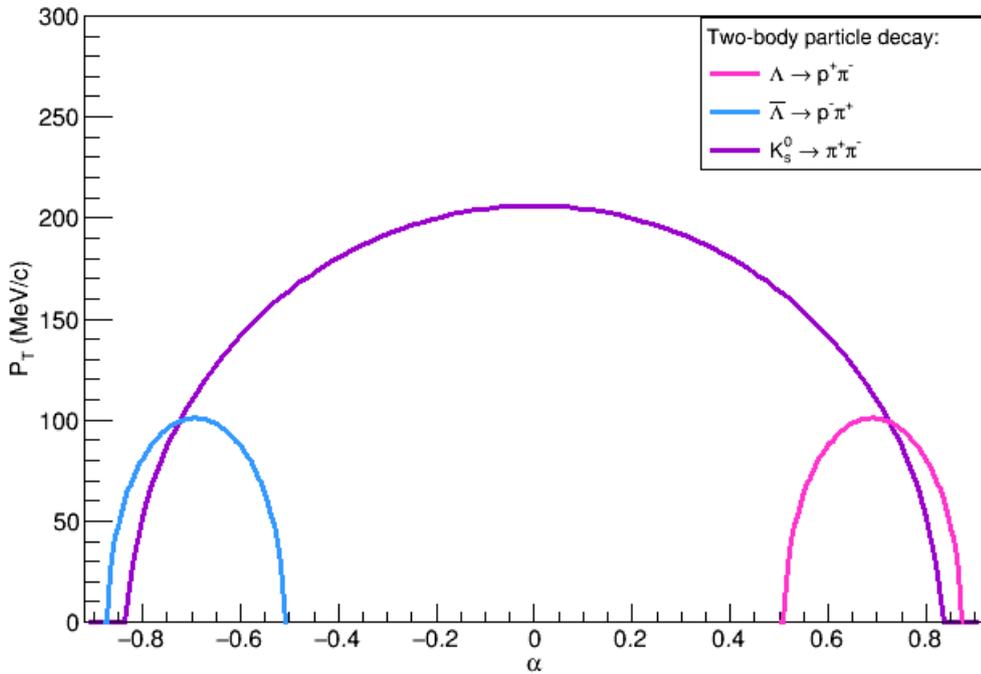


Figura 5.15: Gráfica teórica de Armenteros Podolanski para los decaimientos $\Lambda \rightarrow p^+ \pi^-$, $\bar{\Lambda} \rightarrow p^- \pi^+$ y $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Sabemos que la gráfica de Armenteros Podolanski nos sirve para identificar partículas que decaen en un par, como lo son los K_s^0 , Λ y $\bar{\Lambda}$, pero no para las partículas que decaigan en más de dos partículas, pues en lugar de obtener una curva o elipse, se mostrarían áreas, o regiones coloreadas por completo, justo como se muestra en la región cercana a cero y para valores pequeños del eje y de la Figura 5.14. La gráfica luce de esa manera porque seguramente esas áreas coloreadas de un amarillo tan intenso corresponden a trayectorias que decaen en más de dos partículas.

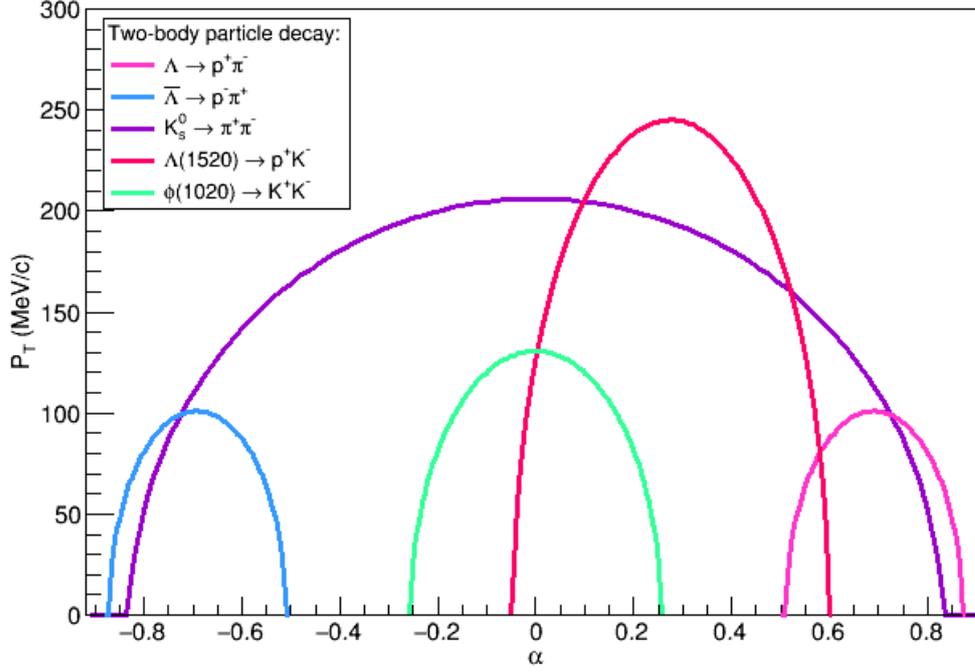


Figura 5.16: Gráfica teórica de Armenteros Podolanski para los decaimientos $\Lambda \rightarrow p^+ \pi^-$, $\bar{\Lambda} \rightarrow p^- \pi^+$, $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\Lambda(1520) \rightarrow p^+ K^-$ y $\phi(1020) \rightarrow K^+ K^-$.

Como buscamos identificar las partículas que producen las dos elipses debajo de la elipse de la Λ y el otro trazo, debemos pensar qué partículas cumplen con dos requisitos: que decaigan en un par y que sea una partícula que sepamos que fue producida cuando se obtuvo la preselección de eventos. De esta manera, se llegó a la conclusión de que dos de las partículas que podrían estar ocasionando esas trayectorias desconocidas en la Figura 5.14 pudieran ser la partícula $\Lambda(1520)$ o la partícula $\phi(1020)$. Para ello, se realizaron los cálculos correspondientes para los parámetros de sus elipses correspondientes, tal como se hizo para las partículas de la Figura 5.15. Para estas dos partículas, los valores que se obtuvieron fueron:

$$\Lambda(1520) \rightarrow p^+ K^- \quad \alpha = 0.2756 \quad r_\alpha = 0.3223 \quad (5.9)$$

$$\phi(1020) \rightarrow K^+ K^- \quad \alpha = 0 \quad r_\alpha = 0.2560, \quad (5.10)$$

donde α corresponde al valor en el eje x donde la elipse se encuentra centrada, y r_α a la distancia del centro al punto más lejano en el eje horizontal.

Con ello, la gráfica teórica de Armenteros Podolanski completa se muestra en la Figura 5.16.

Con todo esto, nos damos cuenta de que ni la $\Lambda(1520)$ ni la $\phi(1020)$ son candidatos para ser las partículas que se muestran en las elipses de la Figura 5.14, ya que la elipse para la $\Lambda(1520)$ cruza la elipse de la Λ por una región que parece no contener ninguna elipse en la Figura 5.14, y la $\phi(1520)$ queda descartada debido a que ni siquiera se encuentra cerca de la elipse de las Λ . En base a lo anterior, podemos suponer que lo anterior fue causado por background y/o por partículas que aún no se han podido identificar en el presente estudio y que puedan ser analizadas posteriormente.

Una vez terminada la parte de selección y conocimiento de los datos, es momento de pasar al análisis de los mismos.

Capítulo 6

Análisis de la producción de K_S^0

6.1. Producción de K_S^0 como función de la distancia

Como primera parte del análisis, se realizó un ajuste a la gráfica de la Figura 5.13, ya que hasta este momento, la mayoría de las inferencias que se hacían eran cualitativas. En la Figura 6.1 se muestra la gráfica con dicho ajuste.

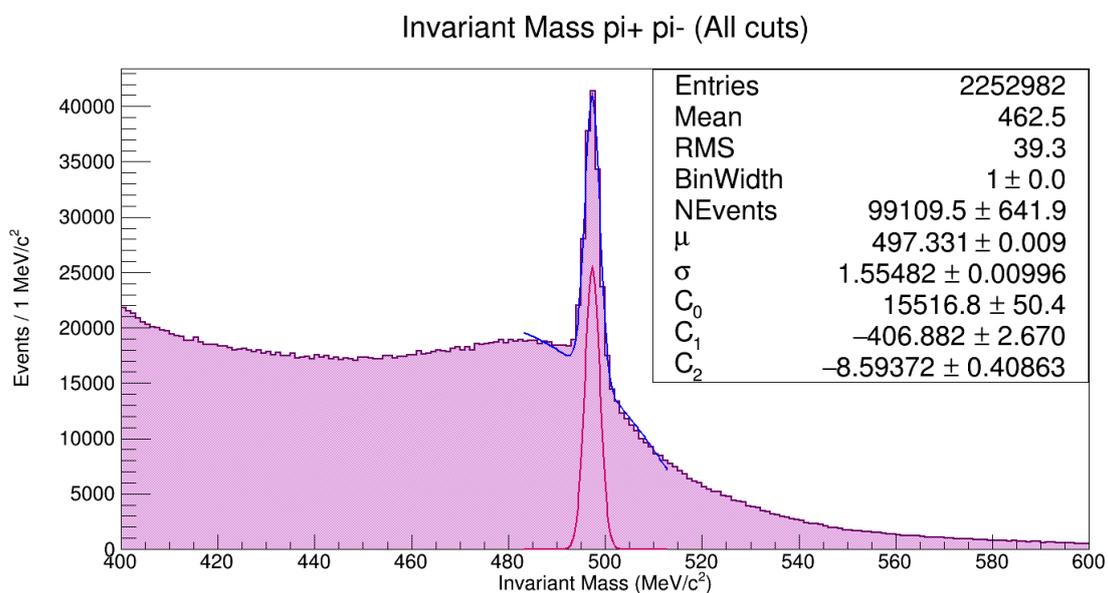


Figura 6.1: Masa invariante ajustada para conocer el número de K_S^0 , así como el nivel de background presente.

De aquí, el primer punto importante que se debe señalar es el valor que se obtuvo para la masa de K_S^0 y su comparación con el valor calculado por el PDG. Los valores para ambos casos se muestran en el cuadro siguiente:

Masa del K_S^0 :	
Valor de la masa obtenida mediante este análisis:	$m_{K_S^0} = (497.331 \pm 0.009) \text{ MeV}/c^2$
<hr/>	
Valor de la masa según el PDG:	$m_{K_S^0} = (497.614 \pm 0.024) \text{ MeV}/c^2$

Cabe señalar que el valor obtenido en el presente trabajo corresponde a una aproximación, ya que no se consideran todas las fuentes de error, sino que es puramente estadístico, no tiene nada sistemático incluido, mientras que el error del PDG contiene ambos, y por ellos estos 2 no son directamente comparables. La mayor contribución al error sistemático es el desconocimiento del campo magnético en el imán en medio de los STRAW. Para hacer una medición de la masa hay que hacer un estudio muy detallado de este campo magnético. Sin embargo, es una buena aproximación, ya que el valor obtenido es bastante cercano.

Regresando a la Figura 6.1, como se puede observar, aparecen dos curvas distintas. La curva en azul es el ajuste en sí, mediante la función

$$n(x) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + C_0 + C_1(x - \mu) + C_2(x - \mu)^2, \quad (6.1)$$

que consiste en la suma de una gaussiana de media μ y desviación estándar σ , que representa a la distribución de K_S^0 's, adicionada de un polinomio de grado 2, que representa al background, donde C_0 es el coeficiente de orden 0, C_1 el de orden 1 y C_2 el de orden 2, además de que el polinomio es en $x - \mu$, de manera que C_0 da la altura de la curva de background debajo del pico. Este ajuste solo lo realizamos en la vecindad de la masa del kaón (en el rango $498 \pm 15 \text{ MeV}/c^2$), debido a que no es de interés ajustar toda la gráfica porque fuera de la masa del kaón lo que tenemos es sólo ruido y es difícil ajustar bien el background en todo el rango de masas graficado.

La suposición de que la masa del par se encuentra distribuida como una gaussiana, es debida al hecho de que el K_S^0 es una partícula, y su distribución tiene una anchura σ debida solamente a la precisión experimental. Por su parte, el polinomio permite realizar el ajuste del background, y en la ve-

ciudad de la masa del K_S^0 se puede representar por un polinomio de bajo orden. Separando ambas contribuciones es posible dibujar, como aparece en la curva roja, a la gaussiana que corresponde a los K_S^0 's, sin el background, de tal manera que se pueda observar con claridad la señal que se busca. En una de las secciones posteriores se retomará nuevamente esta gráfica para hacer un análisis más detallado de ella. Como se observa, se muestra en una caja el valor de cada uno de los parámetros del ajuste.

Continuando con el análisis, se realizaron histogramas correspondientes a la masa invariante del par $\pi^+\pi^-$ en bins de distancia. Se realizaron un total de 38 rangos de distancia, cada uno con un ancho de 500 mm, comenzando en 0 y terminando en 19,000 mm. Este análisis es muy importante, pues como veremos más adelante, nos permitirá hacer un estimado del tiempo de vida del K_S^0 . En las Figuras 6.2, 6.3, 6.4 y 6.5 se muestran todos los histogramas correspondientes a dichos bins de distancia.

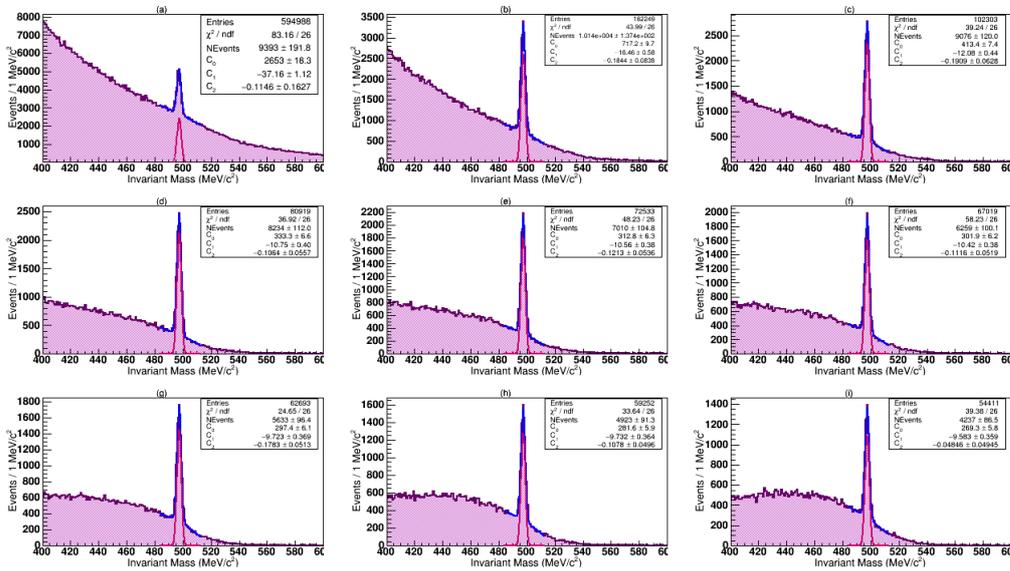


Figura 6.2: Histogramas de masa invariante para el par $\pi^+\pi^-$ en bins de distancia para los rangos (a) 0-500, (b)500-1,000, (c) 1,000-1,500, (d)1,500-2,000, (e)2,000-2,500, (f)2,500-3,000, (g)3,000-3,500, (h)3,500-4,000 e (i)4,000-4,500 mm.

