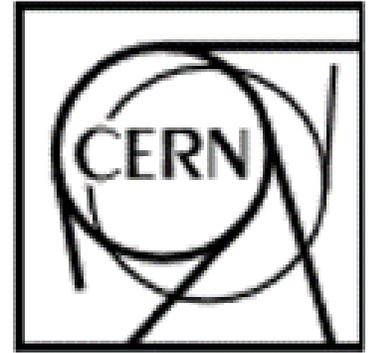




# Tercer Congreso de la Red Mexicana Científica y Tecnológica para ALICE-LHC (Red ALICE)



**Producción de  $K^*$   
y  $\phi$  en colisiones p-Pb a  $\sqrt{SNN} = 5.02$  TeV**



**Talhía Gallegos Medina  
Dr. Antonio Ortiz Velásquez**

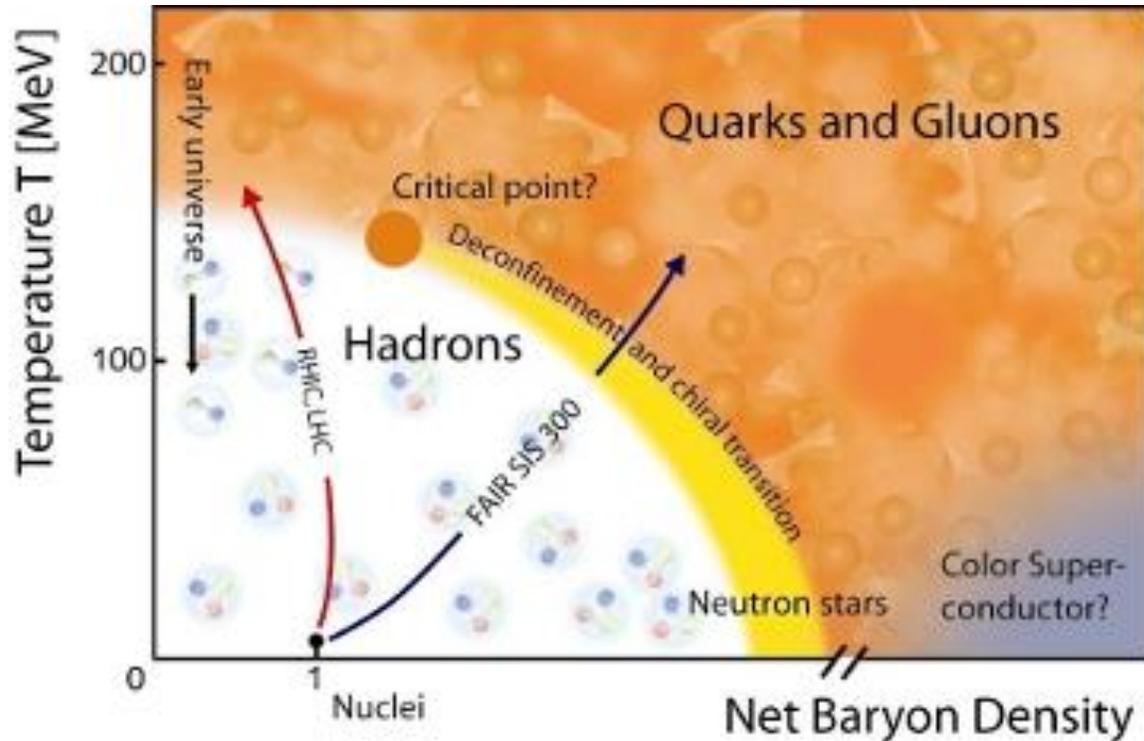


**21-23 de Octubre, Talxcala, Talxacala.**

# Contenido

- Motivación
- Introducción
- Experimento ALICE
- Detectores relevantes: TPC y TOF
- Análisis de datos
- Resultados
- Conclusiones

# Motivación: Estudiar el Plasma de Quarks y Gluones: QGP

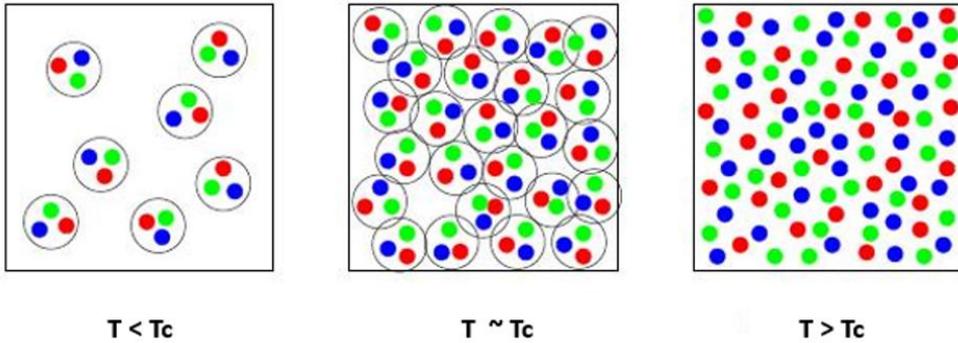


La teoría predice que cuando la materia se encuentra en condiciones extremas de temperatura (por arriba de 150 MeV) y /o densidad (10 a 20 veces la densidad bariónica de la materia nuclear normal) sus propiedades cambian de tal manera que los grados fundamentales de libertad están dados por quarks y gluones (QGP).

# Introducción: ¿Cómo crear el Plasma de Quarks y Gluones?

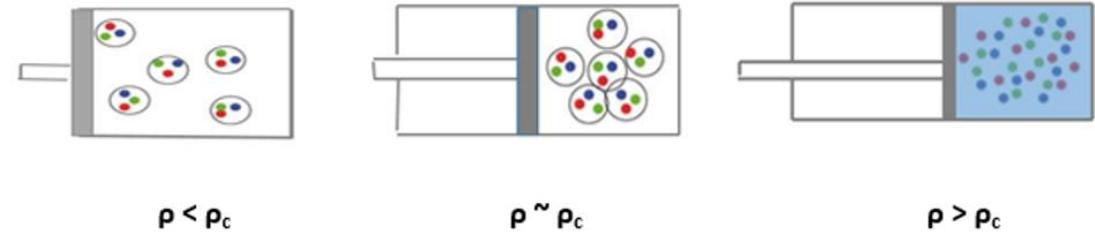


## Alta temperatura



Colocamos un gran número de hadrones dentro de una caja y empezamos a calentarla, estos hadrones son térmicamente excitados. Dado que los hadrones tienen más o menos el mismo tamaño (alrededor de 1 fm) estos comienzan a solaparse entre sí a una temperatura crítica  $T_c = 150 \sim 160$  MeV.

## Alta densidad



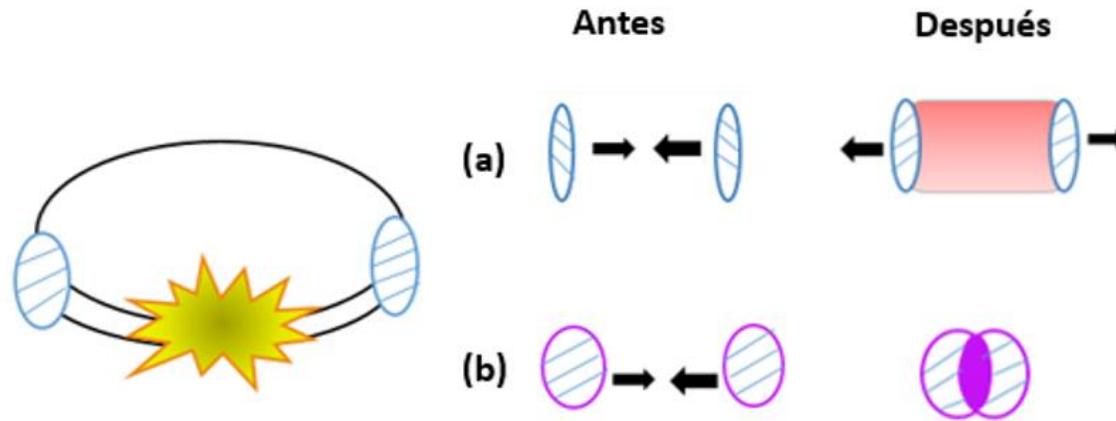
Colocamos un gran número de hadrones dentro de un cilindro tapado con un pistón, empezamos a comprimir el sistema adiabáticamente  $T \sim 0$ , estos hadrones se comienzan a solapar y se disuelven en un sistema formado únicamente por materia de quarks a una cierta densidad crítica  $\rho_c = 10$  a  $20$  veces la densidad bariónica de la materia nuclear normal, la cual es de  $\rho = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ .

## Introducción: Donde se puede encontrar el Plasma de Quarks y Gluones?



Para tener un Plasma de Quarks y Gluones debemos tener un sistema con alta temperatura y/o densidad:

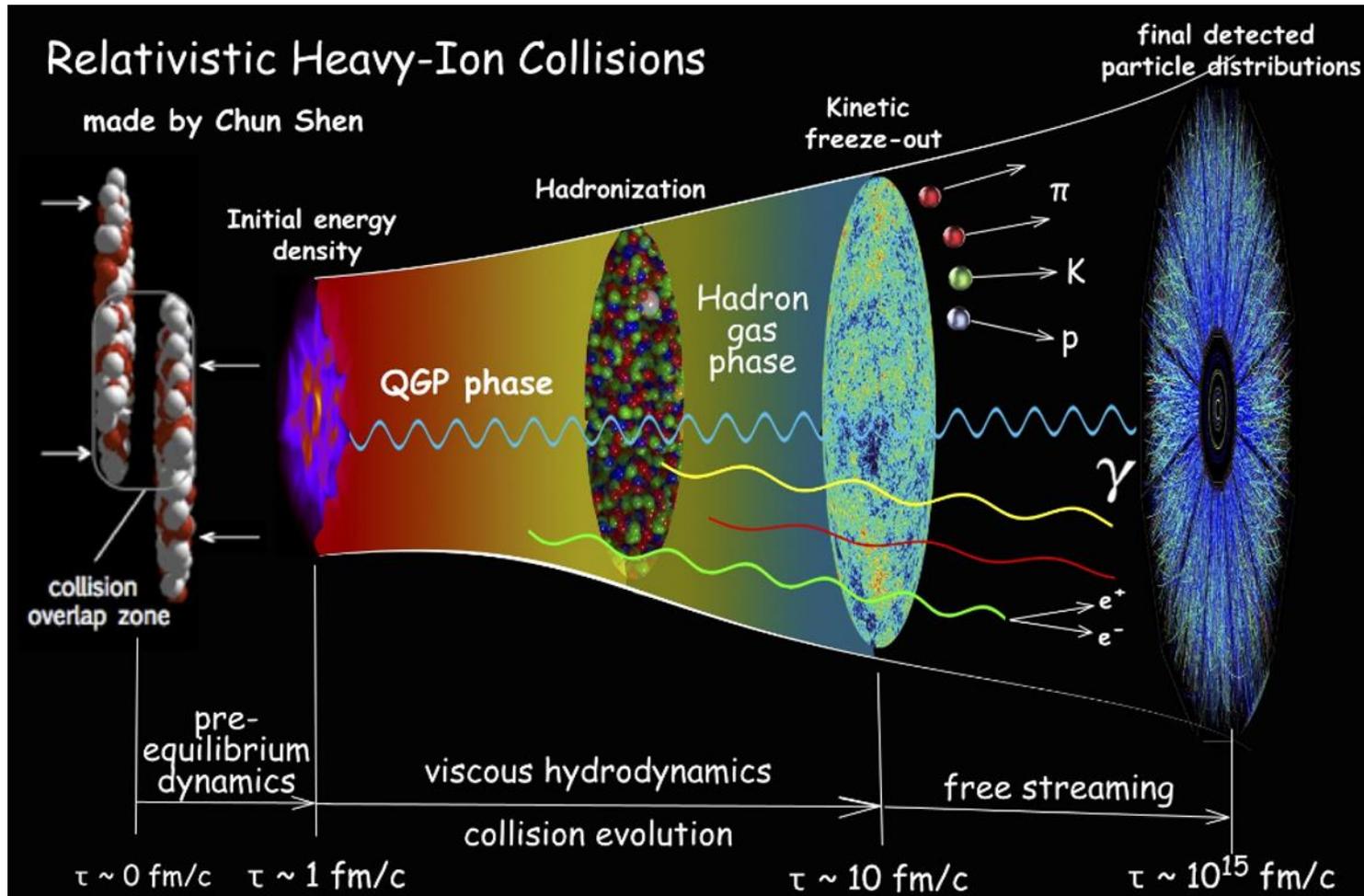
- ❖ El Universo temprano
- ❖ El centro de estrellas de neutrones
- ❖ En el laboratorio, estado inicial de las colisiones relativistas de iones pesados de altas energías .



