

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN Y DE ESTUDIOS AVANZADOS
DEL INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL**

**UNIDAD ZACATENCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA**

“Fotoproducción coherente de ρ^0 en el LHC”

Tesis que presenta

Rigoberto Cruz Albino

para obtener el Grado de

Doctor en Ciencias

en la Especialidad de

Física

Directores de tesis: Dr. Gerardo Antonio Herrera Corral
 Dr. Daniel Tapia Takaki

Dedicado a toda mi familia, en especial a mi Madre y a mi Padre.

Agradecimientos

Al Dr. Gerardo A. Herrera Corral por el apoyo, por los consejos acertados, por su disponibilidad en discutir acerca del trabajo de tesis y por ayudarme ante cualquier problema académico.

Al Dr. Daniel Tapia Takaki por su apoyo y consejo durante todo el doctorado, sin su ayuda no hubiese sido posible concluir este trabajo.

Al Dr. Jesus Guillermo Contreras Nuno por sugerirme e incluirme en uno de sus temas de trabajo acerca del primer estado excitado del mesón vectorial ρ^0 y posteriormente en el análisis del mesón vectorial ρ^0 , trabajos que nutrieron significativamente a mi formación académica gracias por el apoyo y por compartir sus conocimientos.

Al Dr. Mario Rodriguez Cahuantzi por su gran apoyo y amabilidad en todo momento, gracias por compartir sus conocimientos durante todo este tiempo.

A todo el grupo de la colaboración UPC en ALICE, en especial Joakim Nystrand, Christoph Mayer, Evgeny Kryshen y Michal Broz por su ayuda.

Al Proyecto ePlanet encabezado por el Dr. Arnulfo Zepeda Domínguez y la Dra. Verónica Riquer mediante el cual me fue posible estar durante un año en el CERN para la realización de esta tesis.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por el apoyo financiero brindado durante mis estudios de doctorado.

A las secretarias del departamento de física en especial a Patricia V., Flor y Rosemary, por su gran trabajo.

Abstract

Coherent photoproduction of ρ^0 mesons in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV is measured for the first time at the LHC and also we show the preliminary results for p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. In Pb-Pb collisions the invariant mass and transverse momentum distributions for ρ^0 production are studied in the $\pi^+\pi^-$ decay channel at mid-rapidity. The production cross section in the rapidity range $|y| < 0.5$ is found to be $d\sigma/dy = 425 \pm 10$ (est.) $^{+42}_{-50}$ (sist.) mb. Coherent ρ^0 production is studied with and without requirement of nuclear breakup, and the fractional yields for various breakup scenarios are presented. The results are compared with those from lower energies and with model predictions. In p-Pb collisions the invariant mass and transverse momentum distributions for ρ^0 production are studied in the $\pi^+\pi^-$ decay channel on 7 different rapidity bins corresponding to different energies (Pb-p), also a measurement is made in the rapidity range $|y| < 0.5$ at $\langle W_{\gamma p} \rangle = 82$ GeV for both samples (Pb-p and p-Pb). The measured cross section is in agreement with the HERA results. The production cross section in the different rapidity bins is found to be: $\sigma_{\gamma p} = 8.441 \pm 0.390$ (est.); 9.026 ± 0.277 (est.); 9.973 ± 0.341 (est.); 10.354 ± 0.341 (est.); 11.855 ± 0.421 (est.); 12.092 ± 0.478 (est.); 9.203 ± 0.544 (est.) μb , at energies $\langle W_{\gamma p} \rangle = 59, 69, 78, 86, 95, 105, \text{ y } 119$ GeV, respectively. While at the rapidity range $|y| < 0.5$, where two data sample were analyzed from two different triggers, the cross section is found to be: $\sigma_{\gamma p} = 11.190 \pm 0.369$ (est.) μb (p-Pb), and 10.486 ± 0.163 (est.) μb (Pb-p).