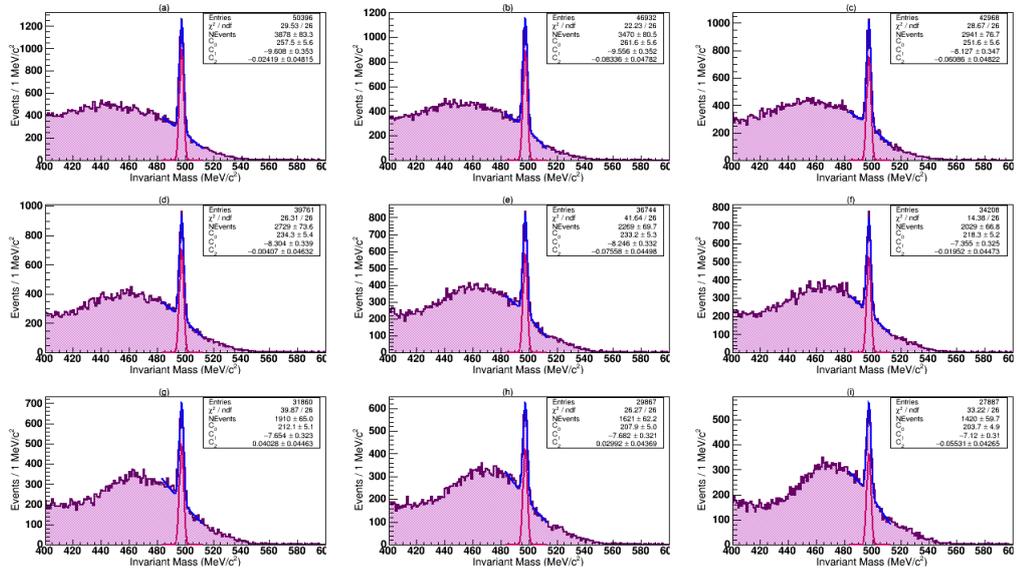


Figura 6.3: Histogramas de masa invariante para el par $\pi^+\pi^-$ en bins de distancia para los rangos (a) 4,500-5,000, (b) 5,000-5,500, (c) 5,500-6,000, (d) 6,000-6,500, (e) 6,500-7,000, (f) 7,000-7,500, (g) 7,500-8,000, (h) 8,000-8,500 e (i) 8,500-9,000 mm.

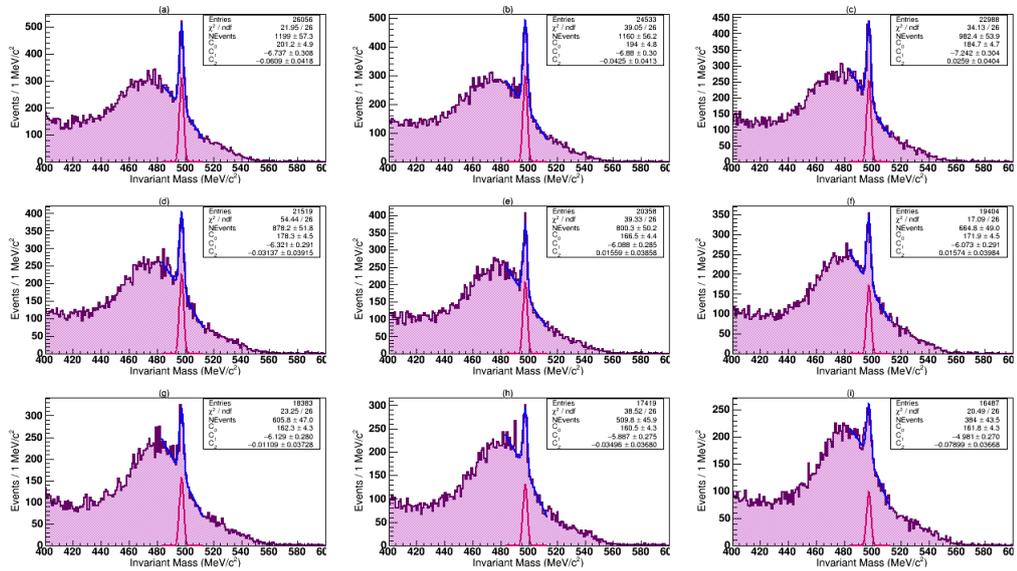


Figura 6.4: Histogramas de masa invariante para el par $\pi^+\pi^-$ en bins de distancia para los rangos (a) 9,000-9,500, (b) 9,500-10,000, (c) 10,000-10,500, (d) 10,500-11,000, (e) 11,000-11,500, (f) 11,500-12,000, (g) 12,000-12,500, (h) 12,500-13,000 e (i) 13,000-13,500 mm.

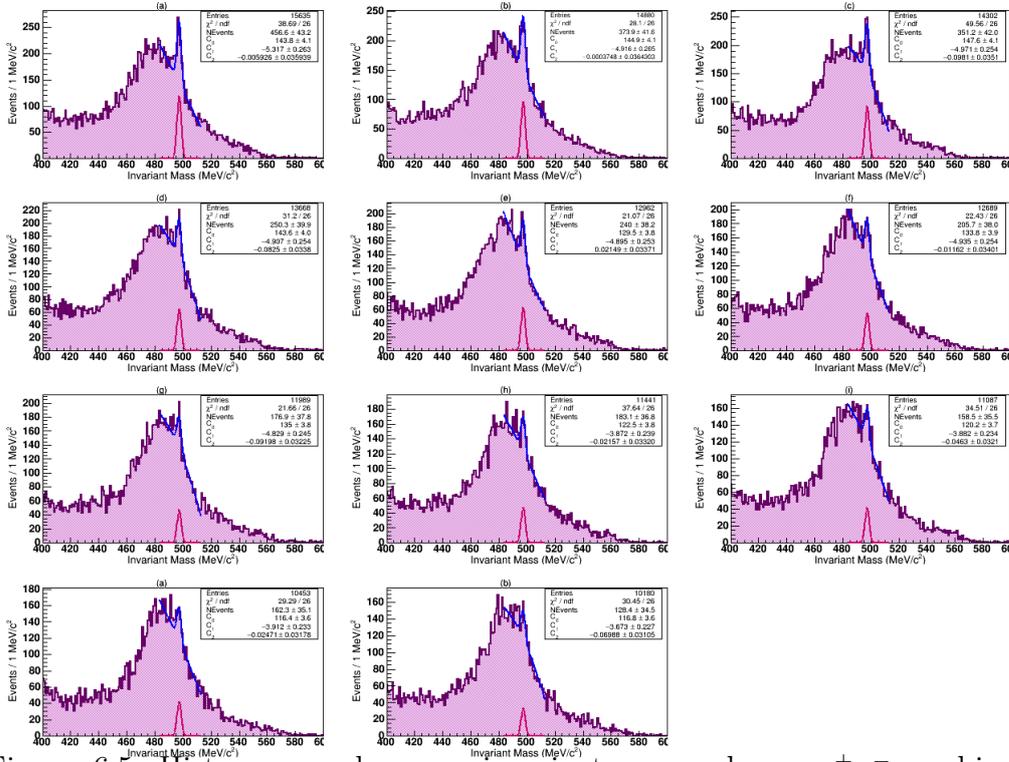


Figura 6.5: Histogramas de masa invariante para el par $\pi^+\pi^-$ en bins de distancia para los rangos (a) 13,500-14,000, (b) 14,000-14,500, (c) 14,500-15,000, (d) 15,000-15,500, (e) 15,500-16,000, (f) 16,000-16,500, (g) 16,500-17,000, (h) 17,000-17,500 e (i) 17,500-18,000 mm.

Como se observa en todos los histogramas anteriores, se muestran las dos curvas mencionadas en cada uno de ellos. Si observamos con detenimiento, lo primero que se nota es que conforme nos vamos alejando del GTK3, la forma del background varía bastante, ya que para el primer histograma, que corresponde a la Figura 6.2(a), el background pareciera una exponencial descendiente, pero a partir del inciso (c) de la misma Figura nos damos cuenta de que ya no parece seguir la misma distribución, sino que va cambiando conforme se avanza en la distancia. Otro aspecto importante de estos histogramas corresponde al pico de las señales observadas. Vemos nuevamente que en la Figura 6.2(a) ya se tiene un pico que fácilmente sobresale del background, pero parece ser que conforme la distancia respecto al GTK3 va aumentando, el pico se hace más y más notorio. Si bien esto es cierto para la mayoría de los histogramas, al observar la escala del eje vertical de éstos, nos damos cuenta de que para el primer y el segundo histograma -incisos (a) y (b)- se tienen los picos de los K_S^0 más altos, y rondan alrededor de las 3,000 entradas de altura. Sin embargo, ésta no es la manera más precisa para hacer el conteo,

y por ello hacemos uso del ajuste realizado.

Tal como se puede ver, todos los histogramas tienen sus respectivos valores de los parámetros del ajuste dado por la Ecuación 6.1, siendo N el valor del número de K_S^0 's que se encuentran debajo de las gaussianas. De aquí se observa, pues, que el primer histograma tiene un total de 9,393 K_S^0 's, y el segundo 1,0140, el cual es el máximo respecto al resto de histogramas. También se observa que de ahí en adelante, conforme la distancia va aumentando, el valor de N disminuye, y con ello, el número de K_S^0 va decreciendo. Otro aspecto que hay que tener en consideración es que todos estos histogramas tienen valores fijos para μ y σ , que corresponden a los valores que se obtuvieron al ajustar el histograma de la Figura 6.1, que fijamos en estos otros ajustes para evitar que la forma de la gaussiana fuera distorsionada por el background debajo de ella en cada bin de distancia, que, como ya dijimos, va cambiando de bin a bin.

Posterior a ello, a partir del parámetro N de cada histograma, se realizó una gráfica que contiene el número de K_S^0 como función de la distancia. Ésta se muestra en la Figura 6.6, gráfica a la que también se le realizó un ajuste, esta vez de la forma:

$$y = Ae^{-x/k}, \quad (6.2)$$

es decir, se ajustó a una exponencial decayente.

De acuerdo al ajuste realizado, observamos que se obtuvieron los valores

$$A = 12440 \pm 323.4 \quad \text{y} \quad k = 4036 \pm 54.17 ,$$

mismos que se utilizarán en la próxima sección para calcular el tiempo de vida del K_S^0 . Debido a efectos de umbral, que provocan que los primeros puntos de la gráfica no sigan la forma exponencial, el ajuste se realizó a partir del segundo punto, que sigue prácticamente a cada uno de los puntos siguientes, como se puede observar. La forma de la gráfica hace bastante sentido, ya que si los K_S^0 se produjeron al chocar contra el GTK3 y tienen un tiempo de vida muy bajo (sabemos que el valor teórico es del orden de 10^{-10}), entonces entre más cercanos se encuentre del GTK3, mayor será la probabilidad de detectar un K_S^0 . También se realizó el ajuste desde el tercer punto de la gráfica, pero dentro de los errores que obtuvimos los valores de los parámetros fueron prácticamente los mismos.

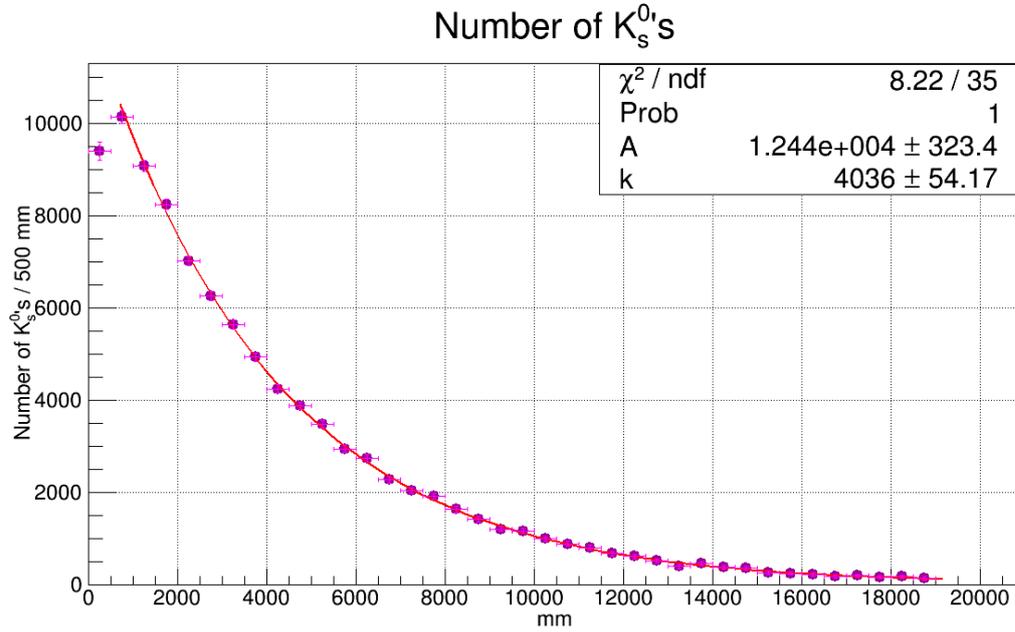


Figura 6.6: Número de K_S^0 como función de la distancia respecto al GTK3.

A continuación, se muestra la metodología seguida para obtener un estimado del tiempo de vida para el K_S^0 mediante el resultado que se obtuvo en esta sección.

6.2. Estimación cruda del tiempo de vida del K_S^0

Partiendo del resultado para k del ajuste de la Figura 6.6, podemos realizar una estimación del tiempo de vida del kaón neutro, si además conocemos el valor del momento de las partículas. Tomando en consideración la Figura 5.6(a), donde tenemos la distribución de momento del par $\pi^+\pi^-$, vemos que vamos a necesitar tener una estimación al menos más precisa del momento. Para esto, se optó por hacer un corte de masas más fino para graficar esa distribución, y así tener un mejor valor promedio del momento de los kaones, que nos sirva para hacer una estimación simple del tiempo de vida.

La Figura 5.6(a) muestra la distribución de momento para masas entre 400 y 600 MeV/c^2 , sin cortes, mientras que la Figura 6.7 muestra la misma distribución de momento, pero ahora en el rango $497 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$ y con el corte de momento en 78 GeV/c , explicado en el capítulo anterior.

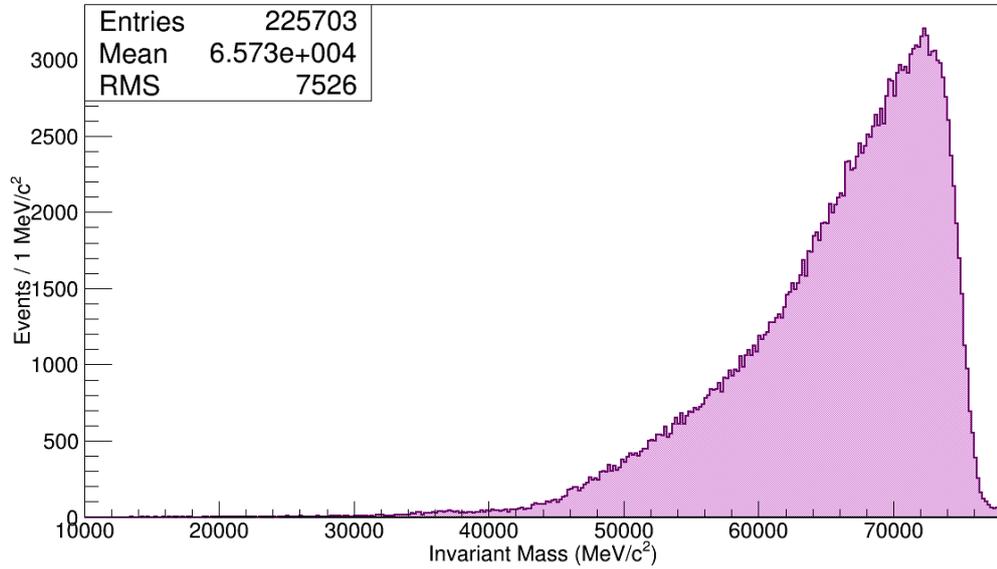


Figura 6.7: Distribución de momento del par $\pi^+\pi^-$ en el rango $497 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$.