Se aceleran dos núcleos pesados como el plomo a energías relativistas y causamos una colisión frontal.

A estas energías relativistas los núcleos se contraen (contracción de Lorentz), es decir se aplanan, la energía en el centro de masa por par nucleón es de 100 GeV. Los núcleos que chocan tienden a pasar uno a través del otro y la materia producida entre los núcleos en retroceso es alta en energía.

Si la energía de encuentra a unas pocas decenas de giga-electronvolt (GeV) por par de nucleón, los núcleos que chocan tienden a permanecer el uno con el otro, en este caso el medio tiene alta energía y densidad.



1.-Plasma de Quarks y Gluones (bola de fuego)

2.-Hadronización (transición de fase del QGP al gas de hadrones)

3.-Enfriamiento químico.

4.-Evolución del gas de hadrones

5.-Enfriamiento cinético.

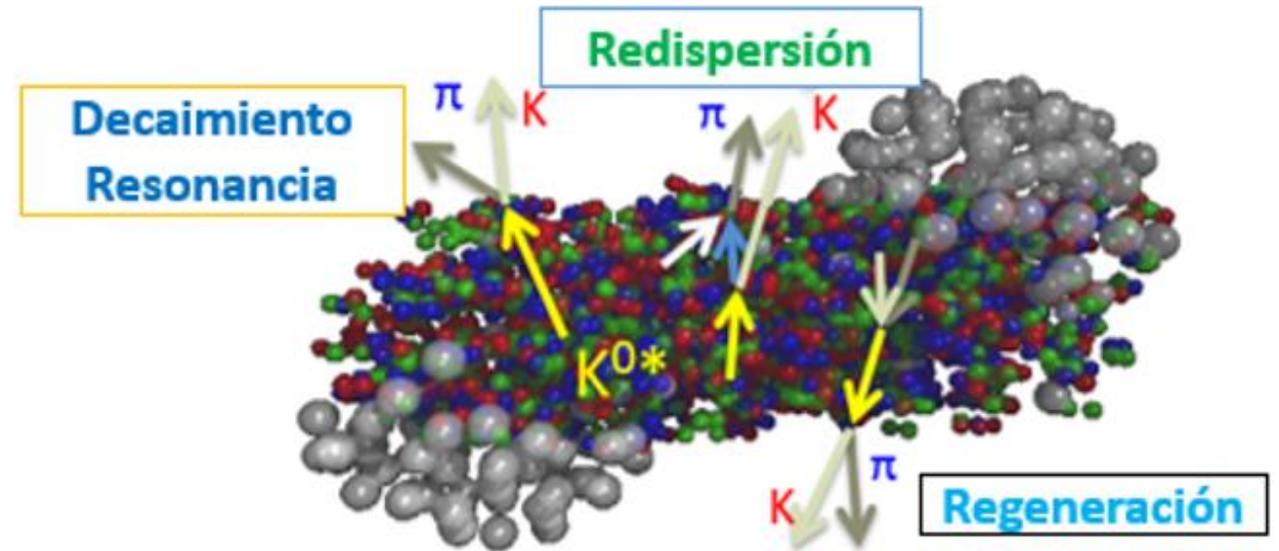
# Introducción: Resonancias



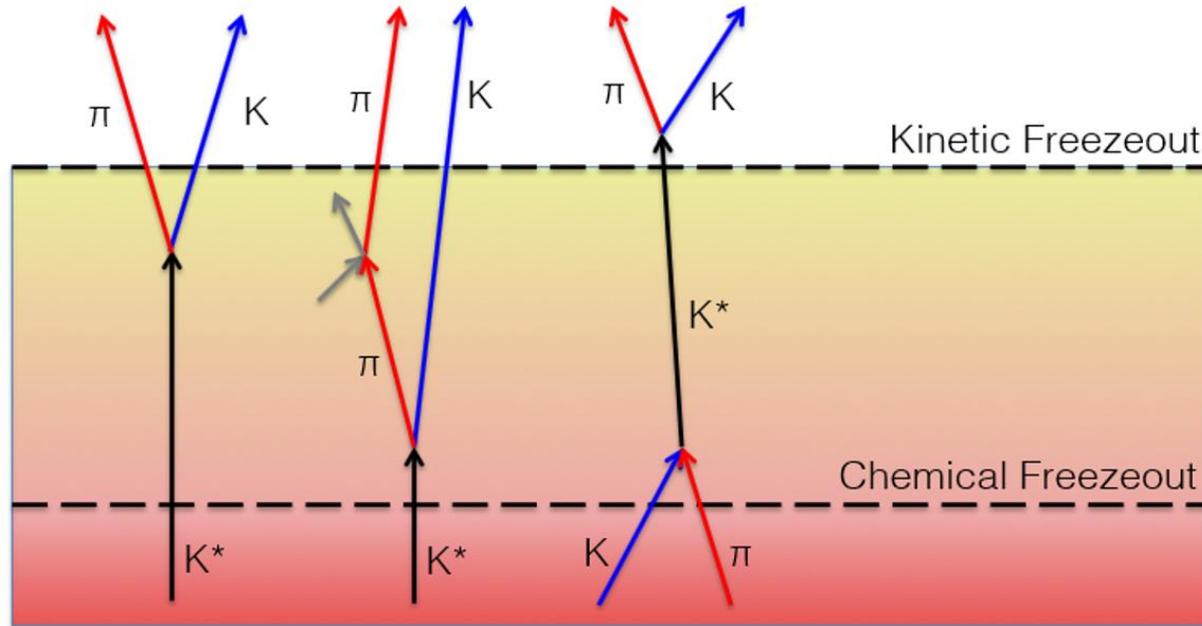
En el medio hadrónico se producen muchas resonancias las cuales decaen muy rápido y su tiempo de vida es comparable con el de la bola de fuego.

Su estudio ayuda a comprender los mecanismos de producción de hadrones.

- ❖ La resonancia  $K^*(892)^0$  es sensitiva a efectos de redispersión y regeneración en el medio hadronico debido a su corto tiempo de vida aproximadamente  $4 \text{ fm}/c$ .
- ❖ La resonancia  $\phi(1020)$  ayuda a estudiar la producción de extrañeza, siendo el mesón vectorial mas ligero compuesto de quarks del mar ( $s\bar{s}$ ).



# $K^*(892)^0$ Decaimiento, Redispersión y Regeneración

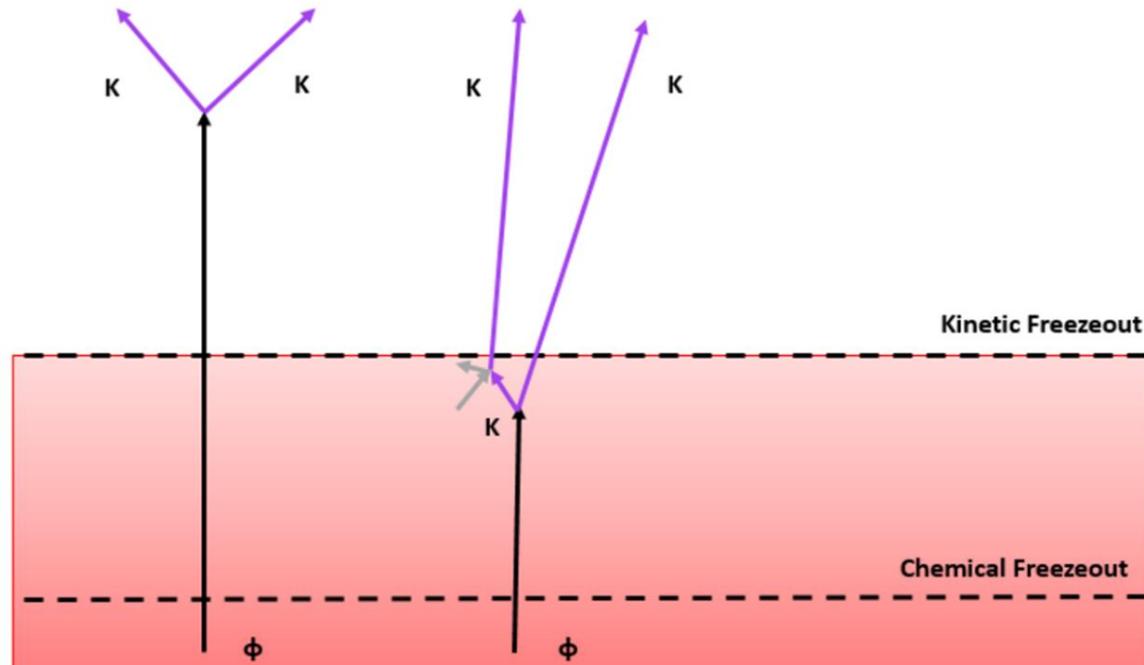


1.- Escenario usual: Decaimiento al final de la fase hadrónica.

2.- Redispersión: Decaimiento al principio de la fase hadronica en el cual las hijas ( $K^+ -$  y  $\pi^- +$ ) de la  $K^*(892)^0$  son redispersadas.

3.-Regeneración: En la fase hadronica un kaón y un pión son dispersados pseudo-elásticamente originando una  $K^*(892)^0$ , la cual decae después de la fase hadrónica.

## $\phi(1020)$ Decaimiento y Redispersión



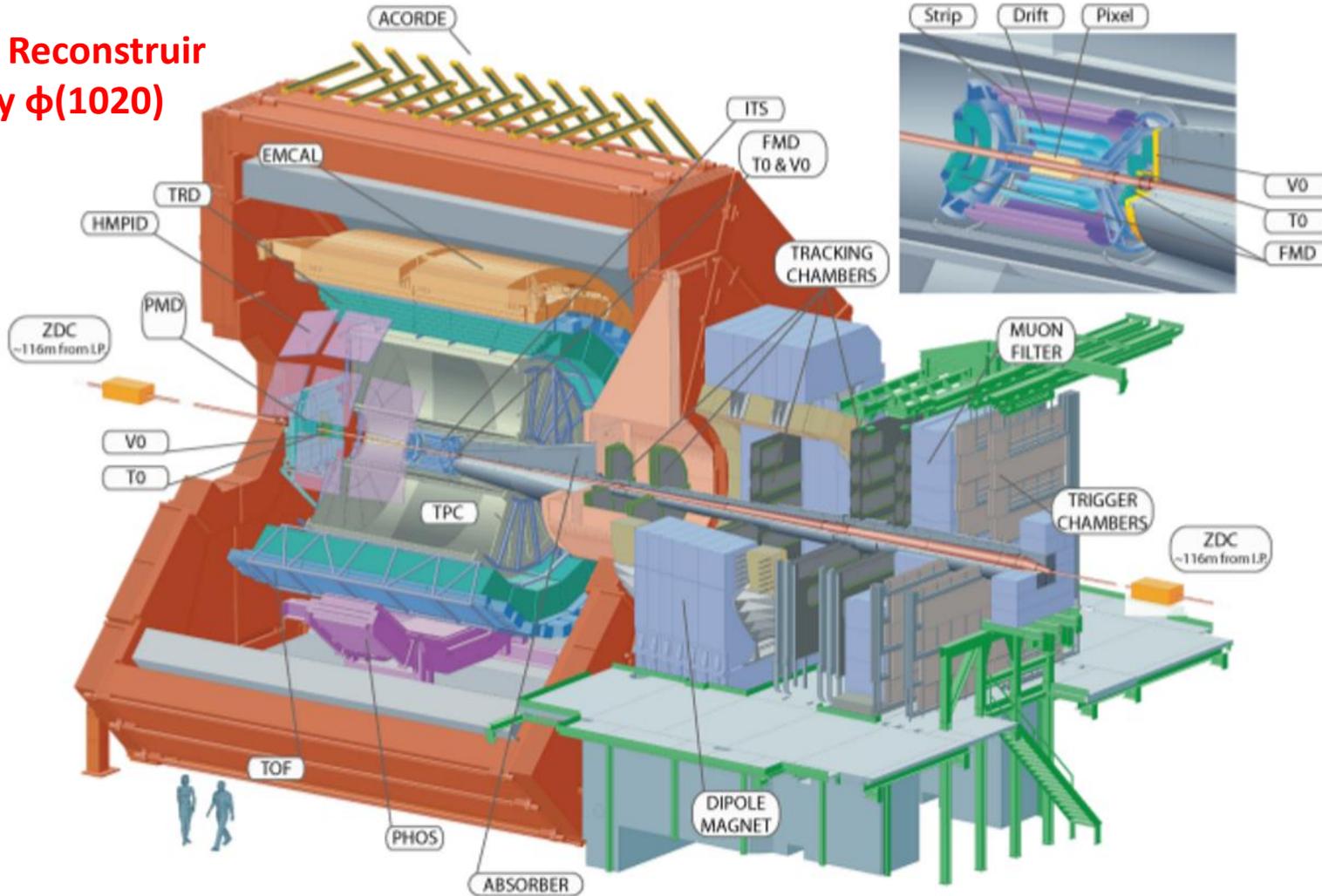
La Resonancia  $\phi(1020)$  al tener un tiempo de aproximadamente  $46 \text{ fm}/c$ , puede escapar del medio hadrónico casi sin redispersión y por ello esta resonancia es un buen candidato para estudiar restauración de simetría quiral en el tiempo de formación.

