

UNIVERSIDAD DE  
GUANAJUATO



**UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO**

**DIVISIÓN DE CIENCIAS E INGENIERÍAS, CAMPUS LEÓN**

**PRODUCCIÓN DE  $K^*0$  EN EL EXPERIMENTO CERN-NA62**

Tesis que para obtener el título de

**MAESTRO EN FÍSICA**

presenta

**KEVIN ALEXANDER RODRÍGUEZ RIVERA**

Profesor asesor: Dr. Marco Antonio Reyes Santos

Profesor co-asesor: Dr. Jürgen Engelfried

**León, Guanajuato, México**

**2021**

---

## AGRADECIMIENTOS

- Al Fondo Sectorial de Investigación para la Educación SEP/CONACyT, proyecto 242139, y al proyecto "Participación de México en la Frontera de Física de Altas Energías en el CERN", CONACyT Proyectos de la Frontera number 2042, que apoyaron este proyecto.
- A mi esposa Karen, a mis padres Leonardo y Mónica, a mi tío Fernando y en general a toda mi familia y a la familia de mi esposa por su apoyo incondicional.
- Mis más sinceros agradecimientos a mi asesor Dr. Marco Antonio Reyes Santos, a mi co-asesor Dr. Jürgen Engelfried y a las integrantes del grupo de investigación del que formamos parte por sus apoyos en estos largos meses de trabajo y por sus importantes guías a la preparación de esta tesis.
- A los miembros de mi Comité de Seguimiento Académico por sus discusiones y sugerencias.
- A mis amigos más importantes que me acompañaron a lo largo de mi formación académica.
- A la Universidad de Guanajuato por el apoyo y oportunidades a lo largo de estos tiempos difíciles de pandemia y por hacer mi permanencia en México más agradable.
- A la Universidad Nacional de San Agustín de Arequipa y a sus docentes en la Facultad de Física que formaron mi desarrollo académico hasta el presente.
- A LESD Jose Limon Castillo del Centro de Cómputo del IF-UASLP por mantener las computadoras utilizadas para el estudio.

---

## RESUMEN

El experimento NA62 del SPS del CERN está dedicado principalmente al estudio del decaimiento raro  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  y es el mayor productor de kaones en el mundo (con más de diez millones de decaimientos de kaones por segundo); es por esto último que este trabajo tiene como objetivo principal aprovechar la producción masiva de kaones brindada por el experimento, por lo cual se decidió usar la colisión de este haz de kaones con el módulo GTK3 del experimento para estudiar los productos de esas colisiones. En nuestro trabajo hemos utilizado la herramienta brindada por el CERN, el sistema ROOT, para mostrar que es posible detectar a la resonancia  $K^{*0}$ , en el decaimiento  $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ .

---

## ABSTRACT

The NA62 experiment at CERN SPS is mainly dedicated to the study of rare decay  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  and it is the largest kaons producer in the world (with more than ten millions of decays by second); it is for the latter that this work has the main goal to take advantage of the massive production of kaons, for which it was decided to use incident beam on GTK3 module from the experiment to study the products of those collisions. In our work we have used a tool provided by CERN, the ROOT system, to show it is possible detect the  $K^{*0}$ , in the decay  $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ .

---

# Índice general

|  |           |
|--|-----------|
| Agradecimientos  | II        |
| Resumen  | III       |
| Abstract   | IV        |
| <b>1. INTRODUCCIÓN</b>   | <b>1</b>  |
| 1.1. Kaones . . . . .  | 2         |
| 1.2. El experimento CERN-NA62 . . . . .  | 5         |
| 1.3. Descripción del experimento . . . . .   | 6         |
| 1.4. El GTK: Giga Tracker Station . . . . .  | 12        |
| 1.5. Hipótesis de estudio . . . . .  | 13        |
| <b>2. SELECCIÓN DE EVENTOS</b>   | <b>14</b> |
| 2.1. Análisis propuesto . . . . .  | 14        |
| 2.2. Preselección de eventos . . . . .   | 15        |
| 2.3. Un análisis preliminar: estudio de $K_S^0$ 's . . . . .                               | 17        |
| 2.4. Conclusión del estudio de $K_S^0$ 's . . . . .  | 23        |
| <b>3. ESTUDIO DE LA PRODUCCIÓN DE <math>K^{*0}</math></b>                                  | <b>24</b> |
| 3.1. Selección de eventos para el decaimiento $K^{*0} \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ . . . . . | 24        |
| 3.1.1. Decaimiento $K^{*0} \rightarrow K^- \pi^+$ . . . . .                                | 25        |
| 3.1.2. Decaimiento $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ . . . . .                                | 30        |
| 3.1.3. Corte en la variable de distancia . . . . .   | 35        |
| 3.1.4. Distribuciones en bins del momento total del par . . . . .                          | 40        |

|  |           |
|--|-----------|
| 3.2. Ajuste Breit-Wigner relativista . . . . .                                       | 41        |
| 3.2.1. Coincidencia temporal de las trayectorias del vértice . . . . .               | 43        |
| 3.2.2. Momento total de las partículas del vértice $\leq 75 \text{ GeV}/c$ . . . . . | 45        |
| 3.2.3. Variable $x_F$ . . . . .  | 46        |
| 3.3. Ajuste final a los eventos seleccionados . . . . .                              | 49        |
| 3.4. Otros estudios con los eventos seleccionados . . . . .                          | 51        |
| 3.4.1. Análisis del background con otras masas . . . . .                             | 51        |
| 3.5. Resolución de la posición del módulo GTK3 . . . . .                             | 53        |
| 3.6. Bines de momentum . . . . .   | 55        |
| <b>4. RESULTADOS Y CONCLUSIONES</b>  | <b>57</b> |
| <b>Referencias</b>   | <b>60</b> |

---

# Índice de figuras

|   |    |
|---|----|
| 1.1. Mesones organizados en el camino óctuple. [20] . . . . .   | 3  |
| 1.2. Modos de decaimiento de $K^+$ . [22] . . . . .   | 4  |
| 1.3. Modos de decaimiento de $K_S^0$ . [22] . . . . .   | 4  |
| 1.4. Modos de decaimiento de $K^*(892)$ . [22] . . . . .  | 5  |
| 1.5. Esquemático del NA62 [9] . . . . .   | 7  |
| 1.6. Esquemático del KTAG y del RICH. [10] . . . . .  | 9  |
| 1.7. Esquemático del GTK y del STRAW. [10] . . . . .  | 10 |
| 1.8. Esquemático de los componentes añadidos al experimento. [10] . . . . .   | 11 |
| 1.9. Esquemático $(x, z)$ de la configuración de instalación de las tres estaciones<br>GTK en el área experimental. [9] . . . . .   | 12 |
| 2.1. Masa Invariante $\pi^+\pi^-$ . . . . .   | 18 |
| 2.2. Histogramas con cortes en distancia en eventos $\pi^+\pi^-$ (0. $m$ – 4.5 $m$ ) . . . . .  | 19 |
| 2.3. Histogramas con cortes en distancia en eventos $\pi^+\pi^-$ (4.5 $m$ – 9. $m$ ) . . . . .  | 20 |
| 2.4. Histogramas con cortes en distancia en eventos $\pi^+\pi^-$ (9. $m$ – 13.5 $m$ ) . . . . .   | 20 |
| 2.5. Histogramas con cortes en distancia en eventos $\pi^+\pi^-$ (13.5 $m$ – 16.5 $m$ ) . . . . .   | 21 |
| 2.6. Número de $K_S^0$ 's con respecto a la distancia entre el vértice y el blanco fijo . . . . .   | 21 |
| 2.7. Histogramas con cortes en momentum en eventos $\pi^+\pi^-$ . . . . .   | 22 |
| 2.8. Número de $K_S^0$ con respecto al momentum de las partículas . . . . .   | 23 |
| 3.1. Masa invariante de la combinación $K^+\pi^-$ , lado izquierdo, y $K^-\pi^+$ , lado dere-<br>cho, para todos los eventos de la preselección inicial de datos. . . . . | 24 |
| 3.2. Masa invariante $K^-\pi^+$ . . . . .   | 25 |

|   |    |
|---|----|
| 3.3. Separación de eventos del tipo $K^-\pi^+$ , en los cuales el haz incidente es identificado como un $K^+$ , lado izquierdo, o no tiene esa identificación, lado derecho.  | 27 |
| 3.4. Identificación Cherenkov de $K^-$ en eventos $K^-\pi^+$ . . . . .  | 27 |
| 3.5. Identificación Cherenkov de $\pi^+$ en eventos $K^-\pi^+$ . . . . .  | 28 |
| 3.6. Haz de $K^+$ , identificación Cherenkov de $\pi^+$ y de $K^-$ en eventos $K^-\pi^+$ . . .  | 29 |
| 3.7. Haz de $K^+$ , identificación Cherenkov de $\pi^+$ y de $K^-$ en eventos $K^-\pi^+$ . . .  | 30 |
| 3.8. Masa invariante $K^+\pi^-$ . . . . .   | 31 |
| 3.9. Haz incidente de $K^+$ en eventos $K^+\pi^-$ . . . . .   | 32 |
| 3.10. Identificación Cherenkov de $K^+$ en eventos $K^+\pi^-$ . . . . .   | 32 |
| 3.11. Identificación Cherenkov de $\pi^-$ en eventos $K^+\pi^-$ . . . . .   | 33 |
| 3.12. Haz de $K^+$ e identificación Cherenkov de $K^+$ y de $\pi^-$ en eventos $K^+\pi^-$ . .   | 34 |
| 3.13. Haz de $K^+$ e identificación Cherenkov de $K^+$ en eventos $K^+\pi^-$ . . . . .  | 35 |
| 3.14. Histogramas con corte en distancia del GTK3 al vértice de decaimiento en eventos de $K^+\pi^-$ con Haz de $K^+$ e identificación Cherenkov de $K^+$ . . . . .   | 36 |
| 3.15. Corte en distancia del GTK3 al vértice de decaimiento desde $-800\text{ mm}$ hasta $800\text{ mm}$ en eventos $K^+\pi^-$ . . . . .  | 37 |
| 3.16. Corte en distancia del GTK3 al vértice de decaimiento desde $-800\text{ mm}$ hasta $+800\text{ mm}$ y corte en haz de $K^+$ en eventos $K^+\pi^-$ . . . . .   | 38 |
| 3.17. Corte en distancia del GTK3 al vértice de decaimiento desde $-800\text{ mm}$ hasta $800\text{ mm}$ y corte en identificación Cherenkov de $K^+$ en eventos $K^+\pi^-$ . . . . .   | 39 |
| 3.18. Eventos obtenidos con los tres cortes relevantes para este estudio: corte en distancia del GTK3 al vértice de decaimiento, corte en identificación Cherenkov de $K^+$ del par $K^+\pi^-$ , y corte en el haz de $K^+$ . . . . . | 40 |
| 3.19. Histogramas con corte en momentum del par del vértice con identificación Cherenkov de $K^+$ y haz de $K^+$ en eventos $K^+\pi^-$ . . . . .  | 41 |
| 3.20. Ajuste de la distribución de eventos de $K^+\pi^-$ con una BW relativista y un background de segundo orden. . . . .   | 42 |
| 3.21. Estudio de coincidencia de tiempos para las dos trayectorias del vértice . . .  | 43 |
| 3.22. Corte en coincidencia de tiempos $\leq 2\text{ ns}$ del histograma de la figura 3.20 en eventos $K^+\pi^-$ . . . . .  | 44 |

|  |    |
|--|----|
| 3.23. Corte en momentum del par mayor o igual a 0 y menor o igual a 75 $GeV/c$<br>del histograma de la figura 3.18 en eventos $K^+\pi^-$ . . . . .   | 45 |
| 3.24. Corte en coincidencia de tiempos $\leq 2 ns$ y momentum del par del histograma<br>de la figura 3.18 en eventos $K^+\pi^-$ . . . . .  | 46 |
| 3.25. $x_F$ con los eventos del pico (860 a 960 $MeV/c^2$ ) del histograma de la figura 3.24.  | 47 |
| 3.26. Corte en coincidencia de tiempos menor o igual a 2 $ns$ , momentum total menor<br>o igual a 75 $GeV/c$ y $x_F < 0.67$ del histograma de la figura 3.18 en eventos<br>$K^+\pi^-$ y el histograma solo para eventos del pico entre 860 $MeV/c^2$ y 960 $MeV/c^2$ | 48 |
| 3.27. Corte en $x_F \geq 0.67$ del histograma de la figura 3.18 en eventos $K^+\pi^-$ . . . . .  | 49 |
| 3.28. Corte en coincidencia de tiempos $\leq 2 ns$ , corte en momentum del par del<br>vértice $\leq 75 GeV$ y $x_F \geq 0.67$ del histograma de la figura 3.18 en eventos<br>$K^+\pi^-$ . . . . .  | 50 |
| 3.29. Histogramas de las masas invariantes asignadas a los eventos del histograma<br>de la figura 3.26. . . . .  | 52 |
| 3.30. Vista del GTK3 desde los STRAW's . . . . .   | 53 |
| 3.31. Histogramas en bins de distancia desde el vértice de decaimiento al GTK 3,<br>en eventos del histograma de la figura 3.28 de 200. $mm$ en 200. $mm$ . . . . .  | 54 |
| 3.32. Número de $K^{*0}$ 's con respecto a la distancia entre el vértice y el GTK3 . . . . .   | 55 |
| 3.33. Histogramas con corte en momentum del par del vértice en eventos del histo-<br>grama de la figura 3.28 . . . . .   | 56 |
| 3.34. Número de $K^{*0}$ 's con respecto al momentum total del par del vértice . . . . .   | 56 |

---

# Capítulo 1

## INTRODUCCIÓN

El área de detección de partículas comenzó con los trabajos del físico austriaco, premio nobel de física en 1936, Víctor Franz Hess alrededor de los años 1911 al 1913, sobre la detección de los rayos cósmicos [1], y por la invención de la cámara de niebla de parte del físico escocés Charles Wilson [2], premio nobel de 1927, aparato en donde las partículas detectadas se discriminaban según su carga y masa, optimizado en el año 1923. Posteriormente, a principios de la década de 1930, Ernest Lawrence y Stanley Livingston crearon el primer acelerador de partículas circular llamado ciclotrón, alcanzando energías de  $80 \text{ KeV}$  [3].

En 1947, George Rochester y Clifford Butler [4] observaron 2 partículas que no habían sido observadas en los años anteriores, a las cuales llamaron “Partículas-V” debido a los caminos bifurcados que dejaban en las cámaras de niebla, y que posteriormente se llamaron “Mesones-K” en 1953 [5]. Estas nuevas partículas tenían un tiempo de vida del orden de  $10^{-10} \text{ s}$ , mayor al que predecía la teoría en ese entonces, de alrededor de  $10^{-23} \text{ s}$ , que explicaba que los mesones K se producían debido a la interacción fuerte, por lo que se pensaría que deberían también desintegrarse a través de esta interacción, hecho que no se observaba en los experimentos. Esta distinción no fue resuelta hasta que el físico Abraham Pais estudió que los números cuánticos de ciertas partículas deben conservarse en la interacción electromagnética y en la interacción fuerte pero no en la interacción débil, es así que colaborando junto a Murray Gell-Mann postularon internamente en 1954 que existía un nuevo número cuántico al que Gell-Mann llamó “extrañeza” en 1956, que permitía un tiempo de vida más largo para las partículas que lo poseían [6][7].

A partir de 1950 se desarrollaron grandes aceleradores [24]. En particular, el Gran Colisionador de Hadrones (LHC, por sus siglas en inglés) de la Organización Europea para la Investigación Nuclear (comúnmente conocida como CERN, por sus siglas en francés), que comenzó a tomar datos en el 2008 [8], es el acelerador de partículas más grande y potente del mundo llegando a alcanzar energías de hasta  $16 \text{ TeV}$ . Uno de los experimentos actuales del CERN en el SPS, es el NA62 (North Area 62), el cual tiene como objetivo principal estudiar el decaimiento raro  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  [9], y es el mayor productor de kaones en el mundo, por lo que permitirá realizar estudios detallados sobre la detección y producción de estas partículas y sus decaimientos.

## 1.1. Kaones

La física de kaones es muy importante en el área de partículas elementales, puesto que permite estudiar violación de CP. La violación indirecta de CP se descubrió en 1964 por los premios nobel de 1980 James Croin y Val Fitch cuando observaron con cámaras de chispas que los  $K^0$  se pueden transformar en sus antipartículas y viceversa, pero no con la misma probabilidad [18]. La violación directa se observó en los experimentos NA31 del CERN y posteriormente se reafirmaron en 1999 con los experimentos NA48 [19] y KTeV de Fermilab, y también ha sido observada en la producción de otras partículas, como mesones  $B$  o  $D$ , y leptones.

Al hablar de un modo más fundamental, se tiene que decir que los quarks componen la materia bariónica y mesónica; los mesones se componen de un número par de quarks, siendo los estados más básicos compuestos solamente de dos quarks, representados por el camino óctuple en la figura 1.1.

Los estados básicos de kaones son dos dobletes, uno de extrañeza  $+1$ , formado por el  $K^+$  y el  $K^0$ , y el otro, de extrañeza  $-1$ , compuesto por el  $K^-$  y el  $\bar{K}^0$ . Los kaones están compuestos por un quark con número cuántico de extrañeza (ó su antiquark) y otro quark ligero (quark arriba o quark abajo, y sus antiquarks).

Respecto a los estados neutros, el  $K^0(\bar{s}d)$  y su antipartícula  $\bar{K}^0(s\bar{d})$  pueden ser producidos por la interacción fuerte, pero decaen débilmente, por lo que sus combinaciones simétrica y antisimétrica originan dos nuevas partículas, kaones neutros de vida corta y de vida larga:

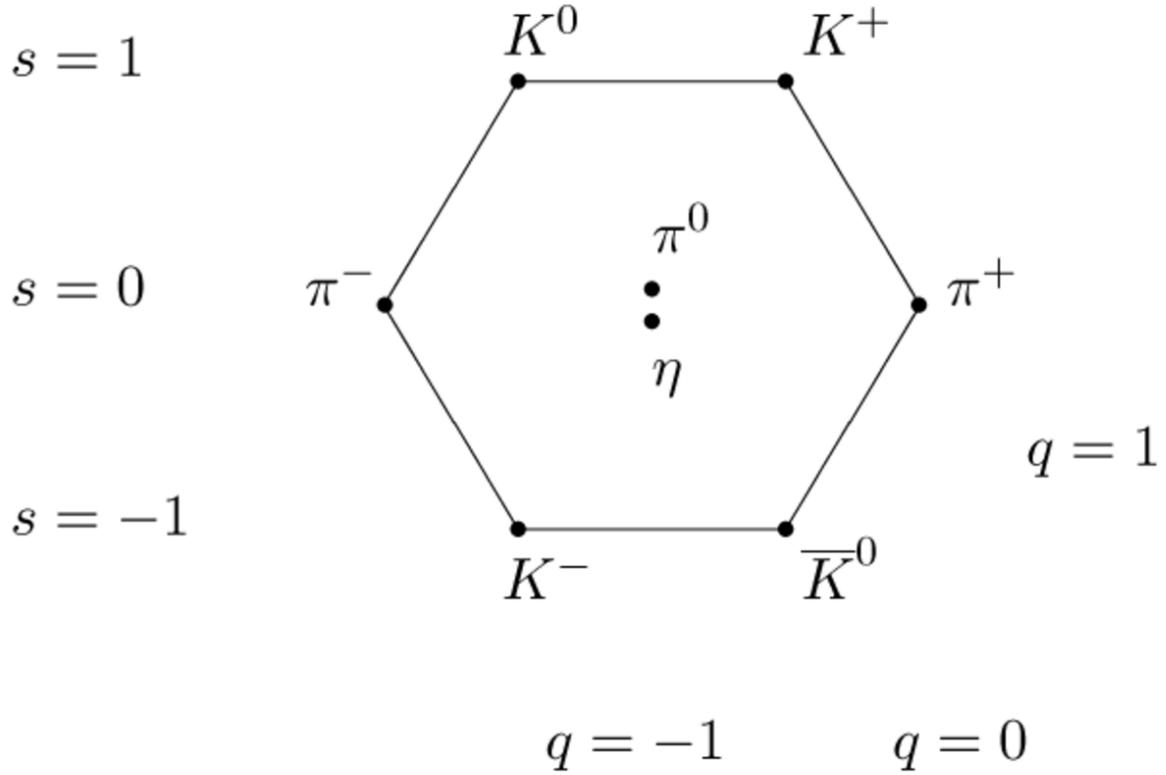


Figura 1.1: Mesones organizados en el camino óctuplo. [20]

$$K_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \bar{K}^0) \text{ y } K_L^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \bar{K}^0).$$

Entre las resonancias de kaones se encuentra la partícula  $K^*$ , que puede ser cargada o neutra. el  $K^{*0}(892)$  tiene una masa de  $m = 895.55 \pm 0.20 \text{ MeV}/c^2$  y una anchura de Breit-Wigner  $\Gamma = 47.3 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2$  [17], mientras que sus contrapartes cargadas  $K^{*\pm}(892)$  tienen una masa  $m = 891.66 \pm 0.26 \text{ MeV}/c^2$  y anchura  $\Gamma = 50.8 \pm 0.9 \text{ MeV}/c^2$ .

El  $K^+$ , como veremos adelante, es la partícula que compone el haz principal del experimento NA62, teniendo los siguientes números cuánticos: isospín  $I = 1/2$ , momento angular total  $J = 0$ , y paridad  $P$  negativa.

$$I(J^P) = \frac{1}{2}(0^-). \quad (1.1)$$

Sus principales modos de decaimiento se encuentran en la figura 1.2.

El  $K_S^0$  será objeto de estudio en nuestro proyecto de investigación, pero solo a nivel de entrenamiento, pues dado que tenemos muchos datos que contienen a esta partícula nos

## K<sup>+</sup> DECAY MODES

$K^-$  modes are charge conjugates of the modes below.

| Mode                              | Fraction ( $\Gamma_i/\Gamma$ ) | Scale factor/<br>Confidence level |
|-----------------------------------|--------------------------------|-----------------------------------|
| <b>Hadronic modes</b>             |                                |                                   |
| $\Gamma_9$ $\pi^+ \pi^0$          | ( 20.67 ± 0.08 ) %             | S=1.2                             |
| $\Gamma_{10}$ $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ | ( 1.760 ± 0.023 ) %            | S=1.1                             |
| $\Gamma_{11}$ $\pi^+ \pi^+ \pi^-$ | ( 5.583 ± 0.024 ) %            |                                   |

Figura 1.2: Modos de decaimiento de  $K^+$ . [22]

servirá para aprender el uso de los softwares y programas de análisis de los datos. El  $K_S^0$  tiene los siguientes números cuánticos: Isospín  $I = 1/2$ , momento angular total  $J = 0$  y paridad  $P$  negativa.

$$I(J^P) = \frac{1}{2}(0^-). \tag{1.2}$$

Sus principales modos de decaimiento son mostrados en la figura 1.3. Nosoros nos abocaremos al estudio del decaimiento:

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \quad (\sim 69.20 \% \pm 0.05 \%). \tag{1.3}$$

| <b>K<sub>S</sub><sup>0</sup> DECAY MODES</b> | Fraction ( $\Gamma_i/\Gamma$ )  | Scale factor/<br>Confidence level | $\rho$<br>(MeV/c) |
|--|---|-----------------------------------|-------------------|
| <b>Hadronic modes</b>                        |   |                                   |                   |
| $\pi^0 \pi^0$                                | (30.69 ± 0.05) %  |                                   | 209               |
| $\pi^+ \pi^-$                                | (69.20 ± 0.05) %  |                                   | 206               |
| $\pi^+ \pi^- \pi^0$                          | ( 3.5 $\begin{smallmatrix} +1.1 \\ -0.9 \end{smallmatrix}$ ) × 10 <sup>-7</sup> |                                   | 133               |

Figura 1.3: Modos de decaimiento de  $K_S^0$ . [22]

La resonancia [21] del  $K$  más común es la  $K^*(892)$ , siguiendo la serie normal paridad-espín  $P = (-1)^J$ , que tiene los siguientes números cuánticos: Isospín  $I = 1/2$ , momento angular total  $J = 1$ , y paridad negativa.

Sus principales modos de decaimiento son mostrados en la figura 1.4.

$$I(J^P) = \frac{1}{2}(1^-). \quad (1.4)$$

| <b><math>K^*(892)</math> DECAY MODES</b> |                |                                  |                      |
|--|----------------|----------------------------------|----------------------|
|  | Mode           | Fraction ( $\Gamma_i/\Gamma$ )   | Confidence level     |
| $\Gamma_1$                               | $K \pi$        | $\sim 100$                       | %                    |
| $\Gamma_2$                               | $(K \pi)^\pm$  | $(99.901 \pm 0.009)$             | %                    |
| $\Gamma_3$                               | $(K \pi)^0$    | $(99.754 \pm 0.021)$             | %                    |
| $\Gamma_4$                               | $K^0 \gamma$   | $(2.46 \pm 0.21) \times 10^{-3}$ |                      |
| $\Gamma_5$                               | $K^\pm \gamma$ | $(9.9 \pm 0.9) \times 10^{-4}$   |                      |
| $\Gamma_6$                               | $K \pi \pi$    | $< 7$                            | $\times 10^{-4}$ 95% |

Figura 1.4: Modos de decaimiento de  $K^*(892)$ . [22]

Su decaimiento principal es el denotado por la anchura parcial  $\Gamma_2$  de la tabla [22], en el cual nos abocaremos:

$$K^{*0}(892) \rightarrow K^\pm \pi^\mp, \quad (\sim 100 \%). \quad (1.5)$$

Un decaimiento raro de  $K^*$  que podemos estudiar en NA62 es  $\Gamma_6$ :

$$K^*(892) \rightarrow K \pi \pi, \quad (< 7 \times 10^{-4} \%). \quad (1.6)$$

En nuestros datos creemos poder estudiar este decaimiento, pero debido a lo limitado de la estadística con la que contamos, principalmente dedicaremos nuestro estudio a  $\Gamma_2$ .

## 1.2. El experimento CERN-NA62

El experimento NA62 [11] está localizado en el Área Norte del CERN (North Area), al final del lugar Prévessin, recibiendo protones del Super Proton Synchrotron (SPS). Hay dos

edificios en la superficie: el cuarto de control, una sala de reuniones y la sala de PC Farm están en el edificio 918, mientras que el acceso al área experimental se encuentra en el edificio 911. El área experimental se divide en dos partes: TCC8, que contiene la parte anterior del experimento que incluye el KTAG y el GTK, y ECN3, que contiene el resto de la configuración experimental.