Como se observa, la distribución cambia bastante respecto a la obtenida en la Figura 5.6(a), ya que ésta tenía dos picos, uno cerca de $55 \text{ GeV}/c$ y otro un poco después de los $72 \text{ GeV}/c$, mientras que la distribución con esta nueva restricción contiene sólo el pico que sobrepasa los $72 \text{ GeV}/c$. De aquí, podemos concluir que el pico que sólo existe en la distribución de masas sin cortes, si bien puede contener kaones, tiene bastante background. Debido a esto, se utilizará la Figura 6.7 para determinar el momento promedio de los kaones, con un valor de $65.73 \text{ GeV}/c$, para hacer una estimación simple del tiempo de vida media del K_S^0 .

Por último, antes de hacer el cálculo, en la Figura 6.8 se muestra la comparación la distribución de momento obtenida para estos dos casos, con y sin cortes. Como se observa, las entradas bajaron bastante, pues el pico con el nuevo corte es ahora casi 20 veces menor, pero a pesar de tener menos eventos, se tiene mayor seguridad de estar midiendo el momento de kaones, más que una combinación entre la partícula de interés y background.

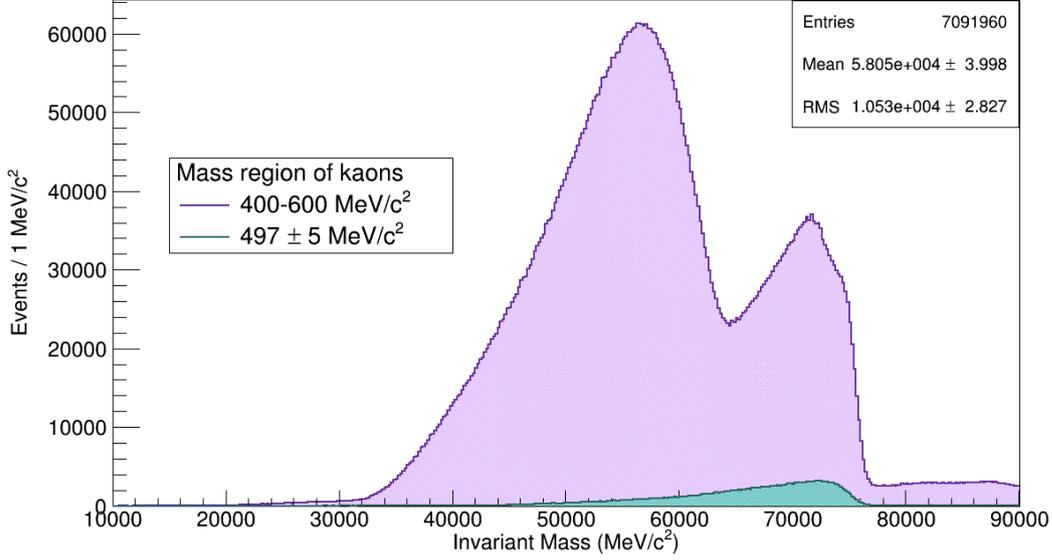


Figura 6.8: Distribuciones de momento del par $\pi^+\pi^-$ para diferentes cortes de masa.

Una vez comprendida la razón por la que se utilizará el histograma de la Figura 6.7, se procederá con la estimación simple del tiempo de vida media. A partir de la Figura 6.7 tenemos que el valor medio del momento es 65,730 MeV/c, y del ajuste de la Figura 6.6, ya habíamos encontrado el valor de los parámetros:

$$A = 12440 \pm 323.4,$$

$$k = 4036 \pm 54.17 \text{ mm}.$$

Para hacer la estimación del tiempo de vida media, calculamos primeramente el factor γ relativista, dado por:

$$\gamma \approx \frac{pc}{mc^2} = \frac{(65.73 \text{ MeV}/c)c}{(0.497 \text{ GeV}/c^2)c^2} = 132.25, \quad (6.3)$$

y dado que $k = \gamma c\tau$, donde τ es el tiempo de vida, obtenemos para τ :

$$\tau = \frac{k}{\gamma c} = \frac{4036 \text{ mm}}{132.25 \left(3 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \frac{1,000\text{mm}}{1\text{m}}\right)} = 1.017 \times 10^{-10} \text{ s}, \quad (6.4)$$

con incertidumbre:

$$\delta\tau = \frac{\delta k |\tau|}{k} = \frac{54.17\text{mm} |1.017 \times 10^{-10} \text{ s}|}{|4,036 \text{ mm}|} = 1.3698 \times 10^{-12} \text{ s}. \quad (6.5)$$

De esta manera, de acuerdo con los ajustes realizados y el valor obtenido para $\tau_{K_S^0}$, tenemos:

Tiempo de vida del K_S^0 :
Tiempo de vida obtenido mediante este análisis: $\tau_{K_S^0} = (1.017 \pm 0.013) \times 10^{-10} \text{ s}$
Tiempo de vida según el PDG: $\tau_{K_S^0} = (0.8954 \pm 0.0004) \times 10^{-10} \text{ s}$

Notamos que el valor que obtuvimos es del mismo orden que el valor promedio por el Particle Data Group, sin embargo, debido a los errores, es complicado compararlos fácilmente, y hace de éste un cálculo muy simple, pero que de todas maneras permite obtener un valor cercano al buscado.

Al igual que para el cálculo de la masa del K_S^0 , estos no son valores sencillos de comparar, ya que para el caso del PDG la precisión en la medición es menor en magnitud que para el caso que se realizó en este trabajo, lo que hace que sea prácticamente imposible que las barras de error lleguen a intersectarse. A pesar de todo, es una buena estimación para el tiempo de vida tomando en cuenta la metodología seguida y que este análisis tiene varios puntos que se irán mejorando posteriormente para mejorar su calidad y precisión.

Ahora, se mostrará un análisis enfocado a los triggers del experimento NA62, así como al cálculo de aceptancias a partir de una simulación Monte-Carlo existente para este experimento.

6.3. Distribuciones de masa $\pi^+\pi^-$ por trigger

Nuestro interés principal en este trabajo es estudiar la producción de mesones K_S^0 para poder comparar con modelos de hadroproducción de partículas. Las variables de interés para ese estudio son la variable x de Feynman, x_F , relacionada con el momento longitudinal de la partícula, y su momento transversal, p_T . Para concluir nuestro trabajo de maestría realizaremos el estudio de la producción de K_S^0 en función del momento total (no el longitudinal), y llevaremos a cabo correcciones a los valores obtenidos usando eventos de Monte-Carlo (MC). La razón por la que sólo usaremos el momento

total es que el MC que usamos ha tenido que ser creado para estos estudios, por lo que solo ahora estamos aprendiendo los detalles del mismo.

Para poder facilitar el entendimiento de las correcciones por aceptancia, se decidió utilizar datos obtenidos con únicamente uno de los triggers del experimento. Los triggers son las condiciones experimentales adecuadas para el estudio de determinados eventos físicos. Por ejemplo, el trigger de $\pi\nu\nu$ pide que se cumplan las condiciones RICH y UTMC, y veta cualquier condición QX, M1 o LKr30. Esto se explica con mayor detalle más adelante. Debido a que nosotros estamos estudiando procesos para los que el experimento no fue diseñado, estaremos usando los eventos colectados por todos los triggers, pero es posible que algunos de ellos no nos sean tan útiles como otros, por lo que primero vamos a hacer un estudio de la cantidad de K_S^0 's que observamos en los diferentes triggers. Posteriormente, seleccionaremos un solo trigger para nuestro estudio, porque eso facilitará los cálculos de correcciones con MC.

Es bien sabido que al momento de hacer una simulación de este tipo, el objetivo es que se logre recrear de la manera más precisa lo que sucede en un experimento. Por ello, este análisis pretende comparar los datos medidos con los obtenidos en la simulación, y de esta manera determinar la producción de partículas, basada en los eventos observados, que son corregidos por aceptancia.

La importancia del estudio de triggers se basa en que, como el presente trabajo no es el principal ni el único estudio realizado por parte del experimento NA62, los diferentes grupos de la colaboración realizan diferentes estudios, y para cada uno de éstos, hay diferentes triggers que utilizan para sus propios fines. Por ello, es de especial cuidado el correcto funcionamiento de éstos, y verificar que los datos obtenidos para los triggers y la simulación Monte-Carlo coincidan.

Por otro lado, hablando un poco sobre cómo se realiza la simulación, lo más importante es tomar en cuenta que la hadroproducción en GTK3 no está considerada en el MC oficial de NA62. Lo que se hace por ahora es usar un mecanismo llamado GPS (General Particle Source), que permite generar distribuciones para algunas partículas solamente. Hasta ahora, las partículas que hemos generado son K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$ y K^{*0} , que son temas de los análisis de estudiantes de la DCI. En nuestro caso, lo que se hace es generar con un programa externo las partículas deseadas justo en la posición del GTK3 ($Z=102.4$ mm): se genera un K_S^0 con un determinado momento, que por ahora va de 10 a 75 GeV/c en rangos de 5 en 5 GeV/c. De esta manera, no

es necesario generar un haz de partículas, simplemente se manda llamar a las partículas deseadas, y se les permite decaer posteriormente, generando el vértice de estudio.

A pesar de que no tiene todas las características del experimento NA62 (como por ejemplo la no existencia del GTK3 o de los haces de partículas), esto es una muy buena implementación, ya que es la primera vez que este tipo de análisis se hace en el experimento mismo, debido a que no está pensado para estos fines. Además, como se verá a continuación, se obtienen unas señales muy buenas para los decaimientos de K_S^0 y de otras partículas .

Una vez comprendido todo lo anterior, se mostrarán en las siguientes secciones tablas y gráficas que corresponderán a cálculos para datos y para Monte-Carlo también con el propósito de verificar el apego de la simulación con el experimento mismo.

6.3.1. Tabla de datos de trigger

Primeramente se mostrarán las distribuciones de masa para los K_S^0 por trigger, que van a corresponder a los triggers 0, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64 y 128. Cabe señalar que aquí estaremos llamando Trigger 0 al *control trigger*, que no tiene un bit asociado (los demás van como 2^n , bit n), para el que se tiene una selección muy simple: con el simple hecho de que pase algo a través del CHOD se detecta la señal (tal como se explicó en el capítulo del experimento). Debido a esto, se le asignó un *downscale* (factor de escala) a este trigger; es decir, no se toman en cuenta todos los eventos, ya que son tantos que llenarían los discos de almacenamiento del experimento. Con ello, sólo 1 de cada 400 eventos se registra, un factor que se debe de tomar a consideración para el análisis que será descrito a continuación. Por otro lado, para el resto de los triggers, dado que tendrán una selección más complicada, ya no se tienen tantas señales, y esto permite que todos los eventos que cumplan con la condición dictada por el trigger se registren.

Primeramente, en la Figura 6.9 se muestra de nuevo la gráfica de la masa invariante tal como ya se conoce: con los cortes de masa, tiempo, distancia y momento máximo, que contiene su ajuste correspondiente dado por la Ecuación 6.1. En ella se nota entonces que la señal, dada por la gaussiana, tiene un pico con alto aproximado de entre 25,000 y 26,000, y dado que el pico total es más o menos de 41,000, se tiene entonces un promedio del alto del background de cerca de 15,000 eventos en el bin del pico.

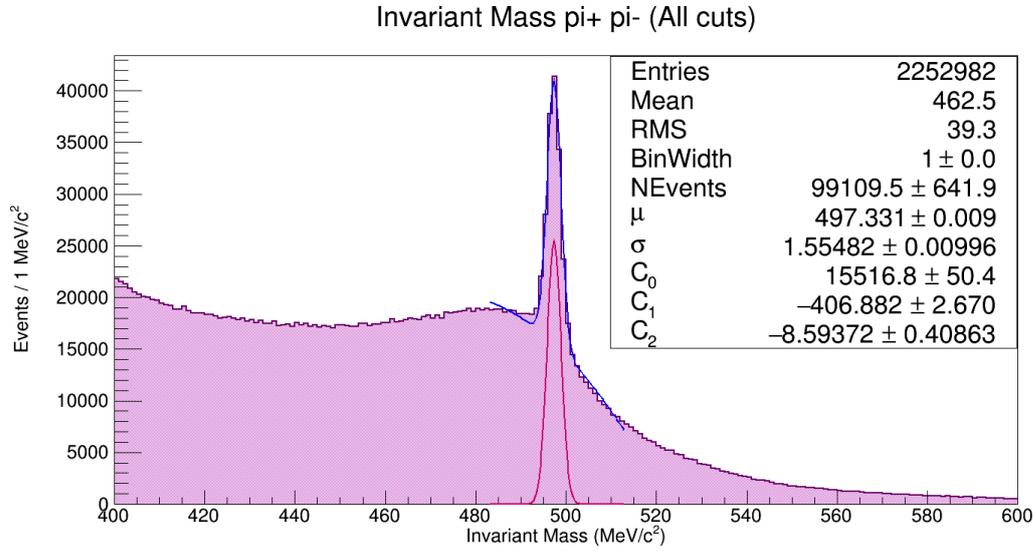


Figura 6.9: Ajuste a la masa invariante para todos los eventos.

Lo anterior corresponde a una buena aproximación del nivel del background para el histograma. El histograma cuenta con una pequeña caja que contiene los parámetros del ajuste. En éstos, los parámetros N , μ y σ son los que corresponden a los parámetros de la gaussiana de la Ecuación 6.1 y los tres de abajo, C_1 , C_2 y C_3 , a los parámetros del polinomio. Gracias a estos parámetros es posible realizar un mejor aproximado al número de eventos y del nivel de background debajo del pico, como se verá más adelante. Una vez realizado este ajuste, se fijaron los parámetros μ y σ obtenidos para utilizarse en los histogramas posteriores, ya que como ésta es la gráfica que contiene todos los eventos, el valor de la media -que al ser $497.3 \text{ MeV}/c^2$ corresponde a una muy buena aproximación para la masa del kaón- y de la desviación estándar de la gaussiana se utilizarán como parámetros fijos para los histogramas de cada uno de los distintos triggers.

En la Figura 6.10 se muestran los histogramas de masa invariante por cada trigger, ajustados según la fórmula 6.1. Los parámetros más importantes en estos ajustes son N , que nos da el total de kaones que se encuentran en el pico de la señal, y C_0 , que corresponde a la altura del bin de background debajo del pico. De esta manera, con ayuda de estos dos parámetros será posible estimar la relación señal-background para cada trigger. También se aprecia que, efectivamente, todos estos histogramas presentan el mismo valor para los parámetros μ y σ .