Aunque también puede ser redispersada casi al final de la fase del gas de hadrones.

# Experimento ALICE: El Gran Experimento de Colisiones de Iones Pesados

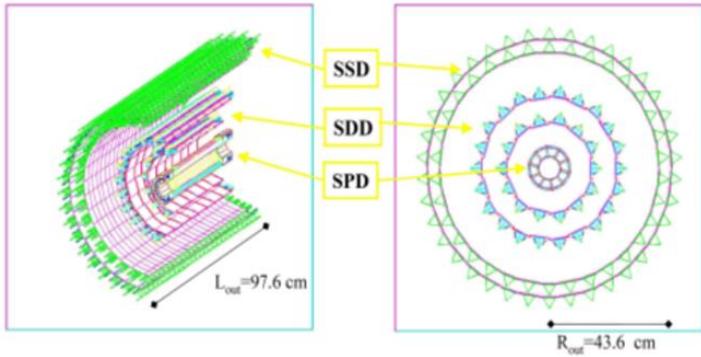


Objetivo: Reconstruir  $K^*(892)^0$  y  $\phi(1020)$

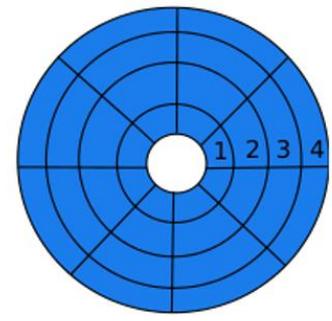


Para  $K^*(892)^0$  se utiliza el decaimiento en un kaón y un pión  
 $K^*(892)^0 \longrightarrow K^+ \pi^-$   
Que es el mas probable y cuya razón de decaimiento es BR= 66.6%

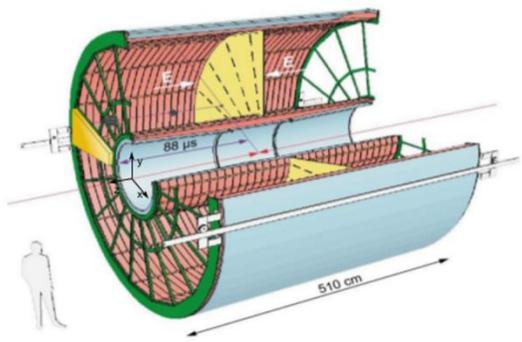
Para  $\phi(1020)$  se utiliza el decaimiento en dos kaones cargados  
 $\phi(1020) \longrightarrow K^+ K^-$   
Que es el mas probable y cuya razón de decaimiento es de BR=48.9%



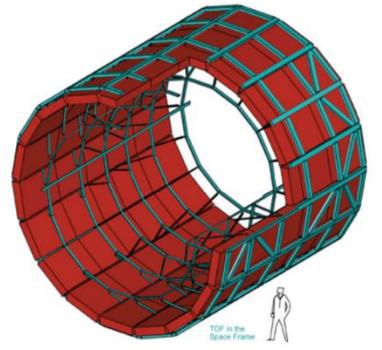
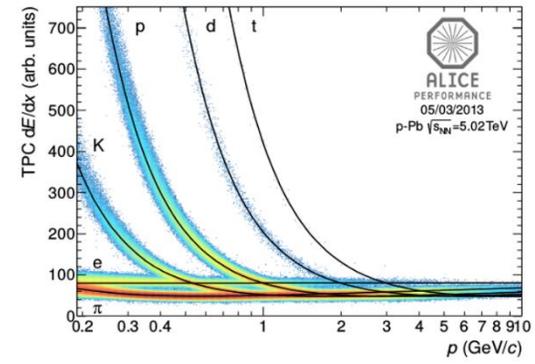
Con el detector ITS  
reconstruimos el  
vértice primario



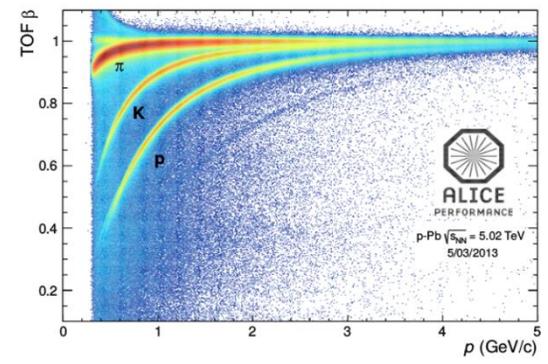
Con el detector  
VZERO obtenemos  
la multiplicidad.



Con el detector TPC identificamos las  
partículas por medio de la pérdida de  
energía por unidad de longitud  $dE/dx$ ,  
 $Ne/CO_2/N_2$  (85%/10%/5%)



Con el detector TOF  
Identificamos las  
Partículas por medio  
el tiempo de vuelo



# Muestra de datos analizados



Se analizaron datos de colisiones p-Pb a una energía de  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV de ALICE a inicios del 2013  
La muestra que analice contiene aproximadamente un total de 26 millones de eventos 0-100%<sub>lab</sub>

Multiplicidad %	$\langle dN_{ch} / d\eta_{lab} \rangle$	Número de eventos antes del corte en vtx z	Número de eventos después del corte en vtx z
0-5	$45 \pm 1$	3,906,219	3,490,329
5-10	$36.2 \pm 0.8$	3,898,059	3,484,811
10-20	$30.5 \pm 0.7$	7,766,068	6,943,531
20-40	$23.2 \pm 0.5$	7,803,040	6,976,379
40-60	$16.1 \pm 0.4$	7,830,551	7,003,312
60-80	$9.8 \pm 0.2$	15,560,580	13,917,085

*Identification of  $\pi$ ,  $K$ , and  $p$  at high  $p_T$  in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ , G.Bencedi, P.Christiansen and A.Ortiz Velasquez, CERN-PH-EP, January 4, 2016*

# Análisis: Identificación de partículas con TPC y TOF



Para la  $K^*(892)^0$  :

Si la señal se registra en el TOF  $|N\sigma_{\text{TOF}}| \leq 3$  y  $|N\sigma_{\text{TPC}}| \leq 2$  para  $p_T > 0.3 \text{ GeV}/c$  .

Si la señal no se registra en el TOF  $|N\sigma_{\text{TPC}}| \leq 2$ ,  $p_T > 0.15 \text{ GeV}/c$ .

Utilizamos un corte en la TPC de  $2\sigma$  en lugar de  $3\sigma$  ya que mejora significativamente la extracción de la señal.

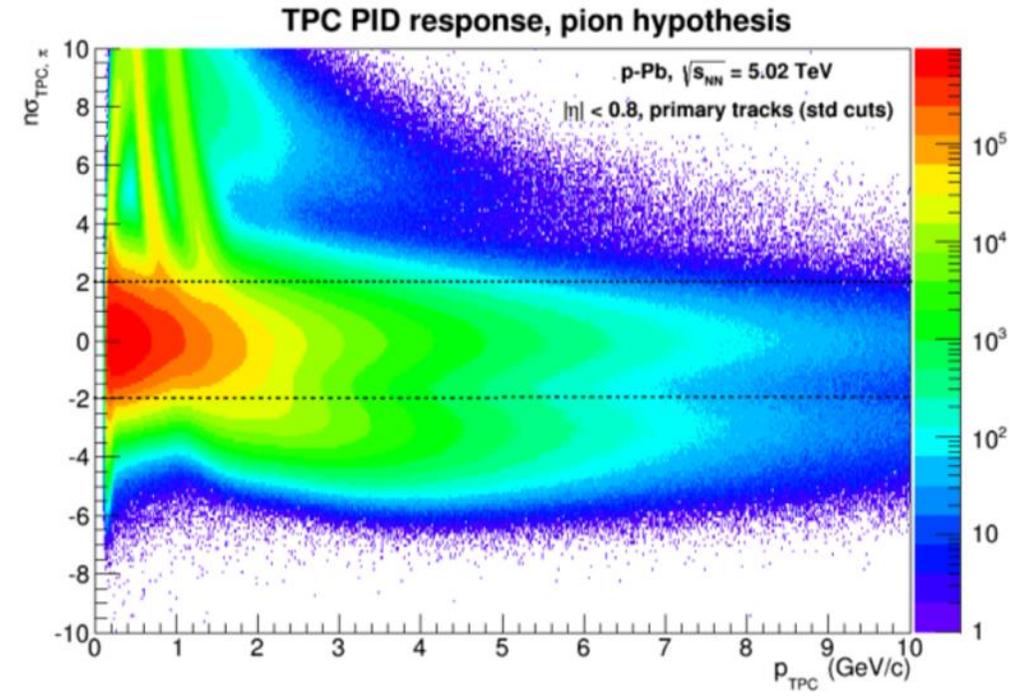
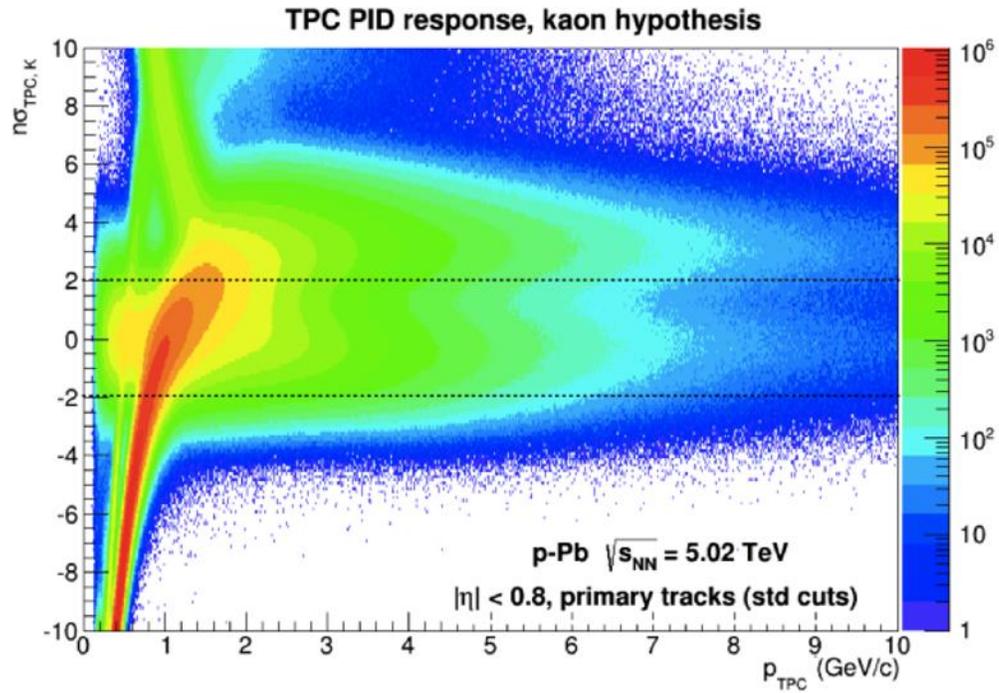
*Francesca Bellini  $K^{*0}$  resonance production in p-Pb collision at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ , University of Bologna.*

Para la  $\phi(1020)$  utilizamos la estrategia del PID combinado:

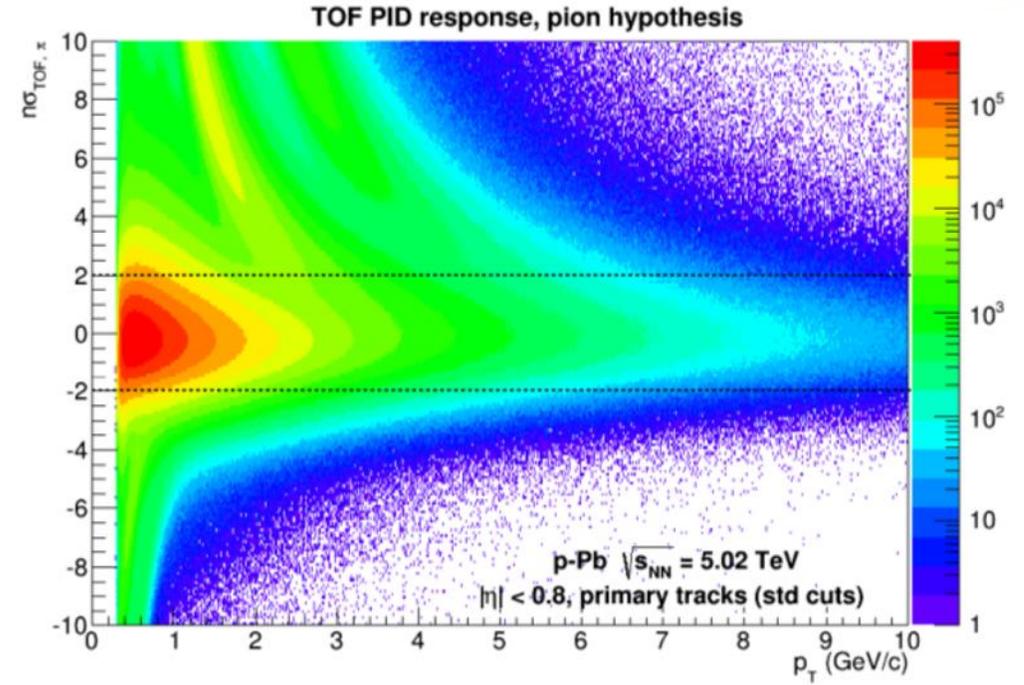
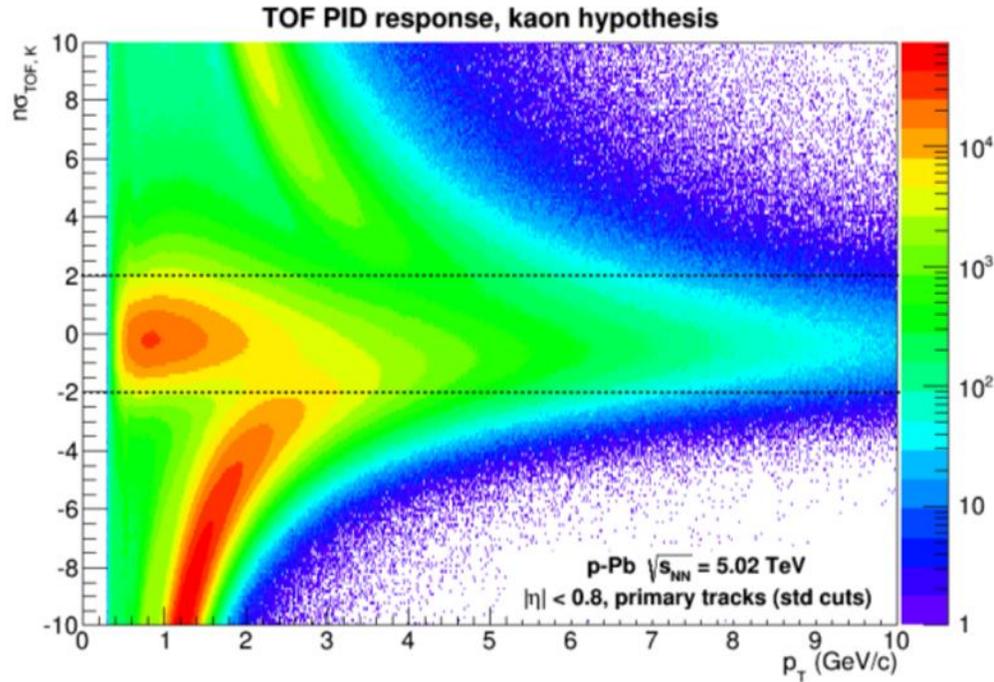
Se combina la señal del TOF y de la TPC . De esta manera la TPC proporciona información de la traza a bajo momento  $p_T < 1 \text{ GeV}/c$  y TOF contribuye a reducir el ruido de alto momento transversal  $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ .

Entonces cuando una traza es identificada con TOF se toma en cuenta y cuando este no es el caso se toma la información de la TPC para los kaones se utiliza el corte en  $N\sigma$  de  $|N\sigma_{k,TPCTOF}| < 3$ .

*Edgar Perez Lezama Yield of  $\phi$  meson in p-Pb collisions at TeV using TOF detector, Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México.*



# Análisis: Cortes en $N_{\sigma}$ para $K^{+-}$ y $\pi^{+-}$ en el detector TOF



Después de identificar a los kaones y piones con el método de  $N_{\sigma}$  como parte de la información obtenida es la energía  $E$  y el momento  $P$  de cada una de las hijas, con esto se puede calcular la masa invariante de  $K^{*0}$  y  $\phi$  como función de la energía y el momento de cada una de sus dos hijas. Si a cada una de ellas se designa por los subíndices 1 y 2 respectivamente, entonces la masa invariante esta dada por:

$$M_{inv}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\bar{P}_1 + \bar{P}_2)^2$$

Donde  $P_1$  y  $P_2$  representa el momento de cada una de las hijas

## ☐ Mismo signo

Este tipo de ruido proviene de pares de partículas con el mismo signo pues si la  $K^*(892)^0$  decae en un pión y un kaón de signos opuestos  $K^*(892)^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ , el ruido sería un kaón y un pión del mismo signo  $K^+ \pi^+$  y  $K^- \pi^-$

Este ruido es reconstruido por separado y después se combina por medio de una media geométrica, de acuerdo con la formula:

$$LS = 2\sqrt{y_{++}y_{--}}$$

Donde  $y_{++}$  y  $y_{--}$  es el número de pares ++ y -- respectivamente, la incertidumbre asociada a este ruido viene dada por:

$$\delta LS = \sqrt{\frac{y_{++}^2 (\delta y_{--})^2 + y_{--}^2 (\delta y_{++})^2}{y_{++}y_{--}}}$$

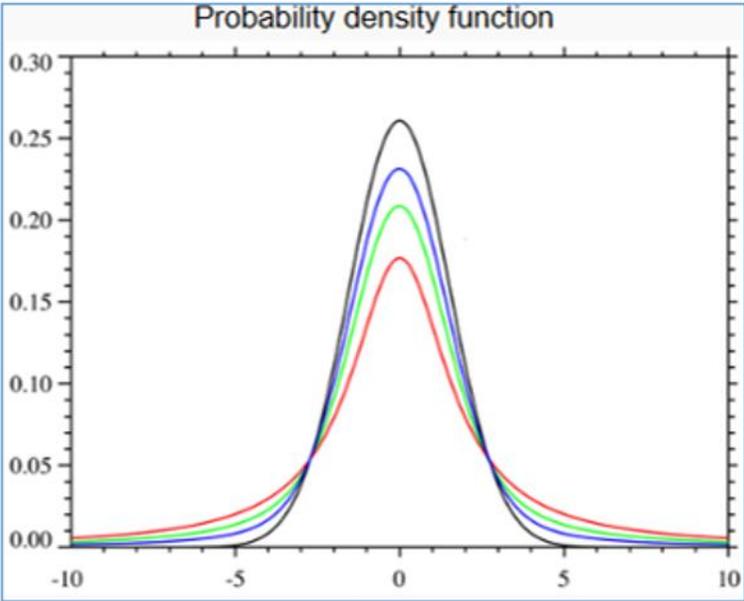
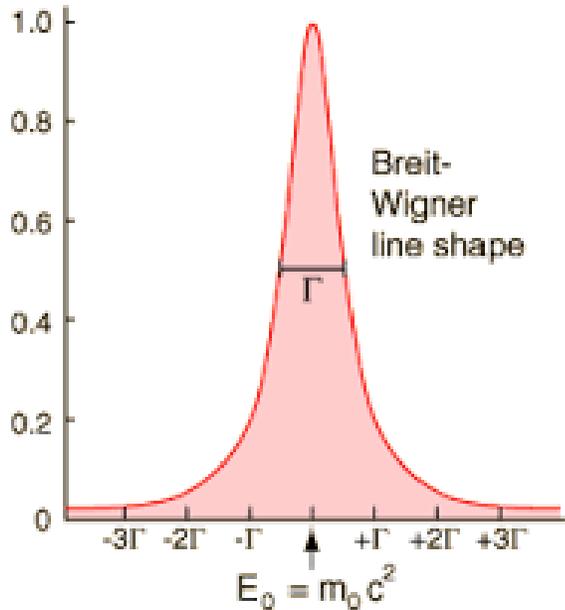


## □ Eventos mixtos

En este método la construcción del ruido se basa principalmente en mezclar eventos, cada evento analizado es mezclado con otros cinco eventos, en los que para un par de eventos se requiere que:

1. La diferencia de la componente  $z$  del vértice primario sea menor que 1 cm.
2. La diferencia porcentual en multiplicidad sea menor de 10%.

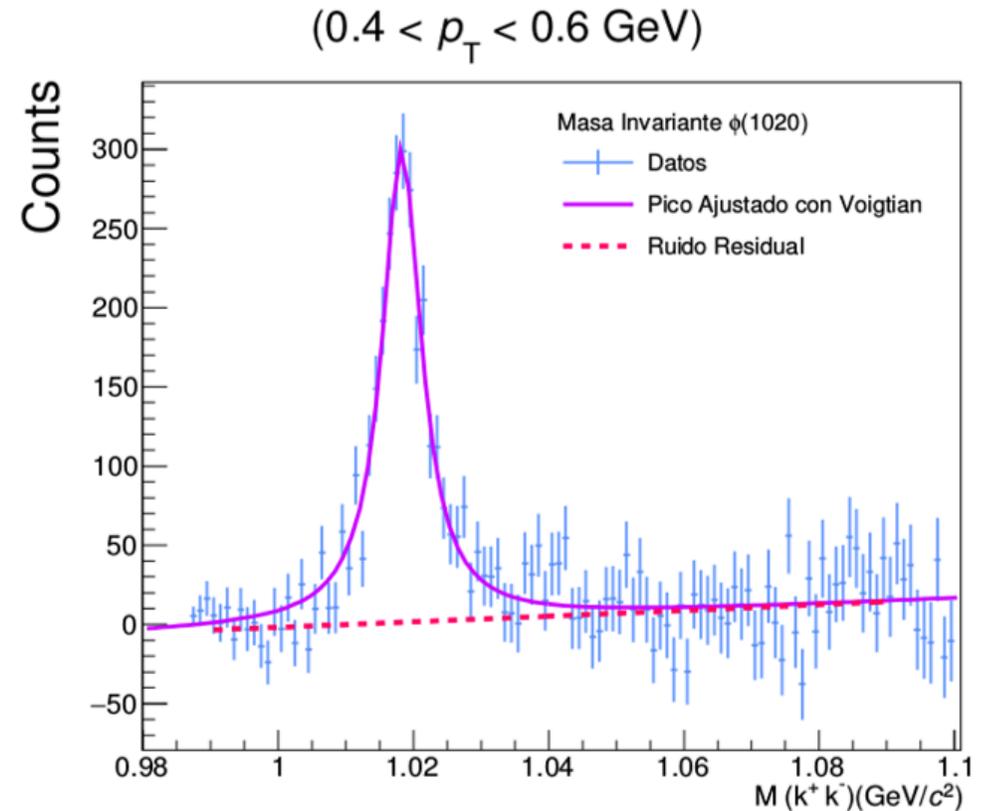
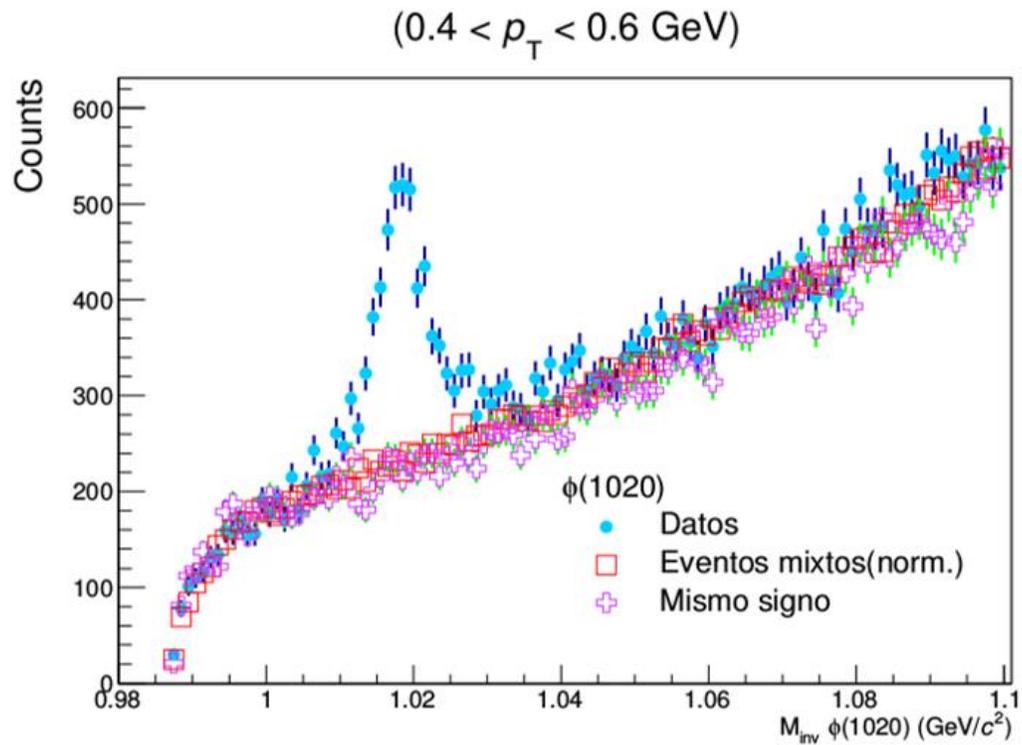
# Análisis: Breit-Wigner y Voigtian