Resumen

Por primera vez se mide la fotoproducción coherente de mesones ρ^0 en colisiones ultraperiféricas de Pb-Pb a una energía del centro de masa de $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV en el colisionador LHC y se dan algunos resultados preliminares de las colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Para las colisiones Pb-Pb, se estudian las distribuciones de la masa invariante y del momento transversal para la producción de ρ^0 en el canal de decaimiento $\pi^+\pi^-$. Se concluyó que la sección eficaz diferencial de producción en el rango de la rapidez $|y| < 0.5$ es $d\sigma/dy = 425 \pm 10$ (est.) $^{+42}_{-50}$ (sist.) mb. La producción coherente de ρ^0 fue estudiado con y sin requerimiento del rompimiento nuclear, y son presentadas las fracciones de las muestras obtenidas de la parte resonante del ajuste para varios escenarios de rompimiento. Los resultados son comparados con los de baja energía y con las predicciones de modelos. En las colisiones de p-Pb se estudian las distribuciones de la masa invariante y del momento transversal para la producción de ρ^0 , estudiado en el canal de decaimiento $\pi^+\pi^-$. Para la muestra de las colisiones Pb-p, el análisis se dividió en 7 regiones de la rapidez que corresponden a distintas energías, además se hizo una medición en la región cinemática $|y| < 0.5$ para ambas muestras (p-Pb y Pb-p) a una energía del centro de masa $\langle W_{\gamma p} \rangle = 82$ GeV. Las secciones eficaces determinadas para cada región de la rapidez son consistentes con los resultados obtenidos por HERA. Para la muestra Pb-p se determinó que la sección eficaz para cada región de la rapidez son: $\sigma_{\gamma p} = 8.441 \pm 0.390$ (est.); 9.026 ± 0.277 (est.); 9.973 ± 0.341 (est.); 10.354 ± 0.341 (est.); 11.855 ± 0.421 (est.); 12.092 ± 0.478 (est.); 9.203 ± 0.544 (est.) μb , en las energías $\langle W_{\gamma p} \rangle = 59, 69, 78, 86, 95, 105, \text{ y } 119$ GeV, respectivamente. Mientras que en la región de la rapidez $|y| < 0.5$ se analizaron dos muestras de dos *triggers* diferentes en donde $\sigma_{\gamma p} = 11.190 \pm 0.369$ (est.) μb (p-Pb), y 10.486 ± 0.163 (est.) μb (Pb-p).

Contenido

	Página
1 Introducción	1
2 Esquema teórico	7
2.1. Variables cinemáticas en la medición de iones pesados	7
2.1.1. Rapidez y	7
2.1.2. Pseudo-rapidez	9
2.1.3. Variables de Mandelstam	10
2.2. Simetría de cruce	10
2.3. Amplitud de dispersión y la sección Eficaz	11
2.4. Dispersión inelástica profunda	13
2.4.1. Cinemática y dinámica del cono de luz	13
2.4.2. Cinemática de la dispersión inelástica	15
2.5. Física difractiva	18
2.5.1. Difracción en física de partículas	18
2.5.2. Reacciones difractivas	19
2.6. Colisiones Ultraperiféricas	20
2.6.1. Condición de coherencia	22
2.6.2. Procesos fotonucleares exclusivos	23
2.7. El modelo VMD	25
2.8. Relación de la sección eficaz UPC y la sección eficaz de fotoproducción	26
3 Experimento ALICE	29
3.1. Sub-detectores FWD (Forward)	31
3.1.1. El detector VZERO (V0)	31
3.1.2. El detector T0	33
3.1.3. El detector FMD	34
3.2. El detector ZDC (Zero-Degree Calorimeter)	35
3.3. Detectores Centrales	37
3.3.1. El detector ITS	37