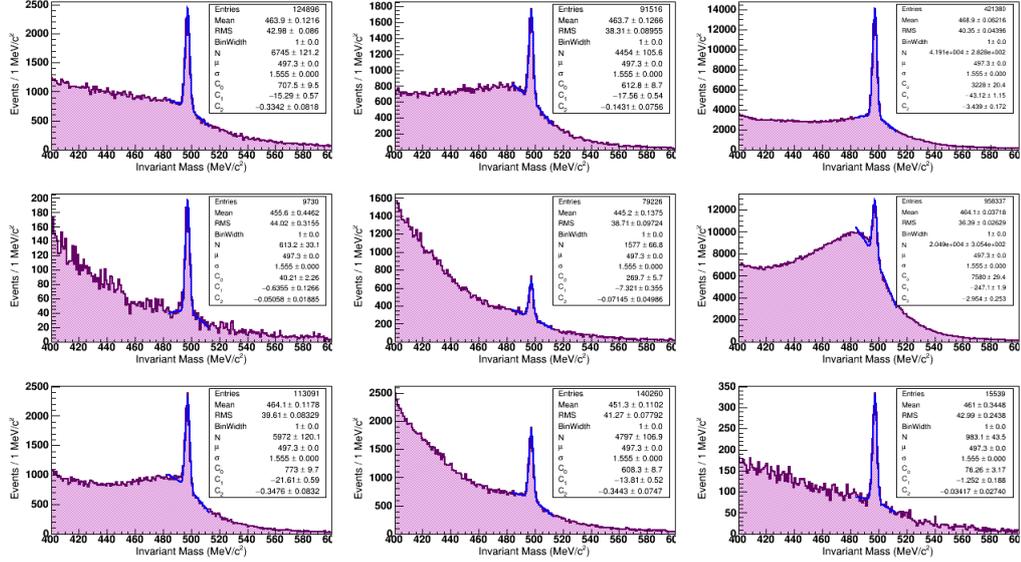


Figura 6.10: Masa invariante con todos los cortes, para los triggers (a) 0, (b) 1, (c) 2, (d) 4, (e) 8, (f) 16, (g) 32, (h) 64 e (i) 128.

En todos los casos se tienen muy buenos ajustes, y en todos es fácil de distinguir el pico de kaones. Sin embargo, como ya se dijo, es necesario analizar diferentes aspectos para poder seleccionar el mejor trigger para realizar el estudio. Tenemos por ejemplo, que el trigger 2 presenta el mayor número de eventos en la gaussiana, y el segundo mayor es el trigger 16. Sin embargo, al observar el nivel de ruido que se tiene para el caso del trigger 16, vemos que no es bueno para tomarlo en consideración, pues el background es muy alto.

Por otro lado, la razón de elegir un único trigger radica en que se realizarán correcciones por aceptación, y ésta se tomará para un sólo trigger en MC, lo cual reduce las correcciones que se tengan que hacer. Para poder elegir de la menor manera el trigger y presentar la información de la forma más clara posible, en la Tabla 6.1 se muestran distintos aspectos de todos los eventos por trigger.

Como se observa, lo primero que se tiene es el número de K_S^0 para cada uno de los triggers, y la siguiente fila corresponde a la altura del bin de background debajo del pico, que es el parámetro C_0 . De ahí, se hicieron otros cálculos para conocer el porcentaje de estadística que existía en cada uno de los triggers respecto al total de eventos, por lo que la siguiente fila corresponde al número de K_S^0 dividido entre el número de eventos del trigger con

mayor estadística. Marcamos en color rosa al trigger 2, que es el que tiene el máximo de eventos, 41,910, y después del trigger 2, el siguiente con mayor número de eventos corresponde al trigger 16, con 49% del número de eventos en el trigger 2, lo que al inicio nos haría suponer que podría ser también un trigger digno de estudio; sin embargo, más adelante se observará por qué no será así. La siguiente fila es nuevamente una forma de observar el porcentaje de kaones, sólo que a diferencia de la fila de antes donde se hacía respecto al número máximo de eventos por trigger, se hace la razón de eventos de trigger entre el total de eventos para todos los triggers juntos. De aquí lo que se observa es que el trigger 2 contiene el 48% del total de kaones medidos.

Para poder calcular el background debajo del pico, se hizo el cálculo de 5 veces la constante, debido a que consideramos que la señal tiene la mayoría de sus eventos en un ancho de 5 bins, y suponiendo que la constante es el valor promedio del background, entonces $5C_0$ es una buena aproximación del background por debajo del pico. Por último, se calculó el número de kaones entre el $5C_0$, que indica la razón señal/background para cada trigger, de tal forma que obtenemos un número que entre más grande es, indica una mayor cantidad de kaones sobre el background: buscamos entonces el trigger que tenga el valor máximo para considerarlo como el trigger con la señal más limpia. Se señaló con color rosa oscuro al trigger correspondiente, que es el 4, con 3.05. A pesar de ello, este trigger tiene una baja estadística, pues se tuvieron solo 613 eventos, cuando para el trigger 2 se encontraron 41,910 kaones. Al observar esto, se buscaron otros dos triggers que tuvieran los dos valores máximos después del trigger 4 y se encontró que éstos eran los triggers 2 y 128, marcados en color rosa claro, que tienen valores casi iguales (2.60 y 2.58, respectivamente).

Trigger	0	1	2	4	8	16	32	64	128
Núm. K_S^0	6745	4454	41910	613.2	1577	20490	5972	4797	983.1
C_0	707.5	612.8	3228	40.21	269.7	7580	773	608.3	76.26
Núm. K_S^0 /máximo	0.16	0.11	1.00	0.01	0.04	0.49	0.14	0.11	0.02
Núm. K_S^0 /total	0.08	0.05	0.48	0.01	0.02	0.23	0.07	0.05	0.01
$5 C_0$	3537.5	3064	16140	201.05	1348.5	37900	3865	3041.5	381.3
Núm. $K_S^0/(5 C_0)$	1.91	1.45	2.60	3.05	1.17	0.54	1.55	1.58	2.58

Cuadro 6.1: Comparación de distintos factores de diferentes triggers (número de K_S^0 , altura del background y relación señal-background).

Lo anterior fue, a manera general, un resumen de la información que se puede extraer de la Figura 6.10, y parece indicar que el trigger 2 es el que

debe de ser empleado como objeto de estudio. Sin embargo, por último, se mostrará una pequeña comparación de este trigger con el trigger 0, que es un caso especial, ya que es el *control trigger*.

En este momento, tenemos una idea sobre las ventajas de trabajar con el trigger 2; sin embargo, si observamos las características del trigger 0, nos damos cuenta de que a pesar de no tener un número muy alto de K_S^0 , su relación señal/background, de 1.91, no es muy lejana del valor para el caso del trigger 2. Ahora, la pregunta es: ¿por qué el interés en analizar este trigger? Pues resulta que el trigger 0, o control trigger, como ya se había dicho, tiene una característica bastante peculiar, y es que es el trigger que tiene menos restricciones en todo el experimento. A manera general, tenemos para cada detector distintas condiciones que se pueden o no cumplir. Por ejemplo, para el caso del RICH, la única condición que se puede pedir es que se tengan al menos 2 señales en el detector, pero para el CHOD, cuya detección se realiza por cuadrantes, es posible pedir al menos una señal en uno sólo de estos cuadrantes, al menos una señal pero en 2 cuadrantes, o incluso que dichas señales se produzcan en cuadrantes opuestos. De la misma forma que para el RICH y CHOD, se tienen distintas condiciones que en el experimento se pueden pedir como una coincidencia o anti coincidencia.

Para el caso del trigger 2, lo que se pide es tener al menos dos señales en el RICH, al menos una señal en alguno de los cuadrantes del CHOD y la no existencia de una señal en el MUV3. Por el contrario, para el caso del trigger 0, se pide únicamente una señal en el CHOD. Esto ocasiona que exista algo llamado *minimum bias*, que significa que no hay ninguna preselección de estos eventos, es decir, no hay preferencia para la selección de los mismos, simplemente se toman como buenos. Lo malo es que se cumple muchas veces y se sobrepasa el límite de 100,000 eventos por segundo que los detectores y el experimento son capaces de procesar. Para evitar esto, lo que se hace es, tomar sólo un evento de un determinado número de señales detectadas, por ejemplo 1 de 400 veces que se cumple, y esto es lo que representa un Trigger 0 para nosotros. Es decir, el trigger 0 se cumple tantas veces, que se introdujo un downscale de 400: por cada evento que se graba realmente se han producido 400. La repercusión de esto es que, el total de eventos que parece que tenemos para el Trigger 0 de acuerdo a la Tabla 6.1 corresponde únicamente a 1/400 del total de eventos observados, y esto ocasiona que tengamos en realidad más kaones observados por el trigger 0 que por el trigger 2, pues según la tabla, el número de K_S^0 en el trigger 2 es aproximadamente sólo 6 veces más grande que el total de eventos en el trigger 0, y claramente al multiplicar ese valor por 400 dará algo mucho mayor.

Detector	Condition	Description
RICH	RICH	At least two hits in the detector
LAV	LAV12	At least one hit in the 12th station of LAV detector
NA48-CHOD	NA48-CHOD	At least 2 hits in the detector
CHOD	Q1	At least one hit in one quadrant
	Q2	At least one hit in two quadrants
	QX	At least one hit in two diagonally-opposite quadrants
	UTMC	Less than 5 hits in the detector
MUV3	M1	At least one hit in the detector
	MO1	At least one hit in one of the outer tiles
	MO2	At least one hit in two of the outer tiles
	MOQX	At least one hit in two diagonally-opposite quadrants
LKr	E10	At least 10 GeV/c deposited in the LKr
	E20	At least 20 GeV/c deposited in the LKr
	E30	At least 30 GeV/c deposited in the LKr
	C2	More than 1 LKr cluster with energy >5 GeV/c
	LKr30	Logic OR between E30 and C2
LKr (dump mode)	E1	At least 1 GeV/c deposited in the LKr
	E2	At least 2 GeV/c deposited in the LKr
	E4	At least 4 GeV/c deposited in the LKr
	C2E2	More than 1 LKr cluster with energy >2 GeV/c

Cuadro 6.2: Restricciones posibles para cada uno de los detectores de NA62.

Por las razones mencionadas anteriormente, se optó por hacer un análisis por separado para el trigger 0 y el trigger 2, y tomar como objeto de estudio para el resto del análisis al trigger que mejor se ajuste al modelo matemático que se haya optado por emplear, a partir del valor del χ^2 . Esto se realizó en la sección que se encuentra a continuación.

Antes de pasar a dicho análisis, vale la pena mostrar las condiciones que se encuentran implementadas en NA62 para los demás triggers, pues sólo se ha hablado sobre los triggers 0 y 2. En la Tabla 6.2 se muestran todas las restricciones que pueden implementarse para cada uno de los triggers, y en la Tabla 6.3 se muestra la condición específica para cada uno de los triggers. Vale la pena señalar que en la Tabla 6.3 aparecen algunas restricciones con una letra n que las precede. Esto se debe a que, por ejemplo, para el trigger 2 se pide que no se detecte ninguna señal en ese detector, de ahí la n de negación al inicio de su nombre. También, para el caso del trigger 2, el hecho de que aparezca simplemente la palabra CHOD, a pesar de que ese detector tenga 5 restricciones con diferente nombre, hace referencia a que se puede cumplir cualquiera de las restricciones que a él conciernen.

Trigger	Restricciones
0	CHOD
1	RICH-Q1-nMUV
2	RICH-nQX-UTMC-nMUV-nLKr30
4	RICH-Q2-MO2-nLKr10
8	RICH-QX-MO1-LKr10
16	RICH-QX-LKr20
32	RICH-QX
64	RICH-QX-MO2
128	RICH-Q2-MO1-LKr10

Cuadro 6.3: Restricciones para cada uno de los triggers de NA62 [19]

6.3.2. Cálculo de la aceptación usando eventos de Monte-Carlo

Ahora es momento de realizar un análisis correspondiente a la simulación Monte-Carlo. Como se mencionó al principio de este capítulo, el MC no cuenta con un equivalente del GTK3, o los haces de partículas, de tal manera que los valores y gráficas que se obtendrán en esta parte serán válidos tanto para el haz de K^+ como para el que corresponde a π^+/p^+ .

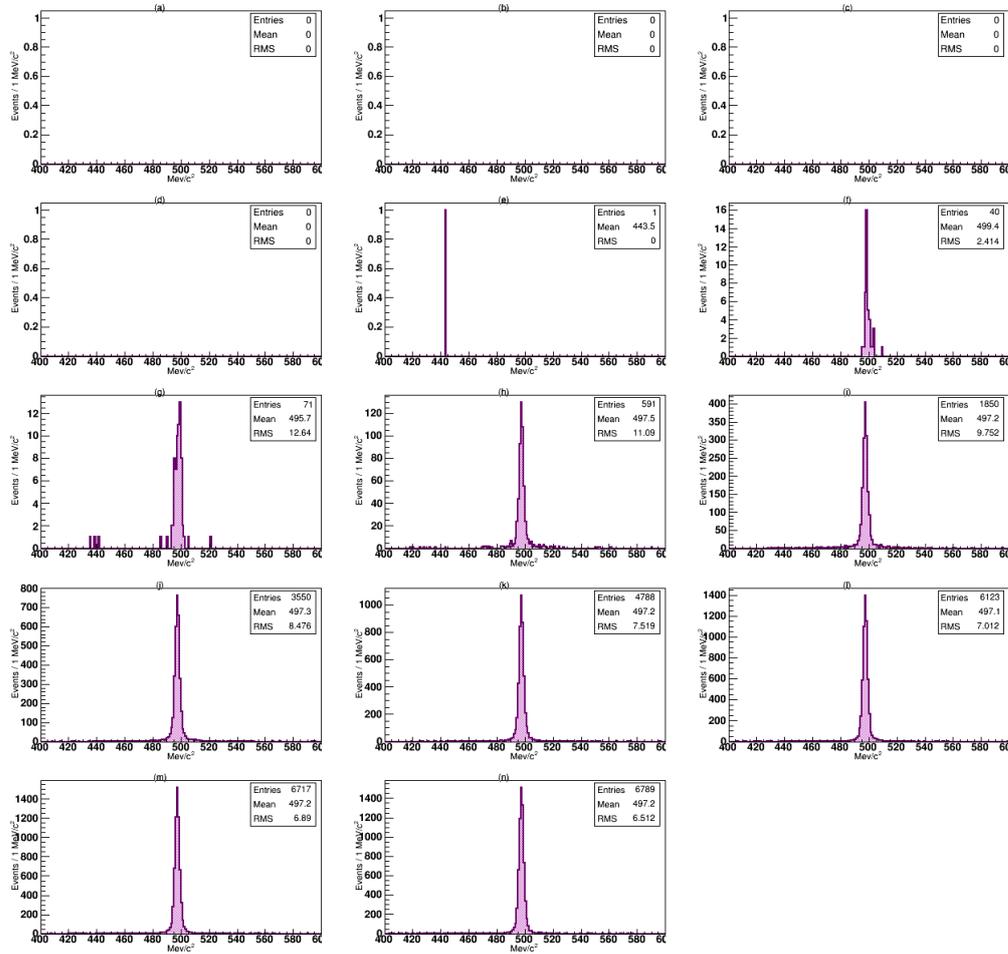


Figura 6.11: Histogramas de masa invariante para el par $\pi^+\pi^-$ en bins de momentos correspondientes al trigger 2 para los rangos centrados en (a) 10, (b) 15, (c) 20, (d) 25, (e) 30, (f) 35, (g) 40, (h) 45, (i) 50, (j) 55, (k) 60, (l) 65, (m) 70 y (n) 75 GeV/c.

Recordando que a partir de las simulaciones ya hechas para MC tenemos valores para los momentos desde 10 hasta 75 GeV/c en rangos de 5 en 5 GeV/c, se comenzará mostrando las gráficas de masa invariante, primero para el trigger 2, que es el mejor candidato hasta el momento y posteriormente para el 0, que es la otra alternativa que se puede considerar. Así pues, en la Figura 6.11 se muestran todos los histogramas correspondientes a estos bins de momento para este trigger específico.