El NA62 está mayormente dedicado al estudio de decaimiento de kaones [12], siendo su principal propuesta medir el decaimiento raro:

$$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu} , \quad (1.7)$$

como predice el Modelo Estándar de Partículas (SM) [13]. La medición de este proceso puede proporcionar pruebas notablemente estrictas para el SM y los modelos físicos más allá del mismo. Recientemente (2021) la detección de este proceso ultra-raro alcanzó una significancia estadística de tres sigma y medio ( $3.5 \sigma$ ); para poner una cota del orden de  $10^{-11}$  en el decaimiento a  $\pi \nu \bar{\nu}$  se necesitan producir del orden de  $10^{13} K^+$ , por lo que NA62 se ha dedicado a producir el conjunto más grande de kaones en la historia: el experimento empezó a recolectar datos en 2016, teniendo corridas en 2017 y 2018, y recientemente inició nuevas corridas que durarán hasta el 2023, pudiendo llegar al año 2025 [14].

La estrategia principal del experimento se basa en el uso de la técnica de desintegración en vuelo para posteriormente detectar las partículas hijas producidas por la desintegración de  $K^+$  en la región designada de  $60 m$  de largo, que comienza  $102.4 m$  haz abajo de un blanco de berilio de  $40 cm$  de largo. El haz primario de protones de  $450 GeV/c$  extraído del anillo SPS colisiona con el blanco de Be y luego, a través de imanes, se selecciona un haz de  $75 GeV/c$ , compuesto de piones, protones y kaones; esta colisión crea partículas a una razón de casi mil millones por segundo, donde aproximadamente el 6% del haz es compuesto por  $K^+$ 's [15].

### 1.3. Descripción del experimento

El experimento está rigurosamente diseñado para la búsqueda de decaimientos raros del  $K^+$ . Tras las colisiones de protones en el blanco de berilio, el haz obtenido tiene un momento de

$75 \text{ GeV}/c$  y está compuesto principalmente por piones y protones; las partículas de interés, los kaones, constituyen solo el 6% del haz. Algunos de los kaones decaerán en el trayecto posterior; las desintegraciones que ocurren dentro del volumen fiducial (volumen de mayor confianza de detección) de aproximadamente  $60 \text{ m}$ , se pueden reconstruir midiendo algunos o todos los productos de desintegración [16].

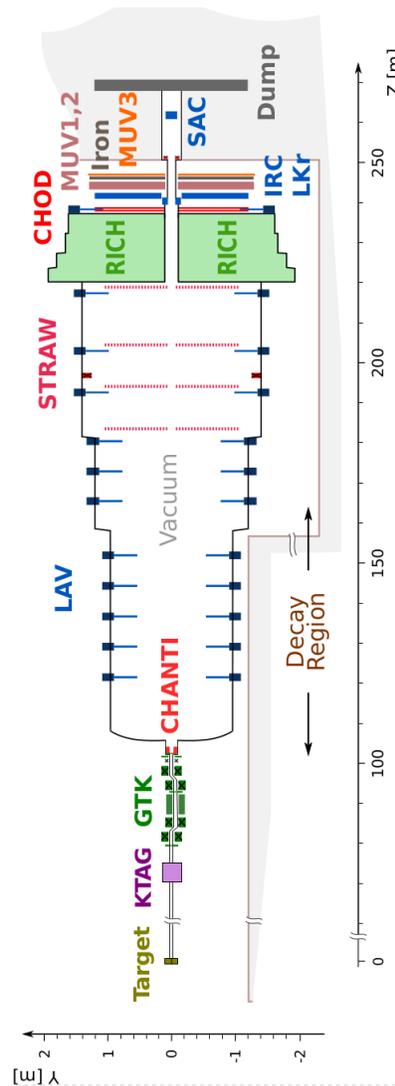


Figura 1.5: Esquemático del NA62 [9]

Los componentes del experimento aparecen esquematizados en la figura 1.5. Debido a que el motivo principal de estudio es el proceso (1.7), varios de los componentes están construidos para que funcionen como detectores de veto de eventos que no sirven para dicho estudio, lo que permite discriminar sobre la detección del decaimiento ultra-raro (1.7), favoreciendo la detección indirecta de los neutrinos entre los resultados del decaimiento. Las principales

funciones del conjunto de detectores son:

- Un haz de kaones positivos identificado por el detector KTAG (mostrado en la figura 1.6 de color azul).
- Una sincronización de alta resolución para favorecer un entorno de alta velocidad, que permite resolver una gigantesca cantidad de eventos.
- Un detector Cherenkov de imágenes de anillo (RICH, por sus siglas en inglés), el cual es mayormente ciego a cualquier otra partícula que no sea un  $K^+$ , un  $\pi^+$  o un protón.
- Una alta resolución cinemática que permita discriminar eventos de la desintegración del kaón del haz, mediante cortes en el cuadrado de la masa faltante del evento (missing mass squared) [23], que debe corresponder a la energía de los muones.

Para la detección de  $K^{*0}$  en este proyecto, de todos los componentes del experimento principalmente estaremos utilizando la información del KTAG, del GTK, de los STRAW's, y del RICH.

El detector KTAG (o Kaon Tagger) es un contador Cherenkov diferencial, el cual está asociado al CEDAR que es un contador Cherenkov diferencial con enfoque de anillo acromático diseñado para discriminar kaones, piones y protones en el haz de partículas cargadas no separadas del SPS (mostrado en la figura 1.6 de color azul). El gas usado para llenar el volumen del CEDAR es el  $N_2$  a 1.75 *bar* a temperatura ambiente [9].

La identificación de partículas haz abajo está encargada por el RICH, el cual es un identificador Cherenkov principalmente diseñado para separar piones de muones y electrones (mostrado en la figura 1.6 de color verde). El RICH está diseñado para la identificación de partículas positivas, puesto que el fin principal del experimento es la detección de los  $K^+$  y su decaimiento.

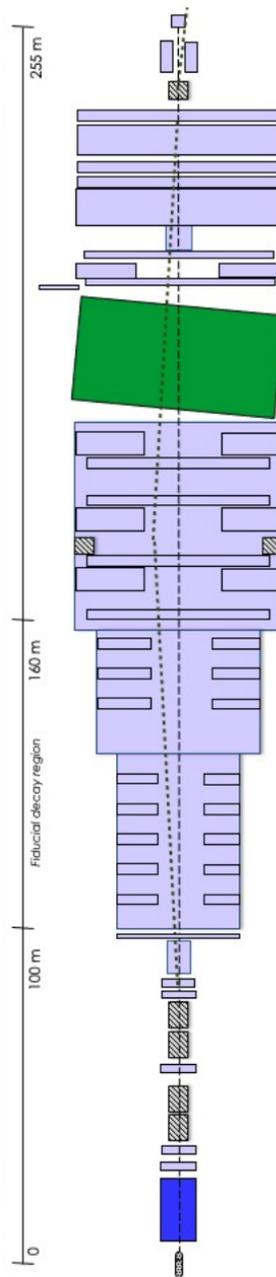


Figura 1.6: Esquemático del KTAG y del RICH. [10]

Las posiciones y el impulso de las partículas individuales del haz se registran antes de entrar en la región de desintegración mediante 3 detectores de seguimiento de píxeles de silicio, conocidos como Giga Tracker Station (GTK), con 3 estaciones (mostrados en la figura 1.7 de color verde claro). Estos están diseñados para permitir a las trayectorias del GTK ser acopladas a los candidatos a  $K^+$  del KTAG.

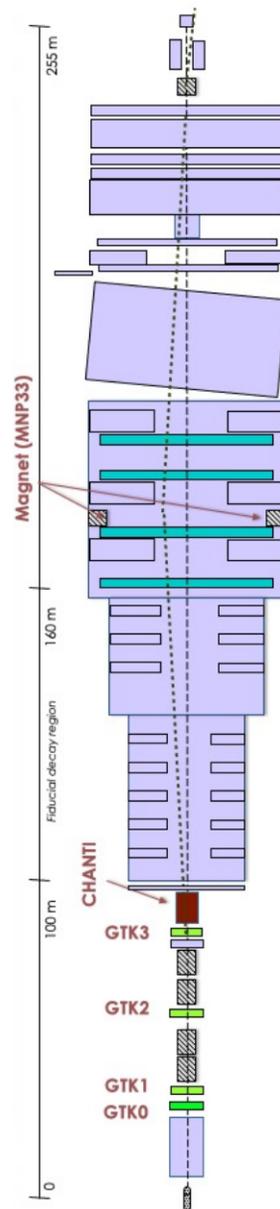


Figura 1.7: Esquemático del GTK y del STRAW. [10]

El espectrómetro STRAW está compuesto de un dipolo magnético de gran aceptación, que contiene 4 cámaras de detectores de popote, propiamente los detectores STRAW (mostradas en la figura 1.7 de color turquesa), utilizados para determinar el momento y la posición de las partículas cargadas que se originan en la región de desintegración.

Para la toma de datos del 2021, hubo 4 cambios al diseño del experimento, de los cuales hablaremos solo del acoplamiento de una cuarta estación GTK, a la que se le conoce como GTK0 (mostrado en la figura 1.8 de color rojo) que fue añadida enfrente del GTK1.

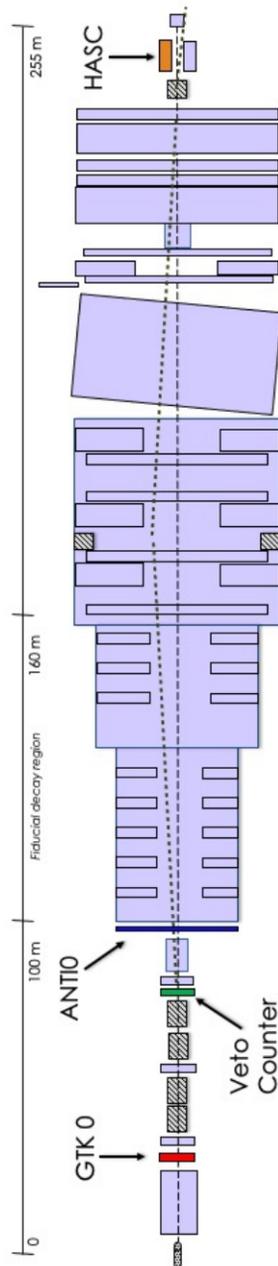


Figura 1.8: Esquemático de los componentes añadidos al experimento. [10]

Todos los componentes del detector están interconectados con un sistema de activación y adquisición de datos (TDAQ) de alto rendimiento en el cuarto de control.

Para reducir el enorme flujo de datos producido en NA62, se ha diseñado un sistema Trigger de tres etapas. La primera etapa, el Trigger L0, está basada en hardware y hace un veredicto rápido basado en condiciones simples en ciertos detectores. Si el sistema del Trigger L0 determina que se debe recopilar un evento, los datos se envían desde los sistemas de detección

al PC Farm. Los datos se integran en eventos, y estos eventos pasan a través de las siguientes dos etapas, Trigger L1 y L2, que ejecutan algoritmos de selección implementados en C++.

#### 1.4. El GTK: Giga Tracker Station

Los datos que se obtuvieron a lo largo de los años 2016, 2017 y 2018 fueron obtenidos sin la estación GTK0 (figura 1.8), por lo que en este estudio, al hablar del GTK se describe solamente el funcionamiento de las estaciones 1, 2 y 3 del GTK.

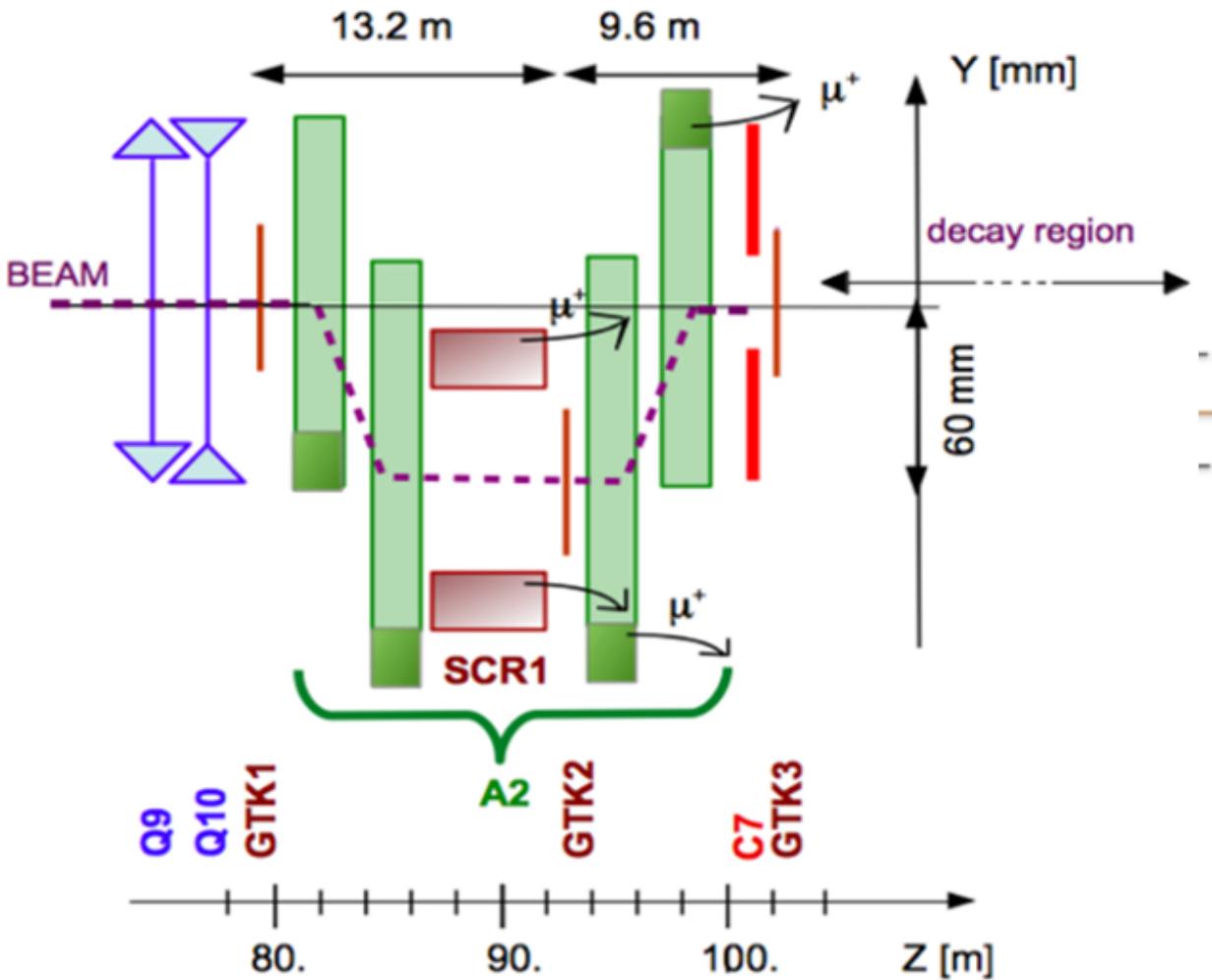


Figura 1.9: Esquemático  $(x, z)$  de la configuración de instalación de las tres estaciones GTK en el área experimental. [9]

El Gigatracker es el rastreador del haz del experimento NA62. El GTK es un espectrómetro al vacío de pixeles de silicio. Está compuesto de tres estaciones de  $63.1 \text{ mm} \times 29.3 \text{ mm}$  con

una matriz de pixeles de  $40 \times 45$  de detectores de silicio híbrido de  $300 \mu m \times 300 \mu m$  cada uno, instaladas en vacío de  $10^{-6} \text{ mbar}$ . Las tres estaciones idénticas e independientes están intercaladas con dos pares de imanes de flexión (barras verdes de la figura 1.9) para medir el momento de las partículas que pasan a través de las tres partes sensibles del detector.

Una estación GTK individual está compuesta por: un módulo detector hecho de  $200 \mu m$  de Si), una fuente de alimentación de alta y baja tensión, un módulo de enclavamiento, y un conjunto de 10 tarjetas DAQ y 2 PC DAQ, conectadas al TDAQ.

La dirección de las partículas se mide por las posiciones detectadas en el GTK1 y el GTK3. El momento de las partículas se obtiene relacionando el desplazamiento vertical experimentado por la acción de los pares de imanes, incluyendo entonces la posición medida en el GTK2 [15].

## 1.5. Hipótesis de estudio

El GTK3 es de principal importancia para el desarrollo del presente proyecto: en nuestros estudios, supondremos que el módulo GTK3 puede cumplir la función de blanco para el haz incidente de  $K^+$ . Nuestra hipótesis es que el haz, mediante colisiones con el GTK3, produce nuevas partículas, en particular  $K^{*0}$ , cuyos productos residuales de decaimiento son observados en la región de detección posterior al GTK3.

---

# Capítulo 2

## SELECCIÓN DE EVENTOS

### 2.1. Análisis propuesto

El objetivo principal de este trabajo es el estudio de la producción de  $K^{*0}$  en NA62, utilizando un haz de kaones positivos de 75 GeV/c de momento, y usando como blanco fijo al Giga Tracker Station 3.

Para llevar a cabo este estudio utilizaremos la información proporcionada por los detectores KTAG, el GTK, los STRAW's, y el RICH.

Para poder dar el marco en el cual se realiza este estudio es conveniente citar algunos conceptos relativos a nuestro estudio.

- **Experimentos de colisionador y de blanco fijo:** para realizar estudios controlados en la física de partículas, se llevan a cabo principalmente dos tipos de experimentos: de colisionador y de blanco fijo. El primero consiste en dos haces de partículas que chocan entre sí, esto se consigue acelerando las partículas a energías cinéticas muy altas para poder analizar los subproductos de estas colisiones. El segundo consiste en un haz de partículas orientado en dirección a un blanco fijo (precisamente para alcanzar colisión con materia) para poder analizar los productos de estas colisiones.
- **Eventos:** se denomina de esta manera a un suceso en el cual se ha realizado una colisión del haz, o los haces, y se tiene conocimiento de las partículas asociadas a esta colisión, ya sea por la difracción de los mismos, o por la producción de nuevas partículas.

- **Estudios exclusivos e inclusivos:** si en el evento de estudio se puede tener la información de todas las partículas participantes o producidas en el mismo, al estudio se le denomina exclusivo. Si el objeto de estudio consiste solamente de un subconjunto de partículas del evento, ya sea por no poder tener acceso a toda la información, o porque no es necesario obtenerla, al proceso se le denomina inclusivo.
- **Partículas y resonancias:** se denomina resonancia a una partícula que decae por la interacción fuerte, con un tiempo de vida típicamente en el rango de  $10^{-24}$  s, al que, debido a la relación de incertidumbre, corresponde un ancho desde muchas decenas hasta  $100 \text{ MeV}/c^2$ , por lo que normalmente es mucho mayor que la resolución experimental de la masa.

En base a estas denominaciones, podemos decir que realizaremos un estudio inclusivo de la producción de la resonancia denominada  $K^{*0}$ , en un experimento de blanco fijo. Dado que NA62 es un experimento dedicado al estudio del proceso (1.7), y que el módulo GTK3 es de muy pequeño grosor, esperamos obtener una estadística muy limitada. Sin embargo, es importante aclarar que en el mundo ha habido muy pocos experimentos que utilicen un haz de kaones. Además, debido a que en este experimento tenemos la posibilidad de hacer estudios con dos haces, de piones o de kaones positivos, aquí podemos realizar la medición de cualquiera de los procesos de blanco fijo de interés utilizando los dos tipos de haz, lo cual es una gran ventaja que minimiza la limitada estadística disponible.

Todas estas características hacen de nuestro estudio relevante para la física experimental de partículas elementales.

## 2.2. Preselección de eventos

Una preselección de eventos fue llevada a cabo por el Dr. Jürgen Engelfried, Team Leader por el IF-UASLP en la colaboración NA62, y por ende de la participación mexicana en el experimento.

El grupo de investigadores mexicanos en NA62 consiste de los profesores Dr. Jürgen Engelfried, de el IF-UASLP, y el Dr. Marco Antonio Reyes Santos, de la DCI-CL-UG, además de

estudiantes de los programas de licenciatura y posgrado de ambas universidades.

La preselección de eventos fue realizada en base a los diferentes estudios que se realizan con los alumnos tesistas. Esta preselección permite la investigación de la producción de las siguientes partículas:  $\Lambda^0(1115)$ , con decaimiento  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  y su antipartícula, con decaimiento  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ ,  $K_S^0(498)$ , con decaimiento  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , y  $K^{*0}(892)$ , con decaimiento  $K^{*0} \rightarrow K^\pm\pi^\mp$ . Estas son partículas que pueden decaer en un par de partículas cargadas, una positiva y la otra negativa, por lo que la identificación de cada una de las partículas mencionadas proviene de la asignación de masa para las dos partículas de su decaimiento. Además, se pueden estudiar los decaimientos de las partículas  $\Lambda(1520)$ , en  $\Lambda(1520) \rightarrow N\bar{K}$ , y de  $K^{*\pm}$ , en el decaimiento  $K^{*\pm} \rightarrow K^\pm\pi^\pm\pi^\mp$ .

Para cada uno de los estudios, la distribución de masas seleccionadas fue determinada mediante los siguientes cortes:  $M(\pi^+\pi^-)$  entre valores de 397 y 597  $MeV/c^2$ ,  $M(p^\pm\pi^\mp)$  entre valores de 1065 y 1165  $MeV/c^2$ , y  $M(K^\pm\pi^\mp)$  entre valores de 790 y 990  $MeV/c^2$ ; esta última selección nos permite detectar los posibles eventos para  $K^{*0}$ .

Entonces, la preselección se hizo buscando eventos que cumplan las siguientes características:

- Eventos con un vértice secundario, con dos partículas asignadas.
- Pedimos que la masa invariante [23] del par sea compatible con la masa de la partícula de estudio.
- Pediremos identificación del RICH para el estudio de las partículas que decaigan en dos partículas diferentes.

Para los estudios realizados en esta tesis, pediremos que la masa del par sea compatible con las masas de un  $K_S^0$  o una  $K^{*0}$ , y la identificación del RICH solo sera necesaria para la partícula positiva del  $K^{*0}$ , pero no para los piones del  $K_S^0$ . También, en nuestros análisis estaremos definiendo una variable que corresponde a la distancia del GTK3 a la posición del vértice, en donde decae la partícula de estudio, definida como  $distancia = Z_{vtx} - Z_{GTK3}$ .

La selección de eventos consiste en discriminar los eventos según las variables identificables por los componentes del experimento: se utilizó el KTAG para la identificación de la naturaleza del haz secundario, ya sea de  $K^+$ 's o de  $\pi^+$ 's; se utilizó el GTK, para certificar la

trayectoria de las partículas positivas del haz, dirigidas en el eje del experimento, y definiendo la dirección  $Z$  del sistema de coordenadas, además de que una sección, GTK3, es utilizada como blanco fijo (aquí es donde se producen las partículas de interés del proyecto). Tras las colisiones del haz con el GTK3, se utilizó el STRAW para identificar las trayectorias y momentum de las partículas del decaimiento de la partícula en estudio, y se utilizó el RICH para identificar, mediante la radiación Cherenkov, si esas partícula son kaones o piones, recordando que el RICH está diseñado para realizar la detección de partículas positivas.

También es importante señalar que el RICH fue utilizado para medir el tiempo en el experimento, lo que permite determinar cuáles partículas constituyen cada evento [12].

Se realizó una conexión virtual al cluster de Física de Altas Energías del IF-UASLP, en donde se tienen almacenados los datos preseleccionados de NA62. Así fue posible obtener, en primera instancia, eventos que contienen  $K_S^0$ 's, con una masa de  $498 \text{ MeV}/c^2$ . La razón principal para elegir esta partícula es que se tiene una apreciable estadística en estos eventos, lo que nos permite utilizarlos en la etapa de verificación de nuestros programas, los cuales posteriormente son adecuados para el estudio de los  $K^{*0}$ .

### 2.3. Un análisis preliminar: estudio de $K_S^0$ 's

El estudio de  $K_S^0$ 's se hizo sobre eventos para los cuales la colisión del haz secundario sobre el GTK3, utilizándolo como blanco, produce un vértice compuesto de dos trayectorias con cargas opuestas, que al asignarles masas de piones dieran una masa invariante compatible con la del  $K_S^0$ .

La figura 2.1 muestra el histograma de eventos de vértices neutros de dos tracks cargados, asignando la masa del pión a cada track, y agrupados en bins (o grupos) de  $1 \text{ MeV}/c^2$  de anchura. Se puede apreciar un pico distinguible alrededor del valor esperado de la masa del  $K_S^0$  por el modo hadrónico de decaimiento (1.3) [22].

Los eventos están aglomerados en grupos a los que llamamos *bines*, estos grupos tienen un ancho al que llamamos *ancho de bin* que puede variar acorde al histograma para poder apreciar de manera óptima la distribución de eventos, en este histograma se hicieron los bins

con un ancho de bin de  $1 \text{ MeV}/c^2$ , el ancho de bin debe tener las unidades de la variable que se grafica. En el eje vertical se encuentran la cantidad de entradas por cada bin de eventos que se detectaron. En el eje horizontal se seleccionó un rango de valores de masa óptimo para detectar el pico a estudiar, en este caso se seleccionó el rango desde 399 hasta  $599 \text{ MeV}/c^2$ .