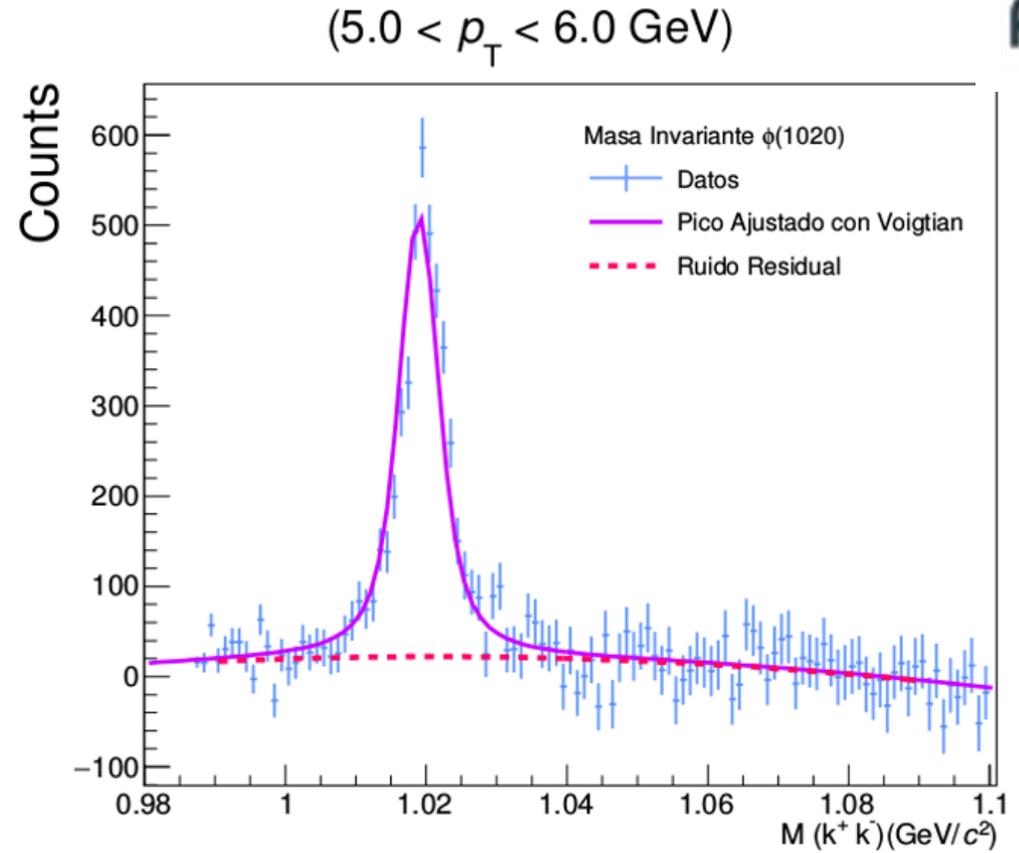
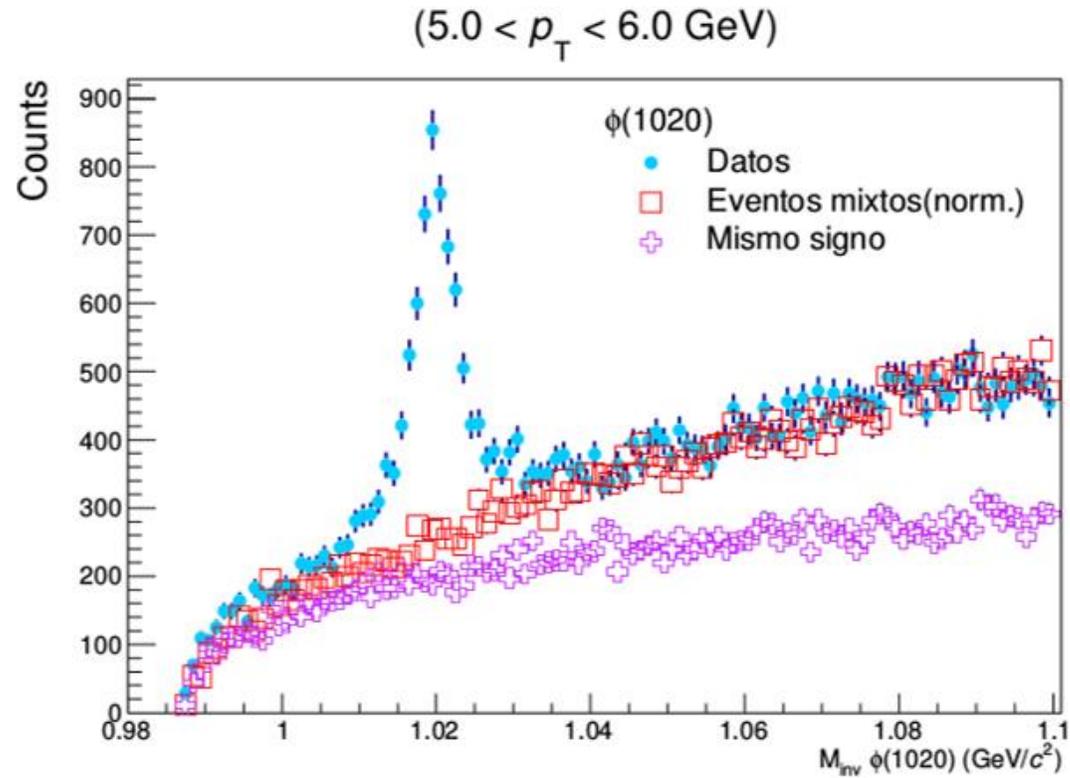
$$f(E) = \frac{k}{(E^2 - M^2)^2 + M^2\Gamma^2}$$

$$\frac{dN}{dm_{kk}} = \frac{A\Gamma}{(2\pi)^{3/2}\sigma} X \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(m_{kk} - m')^2}{2\sigma^2}\right] \frac{1}{(m' - M_0)^2 + \Gamma_0^2/4} dm'$$

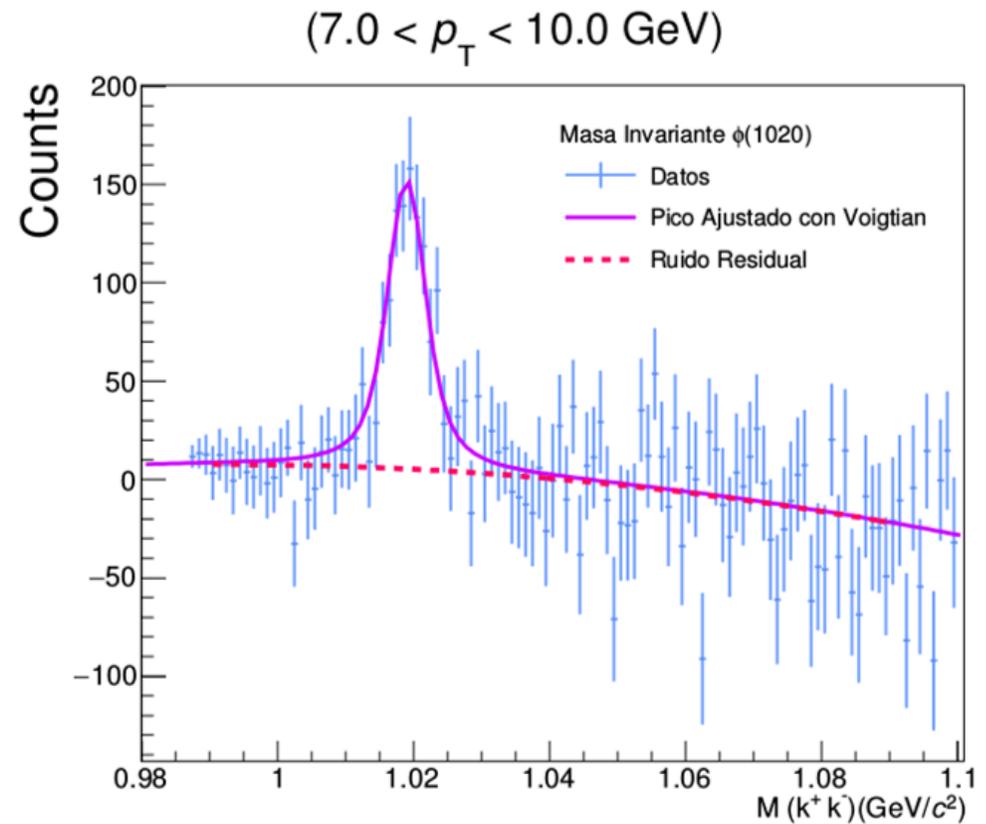
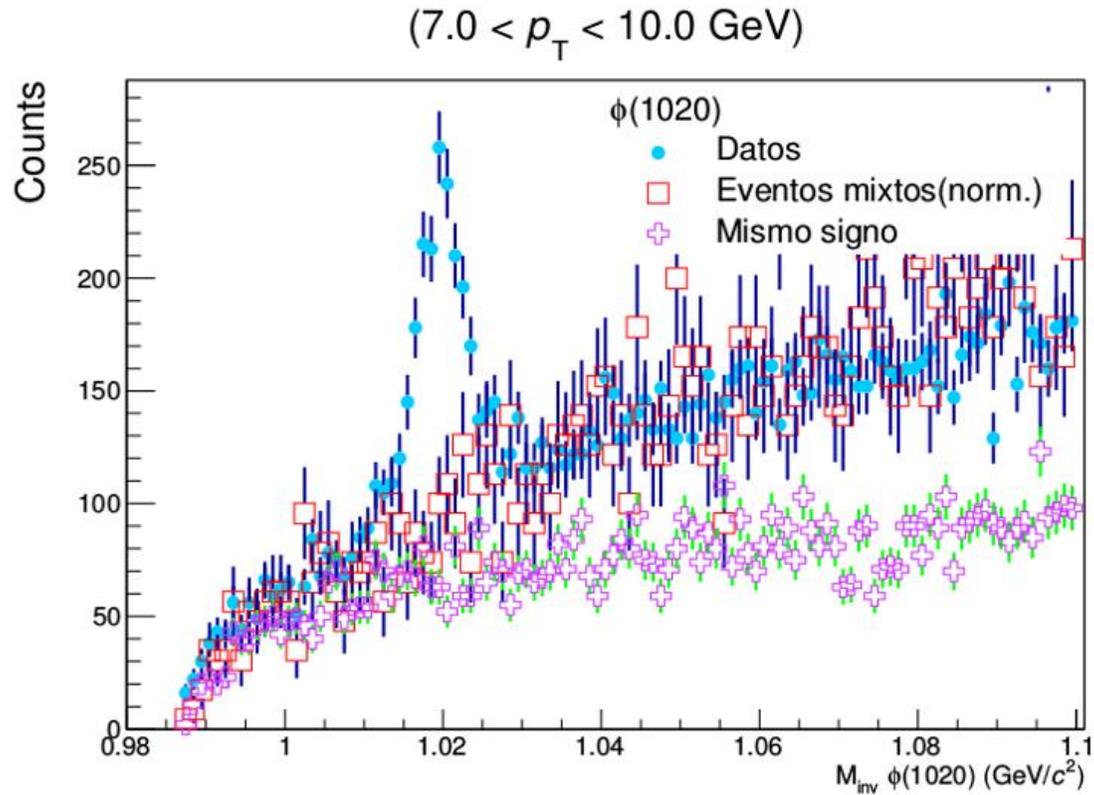
# Resultados: Señal + ruido y Fit para $\phi(1020)$