Lo primero que notamos es que prácticamente no hay entradas en los 5 primeros bins de momento, por lo que es a partir de 35 GeV/c que se co-

mienzan a tener valores. Para este valor de momento en particular se tiene un pico bastante bien definido, considerando que sólo 5 GeV/c atrás no había entradas. y había cierta probabilidad de tener sólo pocas entradas que además fueran bastante aleatorias respecto a la posición en el eje x que pudiera tener, pero ya es notorio el pico en el valor correspondiente a la masa del K_S^0 a pesar de contener únicamente 40 entradas. Para los histogramas de los momentos posteriores, lo que se observa es que conforme aumenta el momento, aumenta también el número de entradas, demostrando así, que para el trigger 2 la aceptación de K_S^0 aumenta conforme lo hace el momento.

Lo siguiente que se realizó fue una gráfica que tuviera las aceptancias para cada uno de los momentos. Definimos como aceptación el número de entradas obtenidas en el histograma de masa invariante entre 200,000, que fue el total de partículas que fueron simuladas para cada uno de los momentos, de tal manera que, si por ejemplo, se tuvieran 200,000 entradas para un momento particular, la aceptación sería 1, porque todos los K_S^0 que se “produjeron” en el GTK3 (que como ya sabemos no existe en este MC, pero los kaones se produjeron en la simulación exactamente en la posición del GTK3) fueron detectados a partir de las partículas en que estos decayeron.

Comprendido esto, en la Figura 6.12 se muestra la aceptación para este trigger en función del momento, ajustada con un polinomio de la forma:

$$C_0 + C_1x + C_2x^2 + C_3x^3 + C_4x^4. \quad (6.6)$$

Como se observa, éste no es un buen ajuste, porque por ejemplo entre el punto en 35 y el de 40 hay un momento en el que el ajuste cruza hacia el eje y negativo, y esto no tiene sentido físico, ya que si ninguna partícula llega a ser detectada, entonces la aceptación es 0, pero en ningún momento puede tener un valor negativo. Después de esto, al observar la forma del ajuste en los últimos puntos, observamos que la línea parece empezar a disminuir pues pasados los 70 GeV/c la función polinomial llegó a un máximo y la aceptación de K_S^0 disminuiría para momentos bajos, lo cual no se observa. Además, los puntos menores a 35 GeV/c claramente no se ajustan tampoco, y con todo esto, se tuvo que pensar en una alternativa para realizar el ajuste.

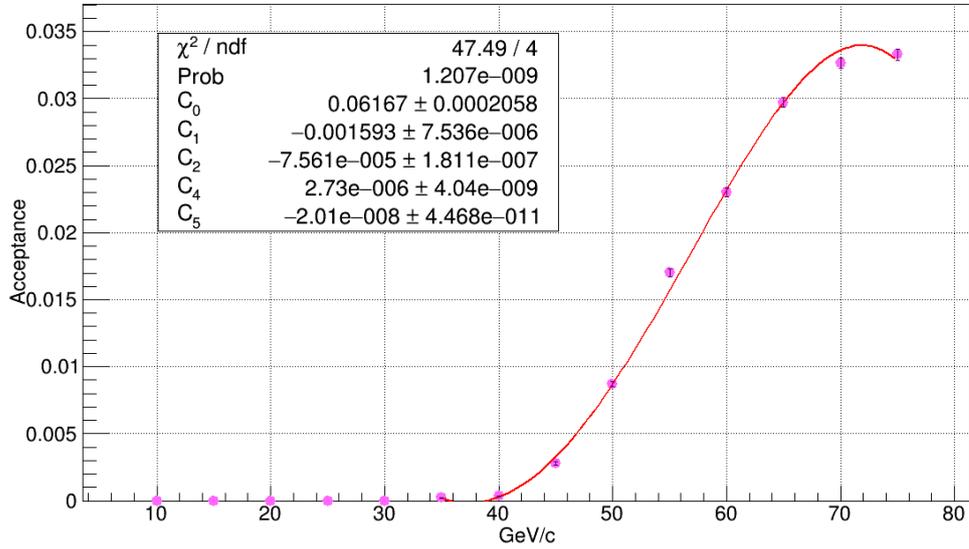


Figura 6.12: Aceptancias correspondientes al trigger 2 con el primer ajuste que se había planteado, de tipo polinomial.

La función que se optó por usar para ajustar la gráfica de aceptancias fue la función de Fermi, que en su versión correspondiente a mecánica estadística tiene la forma:

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}, \quad (6.7)$$

pero se encuentra invertida respecto a la forma que tiene la gráfica de aceptancias, pues ésta comienza con un valor máximo en el eje y y posteriormente comienza a decrecer y tiende a un máximo conforme el eje x aumenta. Así, se utilizó un equivalente a la ecuación de Fermi pero invertida, y dicha función tiene la forma:

$$f(x) = \frac{C_0}{e^{-(x-C_1)/C_2} + 1} \quad (6.8)$$

Con esto, usando la función de Fermi, se obtiene el ajuste mostrado en la Figura 6.13.

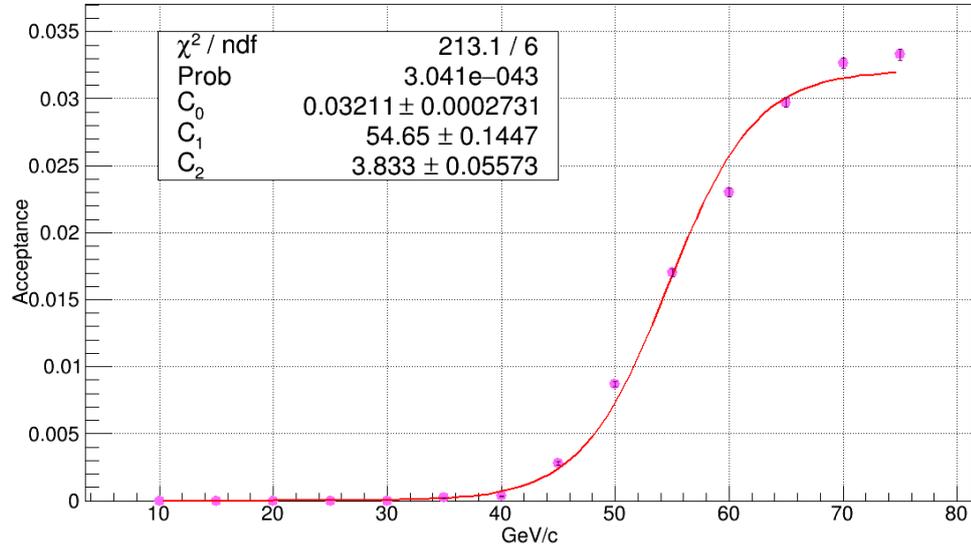


Figura 6.13: Gráfico de la aceptación para los diferentes momentos de la simulación Monte-Carlo del trigger 2 con un ajuste semejante al de la ecuación de Fermi.

Como se observa, esta función tampoco brinda un ajuste muy bueno: el χ^2 aumentó, pero en los extremos notamos que las curvas son más suaves, se corrigió el problema para todas las aceptancias que eran prácticamente nulas, y aunque el ajuste para los últimos puntos no los toca parcial o completamente, la curva es más simple que en el caso del polinomio. Dado que esta función se ve más suave, y que tiene menos parámetros, se decidió mantener por el momento este ajuste. Usando los parámetros del recuadro entonces es posible estimar la aceptación para cualquier momento en el rango de 10 a 75 GeV/c.

Ahora mostramos las mismas gráficas, pero en esta ocasión para el trigger 0. Primeramente, en la Figura 6.14 se encuentran los histogramas de masa invariante. Se puede apreciar que nuevamente los primeros cinco histogramas parecen estar vacíos y es a partir de 35 GeV/c que se tienen las primeras entradas. Respecto al número de entradas, la cantidad aumenta bastante, que es bastante predecible debido a la única condición que se debe cumplir para que se obtenga una señal en el trigger 0.

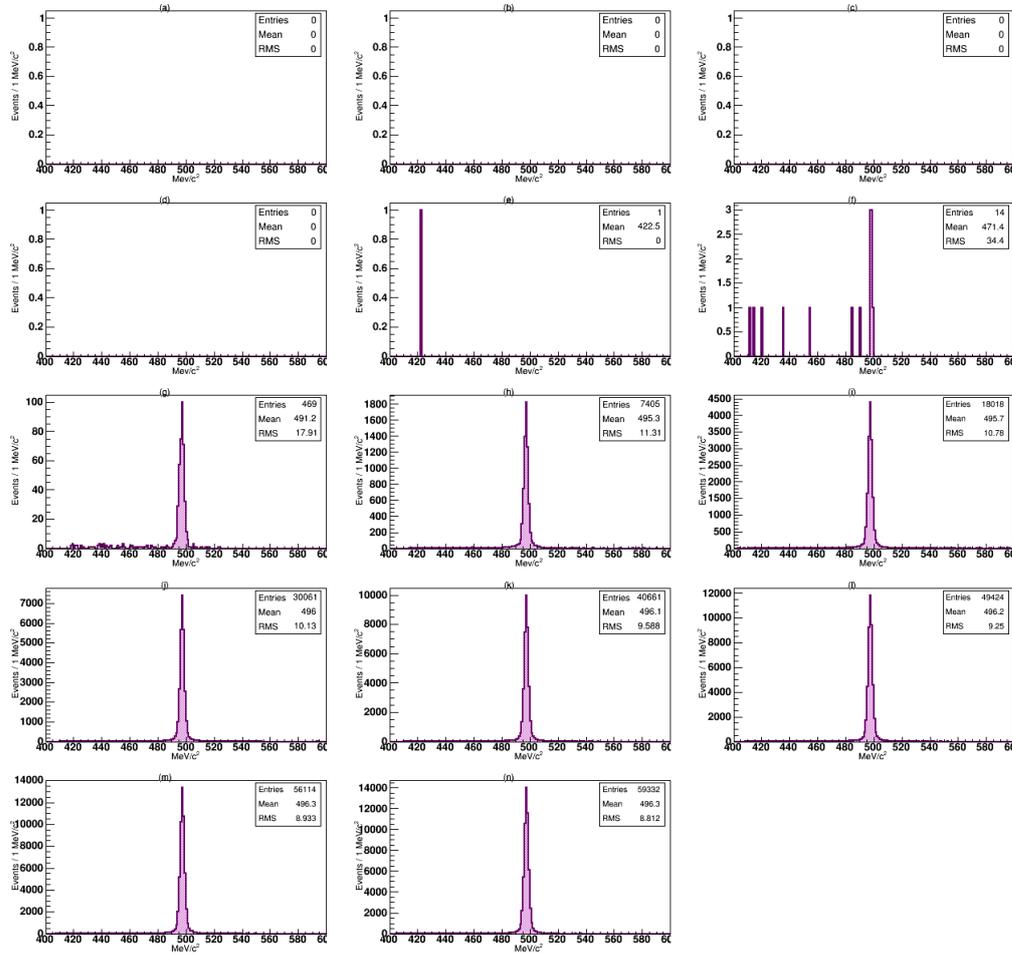


Figura 6.14: Histogramas de masa invariante para el par $\pi^+\pi^-$ en bins de momentos correspondientes al trigger 0 para los rangos centrados en (a) 10, (b) 15, (c) 20, (d) 25, (e) 30, (f) 35, (g) 40, (h) 45, (i) 50, (j) 55, (k) 60, (l) 65 y (m) 70 GeV/c .

Respecto a las aceptancias, el cálculo que se realizó fue el mismo que para el caso del trigger 2, con la excepción de que se tuvo que corregir el factor 400 del downscale para este trigger, lo que ocasiona que a pesar de tener un número tan grande de entradas respecto al trigger 2, las aceptancias no se encuentren tan alejadas.

En la siguiente sección se explicarán en mayor detalle cuáles fueron las razones por las que se eligió un trigger como objeto de estudio, que a su vez servirá como base para realizar el análisis en función del momento.

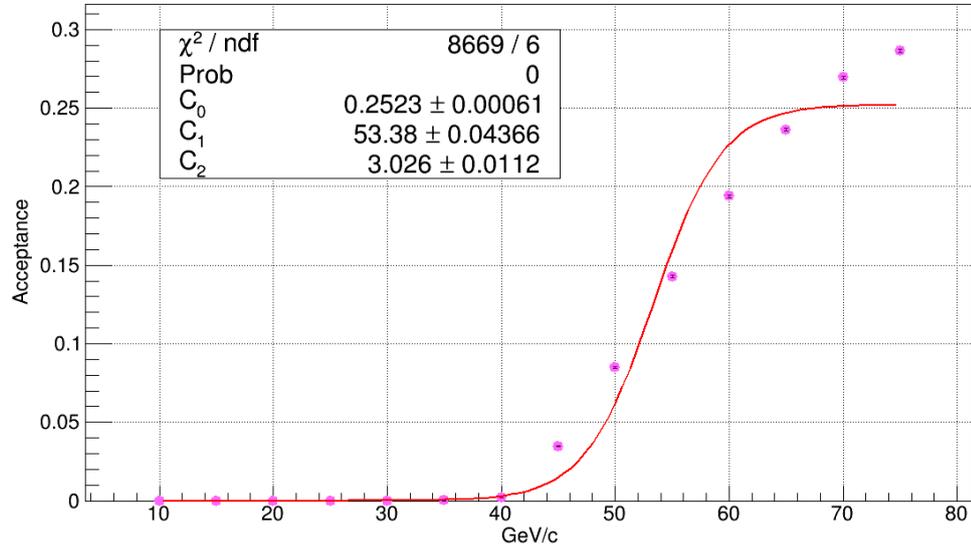


Figura 6.15: Gráfico de la aceptación para los diferentes momentos de la simulación Monte-Carlo del trigger 0 con un ajuste a la función de Fermi.

6.3.3. Selección del trigger a estudiar

Una vez obtenidas las gráficas de la aceptación para el trigger 0 y el trigger 2, es momento de elegir el trigger que va a utilizarse para la siguiente sección. De la Figura 6.13, notamos que el máximo de la aceptación para el trigger 2 es de aproximadamente 0.034, mientras que de la Figura 6.15 el máximo en la aceptación es aproximadamente 0.29. Es decir, tal como se predijo en la sección pasada, el hecho de tener una estadística tan grande para el trigger 0 respecto al 2 no debe ser motivo de confusión para creer que es el trigger con la aceptación más alta, pues el factor 400 juega un papel muy importante.

Algo que es aún más importante que el hecho de ver qué trigger tiene una aceptación mayor, es ver cuál de los dos ajustes es más preciso, pues de la sección anterior se sabe que los ajustes no son realmente los más precisos. Al comparar los valores del parámetro χ^2/ndf para ambos triggers y realizar el cociente, observamos que para el trigger 2, este valor es 35.51, mientras que para el Trigger 0 es de 1444.83. No es siquiera necesario decir que, a pesar de que el trigger 2 no tiene un χ^2 cercano a 1, hay una diferencia enorme entre los valores obtenidos para el trigger 2 y el trigger 0, y a partir de esto, el trigger 2 es el que se utilizará para el análisis de la siguiente sección.

6.4. Producción de K_S^0 en función del momento

Ahora, es momento de presentar una de las secciones más importantes de este análisis, pues no sólo se va a hacer uso de los histogramas obtenidos para los datos observados en el experimento, sino que también se hará uso de la simulación Monte-Carlo para corregir lo observado por la aceptación, para conocer el valor real de K_S^0 que se produjeron en el experimento. Además, realizaremos esas correcciones con distinción entre los tipos de haces, ya que esperamos que tengan características distintas.