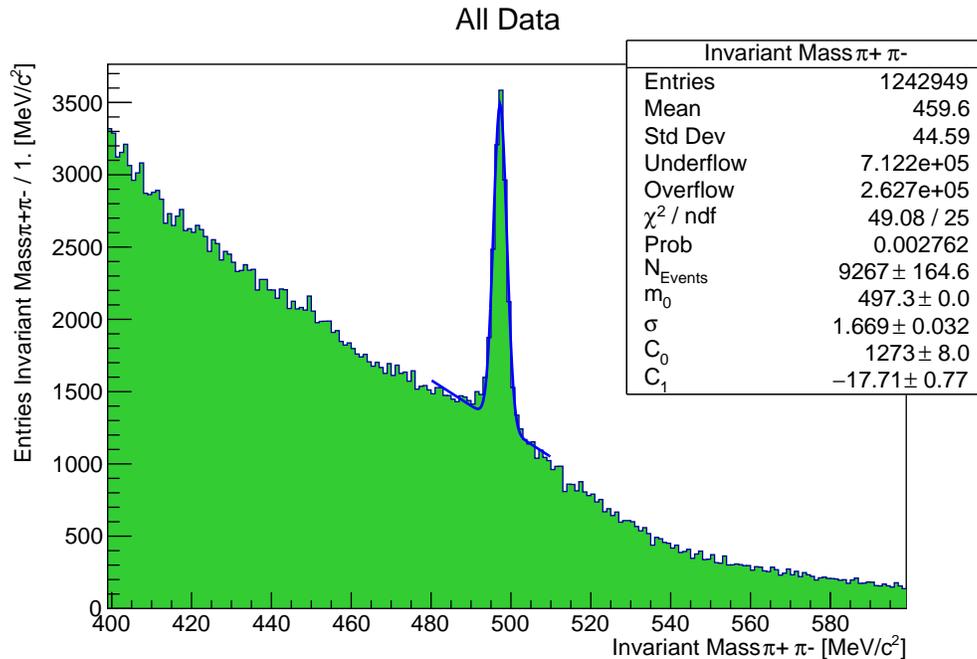
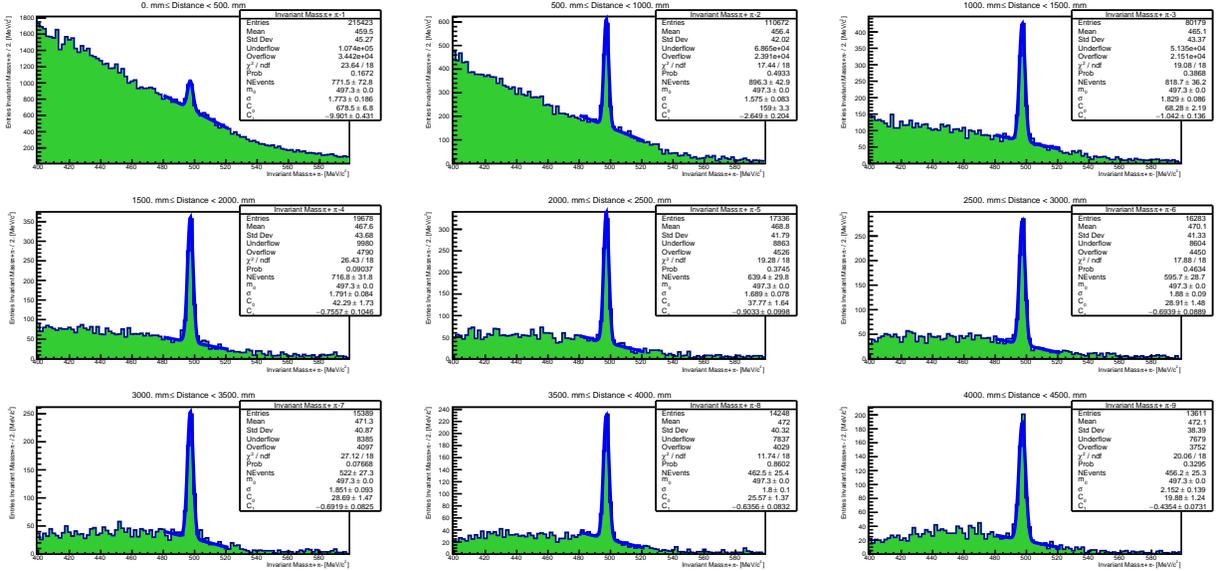


Figura 2.1: Masa Invariante  $\pi^+\pi^-$

La leyenda del histograma indica los siguientes parámetros: *Entries*, muestra el número total de eventos utilizados para el análisis, que aquí corresponde al número de los eventos preseleccionados, de 1 242 949; *Mean*, muestra el valor central del eje horizontal en el cual, al lado izquierdo y al lado derecho del mismo se tienen la misma cantidad de entradas en el histograma; *Std Dev*, muestra la desviación estándar de todos los eventos del histograma; *Underflow* y *Overflow* denotan a los eventos seleccionados pero que, debido a que se muestra solo un rango específico del histograma, no alcanzan a entrar en el mismo, quedando por debajo o por encima de los límites del eje horizontal, respectivamente;  $\chi^2/\text{ndf}$ , es la distribución  $\chi^2$  sobre el número de grados de libertad y mientras más cercano el valor de la división esté a 1 mejor es el ajuste sobre la distribución del histograma, mientras que *Prob* es un parámetro obtenido por medio del Test de Kolmogorov, alternativo al test de  $\chi^2$  para histogramas de baja estadística.

En el histograma se realizó un ajuste en la zona del pico del histograma, con una función


 Figura 2.2: Histogramas con cortes en distancia en eventos  $\pi^+\pi^-$  ( $0. m - 4.5 m$ )

gaussiana normalizada predefinida por el sistema ROOT del CERN [25], y una función lineal para representar al background:

$$f(m) = \frac{N}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{m-m_0}{\sigma}\right)^2} + C_0 + C_1 m. \quad (2.1)$$

Con esta función se obtiene directamente: el número de eventos asociados a la gaussiana,  $N_{Events} = 9\,267 \pm 164.6$ , el valor central de la gaussiana,  $m_0 = 497.29 \pm 0.03 \text{ MeV}/c^2$ , que muestra la masa del  $K_S^0$  y la desviación estándar  $\sigma = 1.669 \pm 0.032 \text{ MeV}/c^2$ . Los parámetros adicionales que aparecen como  $C_0$  y  $C_1$ , son los parámetros del ajuste a un polinomio de primer orden,  $f_B = C_0 + C_1 m$ , siendo  $m$  la variable del eje horizontal. Esta función se utiliza para describir el background debajo del pico de la gaussiana, suponiendo que se puede aproximar por una función lineal, para lo cual es necesario ajustar a los eventos cercanos al pico.

Una vez que se obtuvieron el valor central y la anchura de la gaussiana del pico en ese ajuste, se realizó un estudio del número de eventos en la gaussiana, para los eventos divididos en bins de la distancia de separación entre el vértice de decaimiento y el blanco, esto quiere decir, se realizaron cortes a los eventos del histograma que muestra la figura 2.1 considerando la distancia del vértice encontrado con respecto al GTK3 designándola como la variable

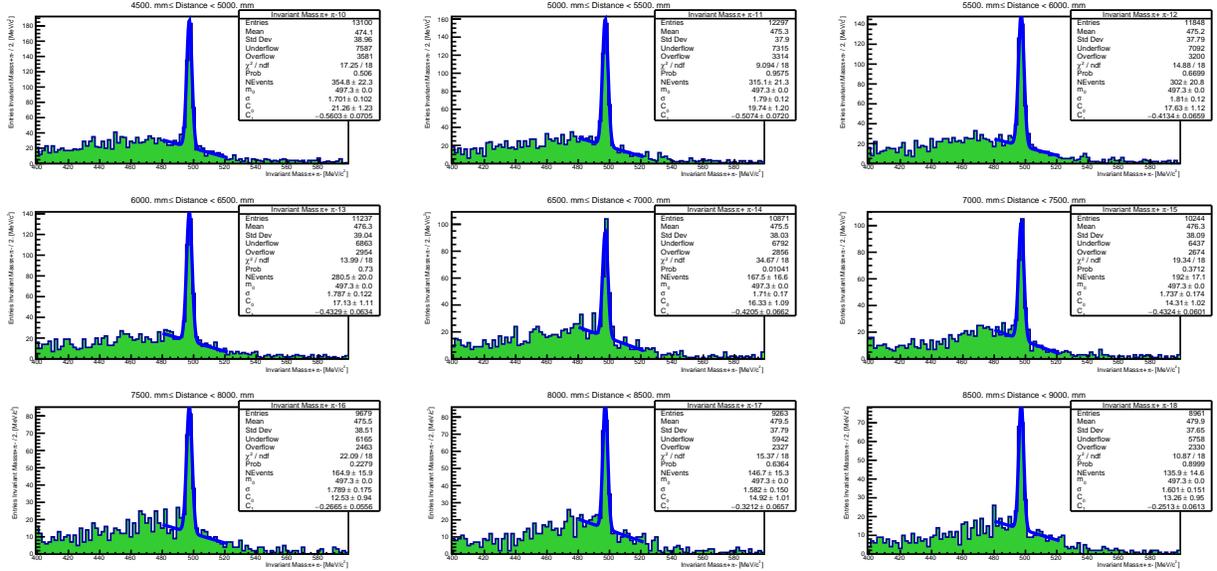


Figura 2.3: Histogramas con cortes en distancia en eventos  $\pi^+\pi^-$  ( $4.5 m - 9 m$ )

*Distance*, esta distancia está medida en la dirección del haz, designada como coordenada  $z$ ; los histogramas de las figuras 2.2, 2.3, 2.4 y 2.5 muestran las distribuciones obtenidas en bins de distancia, desde  $0 mm$  hasta  $16500 mm$ , en bins de  $500 mm$ .

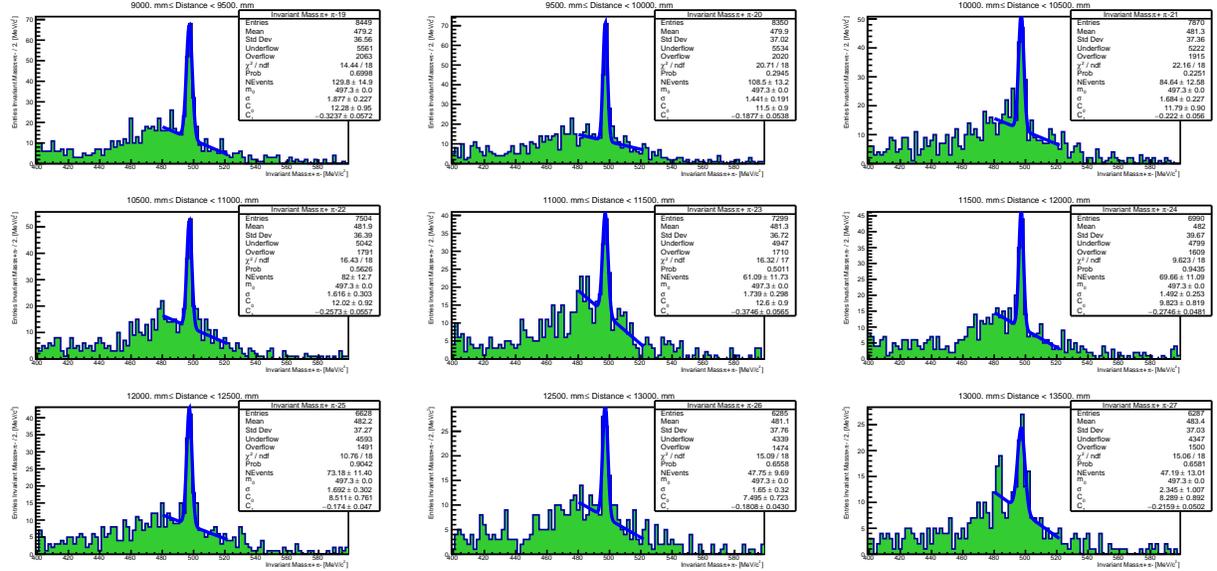


Figura 2.4: Histogramas con cortes en distancia en eventos  $\pi^+\pi^-$  ( $9 m - 13.5 m$ )

Los parámetros que se muestran son los antes descritos para los eventos representados en cada histograma; en los últimos 6 histogramas el background difiere considerablemente de un polinomio de primer orden (teniendo un valor alto de  $\chi^2$ ), pero no se realizó un análisis exhaustivo del background puesto que es tema de estudio de otra tesis.

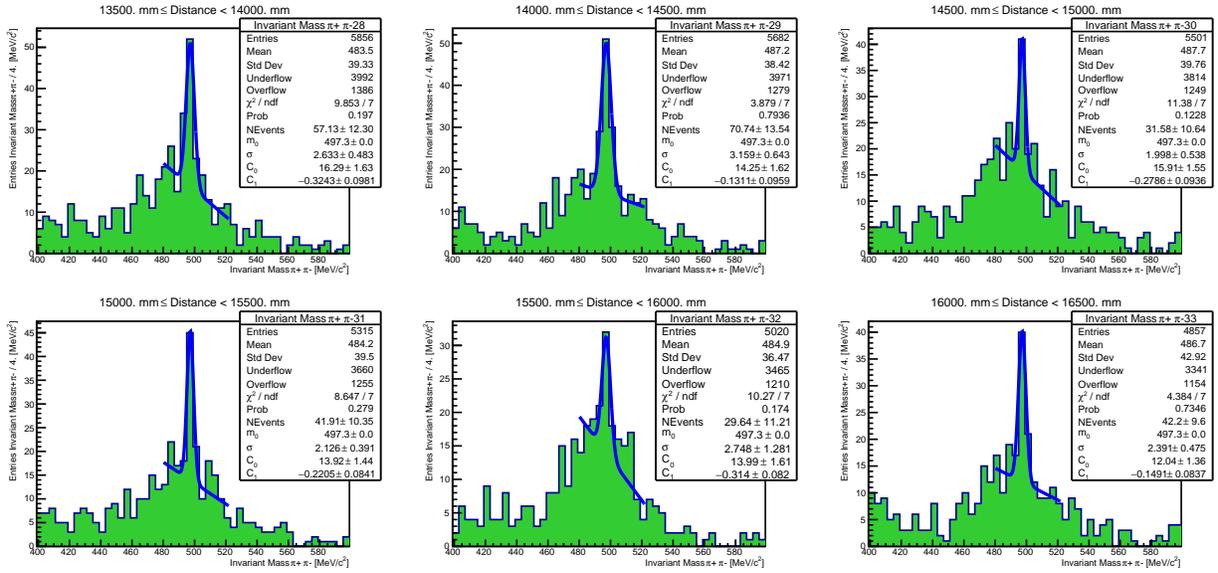


Figura 2.5: Histogramas con cortes en distancia en eventos  $\pi^+\pi^-$  ( $13.5 m - 16.5 m$ )

Al conseguir determinar la cantidad de  $K_S^0$ 's que decaen respecto a la distancia entre el GTK3 y el vértice de decaimiento gracias al ajuste gaussiano de los histogramas de las figuras 2.2, 2.3, 2.4 y 2.5 agrupados cada  $500 \text{ mm}$ , se puede obtener una gráfica del número de decaimientos con respecto a la variable de distancia, como muestra la figura 2.6.

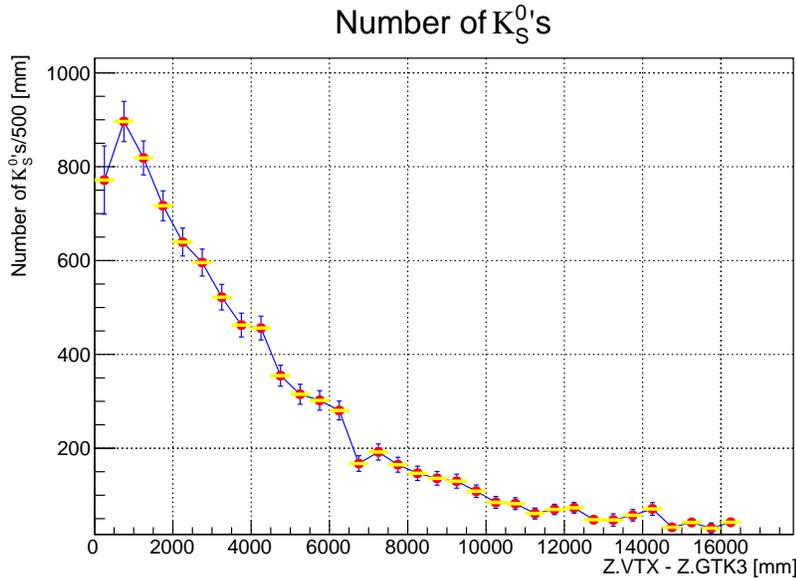


Figura 2.6: Número de  $K_S^0$ 's con respecto a la distancia entre el vértice y el blanco fijo

En esta gráfica, los puntos rojos denotan el conteo de  $K_S^0$ 's, y las barras verticales azules denotan los errores estadísticos de esos ajustes, mientras que las líneas amarillas horizontales

determinan los bins de la distancia a partir del GTK3, desde 0 m hasta 16.5 m. Con este análisis sería posible obtener variables físicas como el tiempo de vida del  $K_S^0$ 's, que no es realizado en este trabajo porque será estudiada por otro tesista del grupo.

El mismo estudio se hizo separando los datos con respecto al momento total del par del vértice, designado como la variable  $pvtx$  como se muestra en la figura 2.7.

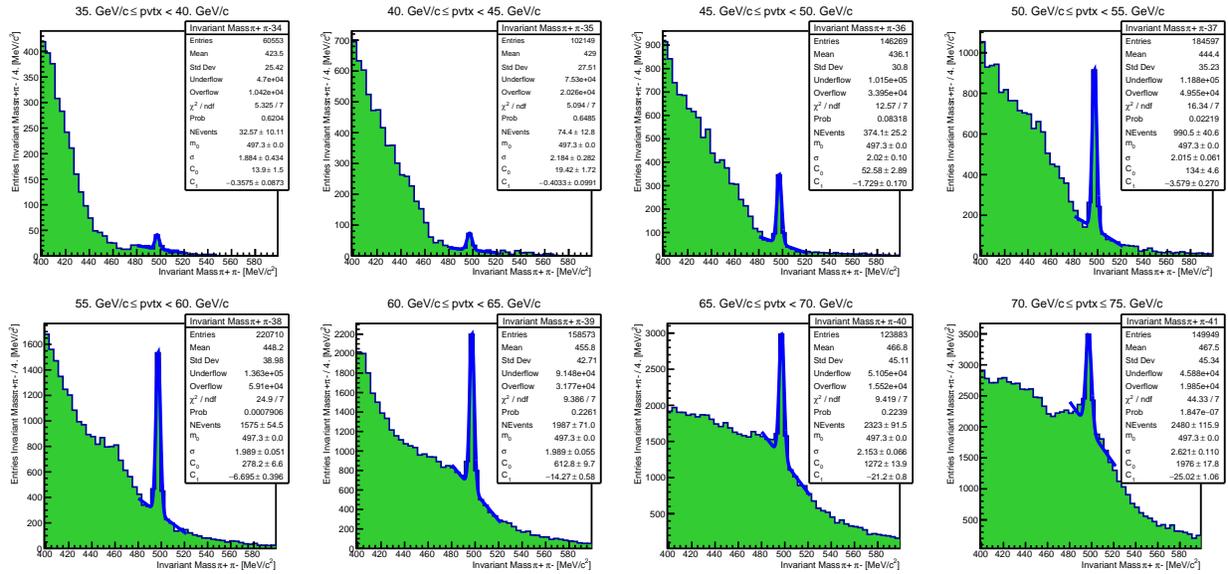


Figura 2.7: Histogramas con cortes en momentum en eventos  $\pi^+\pi^-$

Los histogramas muestran de izquierda a derecha la distribución de eventos de  $\pi^+\pi^-$  a partir de un haz de 35 GeV/c de momento hasta el haz de 75 GeV/c de momento en 8 histogramas agrupados cada 5 GeV/c cada uno, y con un ancho de bins de 4 MeV/c<sup>2</sup>, resaltando que se siguen graficando los eventos  $\pi^+\pi^-$ , pero con una manera distinta de discriminarlos.

A partir de la figura 2.7 podemos obtener una gráfica del conteo de los  $K_S^0$ 's (en puntos rojos de la gráfica) con respecto al momento del haz cada 5 GeV/c (como muestran las líneas amarillas horizontales) a partir de 35 GeV/c hasta 75 GeV/c como muestra la figura 2.8 y con sus errores estadísticos respectivos obtenidos a partir de los ajustes gaussianos de los histogramas de la figura 2.7, para posteriormente iniciar estudios de la aceptación del experimento, estudio que será realizado por otro tesista.

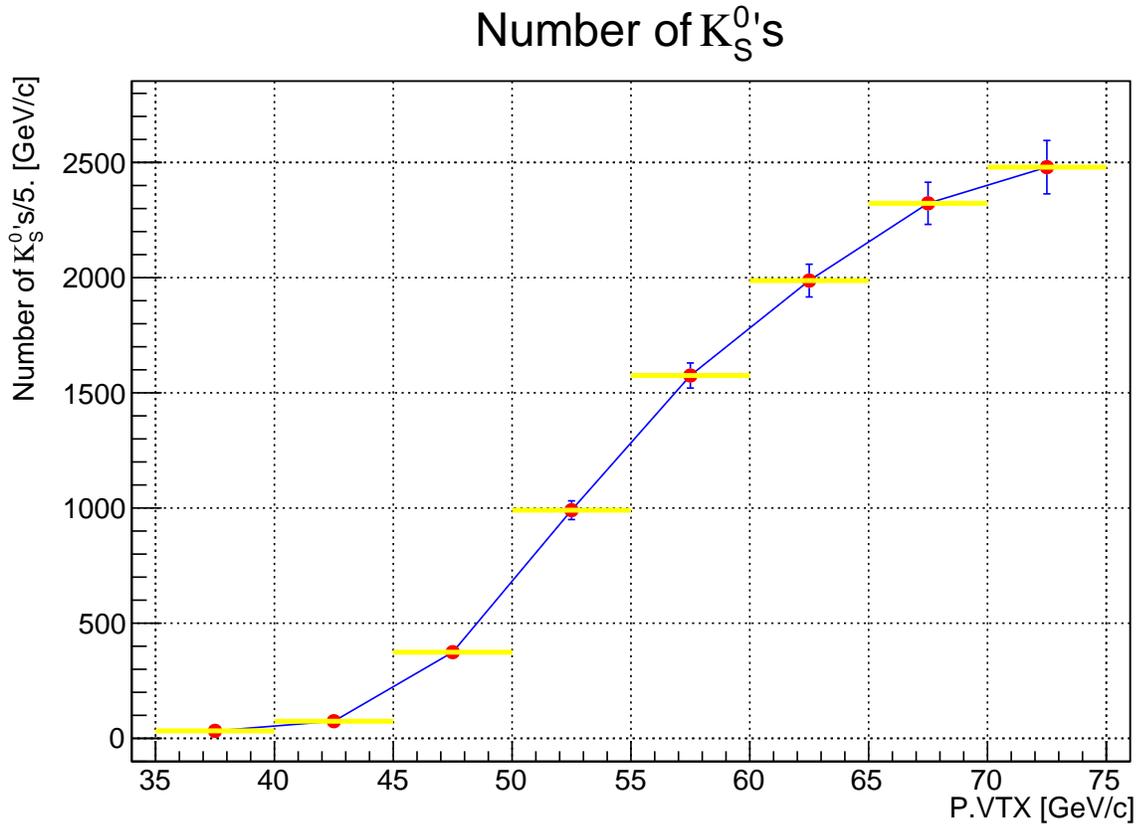


Figura 2.8: Número de  $K_S^0$  con respecto al momentum de las partículas

## 2.4. Conclusión del estudio de $K_S^0$ 's

Este estudio nos ha permitido realizar, con una estadística considerable, los estudios que llevaremos a cabo con  $K^{*0}$ 's, permitiéndonos crear los programas de análisis necesarios para ese estudio. El análisis completo de la producción de  $K_S^0$ 's será llevado a cabo por otros estudiantes del grupo mexicano en NA62, y nosotros continuaremos ahora con la descripción de nuestro estudio principal.

# Capítulo 3

## ESTUDIO DE LA PRODUCCIÓN DE $K^{*0}$

### 3.1. Selección de eventos para el decaimiento $K^{*0} \rightarrow K^{\pm}\pi^{\mp}$

Para estudiar la producción de  $K^{*0}$ 's en NA62, se supuso la colisión del haz hadrónico de  $75 \text{ GeV}/c$  de momento con el GTK3 como blanco fijo, y se buscaron eventos que tuvieran al menos un vértice neutro de dos trayectorias cargadas, a las cuales se les asignó masa de  $K^{\pm}$  y  $\pi^{\mp}$ , según el modo de decaimiento (1.5) [22].

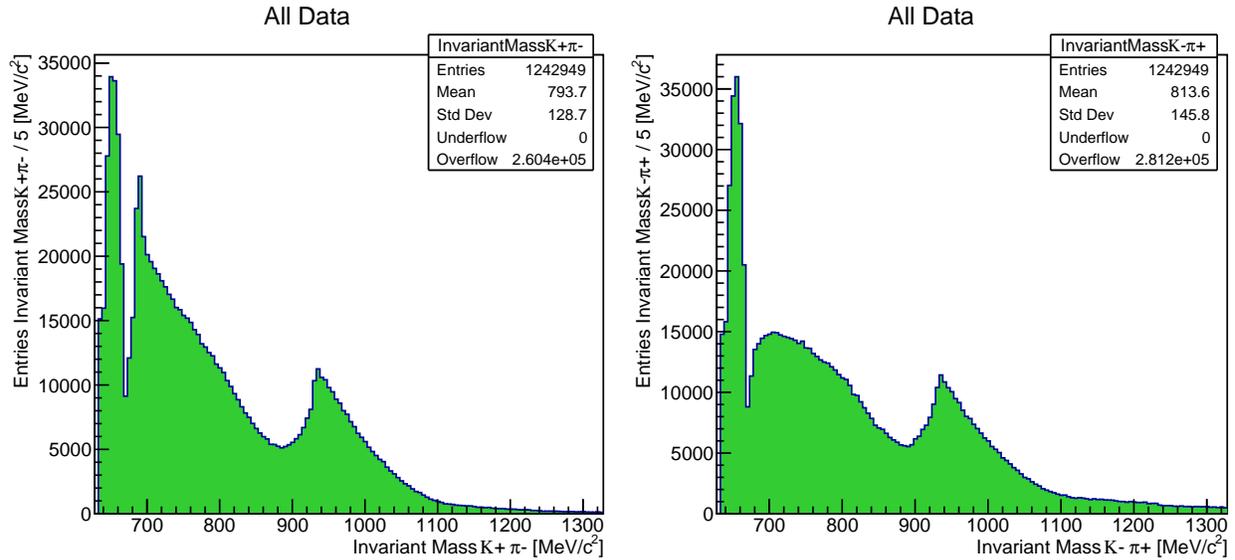


Figura 3.1: Masa invariante de la combinación  $K^+\pi^-$ , lado izquierdo, y  $K^-\pi^+$ , lado derecho, para todos los eventos de la preselección inicial de datos.

Al realizar el histograma con todos los eventos, se asignó a la partícula positiva o negativa la masa de un kaón, y se asignó la masa de un  $\pi$  a la partícula negativa o positiva, respec-

tivamente, diferenciando así entre los eventos de  $K^+\pi^-$  y de  $K^-\pi^+$ , obteniéndose la figura 3.1.