Contenido

3.3.2.	El detector TPC (Time Projection Chamber)	39
3.3.3.	El detector TRD (Transition Radiation Detector)	42
3.3.4.	El detector TOF (Time-Of-Flight)	43
3.4.	El detector AD (Alice Diffractive)	44
3.5.	Sistema de disparo	45
3.5.1.	Lógica de disparo	46
3.5.2.	Datos registrados	48
3.5.3.	Sistemas en línea de ALICE	49
3.6.	Sistema de control del detector	50
3.6.1.	Arquitectura del <i>hardware</i> y del <i>software</i>	50
3.6.2.	Electrónica de frontera	51
3.6.3.	Sistema de control del experimento	52
4	Simulación Monte Carlo	53
4.1.	Modelos para la producción de mesones $\rho^0(770)$ en UPC	53
4.1.1.	El modelo KN	54
4.1.2.	El modelo GM	57
4.2.	Canales de producción en STARLIGHT	61
4.2.1.	Salida de la lectura	62
5	Resultados experimentales recientes en UPC	65
5.1.	Fotoproducción en HERA	65
5.1.1.	La fotoproducción de ρ^0 en el experimento ZEUS	69
5.2.	Mediciones UPC en RHIC	77
5.2.1.	Experimento STAR	78
5.2.2.	Experimento PHENIX	84
5.3.	Mediciones UPC en en experimento ALICE	86
5.3.1.	Fotoproducción exclusiva de J/ψ	86
6	Selección de datos	91
6.1.	Reconstrucción de variables cinemáticas	92
6.1.1.	Región de fotoproducción	92
6.1.2.	Reconstrucción del 4-momento de ρ' y de ρ^0	92
6.1.3.	Reconstrucción de la masa de 4 piones y de 2 piones	92
6.2.	Fotoproducción de 4 piones en las colisiones Pb-Pb	92
6.2.1.	Selección de eventos	93
6.2.2.	Selección de trazas	93
6.2.3.	Distribución de la masa invariante	94
6.3.	Photoproducción de 4-piones en las colisiones p-Pb	97

6.3.1.	Selección de trazas	97
6.3.2.	Selección de eventos	98
6.3.3.	Análisis en las trazas	99
6.3.4.	Espectros de la masa invariante de 4 piones y de los subsistemas $\pi^+\pi^-$. .	102
6.4.	Fotoproducción de 2 piones en las colisiones Pb-Pb	103
6.4.1.	Selección eventos	104
6.4.2.	Selección trazas	105
6.5.	Fotoproducción de 2 piones en las colisiones p-Pb	106
6.5.1.	Selección de trazas	106
6.5.2.	La selección de eventos	107
6.5.3.	Extracción de la señal	108
7	La eficiencia y la luminosidad	113
7.1.	Estudios Monte Carlo para las colisiones Pb-Pb	113
7.2.	Medición de la luminosidad en las colisiones Pb-Pb	114
7.3.	Estudios Monte Carlo para las colisiones p-Pb	115
7.3.1.	Eficiencia para la muestra del trigger CCUP2 (Pb-p)	115
7.3.2.	Eficiencia para la muestra del trigger CINT1 (p-Pb)	120
7.4.	Medición de la luminosidad para las colisiones p-Pb	121
7.4.1.	Medición de la luminosidad de la muestra CINT1 (p-Pb)	122
7.4.2.	Luminosidad de la muestra del CCUP2 (Pb-p)	123
8	Determinación de la sección eficaz y resultados en Pb-Pb	125
8.1.	Ajuste de la masa invariante	125
8.2.	Modelo de Söding	126
8.3.	Modelo de Ross-Stodolsky	127
8.4.	Errores Sistemáticos	127
8.5.	La sección eficaz diferencial	130
8.6.	Distribución de la energía en el ZDC	130
8.7.	Resultados y Discusión	132
9	Determinación de la sección eficaz y resultados en p-Pb	135
9.1.	Determinación de la sección eficaz en colisiones Pb-p y p-Pb	137
9.1.1.	Modelo de Söding	138
9.1.2.	Modelo de Ross-Stodolsky	138
9.1.3.	La sección eficaz de fotoproducción elástica de ρ^0 en las colisiones Pb-p . .	139
9.2.	Resultados preliminares (Modelo de Söding)	140
9.2.1.	Distribución de la masa invariante en siete regiones de la rapidez (CCUP2) .	140
9.2.2.	Comparación de las muestras CINT1 y CCUP2 en la región $ y < 0.5$	141