6.4.1. Haz de K^+ , trigger 2

Comenzando por el haz de K^+ , en la Figura 6.16 se muestra el histograma de masa invariante que contiene todos los eventos para este trigger. Hay que recordar que estos datos tienen todos los cortes que se explicaron en el capítulo anterior, es decir, de distancia, tiempo y momento máximo.

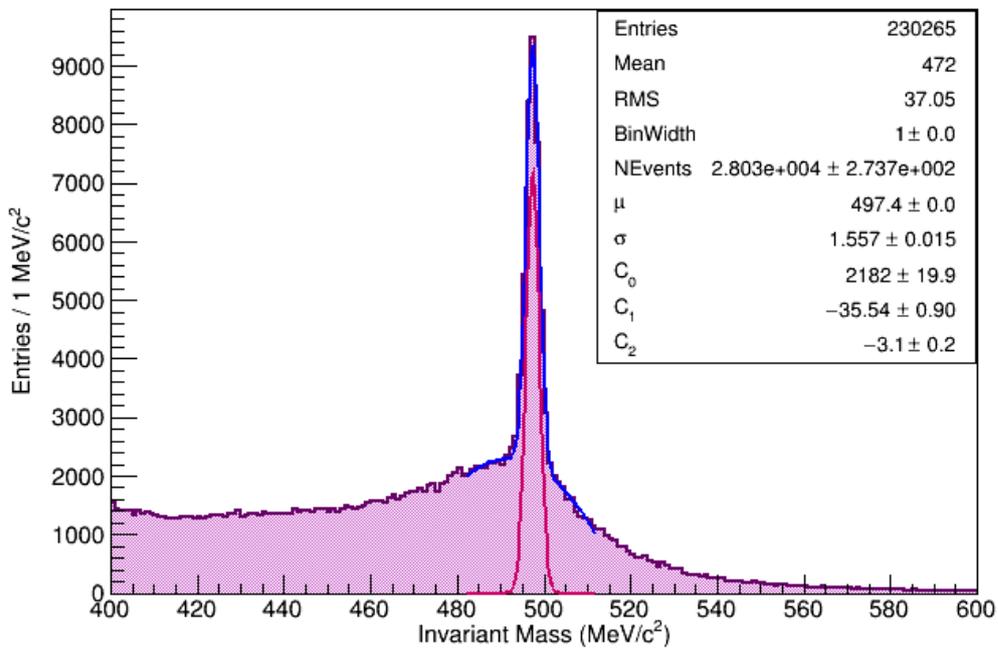


Figura 6.16: Masa invariante del par $\pi^+\pi^-$ para todos los eventos pertenecientes al trigger 2 con haz de K^+ .

Vemos que la estadística para el trigger 2, con haz de kaones, claramente no es tan alta como lo era antes de seleccionar un trigger y un haz, sin embargo al observar el número de K_S^0 se observa que se tienen 28030 eventos, que sin problemas nos mostrarán suficientes valores para poder llegar a una conclusión. Ahora es momento de pasar a los histogramas en bins de momento. Aquí es necesario señalar que tenemos una estadística suficiente como para poder hacer un binado más fino, de manera que se pudiera observar mejor la distribución a la hora de graficar el número de kaones como función del momento, lográndose una curva más suave. Recordando que para MC se tenían bins de 5 GeV/c, teníamos valores de momento centrados en 10, 15, 20, ... GeV/c, los bins que se utilizarán ahora son el doble de finos, es decir, ahora se tienen bins de 2.5 GeV/c, y se hará el análisis comenzando en 32.5 GeV/c, pues antes de este valor no hay estadística suficiente para hacer un buen análisis, puesto que no se tenían señales de K_S^0 's. Las correcciones por aceptación siguen siendo válidas, y ahora aparece la relevancia de haberla ajustado con una curva suave que nos permite cambiar de binado. En las Figuras 6.17 y 6.18 se muestran todas estas distribuciones.

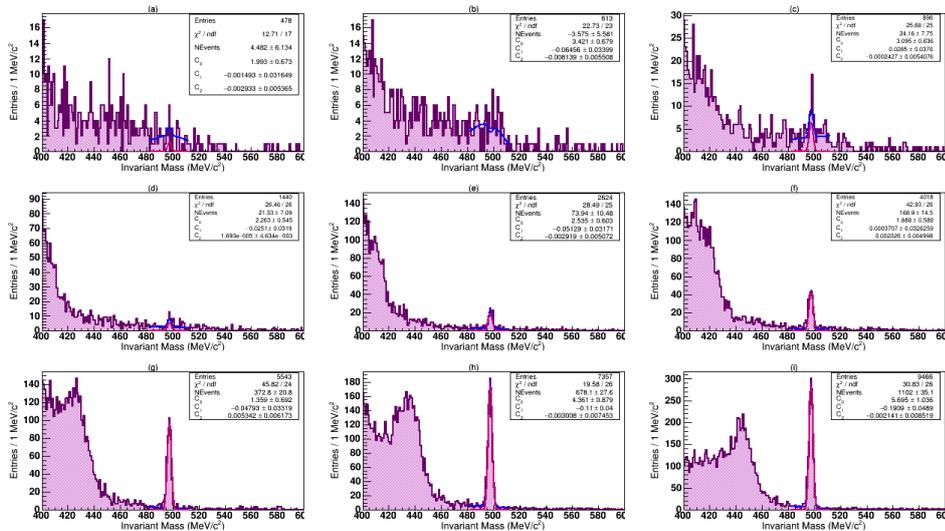


Figura 6.17: Masa invariante para el trigger 2 en bins de momento centrados en (a) 32.5, (b) 35, (c) 37.5, (d) 40, (e) 42.5, (f) 45, (g) 47.5, (h) 50 y (i) 52.5 GeV/c correspondiente al haz de kaones.

Como se muestra, la estadística no fue un impedimento para tener señales claras. Incluso para los momentos intermedios la mayor parte del background se encuentra a la izquierda de los histogramas y se tienen señales bastante limpias, y para 67.5 GeV/c se alcanzó el máximo de 3872 eventos.

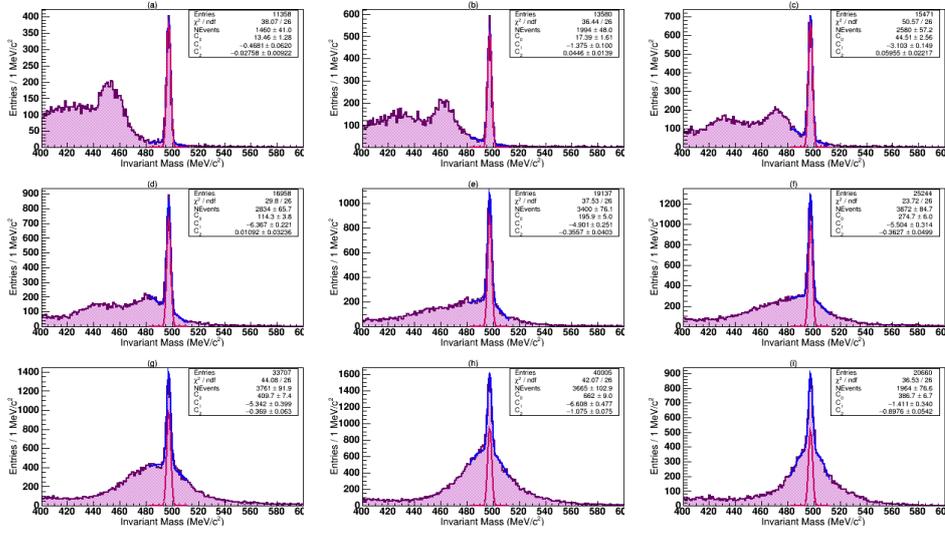


Figura 6.18: Masa invariante para el trigger 2 en bins de momento centrados en (a) 55, (b) 57.5, (c) 60, (d) 62.5, (e) 65, (f) 67.5, (g) 70, (h) 72.5 y (i) 75 GeV/c correspondiente al haz de kaones.

El siguiente paso es mostrar las gráficas como las que se mostraron para Monte-Carlo, que corresponden al número de K_S^0 como función del momento. Sin embargo, hay un punto que se debe de aclarar sobre la gráfica, y es una corrección implementada únicamente en el último punto: la gráfica muestra el número de K_S^0 por cada 2.5 GeV/c, número que corresponde al ancho del bin de momento. Sin embargo, para el último punto tenemos el centro en 75 GeV/c, y los extremos en 73.75 y 76.25. La cuestión aquí es que, a la hora de hacer este análisis, el momento máximo del experimento se tomó como 75 GeV/c, así que contamos el número de eventos hasta ese valor, y el punto en 75 GeV/c prácticamente solo tiene la mitad de partículas, faltando la mitad por arriba de 75 GeV/c. En otras palabras, es como si el punto centrado en 75 GeV/c tuviera solo la mitad de sus valores, y eso se observa fácilmente en la Figura 6.18(i), pues el inciso anterior tenía 3,665 eventos y para 75 GeV/c disminuyó considerablemente hasta los 1,964. Para corregir eso, se hizo la aproximación de que el punto contenía sólo la mitad de eventos que los que debería (es decir, los de la izquierda), por lo que para realizar la gráfica de la Figura 6.19 se multiplicó el número de eventos por 2 para el caso de 75 GeV/c y con ello se graficó lo que sería el equivalente al número de $K_S^0/2.5$ GeV/c.

Observamos que se obtiene algo similar a lo que se obtuvo para MC, pues para momentos bajos la aceptación es prácticamente nula y luego comienza

a aumentar hasta converger en un máximo. Vale la pena señalar que para el punto en 35 GeV/c el valor se encuentra por debajo del eje y , esto debido a que para este valor en específico, no se tuvo una señal buena para la gaussiana que ajustaba el número de K_S^0 , que se puede apreciar en la Figura 6.17(b), ocasionando que el número de eventos fuera negativo.

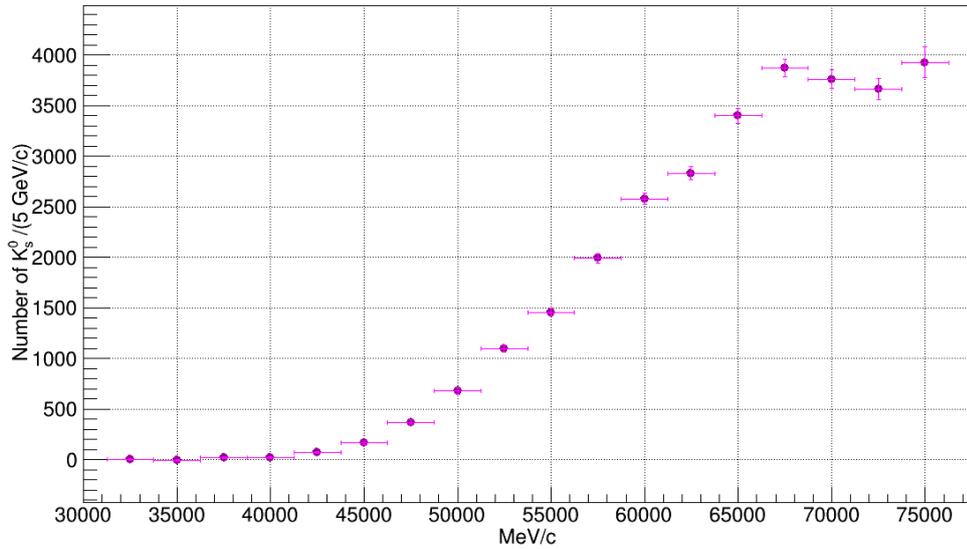


Figura 6.19: Número de K_S^0 observado para el trigger 2 y haz de piones como función del momento desde 32.5 hasta 75 GeV/c.

6.4.2. Haz de π^+/p^+ , Trigger 2

Ahora, se mostrará el equivalente a las gráficas anteriores, pero correspondientes al haz de π^+/p^+ . En la Figura 6.20 se observa el histograma total de masa invariante correspondiente al trigger 0 para el haz de partículas correspondiente. Desde este punto es posible notar una diferencia por cada tipo de haz, ya que en la Figura 6.16 correspondiente al haz de K^+ , el background existente tenía una forma distinta, que tenía valores más bajos en los extremos del eje x y conforme se acercaba al centro de la distribución subía, mientras que para este caso el background parece tener una forma descendiente, ya que el valor más alto del background se encuentra en el valor más bajo de masa y para el valor más alto de la masa se tiene el menor valor de background. Respecto al número de K_S^0 , se tiene un total de 13,320, y recordando que para el otro haz se tenían poco más de 28,000, entonces llegamos

a la conclusión de que para el haz de π^+/p^+ se producen menos K_S^0 que para el otro tipo de haz.

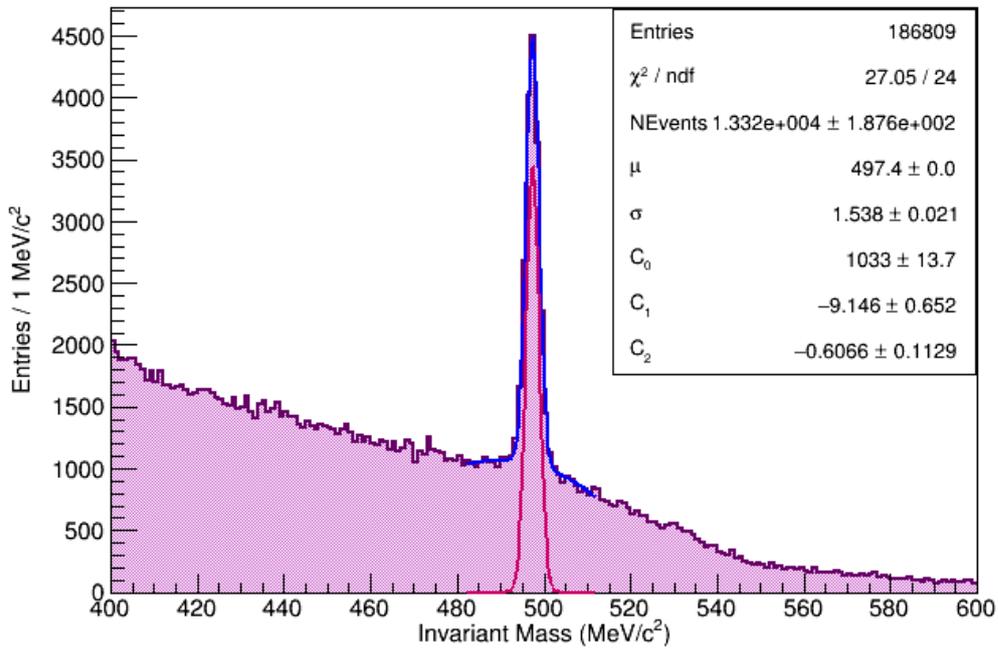


Figura 6.20: Masa invariante del par $\pi^+\pi^-$ para todos los eventos pertenecientes al trigger 2 con haz de π^+/p^+ .

A continuación se muestran las masas invariantes por bin de momento para obtener el número de K_S^0 como función del mismo. Estos histogramas se realizaron nuevamente en bins de momento de 2.5 GeV/c, por lo que nuevamente se observan histogramas para valores de momentos centrados desde 32.5 hasta 75 GeV/c. Los histogramas correspondiente se muestra en las Figuras 6.21 y 6.22.