Observando estos histogramas, es claro que no aparecen picos definidos en el valor esperado para la masa de  $K^{*0}$ , de  $895 \text{ MeV}/c^2$ , por lo que es necesario hacer selecciones a partir de cortes cinemáticos o físicos que permitan verificar si esta resonancia ha sido producida en NA62.

Cabe aclarar que una vez que aparece un vértice secundario neutro en los datos, algún tipo de interacción debió de haber tenido la partícula del haz positivo de  $75 \text{ GeV}/c$  con materia, lo cual comprueba de manera inmediata que algún componente del dispositivo experimental ha ocasionado la interacción necesaria del haz con materia para que ese vértice haya sido producido.

### 3.1.1. Decaimiento $K^{*0} \rightarrow K^-\pi^+$

Con el fin de estudiar la producción de  $K^{*0}$ 's en eventos con un par  $K^-\pi^+$ , se obtuvo el histograma mostrado en la figura 3.2 de eventos sin ningún corte y en bins de una anchura de  $10 \text{ MeV}/c^2$ .

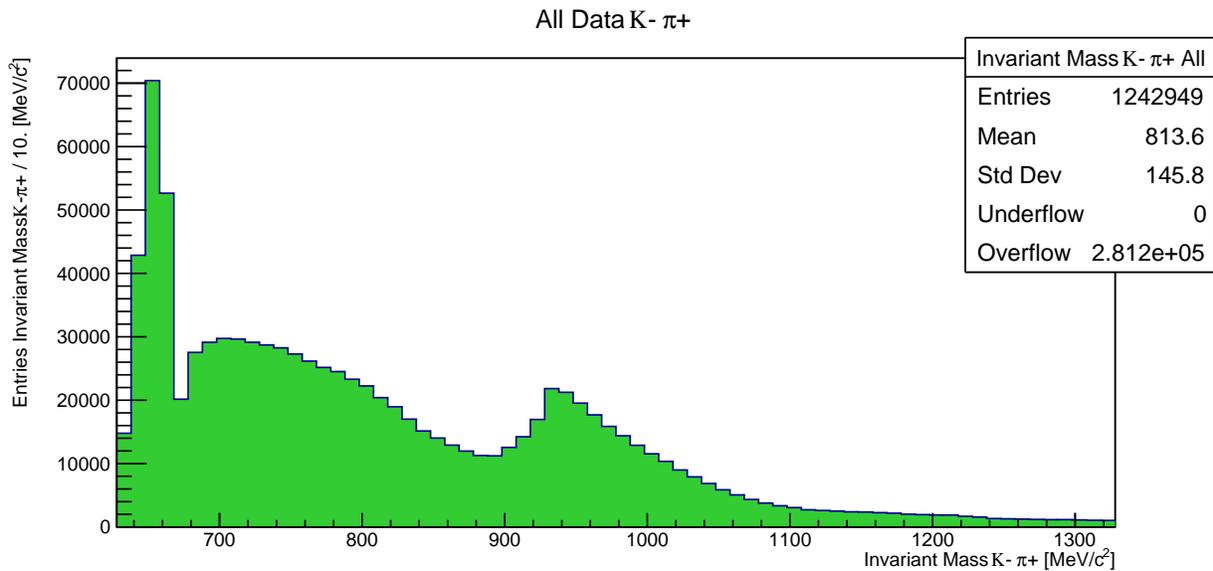


Figura 3.2: Masa invariante  $K^-\pi^+$

Dado que el haz puede contener tanto  $K^+$  como  $\pi^+$ , con solo un 6% de  $K^+$ , en este histograma

podemos estudiar la producción con dos tipos de haces, aclarando que en nuestros eventos el KTAG en realidad solo está calibrado para identificar directamente a los kaones en el haz, y se supone que en caso de que no identifique a la partícula del haz como un kaón, lo más probable es que se trate de un pión.

Si el haz es de kaones, siendo que el  $K^+$  se compone de un quark arriba y un antiquark extraño, al colisionar con la materia del GTK3 y crear un  $K^{*0}$ , el decaimiento en  $K^-\pi^+$  solo pudo haber sucedido de dos formas: (1) si en el evento hubo producción adicional de extrañeza, que no consideramos debido a que el estudio es inclusivo, o (2) la producción se realizó con un haz de piones.

El histograma mostrado contiene la misma cantidad de entradas que se obtuvieron para la búsqueda de  $K_S^0$ 's, puesto que se utilizó el mismo conjunto de datos de la selección realizada por el Dr. Jürgen. En los parámetros del histograma se observa que se tiene una media de 813.6 y desviación estándar de 145.8, además de que no se tienen eventos *Underflow* u *Overflow* debido a que se graficaron todos los eventos, sin restringir el rango de masas. Esto se hace así para poder ver si existen picos de relevancia que merezcan un estudio separado, lo cual no es evidente en estos datos, solamente son aparentes dos estructuras distintivas: un pico alto a bajas masas, y una estructura con un máximo alrededor de  $940 \text{ MeV}/c^2$ . Como ninguna de estas estructuras corresponden a resonancias conocidas, además de que son bastante anchas, lo más probable es que correspondan a los eventos que fueron seleccionados para estudiar alguna otra resonancia, como la  $\Lambda$ , y esperamos que desaparezcan cuando realizemos los cortes necesarios para destacar la presencia de  $K^{*0}$ 's en estos datos.

A partir de este histograma, podemos separar los eventos en donde el haz sea de kaones o de piones. Entonces, se realizó un corte sobre la identificación del KTAG, obteniéndose la figura 3.3 que muestra 2 histogramas: el de la izquierda son los eventos de la figura 3.2 con el corte adicional de que el KTAG identifique un haz de  $K^+$ , por lo que el número de entradas es menor, (713 159), y en el histograma del lado derecho tenemos los eventos en los que el KTAG no logró una identificación de  $K^+$ , habiendo resultado un total de 529 790 eventos. A partir de estos histogramas no es posible distinguir un avance en la limpieza de eventos con una masa alrededor de  $895 \text{ MeV}/c^2$ , y será necesario realizar más cortes para ver si eso puede ser mejorado.

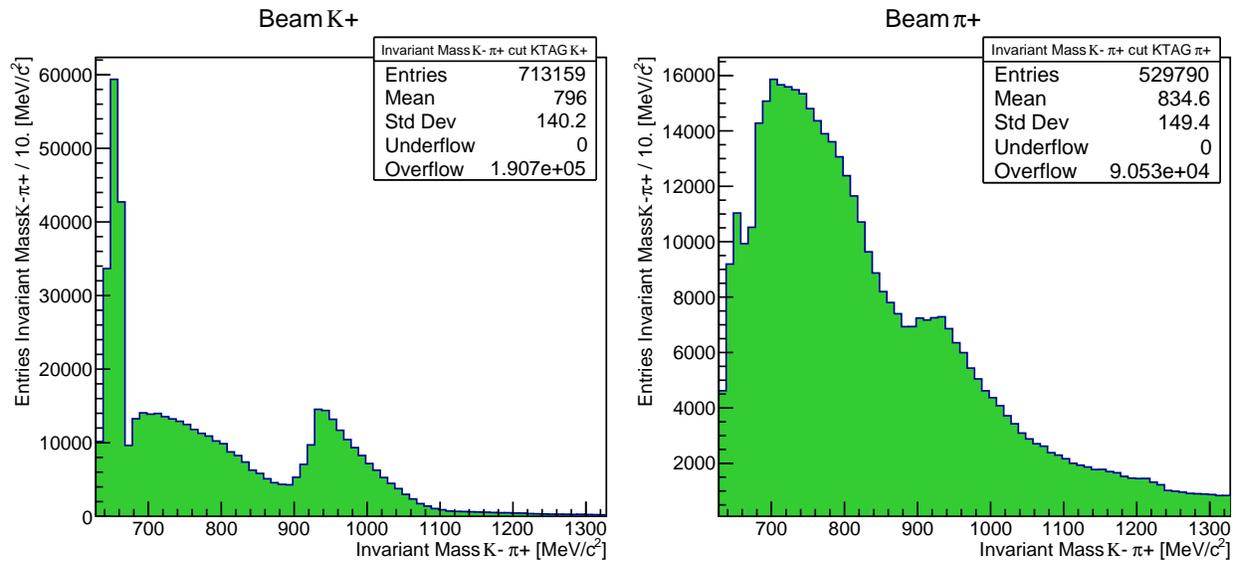


Figura 3.3: Separación de eventos del tipo  $K^- \pi^+$ , en los cuales el haz incidente es identificado como un  $K^+$ , lado izquierdo, o no tiene esa identificación, lado derecho.

El siguiente corte realizado fue seleccionando eventos en donde el RICH identifique a la trayectoria negativa como un  $K^-$ , obteniendo la figura 3.4. De acuerdo al objetivo principal del NA62, el RICH está optimizado para identificar partículas positivas, por lo que si lo utilizamos para identificar  $K^-$ 's no se espera obtener un buen corte en los eventos.

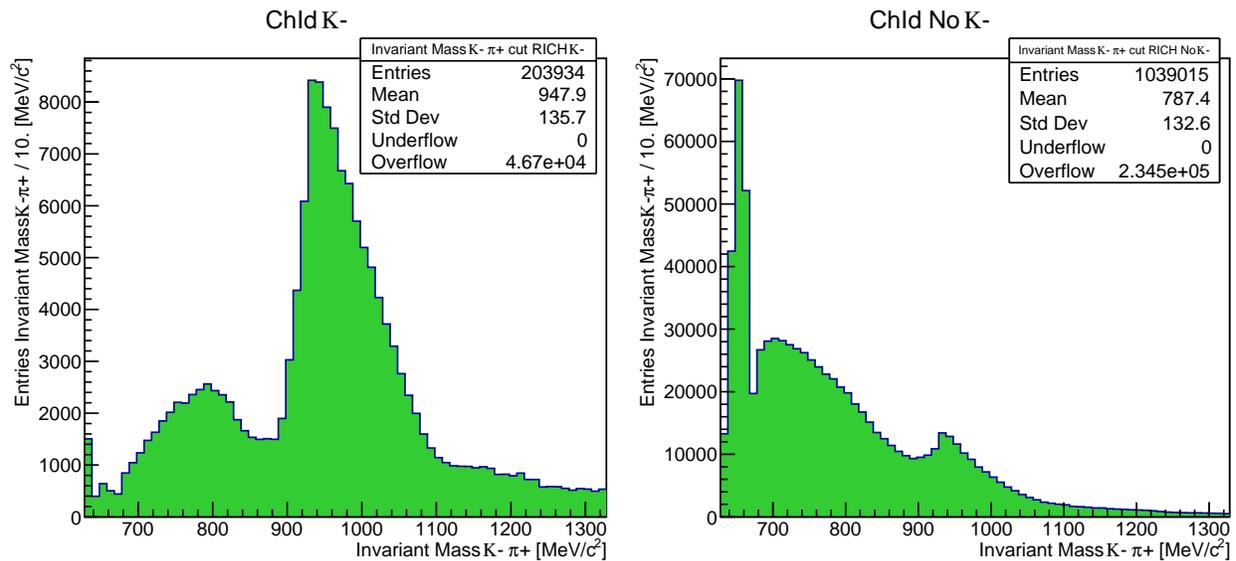


Figura 3.4: Identificación Cherenkov de  $K^-$  en eventos  $K^- \pi^+$

El histograma de la izquierda muestra los eventos seleccionados con el corte que identifica a los  $K^-$ 's, conteniendo 203 934 eventos, y el de la derecha muestra la distribución de los

eventos descartados.

En el primero podemos observar que ya no aparece el pico a masas bajas, que se ha quedado en el otro histograma, y que ahora se ha hecho muy prominente una estructura a partir de  $900 \text{ MeV}/c^2$ , que no corresponde aún a eventos que contengan  $K^{*0}$ , y que es muy probable que se deban a la reflexión de los eventos seleccionados para algún otro análisis. Por ejemplo, la mayor cantidad de datos preseleccionados corresponden a los del estudio de  $K_S^0$ .

El siguiente corte realizado fue seleccionando eventos en donde el RICH identifique a la trayectoria positiva como un  $\pi^+$ , obteniendo la figura 3.5. Del lado izquierdo aparecen los eventos seleccionados y del lado derecho los no seleccionados.

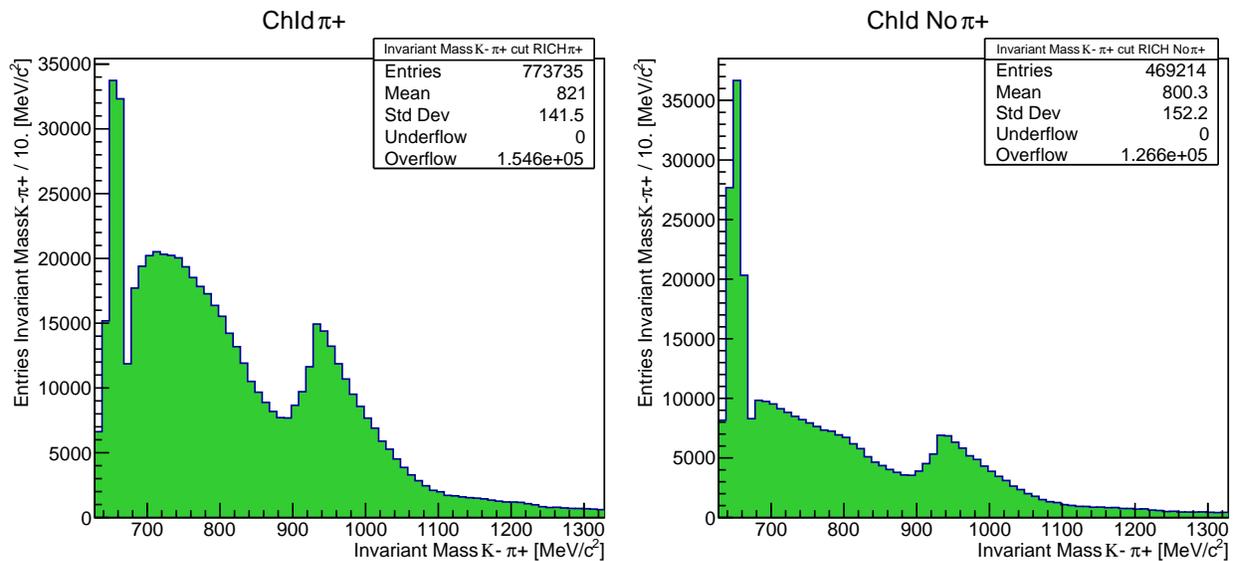


Figura 3.5: Identificación Cherenkov de  $\pi^+$  en eventos  $K^-\pi^+$

El histograma de la izquierda tiene 773 735 eventos, mostrando que el corte de identificación de  $\pi^+$  por el RICH no disminuye drásticamente el número de eventos, lo que indica que la mayoría de eventos podrían provenir de la selección de  $\pi^+\pi^-$ . El histograma no muestra ningún pico en  $895 \text{ MeV}/c^2$ , por lo que se deduce que tampoco este corte por si solo podría limpiar los eventos que buscamos; el histograma de la derecha muestra los eventos rechazados por el corte.

En la figura 3.6 se muestran 2 histogramas realizados con los eventos de  $K^-\pi^+$ . El histograma de la izquierda, con un total de 437 590 entradas, fue realizado con 2 cortes: el corte en el haz de  $K^+$  y el corte en identificación Cherenkov de  $\pi^+$ ; se puede apreciar nuevamente que

aún con ambos cortes no se obtiene ningún pico cerca del valor de la masa del  $K^{*0}$ .

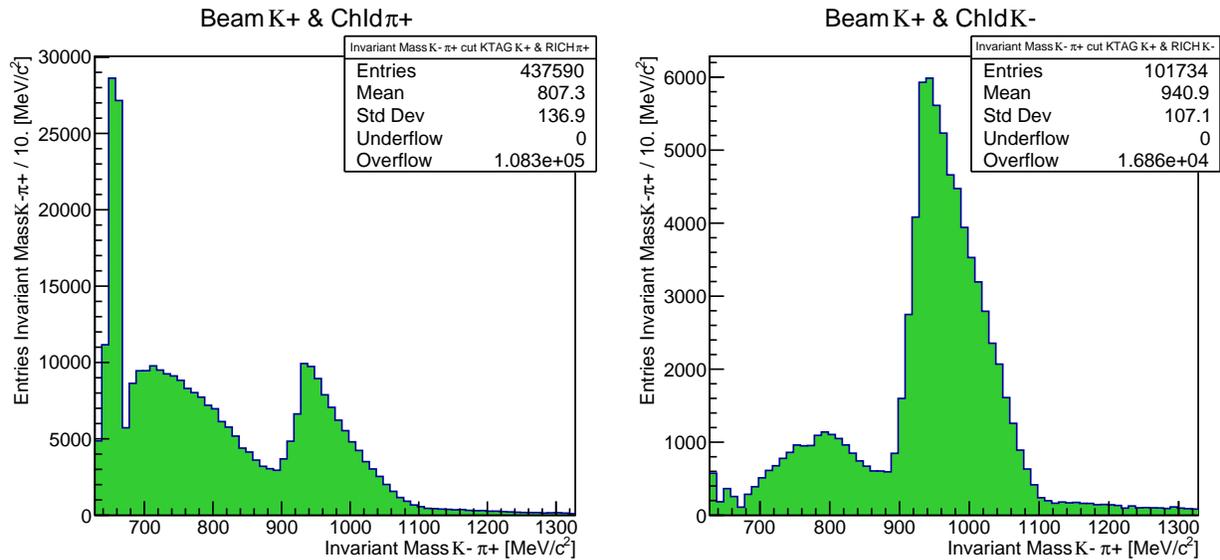


Figura 3.6: Haz de  $K^+$ , identificación Cherenkov de  $\pi^+$  y de  $K^-$  en eventos  $K^-\pi^+$

El histograma de la derecha fue realizado con 2 cortes: el corte pidiendo el haz de  $K^+$  y el corte en identificación Cherenkov del  $K^-$ ; tampoco puede observarse el pico en  $895 \text{ MeV}/c^2$ , además la disminución drástica de eventos (obteniéndose un total de 101 734 entradas), muestra que no es factible observar a las partículas  $K^{*0}$ , a pesar de disminuir el background que teníamos inicialmente en la figura 3.2.

Como sumario, la figura 3.7 muestra un histograma realizado con eventos de  $K^-\pi^+$  con los 3 cortes anteriormente estudiados: el corte en el haz de  $K^+$ , el corte en identificación Cherenkov de  $\pi^+$  y el corte en identificación Cherenkov de  $K^-$ . Este histograma está realizado con los tres cortes que pudieran ayudarnos a identificar eventos con  $K^{*0}$ 's, pero no muestra ningún pico sobresaliente alrededor de  $895 \text{ MeV}/c^2$ .

Se propone que el problema principal es que el corte en la figura 3.4 del lado izquierdo, que serviría para identificar a los  $K^-$ 's no ayuda mucho en este sentido, ya que el dispositivo experimental no identifica correctamente las partículas negativas como  $K^-$ , además que el contenido de extrañeza en este proceso es el contrario al del haz inicial, y por lo tanto no favorece el detectar las  $K^{*0}$  a través del decaimiento  $K^{*0} \rightarrow K^-\pi^+$  con un haz de kaones.

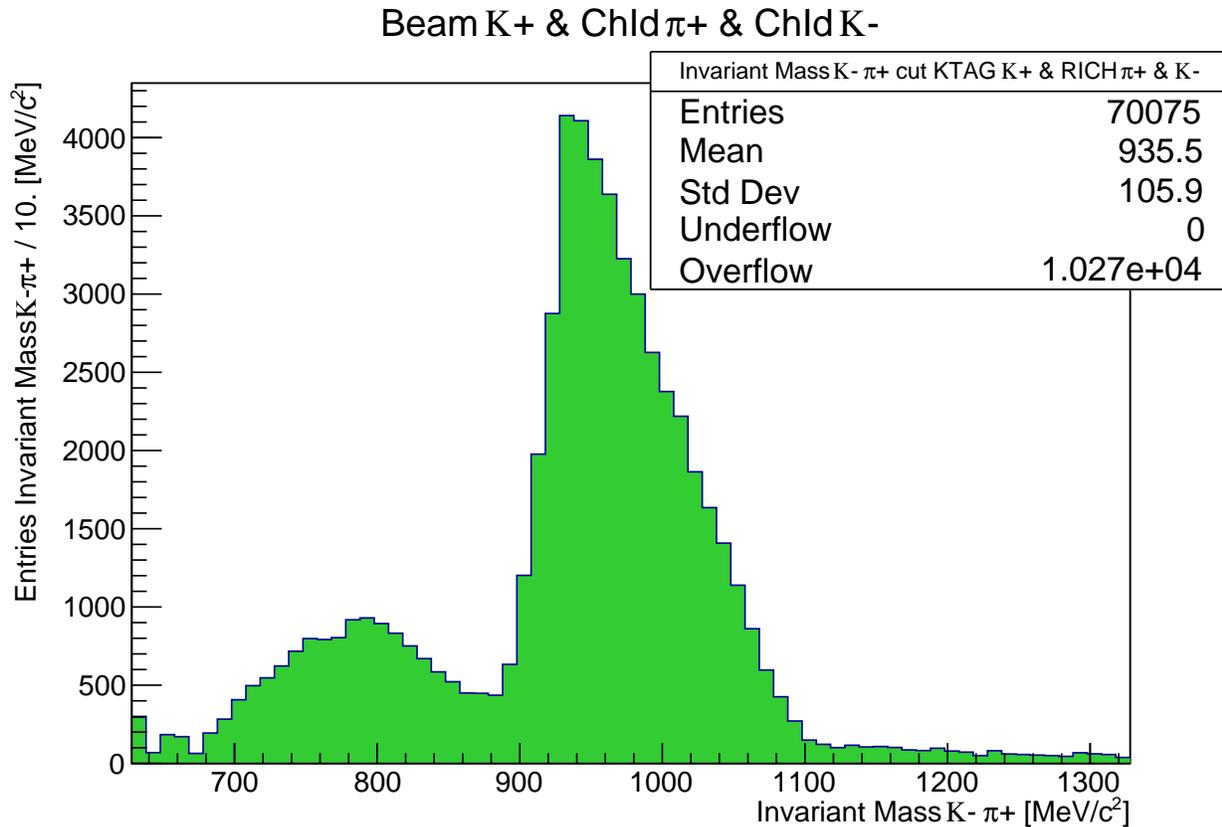


Figura 3.7: Haz de  $K^+$ , identificación Cherenkov de  $\pi^+$  y de  $K^-$  en eventos  $K^- \pi^+$

### 3.1.2. Decaimiento $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$

En los eventos del apartado anterior, no hicimos énfasis en el estudio de producción de  $K^{*0}$ 's usando un haz de piones. La razón es simple: creemos que el buscar el decaimiento  $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$  es favorecido si se tiene un haz de kaones positivos. Es decir, puesto que el haz incidente es un  $K^+$ , compuesto por un quark  $\bar{s}$  (anti-extraño) y un quark  $u$  (arriba), y recordando que los decaimientos (1.5) se producen por la interacción fuerte, por lo que conservan extrañeza, se justifica que la producción de  $K^{*0}$  sea mayor que la producción de  $\bar{K}^{*0}$  debido a su composición de quarks, como muestra la figura 1.1. Debido a esto, en el análisis siguiente realizaremos el estudio centrado en ese decaimiento.

El segundo estudio se realizó buscando eventos del tipo  $K^+ \pi^-$ . Con ese fin, obtuvimos primeramente el histograma de la masa invariante  $K^+ \pi^-$  seleccionando eventos de vértices neutros de dos trayectorias cargadas, asignando la masa de un  $K^+$  a la trayectoria positiva y a la otra trayectoria se le asignó la masa de un  $\pi^-$ .

En la figura 3.8 se muestra el histograma obtenido con todos los eventos, sin ningún corte, y con un binado de anchura de  $10 \text{ MeV}/c^2$ .

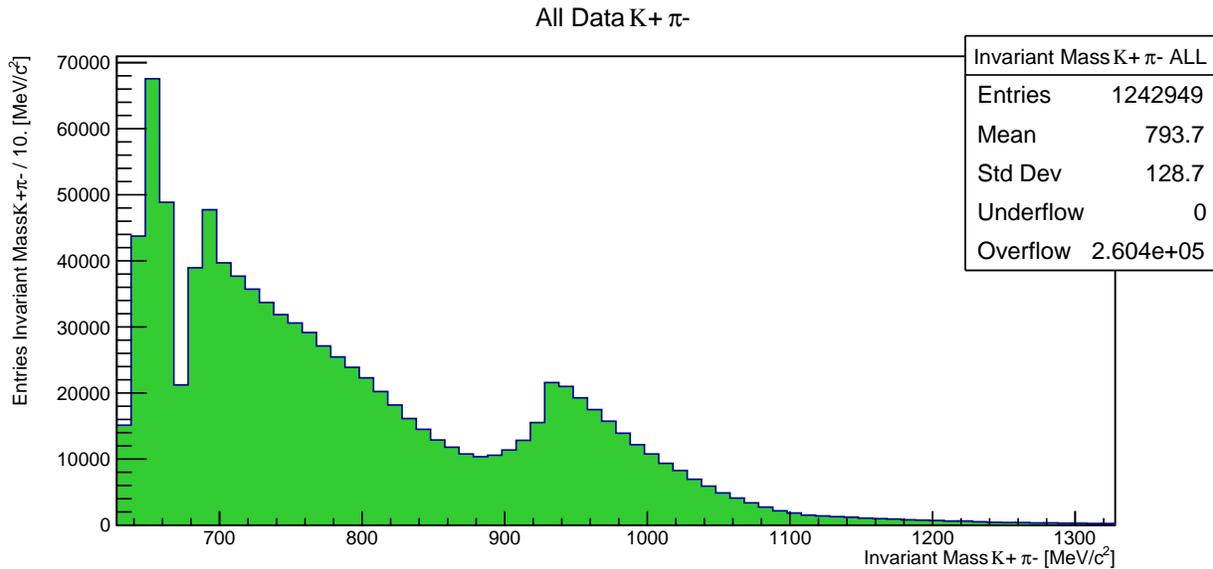


Figura 3.8: Masa invariante  $K^+\pi^-$

A partir de este histograma se realizó un corte pidiendo que el KTAG identificara que el haz incidente sea un  $K^+$ , obteniéndose la figura 3.9 con dos histogramas: el de la izquierda muestra los eventos de la figura 3.8 con el corte adicional en el haz de  $K^+$ , obteniendo un número de (713 159) entradas, y en el histograma del lado derecho tenemos los eventos en donde el haz no es identificado como  $K^+$ , lo que incluye los eventos que tienen identificado al haz como uno de  $\pi^+$ , y algunos eventos en los que no le fue posible al KTAG identificar la naturaleza del haz, con un total de 529 790 eventos.