Contenido

9.2.3. Parámetros en función de p_T de la muestra CCUP2	143
9.2.4. Resultados	144
9.3. Resultados preliminares (Modelo de Ross-Stodolsky)	149
9.3.1. Distribución de la masa invariante en siete regiones de la rapidez (CCUP2)	150
9.3.2. Comparación de las muestras CINT1 y CCUP2 en la región $ y < 0.5$	152
9.3.3. Parámetros en función de p_T de la muestra CCUP2	153
9.3.4. Resultados	153
10 Conclusiones	159
A Aproximación de Weizsäcker-Williams	161
B Selección de eventos	167
B.1. Colisiones Pb-Pb del periodo 2011	167
B.1.1. Selección de corridas para el análisis de ρ'	167
B.2. Colisiones p-Pb para el periodo 2013	168
B.2.1. Selección de corridas para el análisis de ρ'	168
B.2.2. Selección de eventos para el análisis de ρ'	168
B.2.3. La selección de corridas para el análisis de ρ^0	169
B.2.4. Selección de eventos para el análisis de ρ^0	170
C Luminosidad por corrida	171
D Gráficas de resultados de las colisiones Pb-p y p-Pb	175
D.1. Modelo de Söding	175
D.2. Modelo de Ross-Stodolsky	180
Bibliografía	185

Introducción

A principios de la década de 1930, una serie experimentos realizados por Irène Joliot-Curie, Frédéric Joliot, Majorana y James Chadwick [1], demuestran la existencia del neutrón. En 1932 W. Heisenberg dio a conocer su trabajo, donde considera la interacción “*Platzwechsel*” (intercambio de la fuerza nuclear) entre el neutrón y el protón en una estructura nuclear, en esta idea consideró a los protones y neutrones como estados diferentes de la misma partícula, asociándolas a cada una con un número cuántico *isotopic spin (isospin)* -1 y +1, respectivamente [2]. Este fué el comienzo de una importante teoría cuántica, que introdujo con el fin de entender el espectro del átomo de Helio, de esta forma surgió la física nuclear moderna y la física de partículas elementales. Por otro lado, Fermi en 1934 y otros físicos en esta misma década intentaban resolver el problema del decaimiento beta ^{*}, Fermi utilizó el formalismo de Heisenberg y la hipótesis del neutrino propuesta por Pauli en 1930 [3, 4] [†]. El éxito de la teoría del decaimiento beta de Fermi fue una prueba de la existencia de la interacción “*Platzwechsel*”. Hasta entonces poco se sabía acerca de la naturaleza de las interacciones de la partículas elementales. En 1935 Hideki Yukawa mostró una nueva teoría de la fuerza nuclear, una modificación de la teoría de Heisenberg y de Fermi, en la que la fuerza entre el neutrón y el protón se debía a un intercambio de una partícula entre estas dos, sugirió que la transición de un ‘estado neutrón’ a un ‘estado protón’, no necesita siempre proceder a través de la emisión de un protón y un electrón, como se creía en ese entonces, la nueva partícula hipotética tenía que tener una masa de aproximadamente 200 veces la masa del electrón, y debía obedecer la estadística de Bose [‡]. Se produjo un debate considerable de

^{*}Interacción débil.

[†]Una traducción del alemán al inglés por Kurt Riesselmann del artículo de Pauli, es mostrada en la liga: http://www.symmetrymagazine.org/sites/default/files/legacy/pdfs/200703/logbook_letter_translation.pdf.

[‡]H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan 17, 48 (1935).