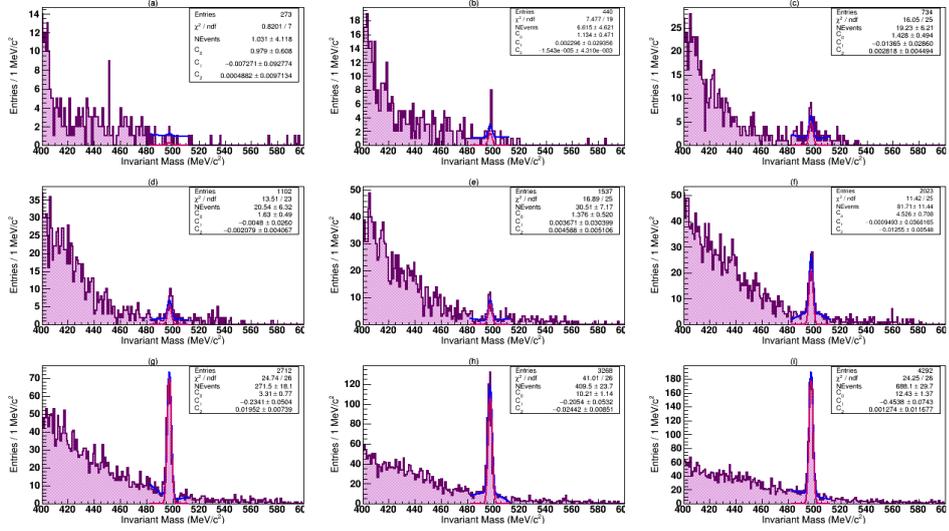


Figura 6.21: Masa invariante para el trigger 2 en bins de momento centrados en (a) 32.5, (b) 35, (c) 37.5, (d) 40, (e) 42.5, (f) 45, (g) 47.5, (h) 50 y (i) 52.5 GeV/c correspondiente al haz de piones y protones.

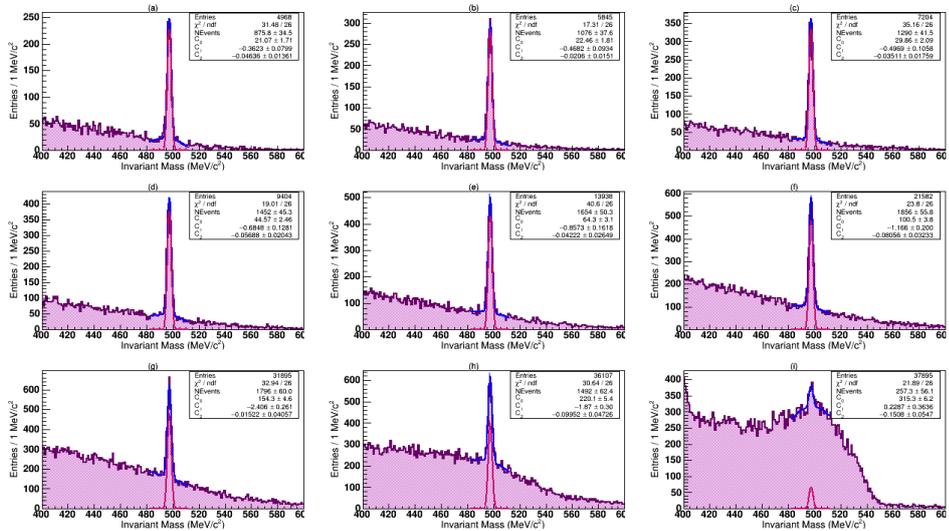


Figura 6.22: Masa invariante para el trigger 2 en bins de momento centrados en (a) 55, (b) 57.5, (c) 60, (d) 62.5, (e) 65, (f) 67.5, (g) 70, (h) 72.5 y (i) 75 GeV/c correspondiente al haz de piones y protones.

Y ahora, en la Figura 6.23 se muestra de nuevo el gráfico del número de K_S^0 por bin de momento. De nuevo se realizó la corrección en el segundo

punto para que correspondiera a un ancho de bin de 2.5 GeV/c, tal como se hizo para el otro haz.

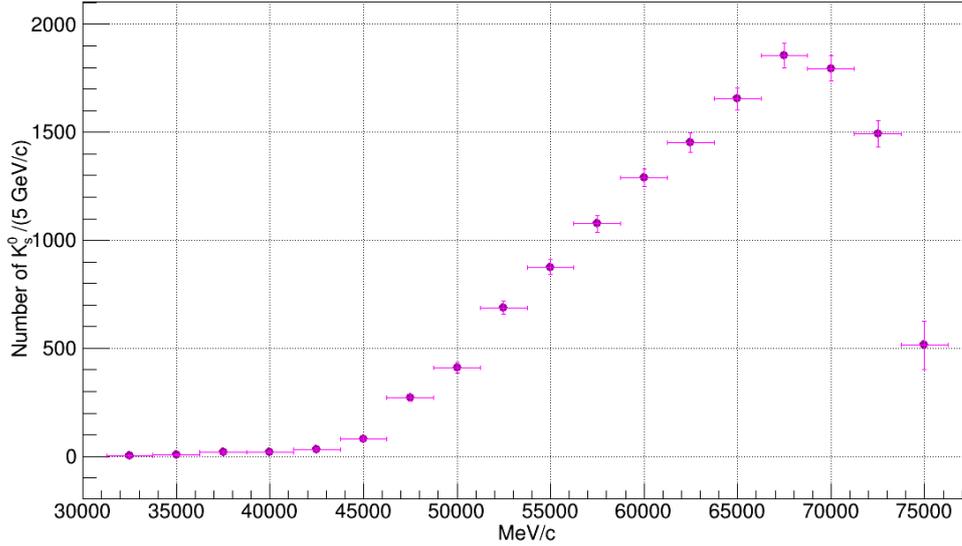


Figura 6.23: Número de K_S^0 observado para el trigger 2 y haz de protones/piones como función del momento desde 32.5 hasta 75 GeV/c.

Aquí, el aspecto más importante es el hecho de que para bajos momentos se tenía una distribución bastante similar a la del haz de K^+ ; sin embargo, conforme el momento comenzó a aumentar se llegó a un máximo en la distribución para 67.5 MeV/c y a partir de ahí, el número de K_S^0 comenzó a disminuir, cosa que para el otro tipo de haz no sucedió, pues siempre se mantenía subiendo. Ahora se observará la comparación entre haces.

6.4.3. Comparación de los dos haces

A partir de las Figuras 6.19 y 6.23 se llega a la conclusión de que existe una diferencia en el tipo de haz a según su distribución y número de partículas. Para tener un mejor panorama, en la Figura 6.24 se muestran las dos gráficas, pero ahora de manera simultánea, y en la Figura 6.25 se observa la misma gráfica que en la Figura 6.24, pero ahora con las escalas normalizadas para que sea más sencillo observar la diferencia en la forma de las distribuciones teniendo las dos distribuciones en la misma escala.

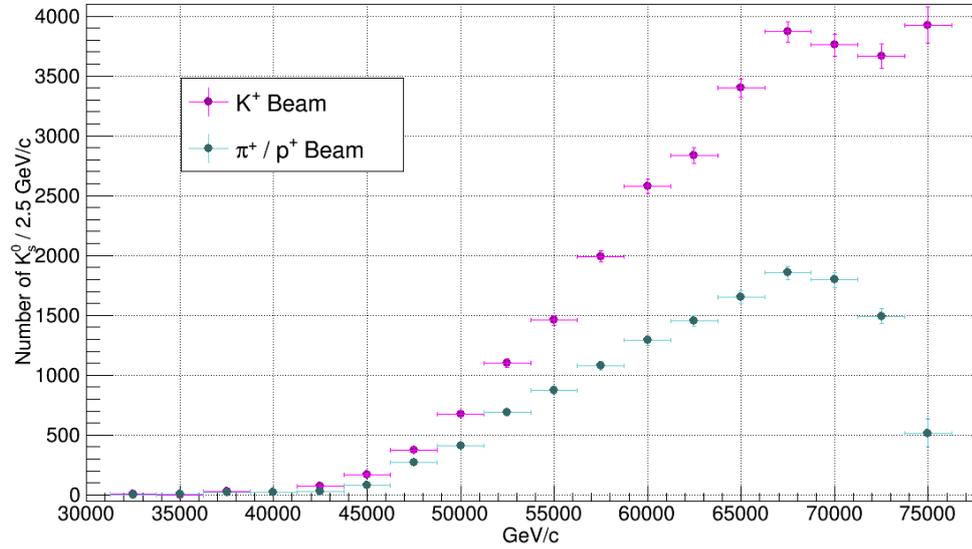


Figura 6.24: Comparación del número de K_S^0 observados en bins de momentos para haces de K^+ y de π^+/p^+ para el trigger 2.

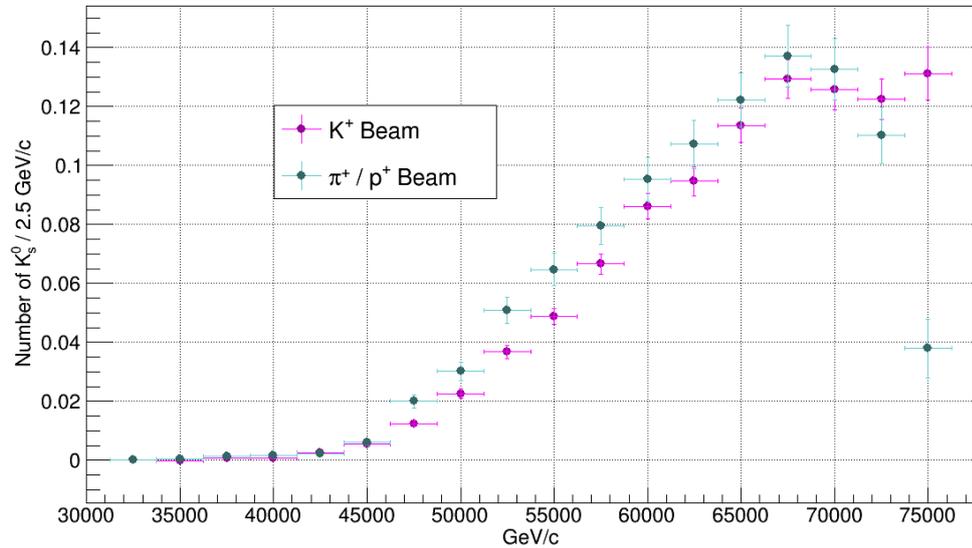


Figura 6.25: Comparación del número de K_S^0 observados en bins de momentos para haces de K^+ y de π^+p^0 para el trigger 2 normalizados.

Gracias a la Figura 6.24 es más que evidente la diferencia de estadística según el tipo de haz, que es algo que se pudo inferir desde el inicio del capítulo, pero hasta este momento se aprecia mejor. Para el caso del haz de K^0 , el máximo llega casi a los 4,000 K_S^0 observados, mientras que para el haz de π^+/p^+ no llega a los 1,900, y por ende, para bajos momentos la cantidad de partículas es aproximadamente la misma, pero conforme aumenta el momento la diferencia se hace cada vez mayor, sobre todo a partir de los 67.5 GeV/c. Por otro lado, en la Figura 6.25 se nota que efectivamente para valores bajos de momento se tiene una distribución bastante semejante, pero a pesar de que para el haz de K^+ parecía que el número de K_S^0 comenzaría a disminuir, al final el número de partículas se mantuvo aumentando, mientras que para el haz de π^+/p^+ éste decayó de una manera fácilmente perceptible.

Ahora, es momento de pasar a la sección final de todo este trabajo, que son las correcciones para el número de K_S^0 mediante la aceptación, que se harán con distinción de haz para observar las diferencias entre ellos.

6.5. Correcciones mediante la aceptación

El último punto de este análisis consistió en utilizar los valores de la aceptación de la simulación Monte-Carlo para obtener el número corregidos de K_S^0 en el experimento. Como ya se dijo en la sección correspondiente al cálculo de las aceptancias, se tenía un total de 200,000 K_S^0 , pero no se pudieron detectar todos éstos, y en la Figura 6.13 se muestran las aceptancias como función del momento. La manera en que se realizó el cálculo del número de partículas corregido fue utilizar el fit que se realizó en la gráfica de las aceptancias. No se pudo utilizar el número directo de K_S^0 observados porque hay que recordar que para MC se tenían bins de momento de 5 GeV/c, por lo que no se conoce el valor para los valores en momento de 32.5, 37.5, 42.5 GeV/c, etc. Así pues, como en la Figura 6.13 se muestran los valores de los parámetros y conocemos la forma de la función utilizada, pues se encuentra en la Ecuación 6.8, se sustituyó el valor del momento en ésta y se conoció el valor aproximado de la aceptación para los valores de momento correspondientes.

6.5.1. Haz de kaones

Una vez comprendida la manera en que se calcularon las aceptancias para los valores de momento que no se encontraban en la simulación MC, es momento de mostrar el gráfico de número de K_S^0 corregidos. Para obtenerlo,

simplemente se realizó el cociente entre el número de partículas observadas y el valor calculado de la aceptación. Así, pues, en la Figura 6.26 se muestra lo que sería el número de K_S^0 que realmente había en el haz para los bins específicos de momento. Como se observa, el segundo punto correspondiente a 35 GeV/c tiene valor negativo, y se debe al ajuste de la gaussiana para ese valor. Anteriormente se mencionó que no se ajustó correctamente la gaussiana por falta de estadística, por lo que el número de K_S^0 observado salió negativo, aunque para el caso de número de partículas corregidas el más notorio porque la magnitud de los números aumenta y el error también es más visible, pues ahora se tiene también la contribución del error del ajuste con la función de Fermi, que no debe de olvidarse que a pesar de ser muy semejante a la distribución obtenida, no se ajustó con tanta exactitud a los valores obtenidos.

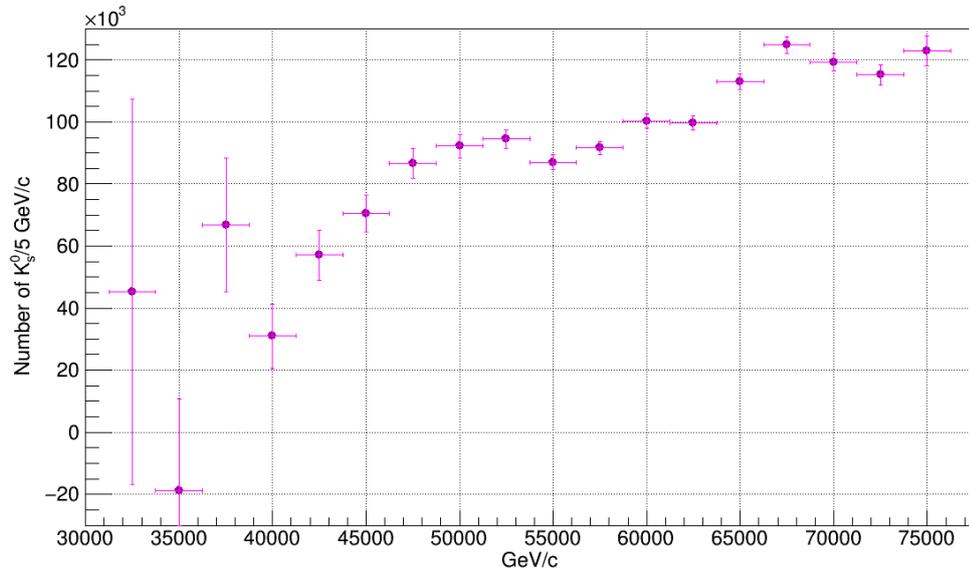


Figura 6.26: Número de K_S^0 corregido para el trigger 2 y haz de kaones como función del momento desde 32.5 hasta 75 GeV/c.

Exceptuando el valor obtenido para 35 GeV/c, podemos observar que en general el número de K_S^0 corregidos se mantiene, en general, aumentando.