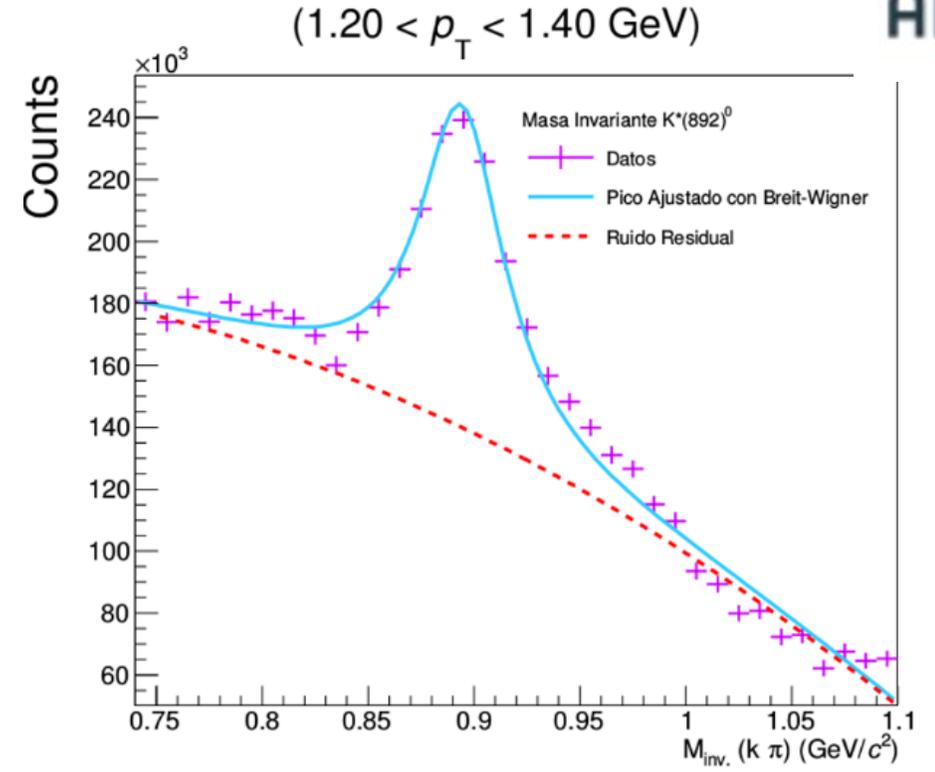
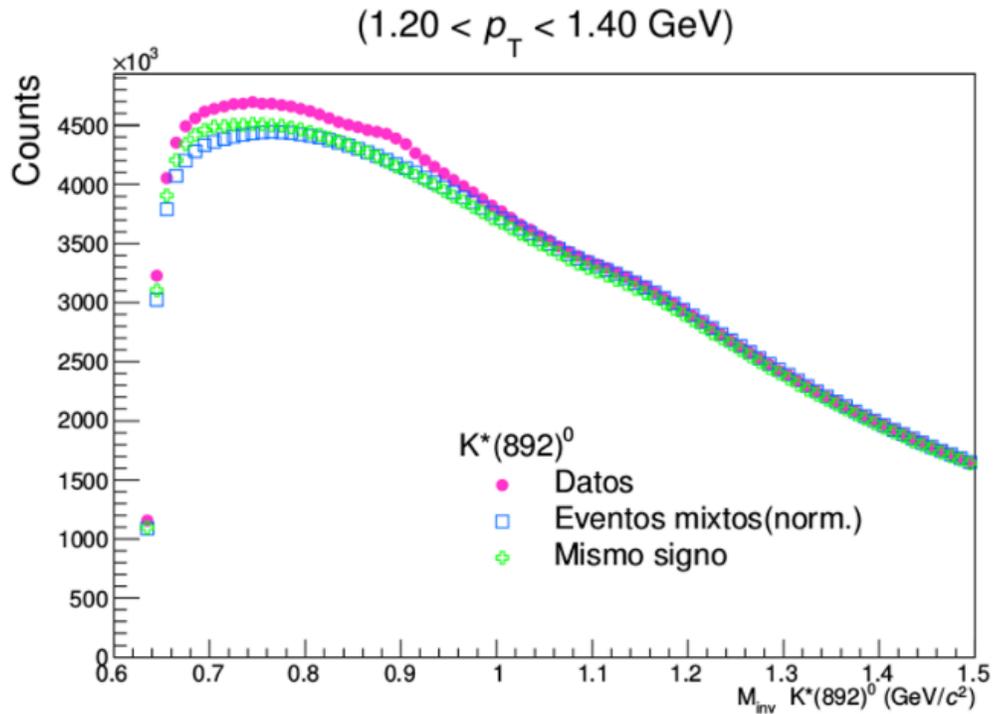
# Resultados: Señal + ruido y Fit de $\phi(1020)$



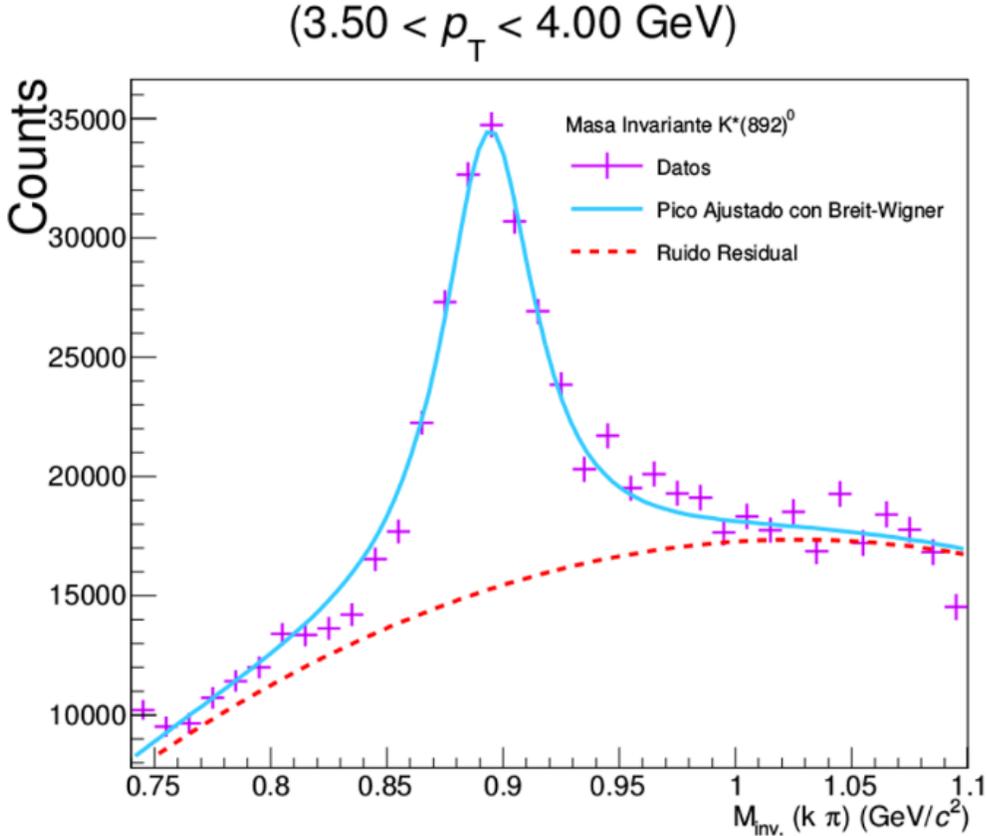
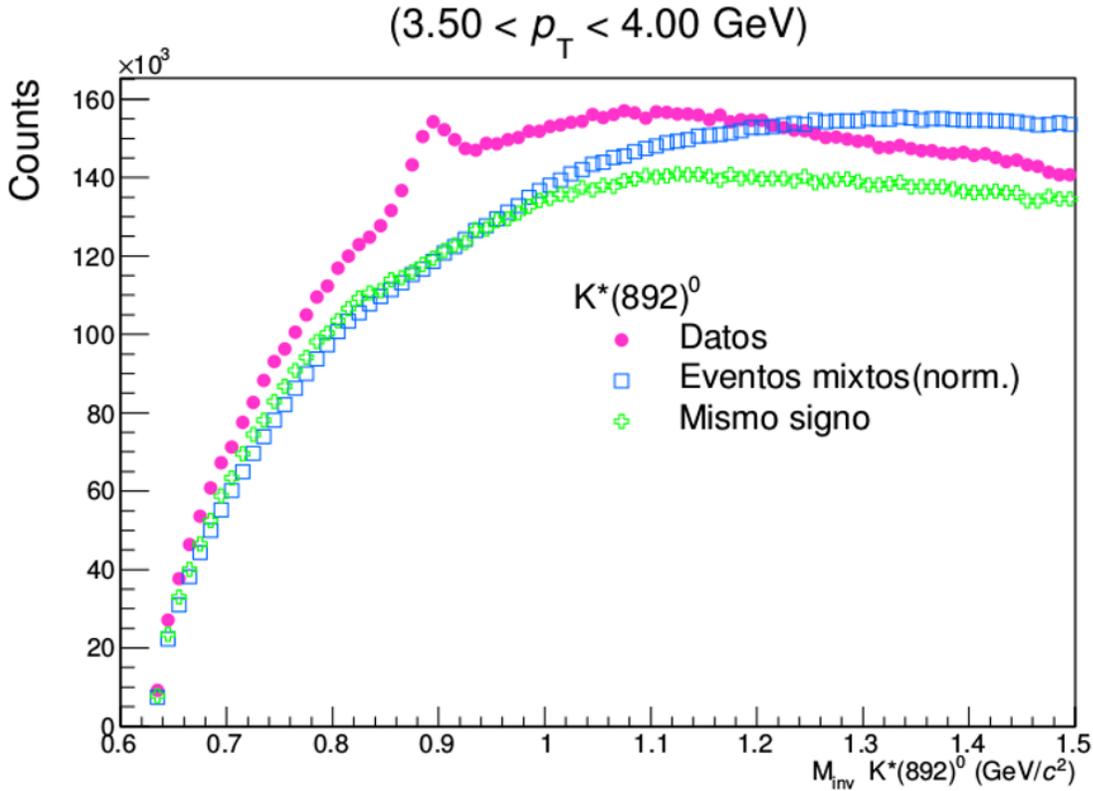
# Resultados: Señal + ruido y Fit de $\phi(1020)$



# Resultados: Señal + ruido y Fit de $K^*(892)^0$



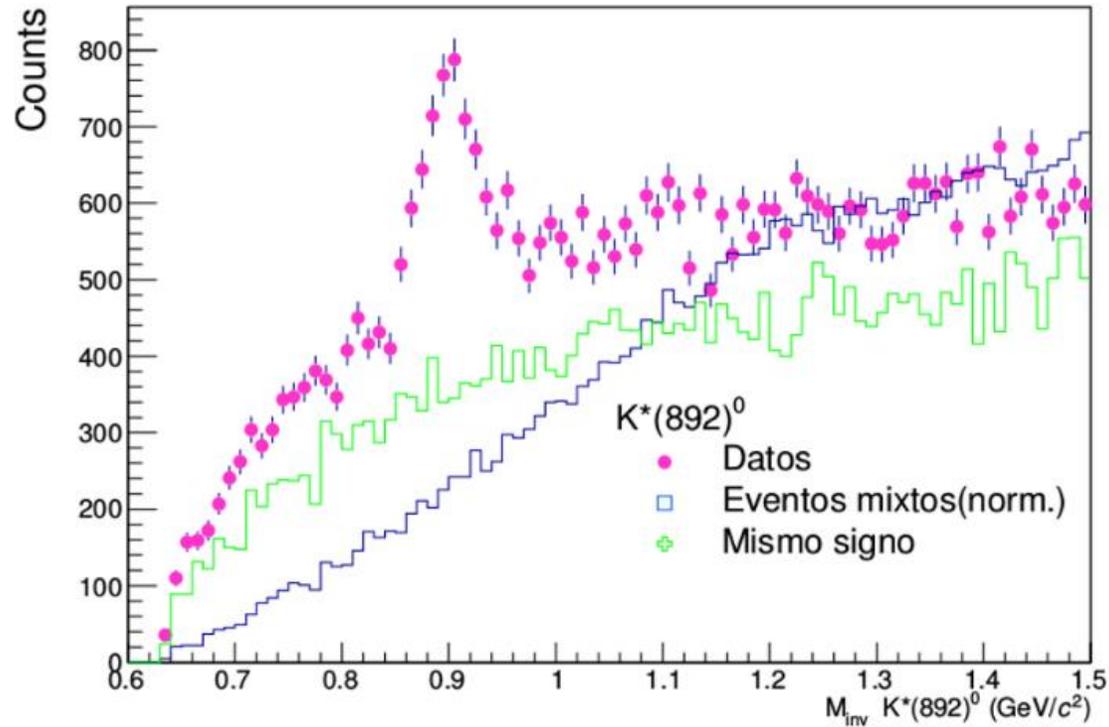
# Resultados: Señal + ruido y Fit de $K^*(892)^0$