Capítulo 1. Introducción

cómo nombrar a esta partícula. Entre los nombres propuestos fueron [5]: *Heavy quantum*, *heavy electron*, *barytron*, *baryteron*, *mesotron* y ‘*meson*’[§]. En ese tiempo, fue conveniente utilizar el término ‘*meson*’ para cualquier partícula con una masa que estaba entre la masa del protón y la del electrón. En 1938 ya había evidencia experimental de la existencia de una partícula con una masa que estaba entre 150-220 veces la masa del electrón, dentro del valor que predecía Yukawa, pero con el tiempo fue evidente que ésta no era la partícula que estaban esperando, ésta no estaba relacionada con la interacción nuclear fuerte, se trataba de la que actualmente se conoce como *muón* [6–9]. En la teoría original de Yukawa (mesones cargados de *spin* cero), se encontró que no daba el signo correcto para la interacción en uno de los estados del deuterón (3S) [10], es decir, repulsión en lugar de atracción, este problema se corrigió asumiendo que tenía el espín igual a uno, que corresponde a una función de onda vectorial del mesón, una teoría vectorial desarrollada simultáneamente en 1938 por Yukawa, Heitler, Froehlich y Kemmer [11–15]. Después de la década de los 1930 la actividad científica mundial fue deteniéndose por la segunda guerra mundial, y después de 1945 fue retomando gradualmente la actividad. La primera evidencia de la existencia de los *mesones* cargados, se dió en el experimento del físico C. F. Powell *et. al.* en 1947 ¶, a los que más tarde se daría el nombre de piones. En ese mismo año Conversi, Pancini y Piccioni demostraron que los ‘mesones’ ligeros ¶¶, no interactuaban fuertemente con el núcleo. En la década de los años 1940, surgieron teorías, versiones modificadas de la teoría de Yukawa que no eran consistentes con los resultados experimentales, propuestas por Bethe y Marshak (fué la primera en descartarse) y por Sakata [16, 17]. En estos trabajos aún desconocían cuál de los ‘mesones’ jugaría el papel importante en la interacción fuerte, entre los ‘mesones’ ligeros y los mesones pesados (piones) ambos observados en el experimento de Powell [18]. En aquel momento, el pión se había convertido en el *quantum* para la interacción fuerte en analogía con el papel que jugaba el fotón en la electrodinámica cuántica, y surgió una pregunta acerca de los mesones, ¿eran éstas, partículas elementales? [19]. En 1949 le fue otorgado por la Academia Sueca de Ciencia el premio Nobel a Hideki Yukawa.



En los años 1950 y 1960, con la invención de cámaras de burbujas (*bubble chambers and spark chambers*), la física experimental de partículas comenzó a descubrir un número grande y creciente de partículas con distintas propiedades [20]. Fenomenológicamente la fuerza nuclear fue tornándose un fenómeno más complicado de describir. Surgieron muchas teorías para describir la interacción fuerte. A principios de los años 1950, Pais, Gell-Mann, K. Nishijima, propusieron las primeras reglas de selección para clasificar a las nuevas partículas [21–23]. Se encontró que los comportamientos de estas nuevas partículas inestables se interpretaban mejor en términos de un nuevo número cuántico (*strangeness*) [22, 24, 25]. El modelo de Fermi-Yang [19], extendido por

[§]H. J. Bhabha, *Nature*, 143, 276, (1939).

[¶]C. F. Powell *et. al.*, *Nature* 159, 694-697, (1947).

^{¶¶}*Muones*, que posteriormente pasarían ser de clase leptón, nombre que se acordó a inicios de los años 1960.

Sakata [26], predijo los primeros mesones isoescalares (como el mesón eta), descubiertos más tarde. En los años 1960, el estado de la física de partículas era de supremacía experimental y de impotencia teórica. La construcción de aceleradores permitieron descubrimientos experimentales que daban sorpresas en pocos meses. En 1961 Gell-Mann formuló un sistema de clasificación de partículas conocido como *Eightfold Way* en términos más técnicos ($SU(3)$ flavor symmetry y que más tarde pasaría ser el sector QCD del modelo estandar) [27], Yuval Ne'eman desarrolló un esquema similar en el mismo año [28]. En 1964 Murray Gell-Mann y George Zweig propusieron de manera independiente un nuevo modelo teórico el cual Gell-Mann llamó *Quark model* [29, 30]. A finales de los 1960, ya se habían observado cientos de partículas, Gell-Mann y Zweig postularon que no eran partículas elementales, sino compuestas, combinaciones de quarks y antiquarks, en su modelo involucraron tres tipos de quarks *up*, *down*, and *strange*. Es ésta misma década nace la idea del modelo estándar por Sheldon Glashow, una manera de combinar las interacciones electromagnéticas y débiles [31] en el que más tarde Steven Weinberg y Abdus Salam incorporaron el mecanismo de Higgs en la interacción electrodébil de Glashow, dándole su forma moderna. El Modelo Estándar es el mejor modelo teórico hasta ahora para describir las interacciones entre partículas. Tiene como parámetros libres las masas de los leptones, de los quarks, la fase de violación de CP y los tres ángulos de Euler de CKM [32], las constantes de acoplamiento g para $SU(1)$, $SU(2)$ y $SU(3)$. En este modelo, doce de las partículas elementales son fermiones, pertenecientes a dos familias distintas, la familia de los quarks y la de los leptones. También agrupadas en tres generaciones cada una comprende dos leptones y dos quarks. Para la familia de los quarks, la primera generación está conformada por *up-u* y *down-d*, la segunda por *strange-s* y *charm-c* y la tercera por *bottom-b* y *top-t*. Para la familia de los leptones, la primera generación está conformada por *electron-e* y *electron neutrino- ν_e* , la segunda por *muon- μ* y *muon neutrino- ν_μ* y la tercera por *tau- τ* y *tau neutrino- ν_τ* . Los bosones de *gauge* en el Modelo Estandar son definidos como los mediadores de las interacciones fundamentales, la interacción fuerte, tiene como mediadores a los *gluones*, en la interacción debil tiene como mediadores los bosones Z , W^+ y W^- y en la interacción electromagnética el fotón. El bosón de Higgs desempeña un papel único en el modelo estándar, al explicar por qué las otras partículas elementales, excepto el fotón y el gluón, son masivos.