6.5.2. Haz de piones/protones

Ahora es momento de mostrar el equivalente a la Figura 6.26 para el haz de π^+/p^+ , el cual se muestra en la Figura 6.27. Hay que recordar que

los valores que se tomaron para las aceptancias son los mismos para los dos tipos de haz, ya que en Monte-Carlo no se tiene diferencia respecto a eso. Sin embargo, al comparar con la Figura 6.26 es evidente que las distribuciones son muy diferentes debido a que desde antes de corregir el número total de partículas, ya presentaban varias diferencias, y ahora es más notable.

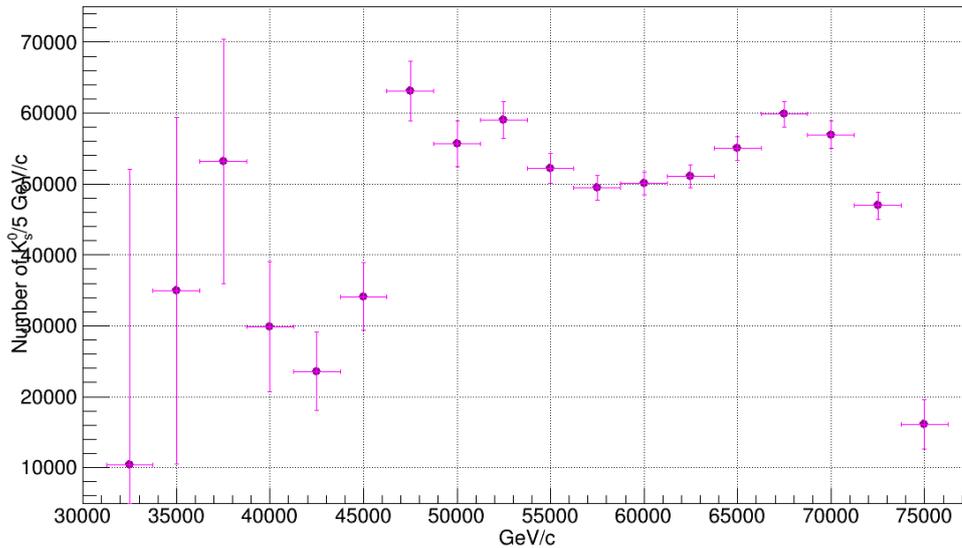


Figura 6.27: Número de K_S^0 corregido para el trigger 2 y haz de piones y protones como función del momento desde 32.5 hasta 75 GeV/c.

El punto más importante a notar es que el número corregido de K_S^0 para altos momentos se encuentra tan bajo que sólo para 32.5 GeV/c se tiene un número menor de partículas detectadas-

6.5.3. Comparación de haces

Una vez más se hará la comparación de las distribuciones para los dos haces graficándolas simultáneamente. En la Figura 6.28 se muestran dichas distribuciones a escala real, para comparar nuevamente la estadística que se obtuvo. Notamos que a excepción de el punto en 35 GeV/c para haz de K^+ , siempre se tiene un mayor número de K_S^0 para ese tipo de haz, aunque para bajos momentos las barras de error se intersectan, y con ello podemos inferir que para momentos bajos tenemos nuevamente un número aproximado de K_S^0 aproximadamente igual, independientemente del tipo de haz. Sin embargo,

para momentos más altos es más que evidente que nuevamente el haz de K^+ tiene más K_S^0 .

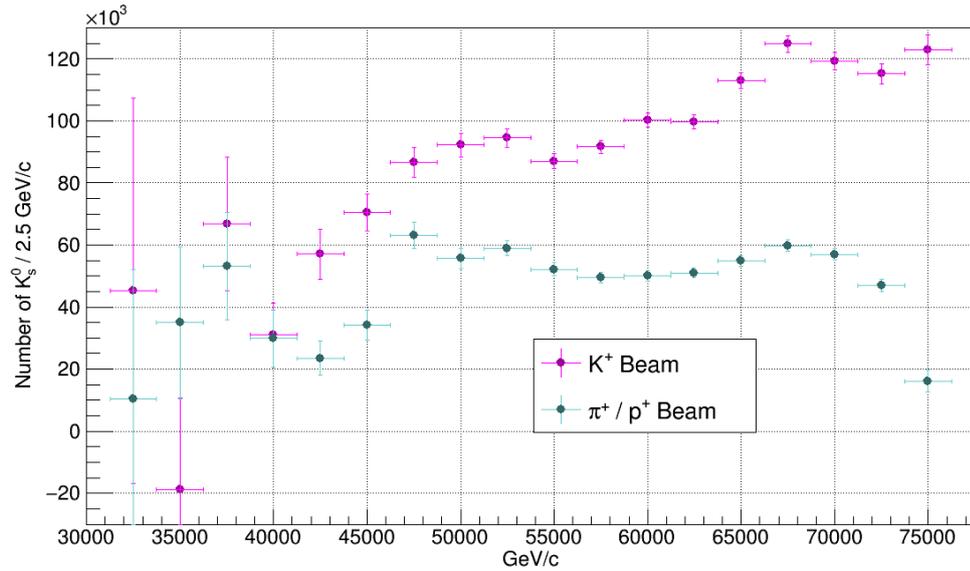


Figura 6.28: Comparación del número de K_S^0 corregidos en bins de momentos para haces de K^+ y de π^+p^0 para el trigger 2.

Por último, en la Figura 6.29 se muestran las mismas distribuciones, pero ahora normalizadas, para apreciar la forma que siguen las distribuciones. Aquí se aprecia mucho mejor que en la gráfica pasada que las distribuciones siguen aparentemente la misma forma para momentos intermedios. Para momentos bajos no se ven tan cercanos los puntos, pero las barras de error se intersectan por lo que podemos suponer que las distribuciones son parecidas, pero para momentos altos las diferencias son evidentes, pues como se mencionó antes, para haz de K^+ la distribución se mantuvo aumentando y, por ejemplo, para 75 GeV/c los valores se encuentran completamente separados.

En base a esto, podemos concluir que en efecto existen diferencias notorias por tipo de haz, desde la forma del background para los histogramas de masa invariante, hasta la estadística y el número de partículas que se obtienen conforme el momento comienza a aumentar.

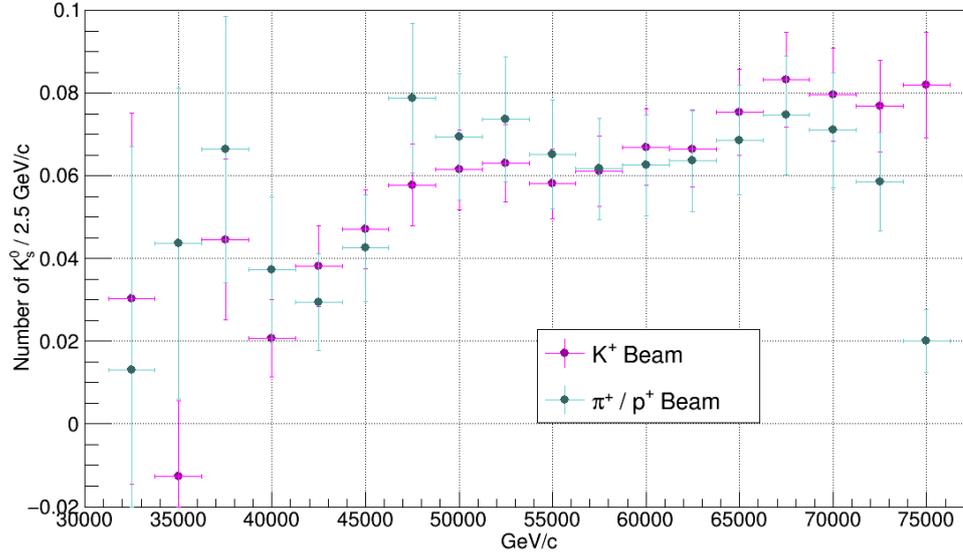


Figura 6.29: Comparación del número de K_S^0 corregidos y normalizados en bins de momentos para haces de K^+ y de π^+p^0 para el trigger 2.

Este fue el último punto del análisis realizado. Sin embargo, queda bastante trabajo futuro por realizar. En la siguiente sección se muestran las conclusiones de todo el trabajo hecho hasta el momento, así como el trabajo que se tiene planeado hacer para mejorar este estudio.

Capítulo 7

Conclusiones

En este trabajo se estudió la producción de K_S^0 en el experimento NA62 utilizando el GTK3 como blanco fijo, lo que permite emplear una parte del experimento para algo a lo que no estaba dedicado. Se realizaron bastantes cosas de gran interés, como los son el cálculo del tiempo de vida, distribuciones de masa invariante en bins de distancia y momento y comparación de haces para el caso de masa invariante en bins de momento. Se realizó también un análisis sobre distintos triggers, y aunque se trabajó en uno en particular, ya se sabe cómo analizarlos para en un trabajo futuro conocer la metodología si se requiere hacer un análisis de otro trigger para por ejemplo, estudiar otra partícula. Además, hemos aprendido a hacer correcciones por aceptación.

- El cálculo de la masa para el K_S^0 mediante este análisis y el valor calculado por el PDG, es el siguiente:

Masa del K_S^0 :
Valor de la masa obtenida mediante este análisis: $m_{K_S^0} = (497.331 \pm 0.009) \text{ MeV}/c^2$
Valor de la masa según el PDG: $m_{K_S^0} = (497.614 \pm 0.024) \text{ MeV}/c^2$

A pesar de que no son directamente comparables debido a que en este análisis se consideró únicamente el error estadístico y no el sistemático, es una muy buena aproximación al valor reportado por el PDG.

- Respecto al tiempo de vida, nosotros realizamos una estimación simple cuyo valor, más que acercarse al valor reportado por el PDG, tiene un

error que no nos permite compararlo directamente, como ocurre con la masa del K_S^0 , por lo que necesitamos realizar un análisis más fino para este cálculo. Nuevamente, ya se ha hablado sobre mejorar esta metodología, así que se puede realizar al continuar con este trabajo, porque se requiere más tiempo para alcanzar a hacer algo más completo. Sin embargo, el valor observado, a pesar de no estar cercano en error al valor del PDG, llega a ser bastante cercano al valor real, y concluimos que a pesar de todo tenemos un valor bastante aceptable:

Tiempo de vida del K_S^0 :
Tiempo de vida obtenido mediante este análisis: $\tau_{K_S^0} = (1.017 \pm 0.013) \times 10^{-10} \text{ s}$
Tiempo de vida según el PDG: $\tau_{K_S^0} = (0.8954 \pm 0.0004) \times 10^{-10} \text{ s}$

- Respecto a las masas invariantes en bins de distancia y momento, las técnicas empleadas para eliminar el background fueron buenas, y el ajuste a una gaussiana para la señal de K_S^0 's permitió distinguir claramente la señal sobre el background. La selección de eventos fue muy buena ya que se utilizaron cortes con sentido físico y sobre todo el de la restricción de la distancia positiva eliminó bastante background, que ayudó a su vez a obtener un buen valor para el tiempo de vida.
- Para el análisis por triggers, contamos con una estadística muy buena y obtenemos gráficas que sí nos muestran diferencias respecto a las aceptancias para distintos tipos de haz. En el MC que usamos, aún no se considera el haz de partículas. Se implementará la existencia de un tipo de haz, pero como esto no es sencillo de realizar, por ahora hemos podido realizar correcciones por aceptación por haz, sólo para los eventos observados, no para los corregidos.
- Tenemos un haz triple, que podemos separar en dos, destacando el haz de K^+ . Los estudios de hadroproducción han sido realizados con alta estadística solo en experimentos con haces de protones y piones. La alta estadística de NA62 con un haz de kaones es una ventaja de este experimento.

En base a lo anterior, se tiene bastante trabajo por hacer a futuro, que va desde mejorar el modelo empleado para calcular las aceptancias para que

tenga un mejor valor de χ^2 , hasta mejorar la metodología seguida para el cálculo de la masa del K_S^0 y su tiempo de vida.

Bibliografía

- [1] The aim of NA62 (Kaon Factory). Jan 2007. URL: <https://na62.web.cern.ch/Home/Aim.html>.
- [2] Linear accelerator 2. Sep 2012. URL: <https://cds.cern.ch/record/1997427>.
- [3] The Proton Synchrotron. Jan 2012. URL: <https://cds.cern.ch/record/1997189>.
- [4] The Proton Synchrotron Booster. Jul 2012. URL: <https://cds.cern.ch/record/1997372>.
- [5] The Super Proton Synchrotron. Jan 2012. URL: <https://cds.cern.ch/record/1997188>.
- [6] Cristina Biino. Recent CP violation and $|V(\text{us})|$ measurements from the NA48 experiment. In *34th International Conference on High Energy Physics*, 9 2008. [arXiv:0809.4956](https://arxiv.org/abs/0809.4956).
- [7] DOE Project X Briefing. Project x kaon experiments. https://indico.fnal.gov/event/3729/contributions/83643/attachments/53214/63569/6-Project_X_Kaons2010_DOE_Briefing.pdf, November 2010.
- [8] SHAOMIN CHEN. RARE KAON DECAY FROM E949 AT BNL High Energy Physics. World Scientific Publishing Company, may 2005. URL: https://doi.org/10.1142/2F9789812702227_0156, doi: [10.1142/9789812702227_0156](https://doi.org/10.1142/9789812702227_0156).
- [9] Jurgen Engelfried. Search for $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$: First NA62 Results. *Springer Proc. Phys.*, 234:135–141, 2019. doi:[10.1007/978-3-030-29622-3_19](https://doi.org/10.1007/978-3-030-29622-3_19).
- [10] K.A. Olive et al. (Particle Data Group). Strange mesons. <https://pdg.lbl.gov/2014/tables/rpp2014-tab-mesons-strange.pdf>, 2014.

- [11] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). k^0 . <https://pdg.lbl.gov/2018/listings/rpp2018-list-K-zero.pdf>, 2018.
- [12] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group). Kaon. <https://pdg.lbl.gov/2020/listings/rpp2020-list-K-plus-minus.pdf>, 2020.
- [13] J-PARC KOTO experiment. Overview of the experiment. https://koto.kek.jp/pub/intro/introduction_en.html, 2014.
- [14] ROOT: Data Analysis Framework. Root: analyzing petabytes of data, scientifically. <https://root.cern/manual/>.
- [15] O.B. Klein. The nobel prize in physics 1957, award ceremony speech. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1957/ceremony-speech/>, 2021.
- [16] T. K. Komatsubara. Recent results from the bnl e787 experiment, 2000. URL: <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0009047>, doi: [10.48550/ARXIV.HEP-EX/0009047](https://doi.org/10.48550/ARXIV.HEP-EX/0009047).
- [17] C. Milstene et al. Charged kaons at the main injector (CKM). *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, 93:348–351, 2001. [arXiv:hep-ex/0009046](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0009046), doi: [10.1016/S0920-5632\(00\)01133-6](https://doi.org/10.1016/S0920-5632(00)01133-6).
- [18] Nobel Prize Press release. The nobel prize in physics 1980. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1980/press-release/>, 2021.
- [19] A. Romano and C. Parkinson. Performance of the NA62 trigger system. 8 2022. [arXiv:2208.00897](https://arxiv.org/abs/2208.00897).
- [20] Michael Schmelling. Review of measurements with hera-b prospects for early measurements with lhcb. https://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/he/LHCb/documents/WorkshopNeckarzMarz08/MS_Herab.pdf, March 2008.
- [21] PH Department webmaster. Na62. <https://na62.web.cern.ch/>, 2007.