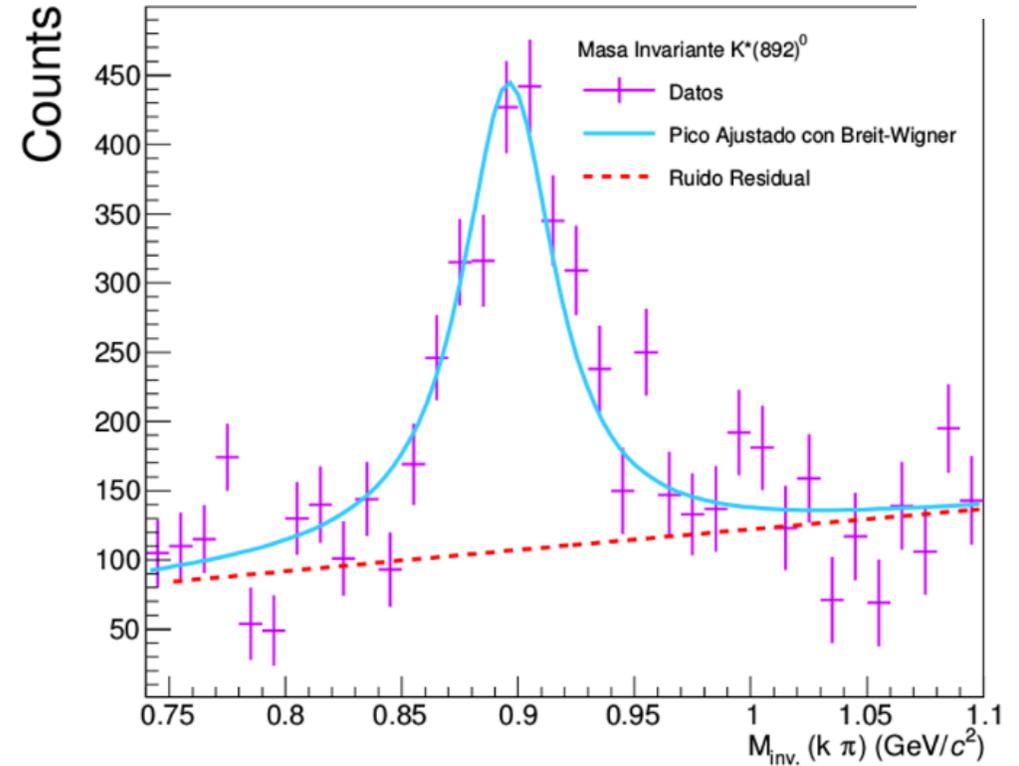
# Resultados: Señal + ruido y Fit de $K^*(892)^0$



$(10.00 < p_T < 12.00 \text{ GeV})$



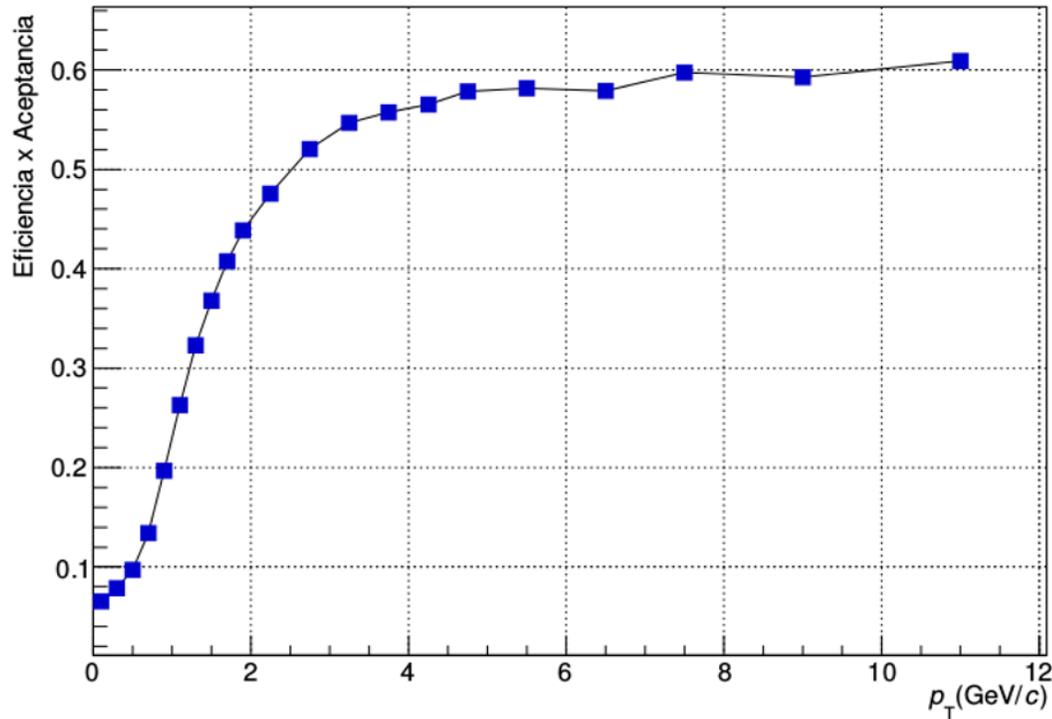
$(10.00 < p_T < 12.00 \text{ GeV})$



# Análisis: Eficiencia en la reconstrucción de $K^*(892)^0$ y $\phi(1020)$

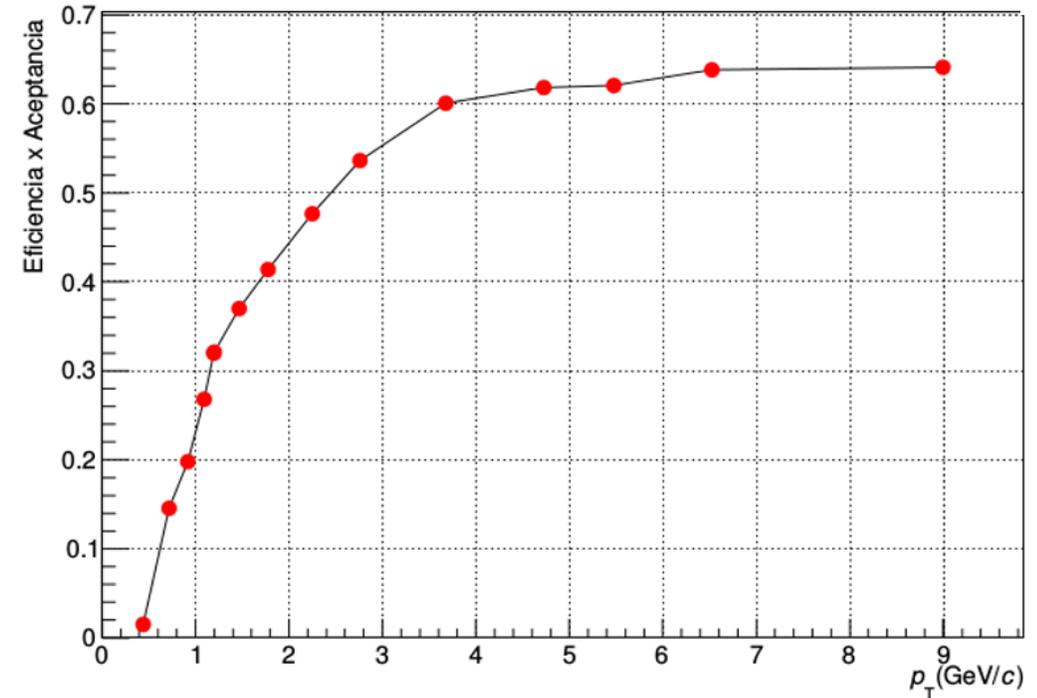


Eficiencia x aceptación de  $K^*(892)^0$  (0-100%)



$$\varepsilon = \frac{N_{reconstruida}}{N_{generada}}$$

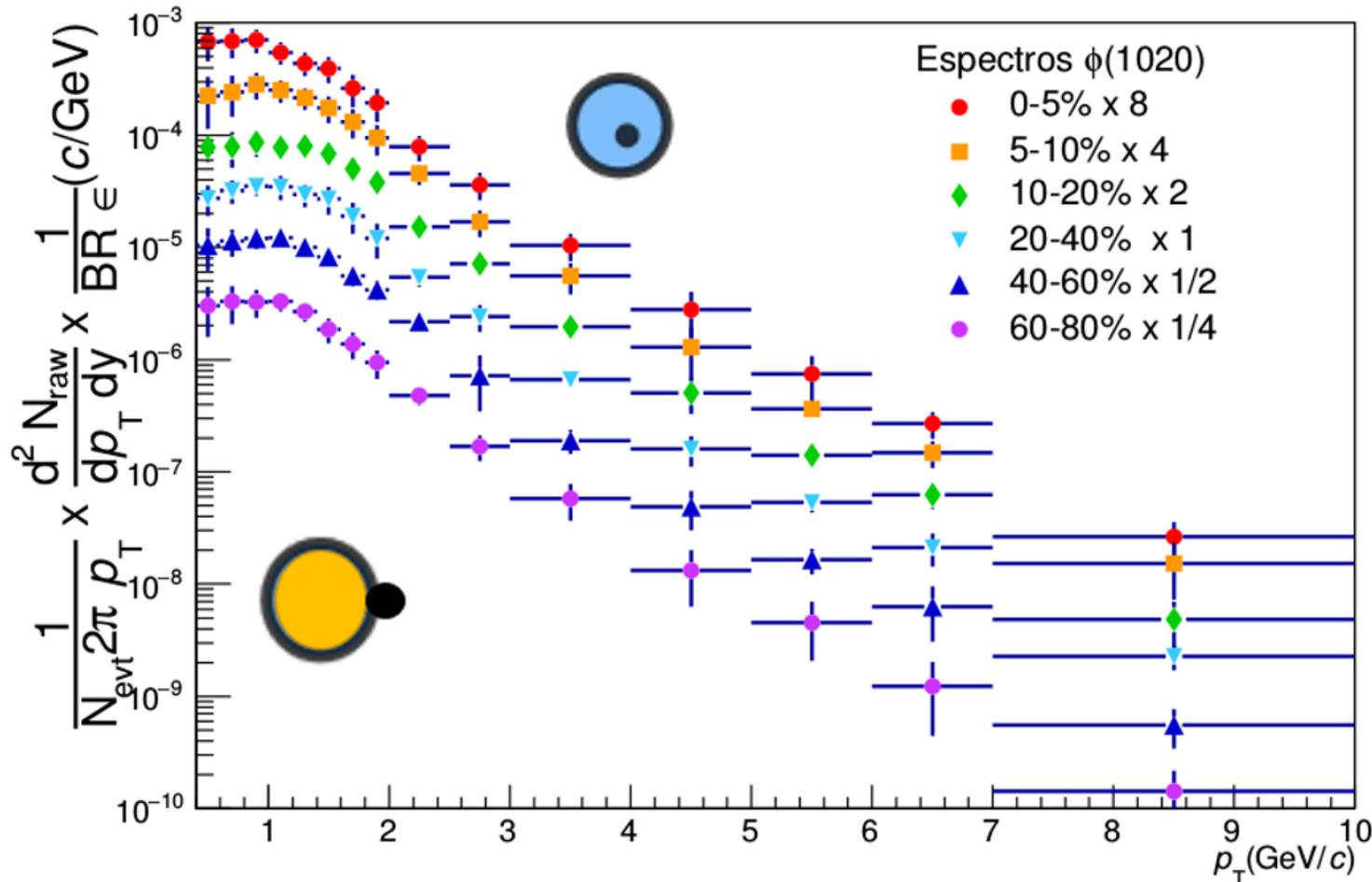
Eficiencia x aceptación de  $\phi(1020)$  (0-100%)