El histograma del lado derecho de la figura 3.9 muestra que no se aprecian picos con los eventos eliminados, considerados como background, por lo que podemos decir que es factible utilizar el corte. Aunque se aprecia una pequeña loma alrededor de  $900 \text{ MeV}/c^2$ , es claro que queremos mantener este corte pidiendo identificación de haz de  $K^+$  para favorecer el decaimiento que queremos estudiar.

También es importante señalar que los eventos que forman parte del *Overflow* no presentan ninguna distribución relevante para nuestro estudio, siendo mayormente plana, por lo que no los consideramos para nuestro análisis.

El siguiente corte realizado fue seleccionando eventos en donde el RICH identifique que la

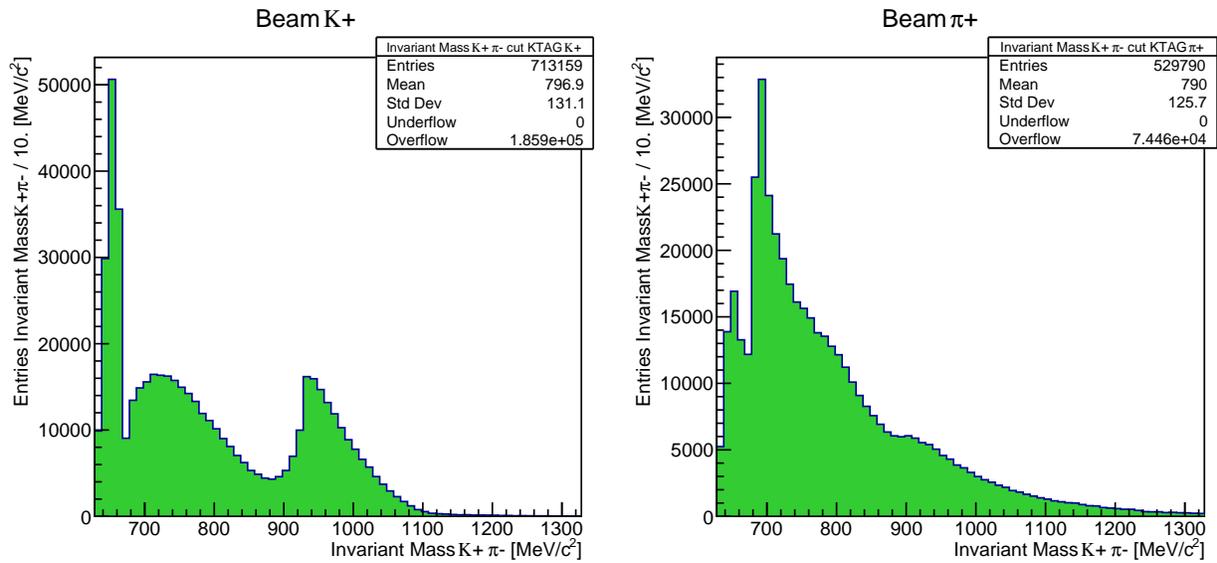


Figura 3.9: Haz incidente de  $K^+$  en eventos  $K^+\pi^-$

trayectoria positiva del vértice sea un  $K^+$ , obteniendo la figura 3.10. Aquí no se aplicó el corte de haz de kaones, solo el corte mencionado.

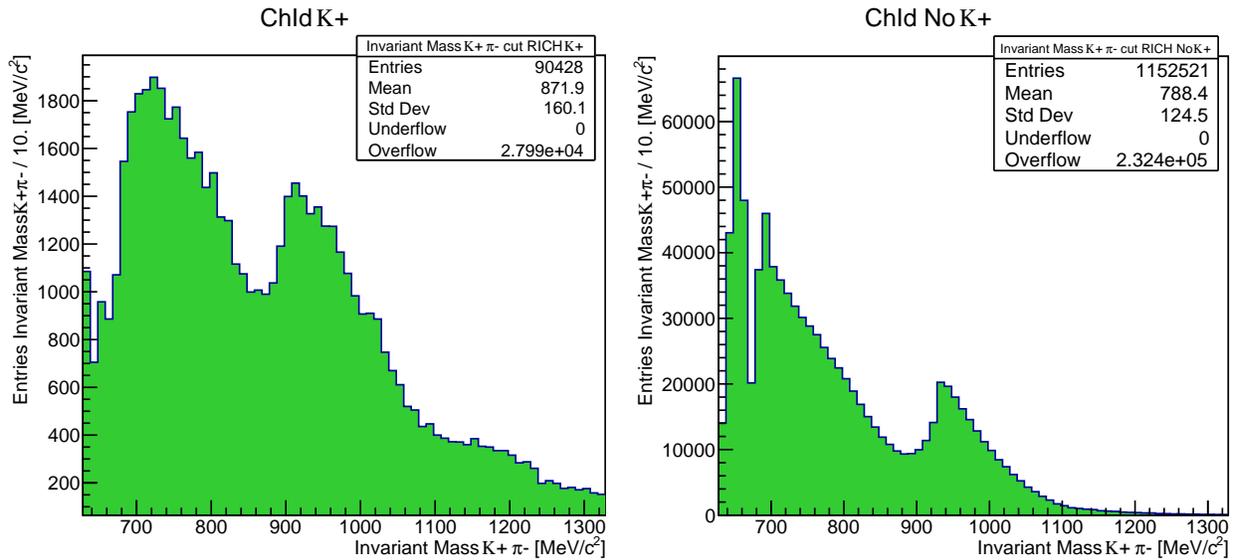


Figura 3.10: Identificación Cherenkov de  $K^+$  en eventos  $K^+\pi^-$

El histograma de la izquierda tiene 90 428 eventos y la estructura que observamos representa una distribución que decae conforme la masa invariante va creciendo, y que tiene una estructura ancha con un pico alrededor de  $940 \text{ MeV}/c^2$ .

Aún podemos hacer algunos cortes que limpien esta distribución, pero podemos apreciar que

el pico arriba de  $900 \text{ MeV}/c^2$  se ha quedado mayormente en los eventos descartados, y que se ha movido a masas menores en los eventos seleccionados. Podemos pensar, a partir de esta información, que los eventos escogidos contienen el pico del  $K^{*0}$ , pero son necesarios más cortes para identificarlo.

El siguiente corte realizado fue seleccionar eventos en donde el RICH identifique a la trayectoria de partícula negativa del vértice como un  $\pi^-$ , obteniendo la figura 3.11. Aquí no se aplicó el corte de haz de kaones, solo el corte mencionado.

El histograma de la izquierda tiene 618 774 eventos, y no muestra ningún pico alrededor de  $895 \text{ MeV}/c^2$ , al contrario, muestra un pico corrido a masas altas, que puede deberse a reflexiones de los eventos seleccionados para otros análisis. El histograma de la derecha muestra los eventos rechazados por el corte, siendo aproximadamente la mitad de estos, donde tampoco se observan mayor cantidad de eventos alrededor de  $895 \text{ MeV}/c^2$ . Al parecer, éste no es un corte que ayude a mostrar los eventos que queremos estudiar.

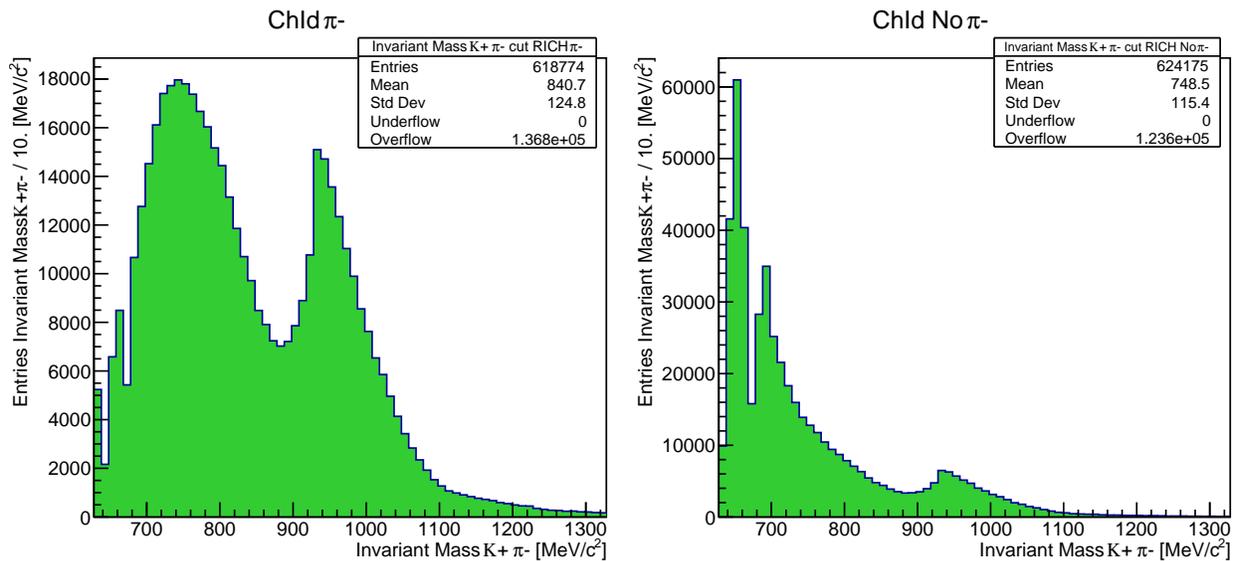


Figura 3.11: Identificación Cherenkov de  $\pi^-$  en eventos  $K^+\pi^-$

Este corte no muestra mayor impacto en la selección de eventos para el  $K^{*0}$ : para que el RICH pueda identificar un  $\pi^-$  esta partícula debe primero alcanzar el RICH, pero si creemos que en el decaimiento  $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^-$  el  $K^+$  del haz interactúa con la materia del GTK3, y pasa a ser el  $K^+$  de la  $K^{*0}$ , entonces ésta es la partícula que debería ser más fácil de ser identificada por el RICH. Por esta razón, al realizar un corte pidiendo al RICH identificar al  $\pi^-$  se está

perdiendo estadística en los datos, lo que es comprobado al obtenerse aproximadamente solo la mitad de eventos.

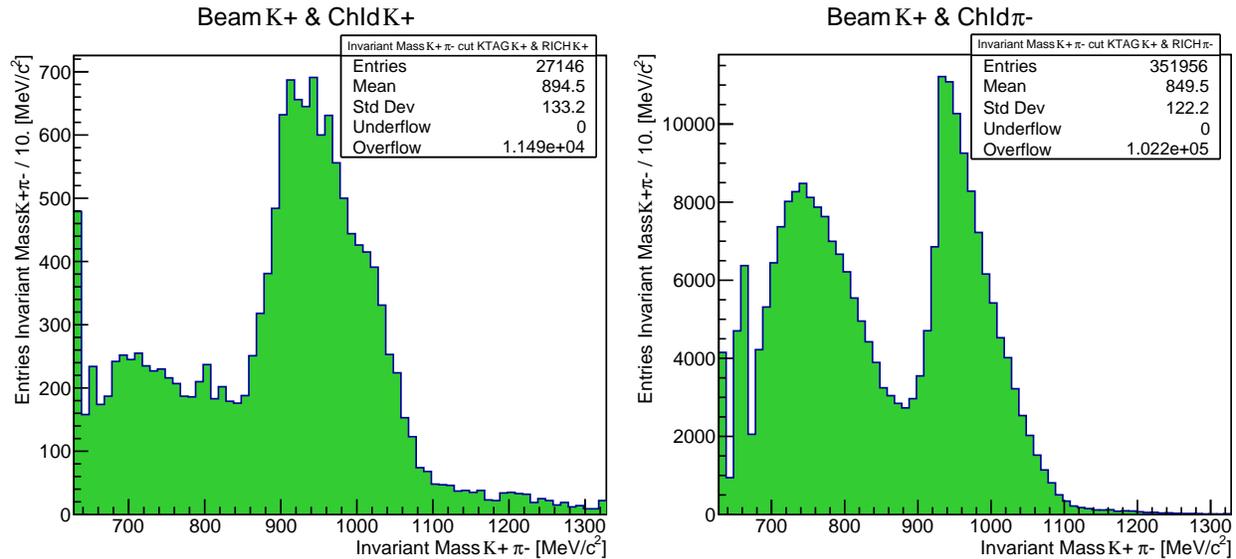


Figura 3.12: Haz de  $K^+$  e identificación Cherenkov de  $K^+$  y de  $\pi^-$  en eventos  $K^+\pi^-$

En la figura 3.12 se muestran dos nuevos histogramas, realizados sobre eventos del tipo  $K^+\pi^-$  cuando se ha pedido que el KTAG identifique a un haz de  $K^+$ , y en donde además se muestran los dos tipos de cortes que se pueden realizar con el RICH.

El histograma de la izquierda fue realizado con 2 cortes: el corte en el haz de  $K^+$  y el corte en identificación Cherenkov de  $K^+$ ; ambos cortes deben ser considerados como cortes importantes para el proceso a estudiar y deberían ayudar a limpiar el pico en la masa invariante de  $K^+\pi^-$  alrededor de la masa del  $K^{*0}$ . El histograma de la derecha fue realizado con 2 cortes: el corte en el haz de  $K^+$  y el corte en identificación Cherenkov de  $\pi^-$ ; se puede apreciar nuevamente que el corte en identificación Cherenkov de  $\pi^-$  por parte del RICH no es un corte que nos ayude, puesto que al juntarse con el corte en el haz de  $K^+$  solo se pierde estadística y el pico observado sigue estando por arriba del valor de la masa del  $K^{*0}$ .

Como sumario, los eventos seleccionados por los cortes brindados por el KTAG y el RICH que son adecuados para el estudio que queremos realizar, están mostrados en la figura 3.13, que muestra una distribución de eventos más limpia, con un pico en la distribución cercano a la masa del  $K^{*0}$ , y que será el punto de partida para realizar más cortes que ayuden a limpiar esta distribución.

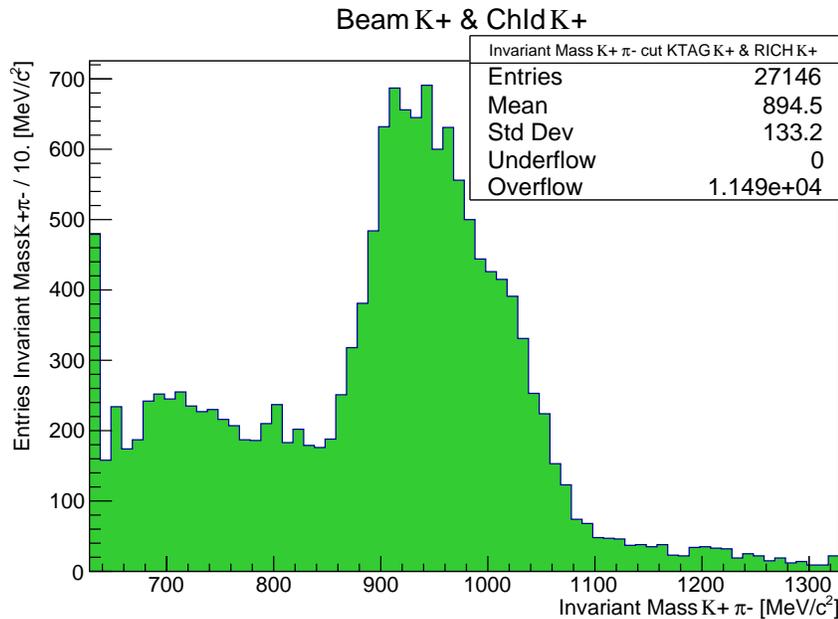


Figura 3.13: Haz de  $K^+$  e identificación Cherenkov de  $K^+$  en eventos  $K^+\pi^-$

### 3.1.3. Corte en la variable de distancia

Al principio mencionamos una variable de distancia (*Distance*): la distancia entre el vértice de decaimiento y el GTK3. Esta variable es medida por el STRAW, que además permite obtener el momento del par del vértice para estudios posteriores.

En nuestro estudio, al ser la  $K^{*0}$  una resonancia, debería decaer en el blanco, en este caso en la posición del GTK3. La medida de esta posición puede contener errores experimentales, pudiendo ser afectada por la resolución en la medida de los aparatos, así como por la manera en que la determinamos. Por esta razón necesitamos un estudio completo sobre esta variable.

Un análisis de la distribución de eventos obtenida en bins de la variable de distancia se realizó para valores de la misma a partir de  $-1000\text{ mm}$  hasta  $1000\text{ mm}$ , para eventos con los cortes mostrados por el histograma de la figura 3.13, el corte en el haz de  $K^+$  y el corte de la identificación Cherenkov de  $K^+$  del par del vértice, obteniendo los histogramas de la figura 3.14.

Estos histogramas tienen una anchura de bin de  $20\text{ MeV}/c^2$ , lo que permite una mejor visualización de las distribuciones. Se puede apreciar que en el primer histograma, hecho con el corte desde  $-1000\text{ mm}$  hasta  $-800\text{ mm}$ , los eventos se encuentran muy dispersos a lo

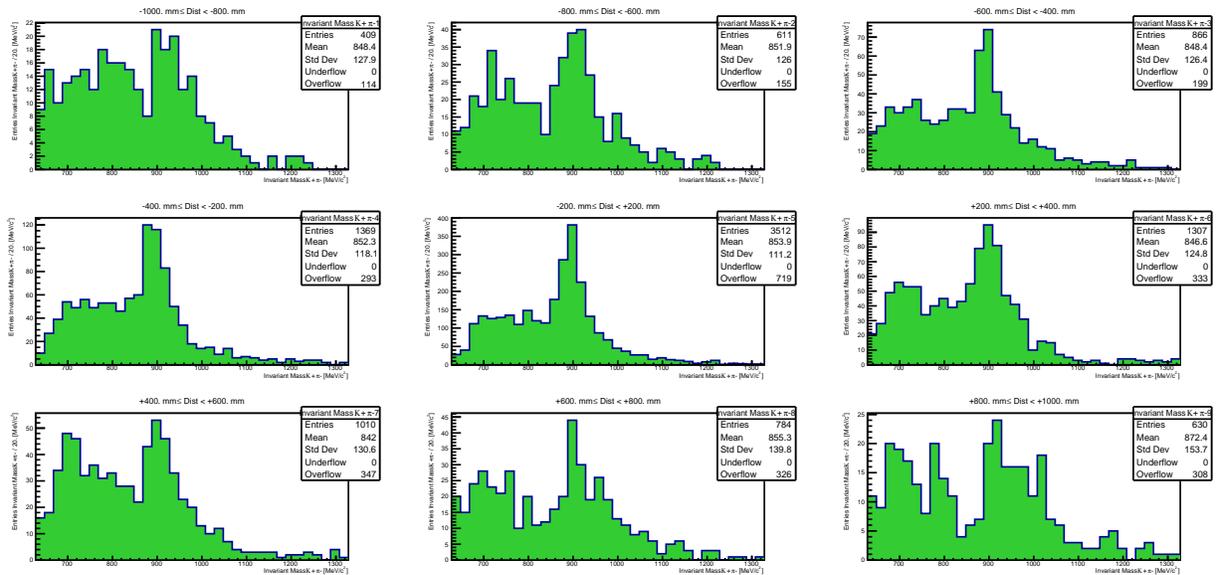


Figura 3.14: Histogramas con corte en distancia del GTK3 al vértice de decaimiento en eventos de  $K^+\pi^-$  con Haz de  $K^+$  e identificación Cherenkov de  $K^+$

largo del histograma y por lo tanto no es distinguible un pico de  $K^{*0}$ . En cambio, en los histogramas con corte de  $-800\text{ mm}$  en adelante se aprecian eventos con un pico alrededor de  $895\text{ MeV}/c^2$ , a excepción del último histograma hecho con corte en la distancia de  $+800\text{ mm}$  hasta  $+1000\text{ mm}$  en el cual la distribución ancha se encuentra arriba de  $900\text{ MeV}/c^2$ , y por lo tanto supondremos que forman parte del background a la reacción que se quiere estudiar.

El hecho de que los picos que aparentemente corresponden a eventos con  $K^{*0}$  se encuentren para los bins de distancia alrededor de la ubicación exacta del GTK3,  $Dist = 0$ , indica que el  $K^{*0}$  se produce en ese módulo y decae inmediatamente después de haberse producido, lo que concuerda con la definición de una resonancia [21]. No pusimos histogramas para distancias más alejadas del GTK3 en esta figura porque ya no aparece el pico alrededor de la masa nominal de  $K^{*0}$  para esos eventos, lo cual confirma que estamos seleccionando la resonancia correcta.

Ahora repasaremos lo que este corte en la variable de distancia produce por sí solo, y acompañado de los cortes practicados anteriormente.

Como es sugerido por las distribuciones de la figura 3.14, es factible proponer como un buen corte el fijar a la variable de distancia entre los valores desde  $-800\text{ mm}$  hasta  $800\text{ mm}$ , por lo tanto repetiremos los cortes en el haz de  $K^+$  y en la identificación Cherenkov de  $K^+$  con

el corte de distancia mencionado.

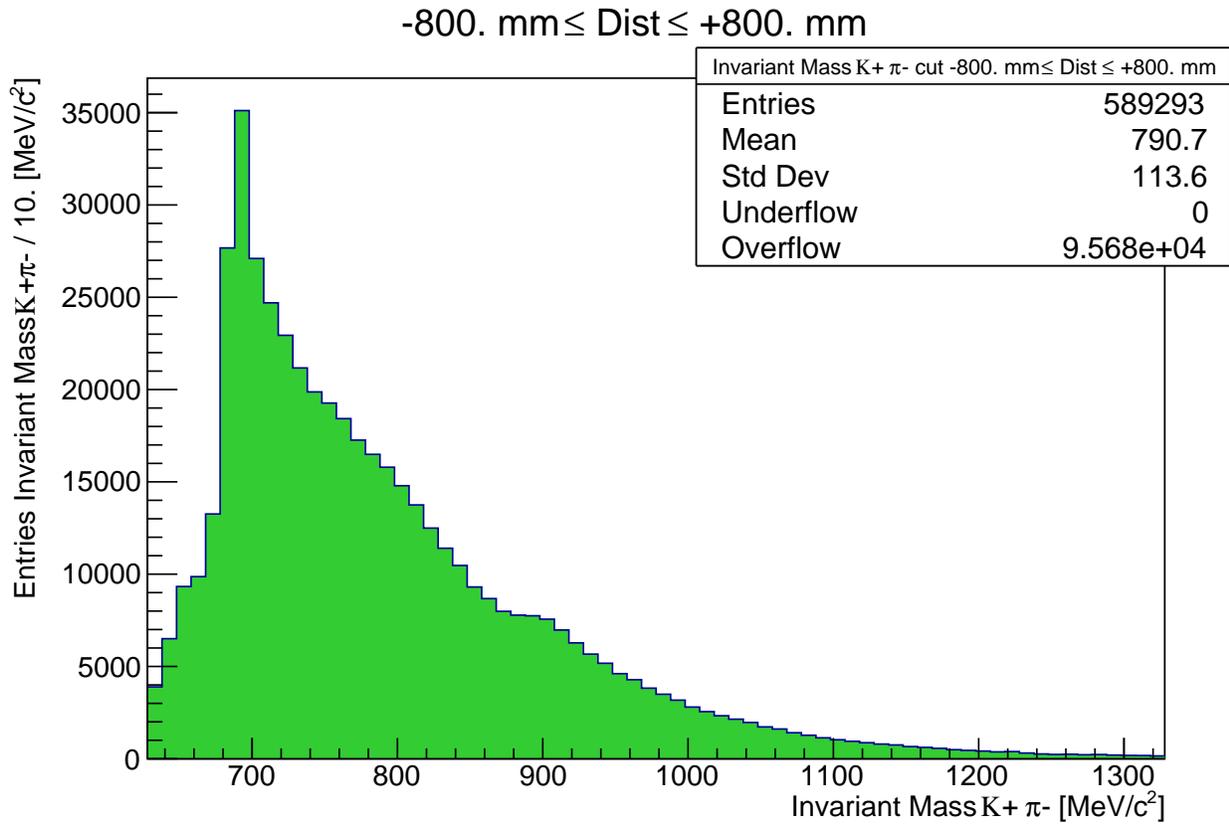


Figura 3.15: Corte en distancia del GTK3 al vértice de decaimiento desde  $-800$  mm hasta  $800$  mm en eventos  $K^+\pi^-$

En primer lugar, se realizó el corte de distancia desde  $-800$  mm hasta  $800$  mm, sobre los eventos de la figura 3.8, que no tienen ningún otro corte, obteniéndose el histograma en la figura 3.15. Este histograma tiene 589293 entradas, con una media de 790.7, la cual es menor que la obtenida en el histograma de la figura 3.8, por lo que la densidad de entradas disminuyó más en el lado izquierdo de la media que en el derecho. También tiene una *Std Dev* de 113.6, sin eventos *Underflow*, y los eventos *Overflow* no muestran picos con más estadística ni de relevancia para este estudio por tener valores de masa mayores a las de interés en nuestro análisis.

Es importante notar que en este histograma el pico de masas arriba de  $900$   $MeV/c^2$  ha desaparecido, por lo que podemos suponer que esos eventos son para vértices que aparecen después del GTK3: los decaimientos de  $K_S^0$  en dos piones.

Una vez que entendemos que este corte es realmente importante para nuestro estudio, se

realizaron los cortes del haz de  $K^+$  y de la identificación de partícula positiva como  $K^+$ .

Al hacer el corte en el haz de  $K^+$  se obtienen los dos histogramas de la figura 3.16. El de la izquierda muestra los eventos con el corte del haz de  $K^+$ , por lo que el número de entradas es menor, 198 951, y en el histograma del lado derecho tenemos los eventos que eliminamos con ese corte, estos eventos cumplen con tener en el haz incidente una identificación distinta al del  $K^+$ , dominado principalmente por partículas  $\pi^+$ , se puede observar que se eliminaron aproximadamente dos tercios de los eventos iniciales mostrados en la figura 3.15. Este corte, como se vió anteriormente en el histograma de la figura 3.9, está considerado como uno bueno puesto que permite distinguir el pico de interés alrededor del valor de la masa del  $K^{*0}$  en el histograma del lado izquierdo.