Por otro lado, 1949, McMillan, Peterson, y Khite, observaron un nuevo fenómeno, la foto-producción de partículas (*los primeros mesones y el muón*) [33], uno de los primeros grupos en denotar a uno ellos como ρ (ver [33, 34]). Con el tiempo la construcción de máquinas de rayos X suficientemente energéticos hicieron posible el estudio de este nuevo proceso en la siguiente década, pero Gell-Mann fue quien clasificó mejor a ρ en la sección V de su sistema de clasificación de partículas *Eightfold Way*, con la ayuda de los resultados de Sakurai en el trabajo titulado como *Theory of Strong Interaction*. En la década de los años 1960, Sakurai desarrolla un modelo teórico

Capítulo 1. Introducción

conocido como *Vector Meson Dominance* [35, 36], antes de la introducción de QCD (*Quantum chromodynamics*) para describir la interacción del fotón con la materia hadrónica. De acuerdo al modelo VMD el fotón es una superposición del fotón electromagnético puro (*que interactúa sólo con cargas electricas*) y el mesón vectorial. A principios de los años 1970, uno de los primeros intentos para explicar los resultados de la dispersión inelástica profunda (*deep inelastic scattering*, nombre dado a un proceso utilizado para sondear el interior de los hadrones) fue emplear VMD, que había sido empleado para describir interacciones fotón-hadrón en un amplio rango de energías, pero hubo discrepancias en sus predicciones en la dispersión inelástica profunda. Hubo muchos intentos por salvar este modelo, unos de ellos fue un nuevo modelo generalizado (VMG) del VMD publicado en 1972. En 1990 Jerome I. Friedman en su escrito (*Nobel Lecture*), menciona que los cálculos del modelo VMG en general fallan para describir los datos en un amplio rango de la cinemática. Actualmente, VMD no se considera como parte del modelo estándar. A pesar de esto el modelo *Vector Meson Dominance* a veces hace predicciones mucho más precisas de algunos decaimientos hadrónicos de mesones ligeros excitados, que el QCD perturbativo [37].



Actualmente contamos con el acelerador más energético que existe hasta ahora, ubicado en Ginebra, el LHC-CERN (ver Figura:1.1), que tiene con un anillo de 27 km, y que cuenta con cuatro detectores principales LHCb, ALICE, CMS y ATLAS, ubicados a una profundidad de aproximadamente 100 metros bajo tierra y con un peso aproximado de 2,500 toneladas, 10,000 toneladas, 14,000 toneladas y 7,000 toneladas, respectivamente. En él se llega a niveles de energías nunca antes alcanzadas y las interacciones fotón-fotón ($\gamma\gamma$) y fotón-hadrón ($\gamma - p$ y $\gamma - Pb$) toman una gran relevancia en los experimentos. En el experimento ALICE se ha estudiado seriamente la fotoproducción de los mesones (ρ^0 , J/ψ).