# Resultados: Producción de la resonancia $\phi(1020)$



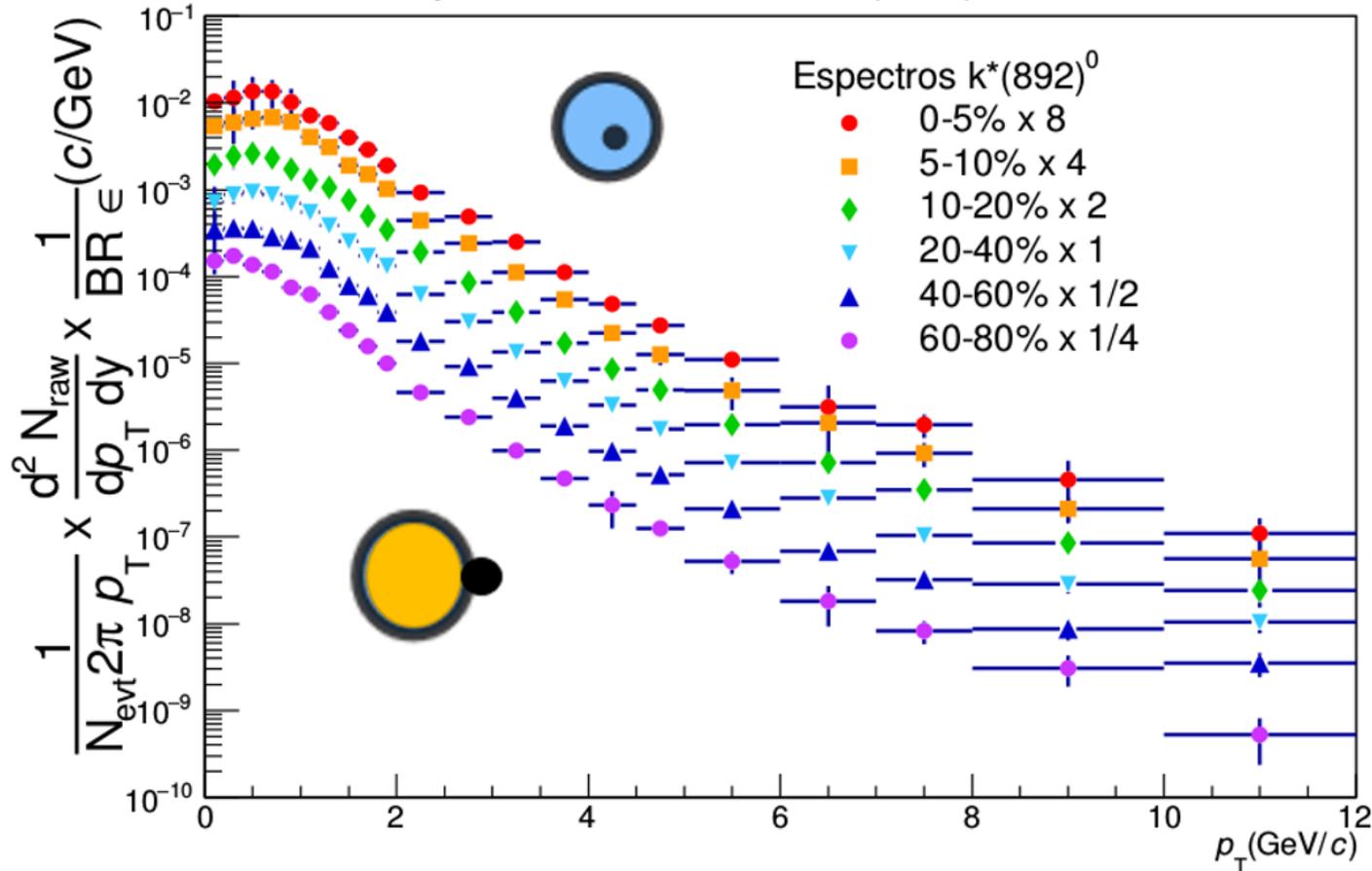
Espectro invariante  $\phi(1020)$



$$\frac{1}{N_{evt} 2\pi p_T} \frac{d^2 N_{raw}}{dp_T dy} \frac{1}{BR \epsilon}$$

Para  $p_T < 2$  GeV podemos apreciar que hay un cambio en la forma de distribución. Vemos que a mas alto  $p_T$  la curva de producción se hace mas plana. Esto se debe a que en las colisiones centrales las partículas tienen mas alto momento que en colisiones periféricas debido al flujo radial.

## Espectro invariante $K^*(892)^0$



Para  $p_T > 2 \text{ GeV}$  podemos apreciar que hay un cambio en la forma de distribución.

En estos espectros podemos apreciar que a más alta multiplicidad los espectros se ven planos debido al flujo radial, en cambio para colisiones periféricas los espectros se muestran curvos. Este efecto se ha observado en colisiones de iones pesados donde se tiene evidencia de la formación del QGP.

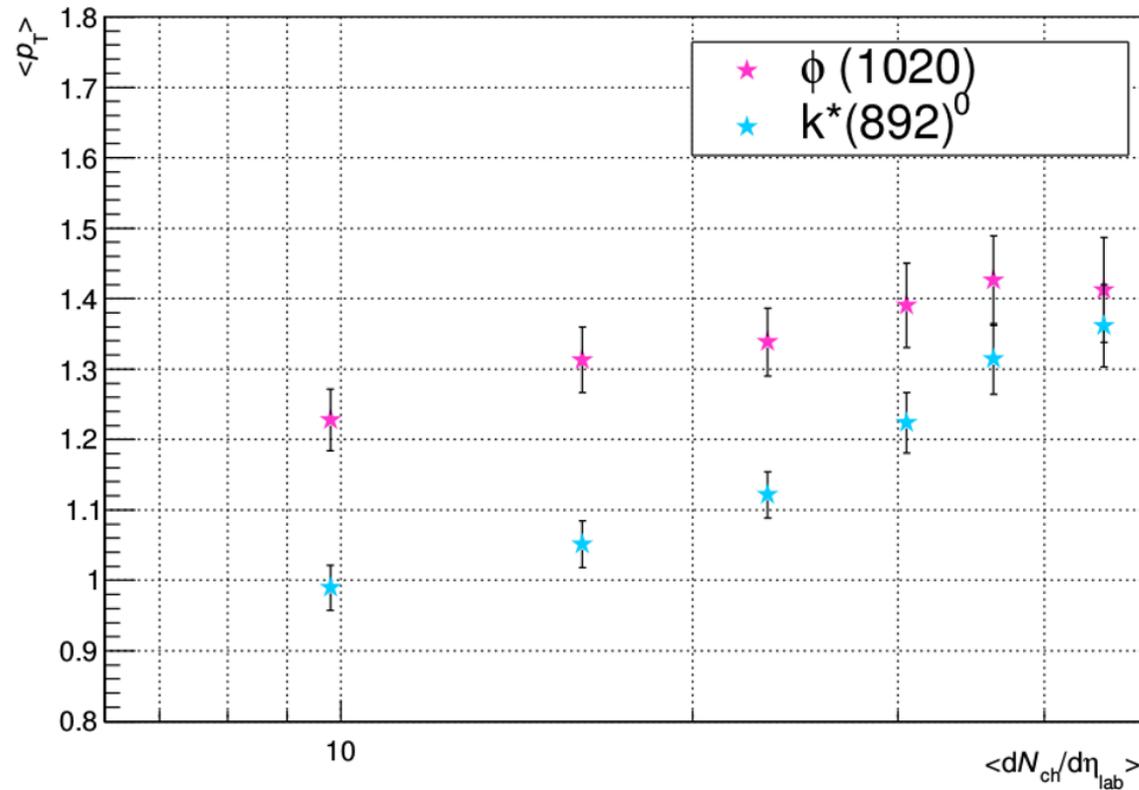
En tales sistemas el efecto se atribuye al flujo radial.

# Resultados de la producción de la resonancia $\phi(1020)$ y $K^*(892)^0$



## Momento transverso promedio

$$\langle p_T \rangle \text{ vs } \langle dN_{ch}/d\eta_{lab} \rangle$$



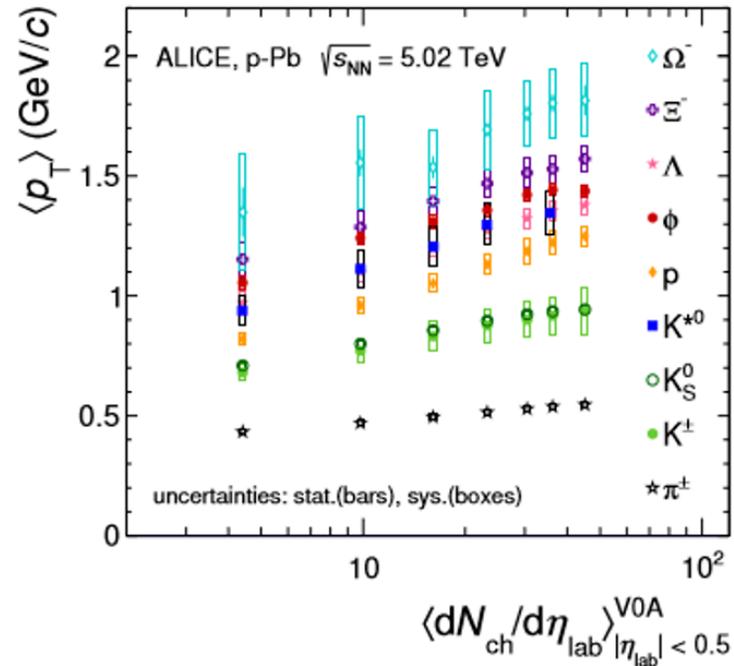
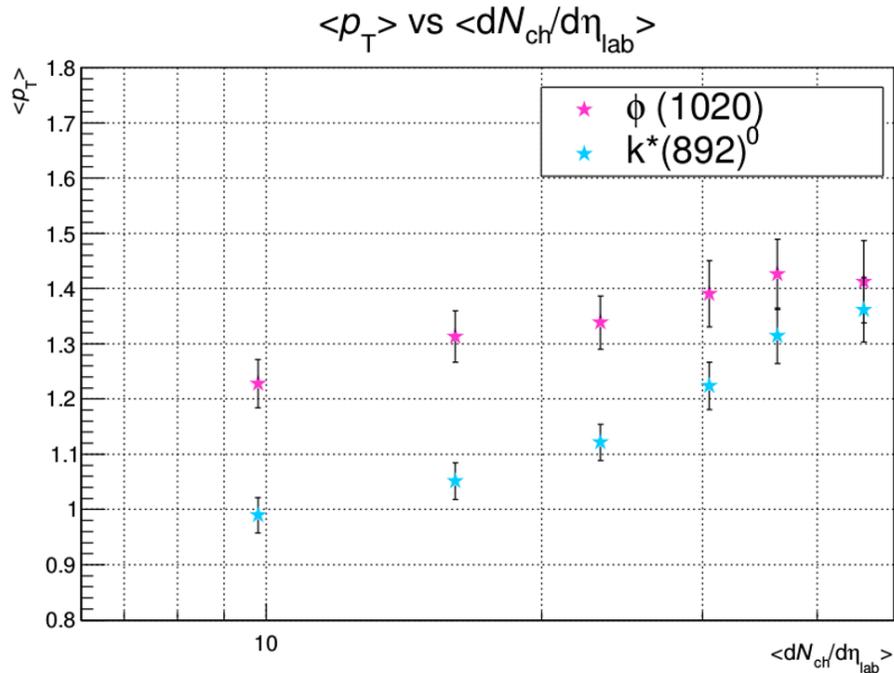
- ❖  $\langle p_T \rangle$  aumenta con la multiplicidad
- ❖ El  $\langle p_T \rangle$  es mayor para  $\phi(1020)$  que para  $K^*0$  que es lo que esperábamos ya que aparentemente sigue una jerarquía de masas.



# Resultados de la producción de la resonancia $\phi(1020)$ y $K^*(892)^0$



## Momento transverso promedio



- Los resultados anteriores son compatibles con los publicados oficialmente por ALICE en los cuales el  $\langle p_T \rangle$  aumenta con la multiplicidad.
- Hay un ordenamiento de masas en estos espectros ya que partículas con mayor masa presentan  $\langle p_T \rangle$  mas altos y partículas con masas similares exhiben  $\langle p_T \rangle$  similares.

Derecha: ALICE Collaboration, J.Adam et al."Production of  $K^*(892)^0$  and  $\phi(1020)$  production in p-Pb collision at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV arXiv:1601.07868v1, 28 Jan 2016.

En ambas resonancias vemos que las distribuciones de los espectros invariantes se van aplanando conforme se incrementa la multiplicidad, lo cual es compatible con la presencia de algún mecanismo que produce flujo radial.

También se encontró que para ambas resonancias el  $\langle p_T \rangle$  tiene una tendencia creciente en función de la multiplicidad y aparentemente sigue una jerarquía de masas, este comportamiento de el aumento del  $\langle p_T \rangle$  con respecto a la multiplicidad se ha observado en todas las especies de partículas y en todos los sistemas de colisión (p-p, p-Pb y Pb-Pb).

*ALICE Collaboration, J.Adam et al."Production of  $K^*(892)0$  and  $\varphi(1020)$  production in p-Pb collision at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV arXiv:1601.07868v1, 28 Jan 2016.*

De la misma manera también se ha observado que resonancias con masas similares presentan  $\langle p_T \rangle$  similares, este comportamiento se puede atribuir a la presencia de flujo radial.

La medición del  $\langle p_T \rangle$  para otras especies hadrónicas podrían arrojar más luz si el efecto observado se debe a la naturaleza mesónica o bariónica de las partículas, esta observación es consistente con las expectativas de los modelos hidrodinámicos donde la masa de la partícula determina las formas espectrales.

Gracias por su atención

Hot

Aging of the Universe

Cold