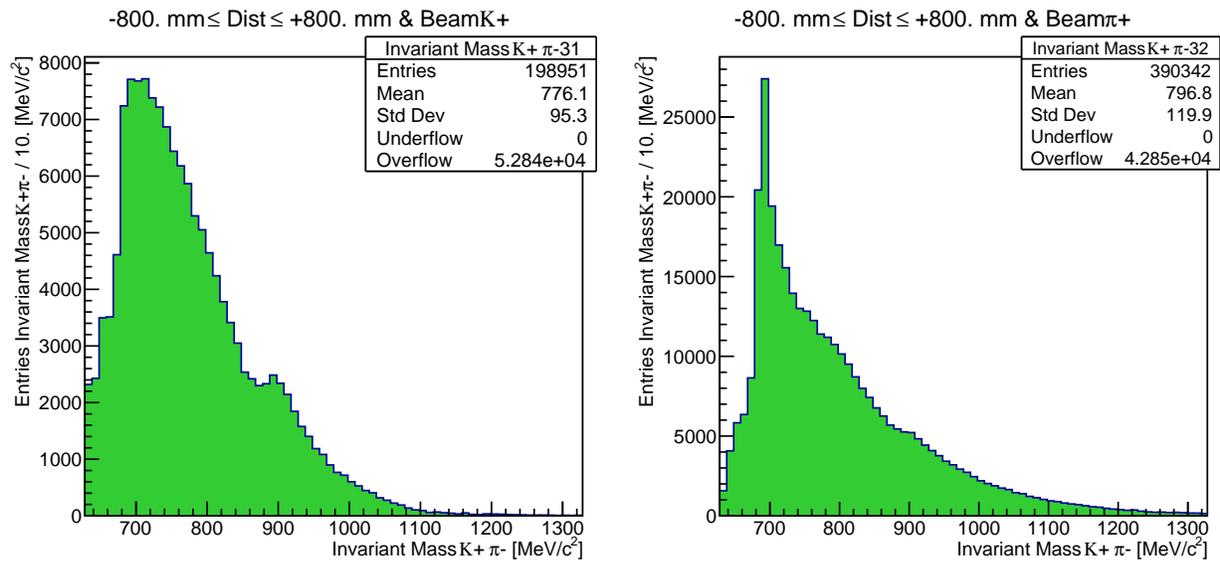


Figura 3.16: Corte en distancia del GTK3 al vértice de decaimiento desde  $-800\text{ mm}$  hasta  $+800\text{ mm}$  y corte en haz de  $K^+$  en eventos  $K^+\pi^-$

Luego se hizo por separado el corte en el que seleccionamos eventos en donde el RICH identifica a la trayectoria positiva del vértice como un  $K^+$ , a partir del histograma de la figura 3.15, obteniendo los histogramas de la figura 3.17. El histograma de la izquierda muestra 52 811 eventos, donde se aprecia un pico centrado alrededor de  $895\text{ MeV}/c^2$  que denota que es un buen corte ya que permite observar  $K^{*0}$ 's; el histograma de la derecha muestra los eventos que fueron rechazados por este corte, 536 482 eventos, que están conformados principalmente por background por lo que se consigue una buena limpieza del pico con este corte.

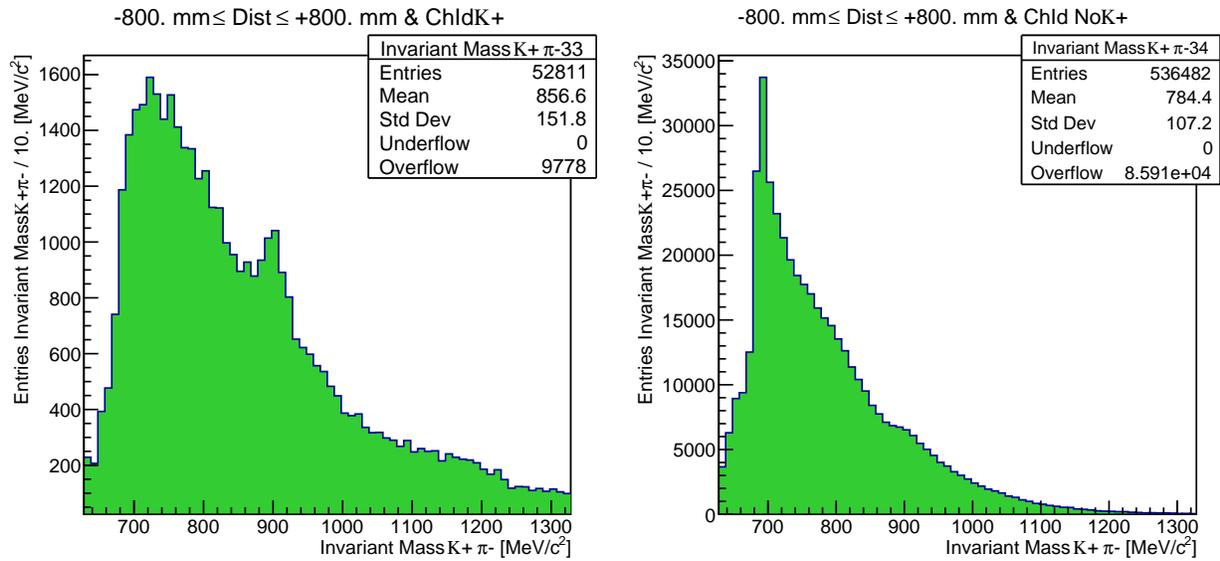


Figura 3.17: Corte en distancia del GTK3 al vértice de decaimiento desde  $-800\text{ mm}$  hasta  $800\text{ mm}$  y corte en identificación Cherenkov de  $K^+$  en eventos  $K^+\pi^-$

Por último, en la figura 3.18 se realiza un histograma que tiene efectuados los 3 cortes que mostraron viabilidad: un corte en la distancia del GTK3 al vértice de decaimiento desde  $-800\text{ mm}$  hasta  $800\text{ mm}$ , un corte en la identificación Cherenkov de  $K^+$  por parte del RICH y un corte en el haz de  $K^+$  por el KTAG.

El histograma de la figura 3.18 está hecho en 70 bins con una anchura de  $10\text{ MeV}/c^2$  desde  $628\text{ MeV}/c^2$  a  $1328\text{ MeV}/c^2$ , rango que permite una visualización correcta de los eventos en el pico alrededor de la masa del  $K^{*0}$ . Se buscó este rango en específico puesto que la masa umbral de las partículas  $K^+$  y  $\pi^-$  suman  $628.67\text{ MeV}/c^2$ , y así poder evitar eventos de menor masa; para el rango superior de masa se visualizó primeramente que los eventos posteriores a  $1328\text{ MeV}/c^2$  no mostraron picos prominentes, por lo tanto no son de relevancia para este estudio.

El histograma posee 9 459 eventos, con una media de 851 y una desviación estándar de 120.6, además no posee eventos *Underflow* y los eventos *Overflow* son 2 372 que, nuevamente, no poseen picos de interés para este estudio.

Este histograma, en contraste con el histograma de la figura 3.13, muestra claramente un pico de  $K^{*0}$  identificado en  $895\text{ MeV}/c^2$ , por lo que podemos concluir que los cortes empleados en el desarrollo de esta sección permiten la detección de la resonancia  $K^{*0}$ .

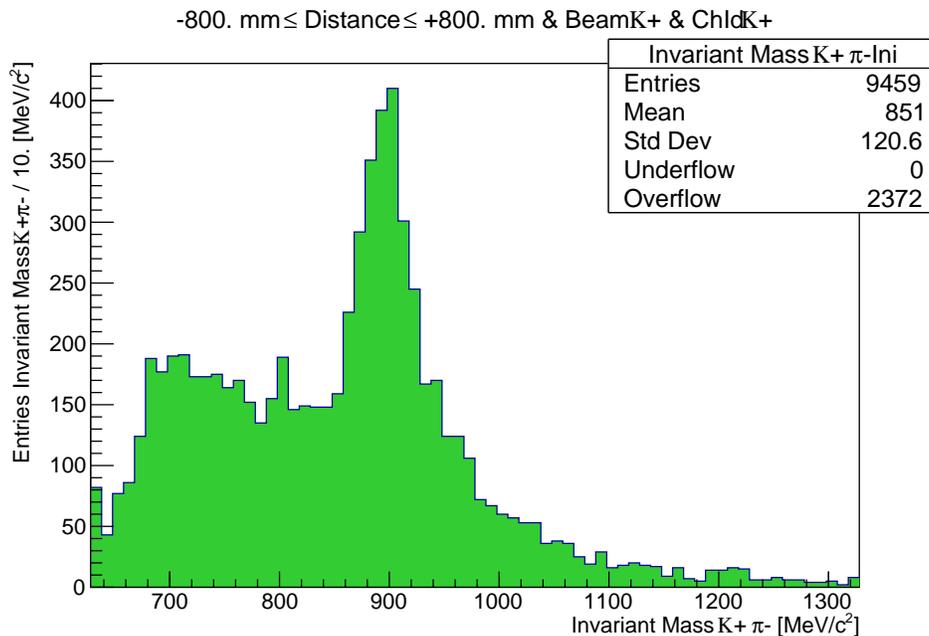


Figura 3.18: Eventos obtenidos con los tres cortes relevantes para este estudio: corte en distancia del GTK3 al vértice de decaimiento, corte en identificación Cherenkov de  $K^+$  del par  $K^+\pi^-$ , y corte en el haz de  $K^+$ .

### 3.1.4. Distribuciones en bins del momento total del par

Una variable importante para la física de la producción de resonancias es la variable de momento longitudinal, relacionada con la variable  $x$  de Feynman,  $x_F$ . Con motivo de un futuro análisis en esta variable, aquí presentaremos las distribuciones de masa para bins del momento total del par.

Para los eventos con los tres cortes de interés presentados, se realizaron histogramas para diferentes bins de la magnitud del momento del par, obteniendo la figura 3.19; estos histogramas muestran los eventos del par  $K^+\pi^-$  separados a partir de  $0 \text{ GeV}/c$  hasta  $75 \text{ GeV}/c$ , el máximo momento posible del par del vértice. Tienen como ancho de bin  $20 \text{ MeV}/c^2$  para una mayor claridad.

El primer histograma muestra los eventos con un corte desde  $0 \text{ GeV}/c$  hasta  $40 \text{ GeV}/c$ , rango que se eligió debido a que la cantidad de entradas de los histogramas es baja para todo el rango, en comparación de los otros bins que están agrupados cada  $5 \text{ GeV}/c$ . Los siguientes 3 histogramas muestran un pico centrado en  $950 \text{ MeV}/c^2$  que se va difuminando a medida que aumentamos el valor del momentum total del vértice, hasta que en los histogramas con

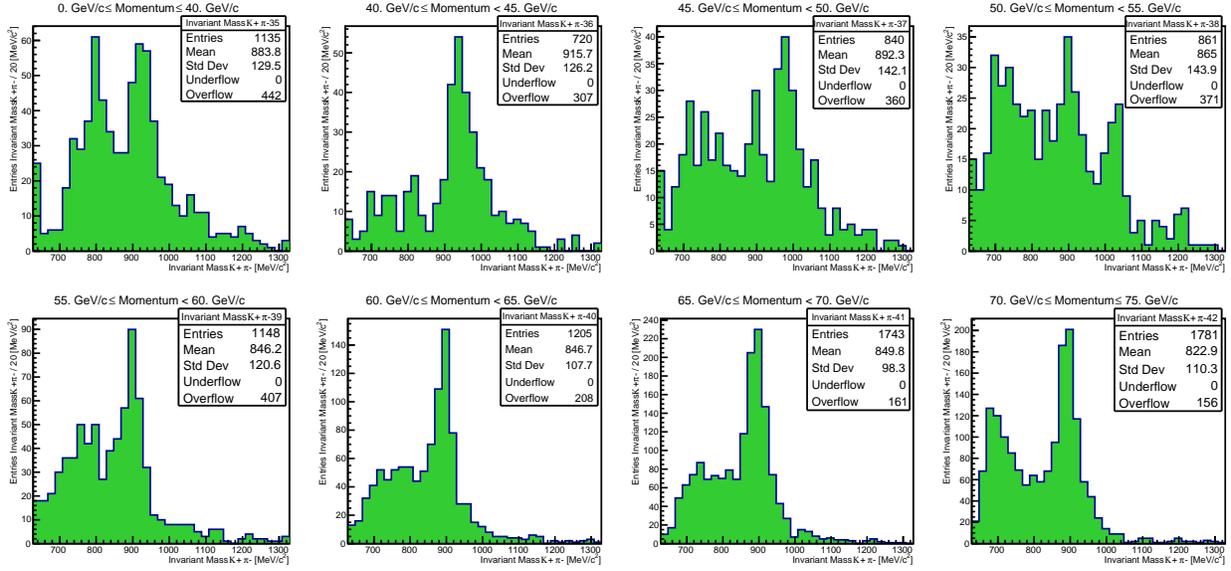


Figura 3.19: Histogramas con corte en momentum del par del vértice con identificación Cherenkov de  $K^+$  y haz de  $K^+$  en eventos  $K^+\pi^-$

el corte desde  $55 GeV/c$  a  $60 GeV/c$  en adelante se aprecia un pico en el valor de la masa del  $K^{*0}$ . Incluso, en la manera en que aparecen los histogramas en esta figura, podemos apreciar como para el bin de  $40 < P < 45 GeV/c$  y para el bin de  $60 < P < 65 GeV/c$ , debajo del anterior, los picos están en diferentes posiciones, siendo que el de momento total alto corresponde a la  $K^{*0}$ .

A partir de los histogramas de la figura 3.19 es factible obtener estudios que serán explicados en secciones siguientes.

### 3.2. Ajuste Breit-Wigner relativista

Ahora es conveniente recordar que la  $K^{*0}$  es una resonancia, así que en lo sucesivo estaremos tratando este aspecto. En primera instancia, tomaremos la figura 3.18, que muestra los eventos de  $K^+\pi^-$  con los cortes que permiten distinguir a la  $K^{*0}$ , y trataremos de ajustar una distribución de Breit-Wigner (BW) sobre un background polinomial a esta figura; una distribución BW relativista es una distribución de probabilidad continua utilizada para modelar resonancias en física de altas energías [26].

Al espectro de masa invariante de  $K^+\pi^-$  de la figura 3.18 se hizo un ajuste sobre el rango de

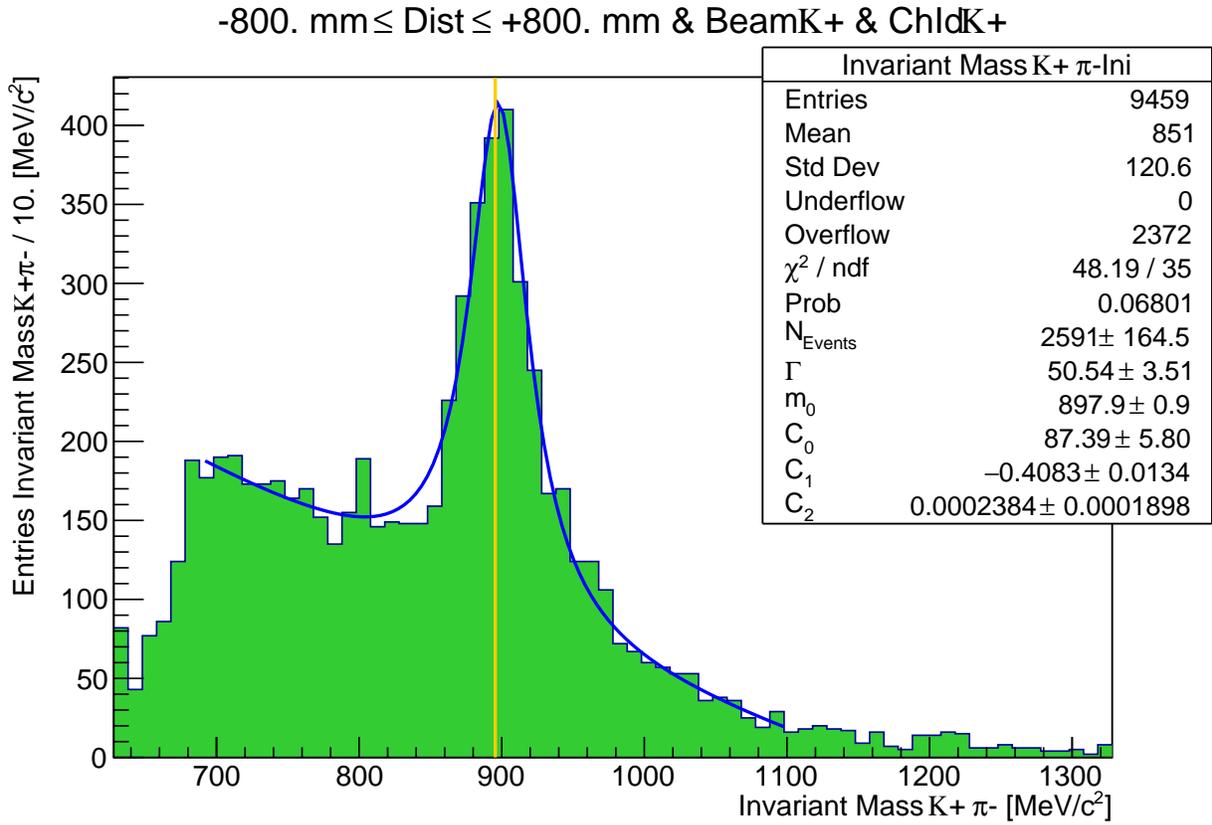


Figura 3.20: Ajuste de la distribución de eventos de  $K^+\pi^-$  con una BW relativista y un background de segundo orden.

690 a 1100  $MeV/c^2$  con una función BW relativista (válida para leptones y resonancias) [26] para describir el pico, y un polinomio de segundo orden para el background, obteniéndose el histograma de la figura 3.20. Para el ajuste se utilizó la siguiente función,

$$f(m) = \frac{k b N}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2} + C_0 + C_1 m + C_2 m^2, \quad (3.1)$$

en donde  $k = \frac{2\sqrt{2}m_0\Gamma\gamma}{\pi\sqrt{m_0^2+\gamma}}$  es una constante de normalización,  $\gamma = \sqrt{m_0^2 + \sqrt{m_0^2 + \Gamma^2}}$ ,  $b$  es la anchura del bin, y  $m$  es la variable. Los parámetros que obtenemos de este ajuste son  $N$ , el número de eventos, y las variables de la BW,  $m_0$ , el centro del pico, y  $\Gamma$ , la anchura de la BW. También obtenemos los coeficientes del polinomio que describe al background,  $C_i$ .

Como podemos ver en el histograma 3.20, el ajuste arroja una  $\chi^2/ndf = 48.19/35 = 1.38$ , este parámetro muestra un buen ajuste. También podemos ver que se obtienen  $2591 \pm 164.5$  eventos bajo la curva de la función BW, sin considerar el background. La anchura obtenida

tiene un valor de  $\Gamma = 50.54 \pm 3.51 \text{ MeV}/c^2$ , y el valor central del pico de la BW da el valor central de la masa de  $K^{*0}$ , de  $m_0 = 897.9 \pm 0.9 \text{ MeV}/c^2$ .

El parámetro de la anchura de la Breit-Wigner difiere de los últimos valores encontrados en el Progress of Theoretical and Experimental Physics (PTEP) del PDG [22]. Antes de comparar esos valores, tomaremos en cuenta que gracias a las facultades del experimento es posible realizar otros cortes, esperando que nos ayuden a limpiar de mejor manera el histograma y obtener valores de la masa y anchura BW de la  $K^{*0}$  con menos background, hechos que se desarrollan en las secciones posteriores.

### 3.2.1. Coincidencia temporal de las trayectorias del vértice

Los eventos que estamos estudiando consisten de un vértice neutro con dos trayectorias cargadas, por lo que debemos considerar que ambas partículas del decaimiento son producidas al mismo tiempo. El experimento cuenta con una variable de tiempo para cada trayectoria, el tiempo de un impacto en un pixel se reconstruye aplicando dos correcciones: la primera se obtiene comparando el tiempo de activación de GTK con otros detectores que proporcionan una sincronización precisa, como el CHOD o KTAG y la segunda se obtiene con una corrección de tiempo de vuelo (*time-walk*) que toma en cuenta las fluctuaciones de Landau de la señal.

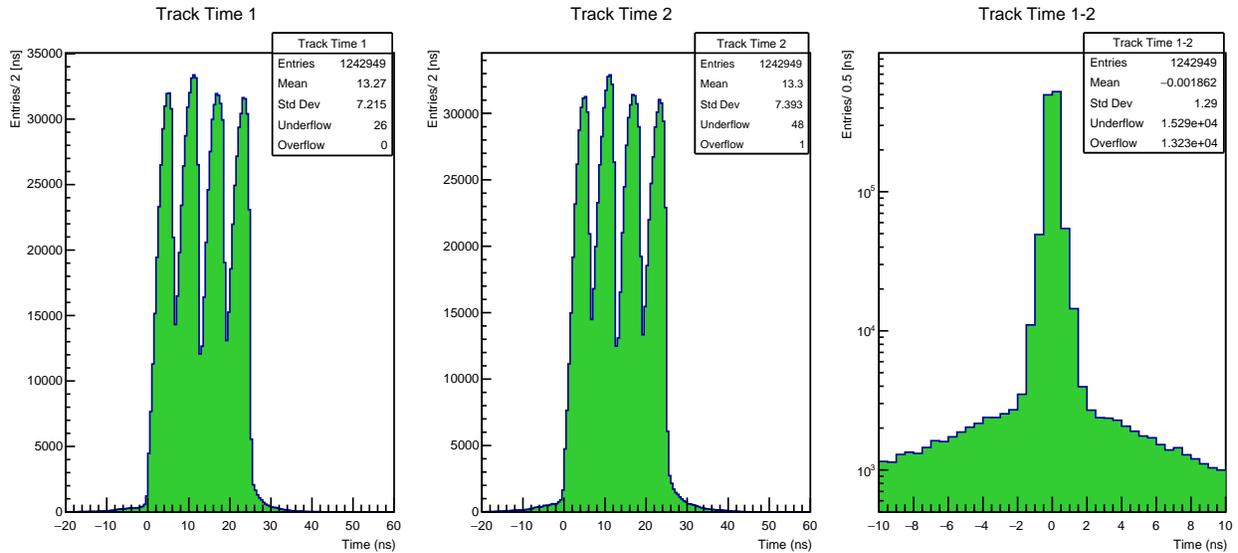


Figura 3.21: Estudio de coincidencia de tiempos para las dos trayectorias del vértice

En la figura 3.21, el histograma de la izquierda muestra el tiempo de detección de la primera partícula y el histograma del centro muestra el tiempo de detección de la segunda partícula, de acuerdo al arreglo de trayectorias en los datos de NA62, por lo que no es necesario hacer una distinción entre si el primer track es el  $K^+$  o el  $\pi^-$ , pues lo importante es la diferencia de tiempos.

El tercer histograma muestra la diferencia de tiempos entre ambos tracks, en donde se puede observar que un buen corte en la coincidencia de tiempos se da seleccionando  $|\Delta t| \leq 2 \text{ ns}$ . Los componentes del experimento no permiten un corte más preciso debido a las limitaciones en la detección del tiempo de los tracks, pero esa diferencia es de hecho bastante ajustada.

Añadiendo el corte de coincidencia de tiempos a los eventos del histograma 3.20, obtenemos el histograma de la izquierda en la figura 3.22.

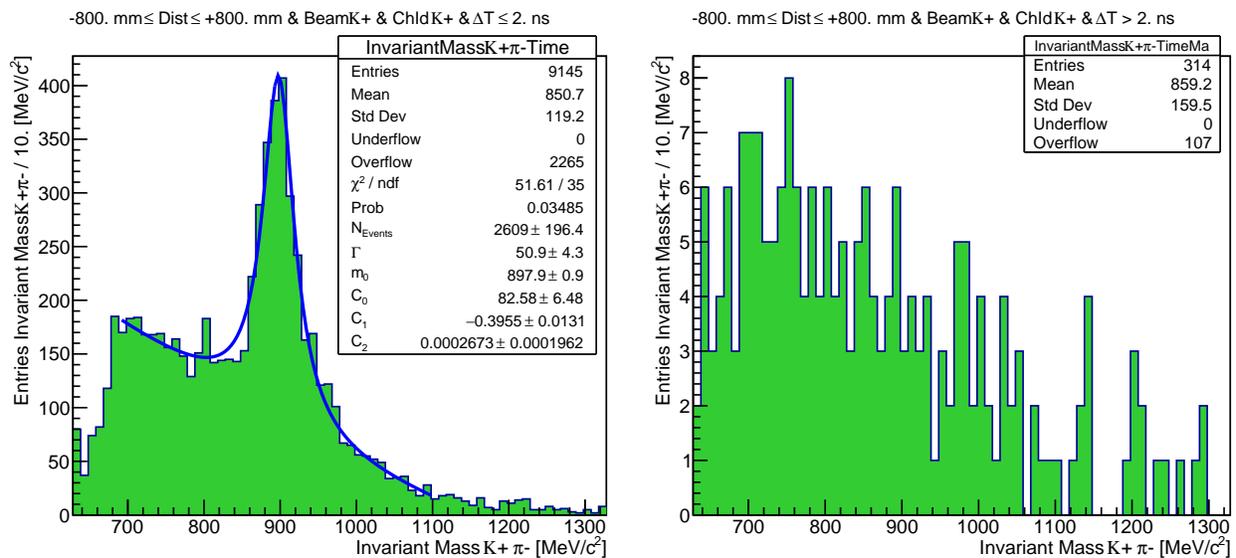


Figura 3.22: Corte en coincidencia de tiempos  $\leq 2 \text{ ns}$  del histograma de la figura 3.20 en eventos  $K^+\pi^-$

En el histograma de la izquierda en la figura 3.22 se obtienen 314 entradas menos que en el histograma de la figura 3.20, pero de ellos 107 están en la sección *Overflow* del histograma y solo se perdieron 18 eventos en el pico según el valor de  $N_{Events}$ . El valor de  $\chi^2/ndf$  aumentó a  $\sim 1.47$ , lo que implica que el ajuste fue más deficiente que sin este corte. El valor de la masa de  $K^{*0}$  no registra ningún cambio y la anchura BW aumentando en  $0.36 \text{ MeV}/c^2$ .

El histograma de la derecha muestra que los eventos que deseamos con este corte se dis-

tribuyen a lo largo del rango de masas, sin ninguna apariencia del pico de la BW, por lo que este corte es considerado óptimo y necesario para una mejor identificación del pico de  $K^{*0}$ .