En esta tesis se estudia la fotoproducción exclusiva del mesón vectorial ρ^0 en las colisiones fotón-núcleo (capítulo 8) y fotón-protón (capítulo 9) y se muestran las secciones eficaces de producción $\sigma(Pb + Pb \rightarrow Pb + Pb + \rho^0)$ y $\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$, respectivamente. De acuerdo al Monte Carlo STARLIGHT, la sección eficaz total fotonuclear $\gamma + Pb \rightarrow \rho^0 + Pb$ es casi independiente de la energía para $W_{\gamma N} > 10$ GeV. Hasta ahora se han hecho pocas mediciones de la sección eficaz total $\sigma(Pb + Pb \rightarrow Pb + Pb + \rho^0)$ [150, 153, 154]. Por otra parte, las mediciones hechas por otros experimentos de la sección eficaz total $\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$ y de otros mesones vectoriales se puede ver en la figura 9.1. En el experimento ALICE se determinaron las secciones eficaces para diferentes regiones cinemáticas $W_{\gamma p}$ que corresponden a diferentes regiones de la rapidez y , para dos diferentes muestras (p-Pb y Pb-p). Para la muestra p-Pb se midió la sección eficaz total en las regiones de la rapidez $-0.5 < y < 0.0$ y $0.0 < y < 0.5$. Para la muestra Pb-p cuenta con más estadística y se midió la sección eficaz total en siete regiones de la rapidez. Además para hacer un *cross check* se hace una medición de la sección eficaz total en la región $|y| < 0.5$ para ambas muestras (p-Pb y Pb-p) para más detalles ver el capítulo 9.

CERN Accelerator Complex

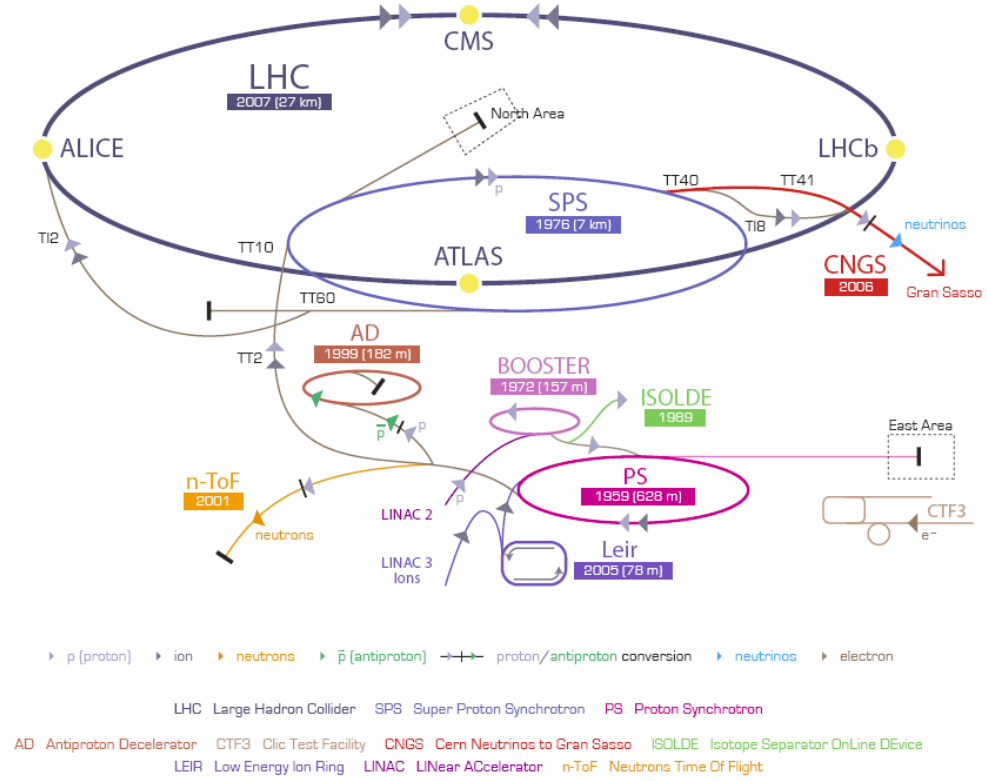


FIGURA 1.1. Complejo de aceleradores del CERN.