### 3.2.2. Momento total de las partículas del vértice $\leq 75 \text{ GeV}/c$

Un corte que debiera ser evidente, es el del corte en el momento total del par de partículas del vértice, que de manera trivial considera el hecho de que las partículas no pueden tener un momento menor que  $0 \text{ GeV}/c$  ni mayor que  $75 \text{ GeV}/c$ , que es el momento del haz incidente de  $K^+$ .

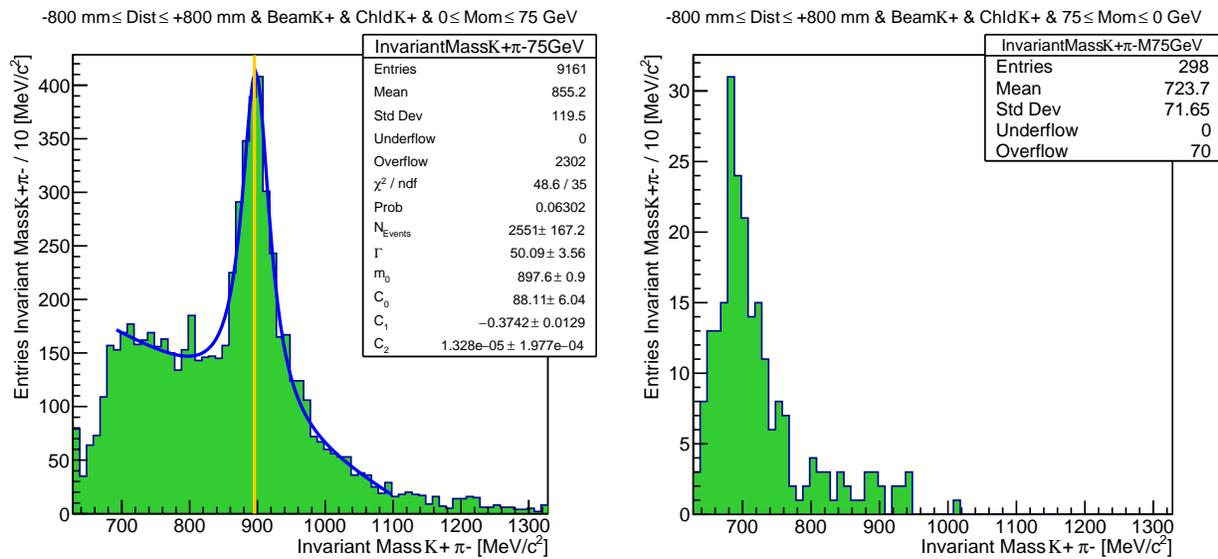


Figura 3.23: Corte en momentum del par mayor o igual a 0 y menor o igual a  $75 \text{ GeV}/c$  del histograma de la figura 3.18 en eventos  $K^+\pi^-$

El histograma de la izquierda de la figura 3.23 muestra los eventos del histograma de la figura 3.20 añadiendo el corte trivial del momento de las partículas del vértice mayor o igual a 0 y menor o igual a  $75 \text{ GeV}/c^2$ . Se obtiene 298 entradas menos, de las cuales 70 están en la sección *Overflow* del histograma y se perdieron 40 eventos en el pico según el valor de  $N_{Events}$ . El valor de  $\chi^2/ndf$  aumentó a  $\sim 1.39$ , lo que implica que el ajuste fue ligeramente más deficiente que sin este corte. El valor de la masa de  $K^{*0}$  cambió ligeramente disminuyendo en  $0.3 \text{ MeV}/c^2$  y la anchura BW disminuyendo en  $0.45 \text{ MeV}/c^2$ .

El histograma de la derecha muestra que los eventos que desechamos con este corte se distribuyen a bajas masas cercanas al umbral, sin ninguna mención en el pico de  $K^{*0}$ .

Añadiendo los cortes de coincidencia de tiempos y momento de las partículas del vértice, se obtiene el histograma de la figura 3.24.

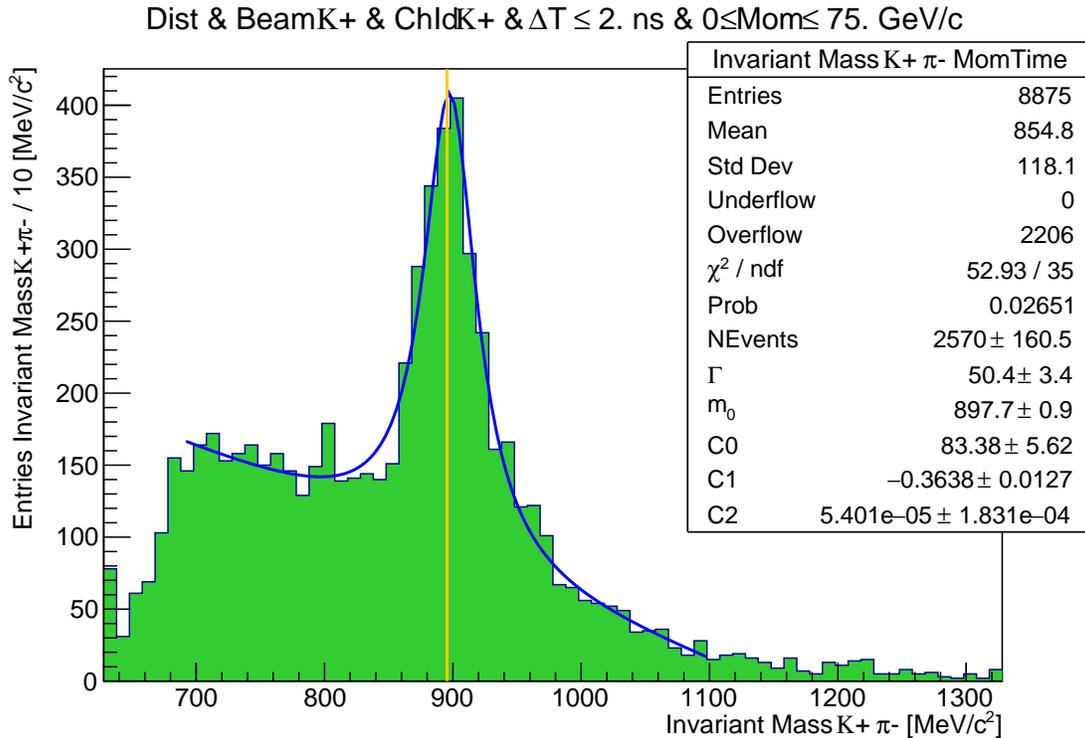


Figura 3.24: Corte en coincidencia de tiempos  $\leq 2 \text{ ns}$  y momentum del par del histograma de la figura 3.18 en eventos  $K^+\pi^-$

El histograma de la figura 3.24 muestra los eventos del histograma de la figura 3.20 añadiendo el corte trivial del momento de las partículas del vértice mayor o igual a 0 y menor o igual a  $75 \text{ GeV}/c$ , además del corte en coincidencia de tiempos a  $\pm 2 \text{ ns}$ . Se obtiene 584 entradas menos, de las cuales 166 están en la sección *Overflow* del histograma y se perdieron 21 eventos en el pico según el valor de  $N_{Events}$ . El valor de  $\chi^2/\text{ndf}$  aumentó a  $\sim 1.51$ , lo que implica que el ajuste fue ligeramente más deficiente que sin ambos cortes. El valor de la masa de  $K^{*0}$  cambió ligeramente disminuyendo en  $0.2 \text{ MeV}/c^2$  y la anchura BW disminuyendo en  $0.14 \text{ MeV}/c^2$ .

### 3.2.3. Variable $x_F$

La variable  $x$  de Feynman ( $x_F$ ) [27] en unidades absolutas, puede ser definida como el momento longitudinal de las partículas del vértice, en la dirección del haz,  $p_\ell = p_{1z} + p_{2z}$ , en

proporción al momento longitudinal total disponible  $W$ . Para este experimento, el valor de  $W$  es el momento máximo proporcionado por el haz,  $75 \text{ GeV}/c$ , menos la masa en reposo de las partículas asociadas al vértice,  $m_K + m_\pi = 633.247 \text{ MeV}/c$ ,

$$x_F = \frac{p_\ell}{W} = \frac{p_\ell}{74366.753 \text{ MeV}/c}. \quad (3.2)$$

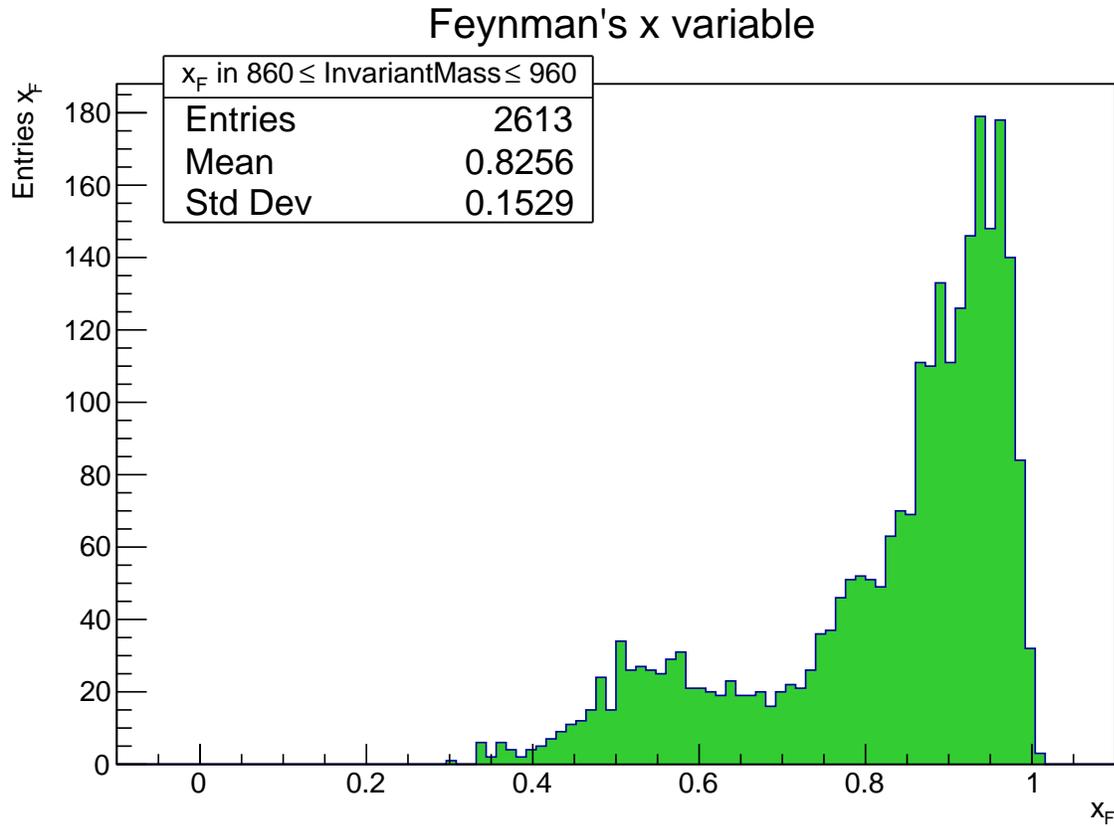


Figura 3.25:  $x_F$  con los eventos del pico ( $860$  a  $960 \text{ MeV}/c^2$ ) del histograma de la figura 3.24.

La figura 3.25 muestra la variable  $x$  de Feynman en los eventos del pico de la figura 3.24 entre los valores de masa de  $860 \text{ MeV}/c^2$  y  $960 \text{ MeV}/c^2$ . La distribución obtenida muestra dos regiones separadas: la primera entre  $0.3$  y  $0.67$ , con un máximo en  $0.52$ , y una distribución creciente a partir de donde termina la primera hasta  $1$ . Debido a que pensamos que la  $K^{*0}$  es una resonancia producida por el haz de  $K^+$ , esperamos que la segunda distribución sea mayormente poblada por eventos de  $K^{*0}$ , y que posiblemente el primer pico de eventos que poseen un valor de  $x_F < 0.67$ , sea solo background.

Para verificar esto se hizo el histograma de la figura 3.26, que muestra los eventos del histo-

grama de la figura 3.24 con el corte adicional de tener un valor de  $x_F < 0.67$ .

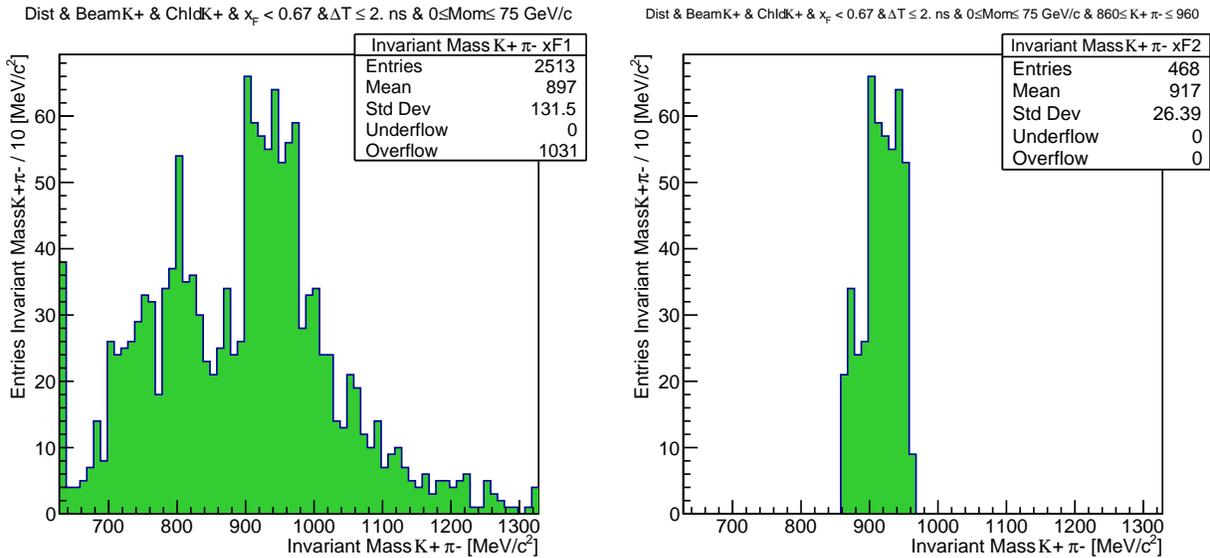


Figura 3.26: Corte en coincidencia de tiempos menor o igual a  $2 \text{ ns}$ , momentum total menor o igual a  $75 \text{ GeV}/c$  y  $x_F < 0.67$  del histograma de la figura 3.18 en eventos  $K^+\pi^-$  y el histograma solo para eventos del pico entre  $860 \text{ MeV}/c^2$  y  $960 \text{ MeV}/c^2$

El histograma de la izquierda de la figura 3.26 muestra 2 513 entradas, distribuidas de forma semejante al polinomio de grado 2 que se identifica en el background de la figura 3.18, con 1 031 eventos en *Overflow*. Al analizar el histograma no se aprecia un pico en la masa del  $K^{*0}$  y los eventos alrededor de 950 asemejan a los eventos que se identificaron como background en el histograma de la figura 3.11, por lo que podemos concluir que no son eventos influyentes en la detección de los  $K^{*0}$  y pueden ser eliminados de nuestro análisis principal. Los eventos mostrados en el histograma de la figura 3.26 pueden ser analizados a mayor profundidad asignando masas diferentes a las trayectorias del vértice neutro, esto se desarrollará en la siguiente subsección. El análisis de la producción del background por parte del experimento es importante puesto que permite identificar las interacciones remanentes del experimento que no interesan en este análisis de tipo inclusivo.

El histograma de la figura 3.27 muestra los eventos del histograma de la figura 3.20 añadiendo el corte  $x_F \geq 0.67$ . Se obtiene 2 620 entradas menos, de las cuales 1 072 están en la sección *Overflow* del histograma y se perdieron 131 eventos en el pico según el valor de  $N_{Events}$ . El valor de  $\chi^2/ndf$  disminuyó a  $\sim 0.97$ , lo que implica que el ajuste fue más eficiente. El valor de la masa de  $K^{*0}$  cambió disminuyendo en  $3.6 \text{ MeV}/c^2$  y la anchura BW disminuyendo en

2.97 MeV/c<sup>2</sup>.

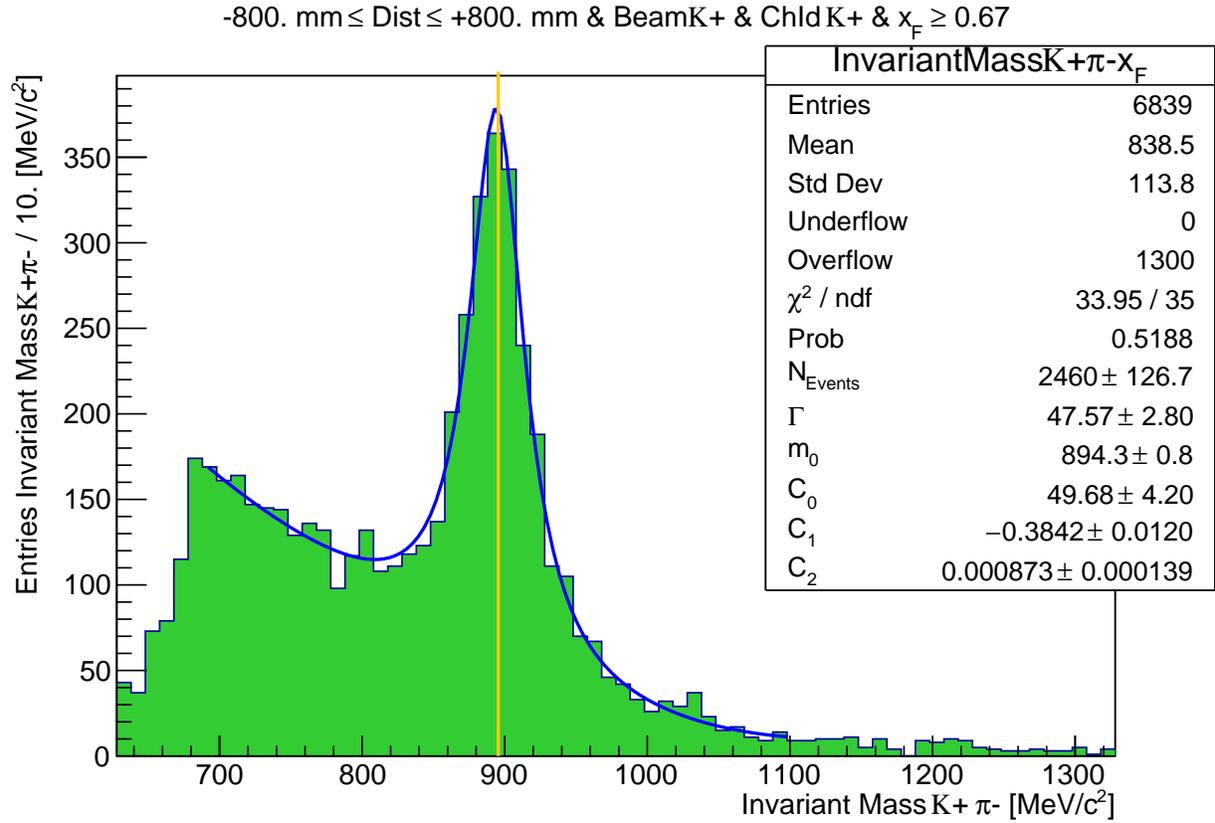


Figura 3.27: Corte en  $x_F \geq 0.67$  del histograma de la figura 3.18 en eventos  $K^+\pi^-$ .

Los histogramas de las figuras 3.22, 3.23 y 3.27, muestran los cortes de esta sección por separado, cada corte modifica el número de entradas, los valores de masa y ancho de BW de la  $K^{*0}$ . Los cortes descritos en estas subsecciones son triviales a excepción del corte en  $x_F$ , juntandolos se puede obtener la mejor forma de organizar los eventos de la masa invariante de  $K^+\pi^-$  para detectar las partículas  $K^{*0}$ .

### 3.3. Ajuste final a los eventos seleccionados

Una vez realizados los estudios de las secciones anteriores, la figura 3.28 muestra la distribución de eventos con todos los cortes descritos:

- Se buscaron eventos con un haz de  $K^+$ , que tuviera al menos un vértice secundario, con dos partículas neutras, llamando a la positiva  $K^+$  y a la negativa  $\pi^-$ .

- Se pidió que el RICH identificara a la partícula positiva como un kaón.
- Se pidió que la distancia del decaimiento, en la dirección  $z$  del eje del haz, estuviera a  $\pm 800 \text{ mm}$  de la posición nominal del módulo GTK3.
- Se pidió que las dos trayectorias tuvieran una coincidencia temporal de  $\pm 2 \text{ ns}$ .
- Se pidió que el momento total del par no excediera el momento del haz, de  $75 \text{ GeV}/c$ .
- Se seleccionaron eventos que tuvieran un valor de  $x_F \geq 0.67$ .

Dist & BeamK+ & ChIdK+ &  $x_F \geq 0.67$  &  $\Delta T \leq 2. \text{ ns}$  &  $0 \leq \text{Mom} \leq 75. \text{ GeV}/c$  (Relativistic B-W)

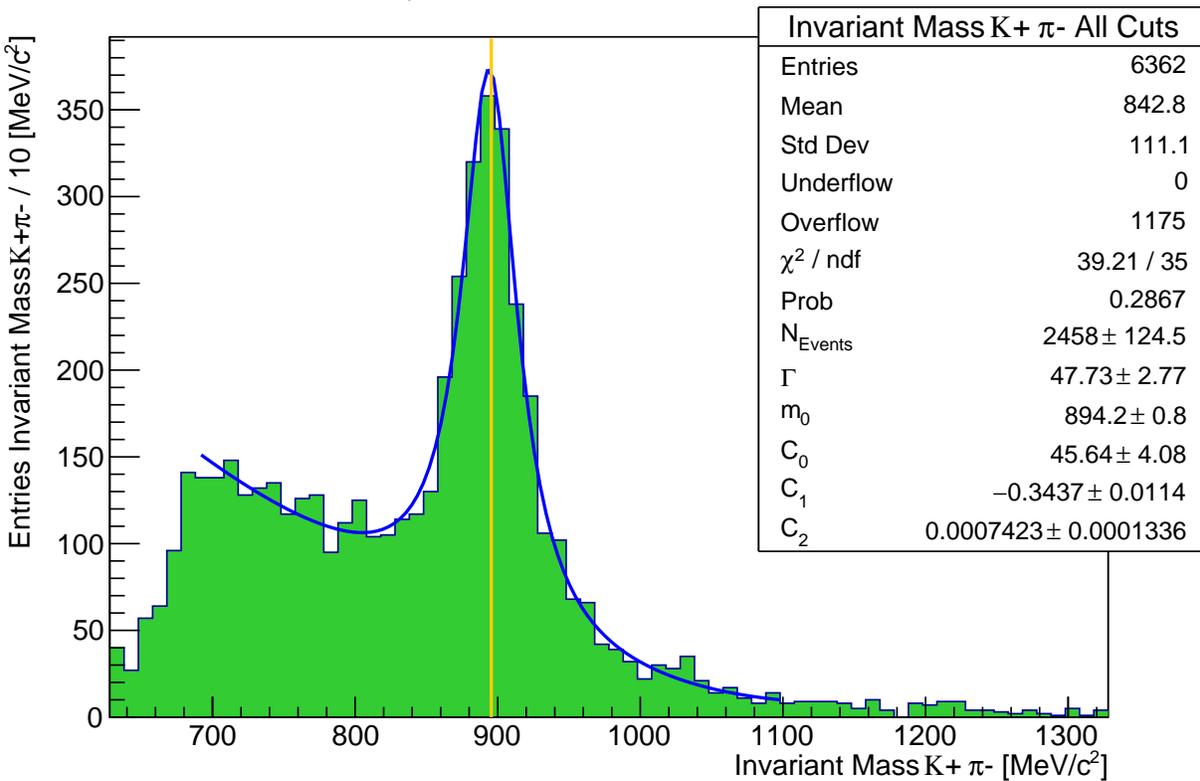


Figura 3.28: Corte en coincidencia de tiempos  $\leq 2 \text{ ns}$ , corte en momentum del par del vértice  $\leq 75 \text{ GeV}$  y  $x_F \geq 0.67$  del histograma de la figura 3.18 en eventos  $K^+\pi^-$ .

El histograma de la figura 3.28 contiene 6362, con un *Overflow* de 1175 eventos.

Haciendo un ajuste según la función 3.1, encontramos que se tienen  $2458 \pm 124.5$  eventos en una función BW relativista, con un valor de  $\chi^2/\text{ndf} = 1.12$ , lo que implica que el ajuste fue mucho más eficiente que cuando no se usaron todos estos cortes juntos.

La masa de la  $K^{*0}$  obtenida tras todos los cortes, y el valor ajustado por el PDG [22] son:

$$m_0 = 894.2 \pm 0.8 \text{ MeV}/c^2, \quad m_{0PDG} = 895.55 \pm 0.20 \text{ MeV}/c^2. \quad (3.3)$$

Podemos ver que la diferencia de valores está por arriba de un sigma del valor reportado, pero son consistentes.

La anchura de Breit-Wigner de la  $K^{*0}$  obtenida tras todos los cortes y el valor dado por el PDG [22] son:

$$\Gamma = 47.73 \pm 2.77 \text{ MeV}/c^2, \quad \Gamma_{PDG} = 47.3 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2. \quad (3.4)$$

Ambos valores son consistentes dentro de los errores obtenidos.

### 3.4. Otros estudios con los eventos seleccionados

Nuestro objetivo principal era estudiar la producción de  $K^{*0}$  en NA62, usando un haz de  $K^+$ , y como blanco fijo al módulo GTK3, lo cual hemos logrado, encontrando los parámetros de BW para los eventos seleccionados.

Aún así, podemos llevar a cabo más estudios para ver si podemos identificar otras características de los eventos seleccionados.

#### 3.4.1. Análisis del background con otras masas

Una posible fuente de background en nuestros eventos pueden ser las reflexiones de otras partículas o resonancias en los datos seleccionados. Para checar si ese es el caso, en la figura 3.29 mostramos histogramas en los cuales hemos cambiado las definiciones de las masas de las partículas positiva y negativa de nuestros eventos, para ver si podemos identificar algo extra en los datos.

Se realizaron con los eventos del histograma de la figura 3.26 (asignando masas de *Protón*, *Antiprotón*,  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ).

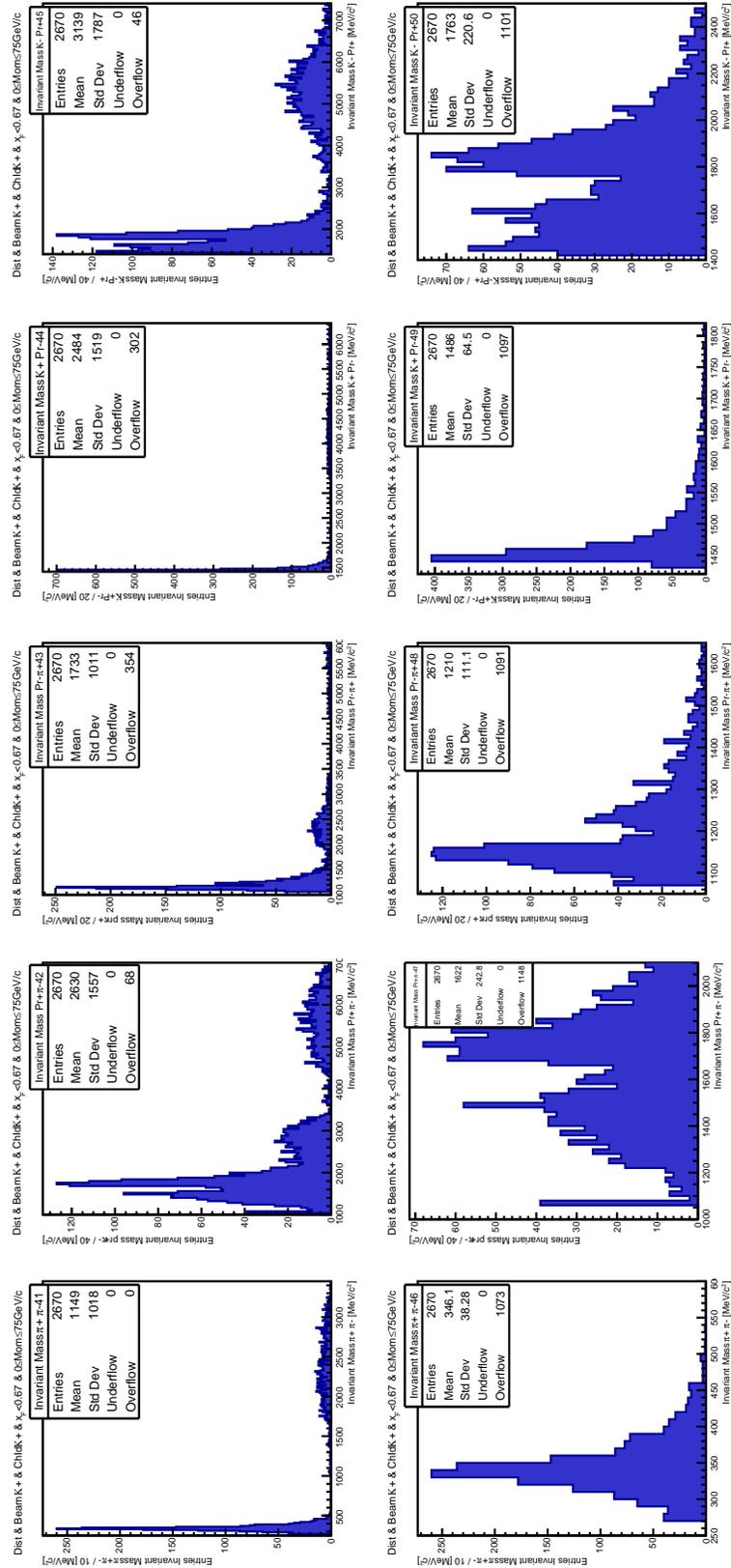


Figura 3.29: Histogramas de las masas invariantes asignadas a los eventos del histograma de la figura 3.26.

Las combinaciones seleccionadas para este análisis fueron:  $\pi^+\pi^-$ ,  $Pr^+\pi^-$ ,  $Pr^-\pi^+$ ,  $K^+Pr^-$  y  $K^-Pr^+$ , respectivamente.

Los histogramas del lado superior contienen todos los datos seleccionados, y los del lado inferior tienen un rango restringido a masas bajas, donde esperamos posibles reflexiones.

Como podemos ver, aunque se ven algunos picos aparentes, en ningún caso se observan picos de partículas o resonancias conocidas, por lo que creemos que básicamente los eventos que seleccionamos tienen un background sin estructura, a excepción del primer par de partículas,  $\pi^+\pi^-$ , que muestra la forma de decaimiento exponencial negativo porque se reconoce la masa del umbral.

### 3.5. Resolución de la posición del módulo GTK3

Uno de los cortes usados fue el de  $-800 < Distance < 800 \text{ mm}$ . La razón por la que este corte fue elegido de esta manera es que la resolución de la posición en  $z$  del GTK3 se ve afectada porque este módulo, siendo muy delgado, tiene una forma rectangular en el plano transversal a esa dirección, lo que afecta su resolución, como puede verse en la diagrama 3.30 (no a escala).

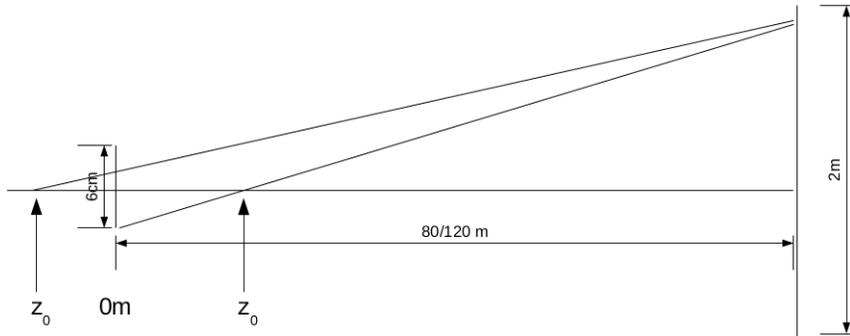


Figura 3.30: Vista del GTK3 desde los STRAW's

Para investigar la resolución de la posición del GTK3 en los datos seleccionados, en los histogramas de la figura 3.28 hemos separado estos en bins de distancia de 200 en 200  $mm$ , desde  $-800 \text{ mm}$  hasta  $800 \text{ mm}$  de distancia entre el vértice de decaimiento y el GTK3.

Se muestran ocho histogramas con un ajuste con la función 3.1 para obtener el número de eventos en la BW a través del parámetro  $N_{Events}$  de cada histograma.

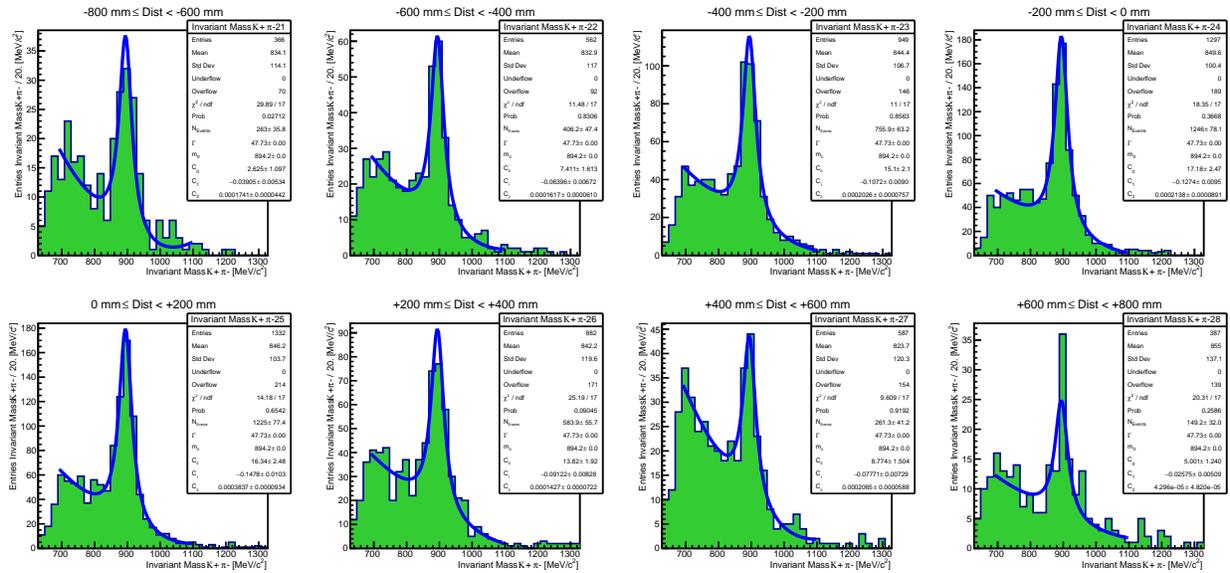


Figura 3.31: Histogramas en bins de distancia desde el vértice de decaimiento al GTK 3, en eventos del histograma de la figura 3.28 de  $200. \text{ mm}$  en  $200. \text{ mm}$

En todos los histogramas se fijaron los parámetros de la BW en los valores  $m_0 = 894.2 \text{ MeV}/c^2$  y  $\Gamma = 47.73 \text{ MeV}/c^2$ , para que el ajuste considere la misma forma de BW en todos los casos.

Con el número de los  $K^*0$ 's con respecto a la distancia podemos obtener la gráfica de la figura 3.32, que muestra el número de  $K^*0$ 's contra la distancia; las líneas amarillas horizontales muestran la anchura del bin, de  $200 \text{ mm}$ , y el centro de esta muestra un punto rojo con una barra de error de color azul.

Con un ajuste gaussiano a la gráfica de la figura 3.32 es posible determinar la resolución del GTK3: la posición media se encuentra un poco corrida a la izquierda de la posición 0, usada como referencia en la variable distancia, en  $-47 \text{ mm}$ , y la anchura de la gaussiana es de  $333.5 \text{ mm}$ .

Los STRAW's detectan las direcciones y momentos de las partículas resultantes de los decaimientos, pero debido a que estos detectores se encuentran a más de  $100 \text{ m}$  del GTK3, y poseen una longitud transversal a la dirección del haz que no es despreciable, detectan dónde se ha creado el vértice en la dirección  $z$  del haz entre  $-800 \text{ mm}$  a  $+800 \text{ mm}$  por efectos geométricos, tal como muestra la figura 3.30, a pesar que la anchura real del GTK3 sea de solo unos cientos de micrómetros [12].

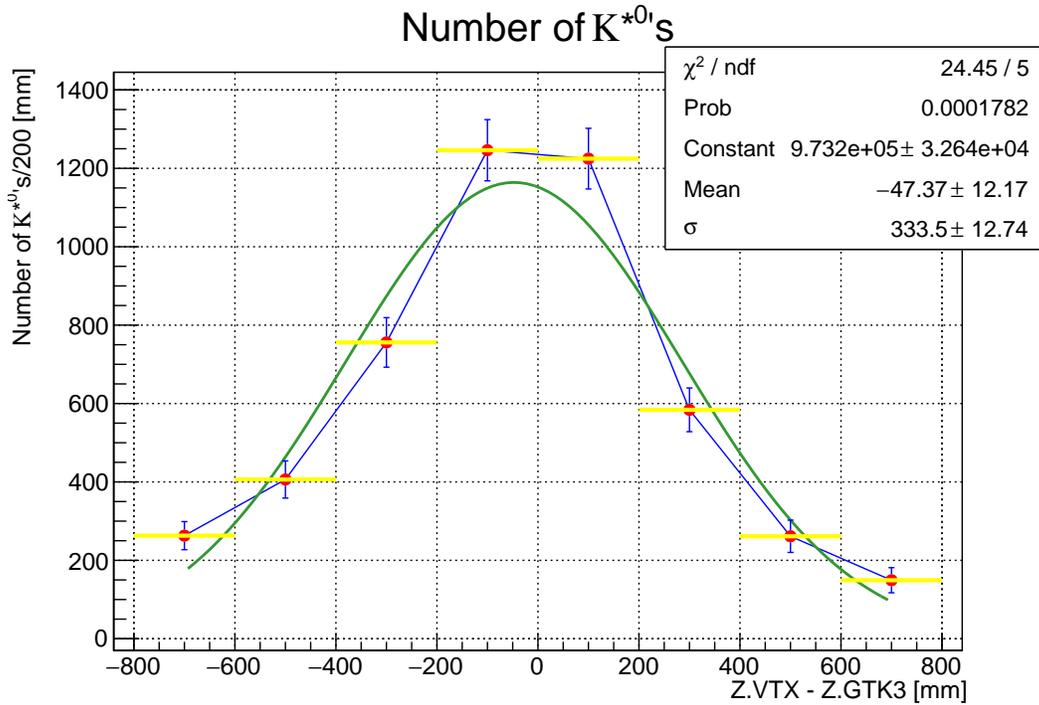


Figura 3.32: Número de  $K^{*0}$ 's con respecto a la distancia entre el vértice y el GTK3

### 3.6. Bines de momentum

A partir de los eventos del histograma de la figura 3.28 podemos separar los datos en bins de momentum de  $5 \text{ GeV}/c$ , desde  $45$  hasta  $75 \text{ GeV}/c$ , obteniendo la figura 3.33:

Este estudio está en proceso: la idea es hacer un estudio de la producción (número de eventos) de  $K^{*0}$ , en términos de la variable  $x_F$ , porque ese estudio permite entender si la producción es o no elástica. Considerando los eventos con  $x_F \geq 0.67$ , tendremos que:  $0.67 \times 74\,366.753 \text{ MeV}/c \simeq 50 \text{ GeV}/c$ . Por esto, solo consideramos eventos con momento desde  $50 \text{ GeV}/c$  para obtener la gráfica de la figura 3.34.

Esta gráfica tiene que ser corregida con los valores obtenidos con eventos de Monte Carlo, que ya tenemos, para obtener la forma correcta de la distribución producida, y así poder comparar con modelos teóricos.

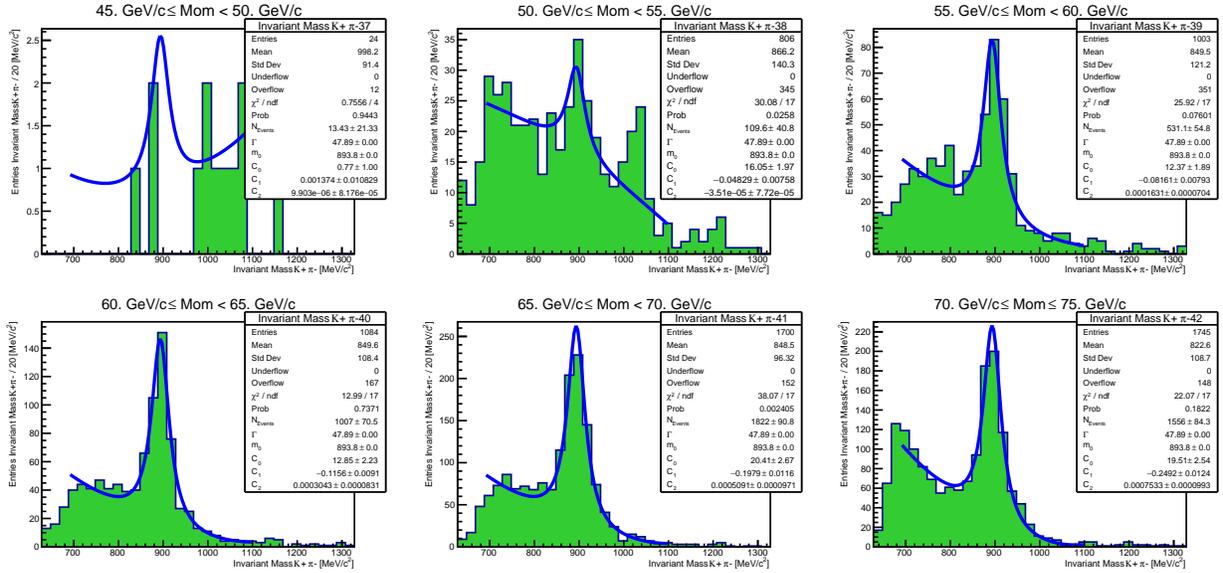


Figura 3.33: Histogramas con corte en momentum del par del vértice en eventos del histograma de la figura 3.28

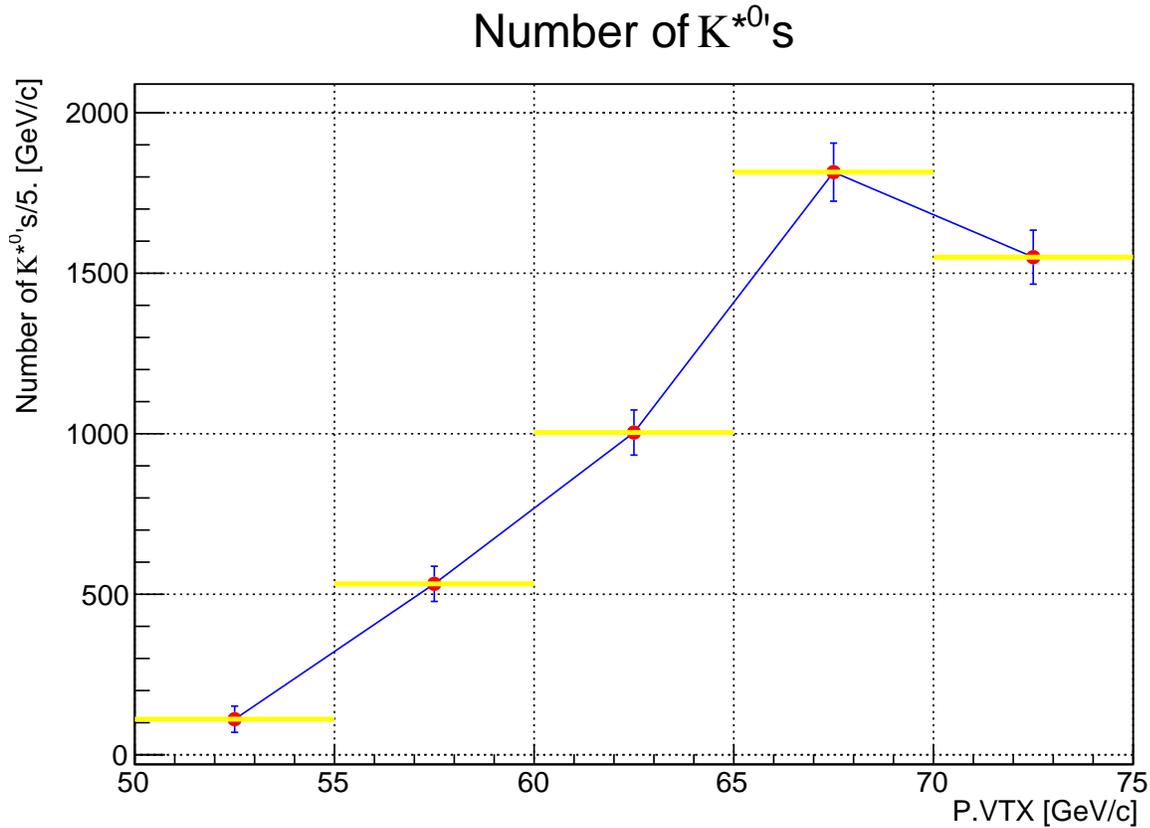


Figura 3.34: Número de  $K^{*0}$ s con respecto al momentum total del par del vértice

---

# Capítulo 4

## RESULTADOS Y CONCLUSIONES

1. El experimento CERN-NA62 tiene como objetivo principal el estudio del decaimiento (1.7), y por lo tanto todos sus detectores están diseñados para apoyar este propósito. Para producir los kaones positivos, el blanco propiamente dicho del experimento es la barra de berilio en donde se produce un haz secundario de kaones, piones y protones positivos a  $75 \text{ GeV}/c$ .
2. A pesar de que NA62 no tiene como objetivo principal la producción de partículas usando el haz de  $75 \text{ GeV}/c$ , nosotros hemos propuesto el usar al módulo GTK3 como blanco fijo para el haz secundario.
3. Bajo esta hipótesis hemos podido comprobar que si el haz secundario incide sobre el GTK3 como blanco fijo, podemos verificar la producción de  $K_S^0$ 's y de  $K^{*0}$ 's, para lo cual hemos necesitado estudiar los cortes necesarios para poder distinguir a estas partículas, principalmente a las segundas.
4. Observamos que la distribución de masas para los pares  $K^+\pi^-$  presentan un pico que puede ser ajustado con una Breit-Wigner relativista, con parámetros:

$$m_0 = 894.2 \pm 0.8 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{y} \quad \Gamma = 47.73 \pm 2.77 \text{ MeV}/c^2.$$

5. Estos valores coinciden con los promedios ajustados por el Particle Data Group (PDG) [22], de:

$$m_{0,PDG} = 895.55 \pm 0.20 \text{ MeV}/c^2 \quad \text{y} \quad \Gamma_{PDG} = 47.3 \pm 0.5 \text{ MeV}/c^2,$$

dentro de los errores señalados, debido principalmente a la cantidad de eventos detec-

tados por el experimento, siendo solo  $2458 \pm 124.5 K^{*0}$ 's.

6. Finalmente, concluimos que el módulo GTK3 del experimento NA62, puede ser utilizado como blanco para el haz de  $K^+$  o de  $\pi^+$  de  $75 GeV/c$ , lo que permitirá hacer un estudio de la producción de diferentes partículas o resonancias con dos haces distintos.

## **CONTRIBUCIONES DIRECTAS DEL AUTOR**

Este trabajo fue realizado con datos del experimento CERN-NA62. El autor no ha participado en las corridas del experimento en las cuales fueron obtenidos estos datos.

La preselección de datos fue realizada por el Dr. Jürgen Engelfried, quien también ha proporcionado el programa inicial para la lectura de los eventos.

El autor ha contribuido con los programas, subrutinas y análisis necesarios para llevar a cabo la investigación descrita, bajo supervisión de los doctores Marco Reyes y Jürgen Engelfried.

---

## Bibliografía

- [1] Victor F. Hess – Biographical. NobelPrize.org Nobel Prize Outreach AB 2021. Tue. 28 Sep 2021. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1936/hess/biographical/>
- [2] C.T.R. Wilson – Biographical. NobelPrize.org Nobel Prize Outreach AB 2021. Tue. 28 Sep 2021. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1927/wilson/biographical/>
- [3] Ernest O. L. & Livingston M. S.. (1932, April). The Production of High Speed Light Ions Without the Use of High Voltages. American Physical Society, 40, 19.
- [4] Rochester, G., Butler, C. Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles. Nature 160, 855–857 (1947). <https://doi.org/10.1038/160855a0>
- [5] CERN. (2021). Clifford Butler and George Rochester discover the kaon, first strange particle. September, 2021, de CERN Sitio web <https://timeline.web.cern.ch/clifford-butler-and-george-rochester-discover-kaon-first-strange-particle>
- [6] Taku Yamanaka. (2019, November 7). Detection of a Strange Particle. *Nature*, 575, 36-38. 1947, De Nature Base de datos.
- [7] Robert P. Crease. (2011). Abraham Pais: A biographical memoir by Robert Crease. *National Academy of Sciences*, 19-22.
- [8] CERN. (2021). The Large Hadron Collider. September, 29, de CERN Sitio web: <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>
- [9] E. Cortina Gil et al 2017 JINST 12 P05025
- [10] Francesco Gonnella. (2021). NA62 shifter training instructions. July 23, 2021, de CERN Sitio web: <https://na62st.web.cern.ch/na62st/2021/PDF/1-Intro.pdf>

- [11] CERN. (2021). Experiment NA62. September 30, de CERN Sitio web: <https://home.cern/science/experiments/na62>
- [12] NA62-EP Department Webmaster. (2007). The Aim of NA62 (Kaon Factory). September, 20, de CERN Sitio web: <https://na62.web.cern.ch/Home/Aim.html>
- [13] Buras, Andrzej & Buttazzo, Dario & Girschbach, Jennifer & Knecht, Robert. (2015).  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  and  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  in the Standard Model: Status and Perspectives.
- [14] CERN. (2021). NA62 sees first significant evidence of rare process. September, 30, de CERN Sitio web: <https://home.cern/news/news/physics/na62-sees-first-significant-evidence-rare-process>
- [15] L. Federici, G. Aglieri Rinella, D. Alvarez Feito, R. Arcidiacono, C. Biino, et al.. The Gigatracker, the silicon beam tracker for the NA62 experiment at CERN. 15th Vienna Conference on Instrumentation, Feb 2019, Vienna, Austria. pp.162127.
- [16] NA62-EP Department Webmaster. (2007). The NA62 Detector. September, 20, de CERN Sitio web: <https://na62.web.cern.ch/Home/NA62Detector.html>
- [17] Povh, Bogdan et. al.. (2008). Particle Production in  $e^+e^-$  Collisions-Resonances. En *Particles and Nuclei* (119). Germany: Springer.
- [18] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch, & R. Turlay. (1964, July 27). Evidence for the decay of the  $2p$  decay of the  $K_0$  Meson. *Physical Review Letters*, 13, 138 - 140.
- [19] NA48 Collaboration, V. Fanti. et. al. (1999, October 21). A new measurement of direct CP violation in two pion decays of the neutral kaon. *Physics Letters B*, 465, 335-348.
- [20] Wikipedia. (2022). Eightfold way (physics). January, de Wikipedia Sitio web: [https://en.wikipedia.org/wiki/Eightfold\\_way\\_\(physics\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Eightfold_way_(physics))
- [21] Steven Weinberg. (1995). Scattering Theory. En *The Quantum Theory of Fields: Foundations*(159). University of Texas: *Cambridge University Press*.
- [22] P.A. Zyla et al. (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2020, 083C01 (2020).
- [23] B. Janssen, *La invariancia de la masa en Relatividad Especial*, Universidad de Granada (2012).

- [24] Ruiz Jimeno, A. (2019). Presente, pasado y futuro de los aceleradores de partículas (Parte 1). October, 31, de Universidad de Cantabria Sitio web: <https://www.dciencia.es/presente-pasado-y-futuro-de-los-aceleradores-de-particulas-parte-1/>
- [25] ROOT: Data Analysis Framework. (2021). ROOT Manual. Noviembre, de CERN Sitio web: <https://root.cern/manual/>
- [26] Wikipedia. (2019). Distribucion de Breit-Wigner relativista. September, de Wikipedia Sitio web: [https://en.wikipedia.org/wiki/Relativistic\\_Breit-Wigner\\_distribution](https://en.wikipedia.org/wiki/Relativistic_Breit-Wigner_distribution)
- [27] Feynman, R. P.. (1969, December 15). Very-High Energy Collisions of Hadrons. *Physical Review Letters*, 23, 1415-1417