Resumiendo brevemente el contenido de cada capítulo de la tesis, el capítulo 2 proporciona una breve visión general de los aspectos teóricos de difracción, de la dispersión inelástica profunda (*Deep Inelastic Scattering*) y propiedades de los procesos fotonucleares, así como variables cinemáticas para colisiones relativistas de iones pesados y para la dispersión inelástica profunda. En el capítulo 3 se describen algunas de las partes importantes para este análisis del detector de ALICE. El capítulo 4, describe brevemente cada uno de los modelos que predicen las secciones eficaces de la fotoproducción de ρ^0 . En el capítulo 5, se muestran algunos resultados obtenidos en HERA, en RHIC, y en el LHC, acerca de la fotoproducción de mesones vectoriales. En el capítulo 6 se muestran algunos avances acerca de la $\rho(1700)$ en colisiones p-Pb, y detalles de los cortes de selección de datos para el análisis de las colisiones p-Pb y Pb-Pb. El capítulo 7 muestra las eficiencias en función del momento transversal y de la masa invariante correspondientes a las diferentes regiones de la rapidez (para el sistema de $\pi^+\pi^-$), también se muestran las luminosidades para cada muestra, y en los capítulos 8 y 9 se determinan las secciones eficaces para las

Capítulo 1. Introducción

muestras de datos de las colisiones Pb-Pb y p-Pb, respectivamente. Los resultados obtenidos son comparados con los de otros experimentos, y con las predicciones de los modelos teóricos. En el capítulo [10](#) hemos puesto las conclusiones.

Esquema teórico

2.1. Variables cinemáticas en la medición de iones pesados

En las colisiones de iones pesados relativistas, es conveniente, usar variables cinemáticas que tienen propiedades simples bajo un cambio en el sistema de referencia. En las mediciones de estos procesos comúnmente se componen de combinaciones de las variables, como el momento, la energía, el ángulo azimutal, la rapidez, la pseudo-rapidez y el momento transversal, denotados por $(p, E, \phi, y, \eta, p_T)$, respectivamente. La convención habitual en la física de aceleradores es situar el eje z en la dirección del haz. El momento p de una partícula está determinada por sus componentes (p_x, p_y, p_z) mientras que el momento transversal por (p_x, p_y) en el sistema de referencia del detector ALICE (ver figura 2.1).

2.1.1. Rapidez y

Una de las variables que comúnmente se usa para describir la condición cinemática de una partícula es la rapidez, que se define como

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right). \quad (2.1)$$

Para deducir algunas propiedades de esta variable vamos a usar las componentes del 4-vector. De las transformaciones de Lorentz tenemos:

$$ct' = \gamma(ct - \beta z), \quad x' = x, \quad y' = y, \quad z' = \gamma(z - \beta ct), \quad (2.2)$$

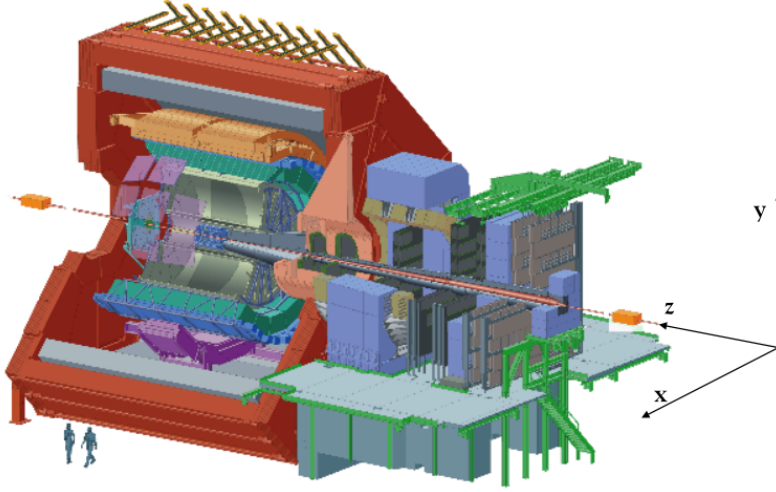


FIGURA 2.1. Sistema de referencia del detector ALICE.

y las respectivas componentes del 4-momento,

$$E'/c = \gamma(E/c - \beta p_z), \quad p'_x = p_x, \quad p'_y = p_y, \quad p'_z = \gamma(p_z - \beta E/c), \quad (2.3)$$

donde β es la velocidad del sistema de referencia S' relativo a S . Hemos utilizado la convención usual de los experimentos de iones pesados relativistas, donde el eje del haz define el eje z . La rapidez y' en el nuevo sistema de referencia S' esta definido como

$$y' = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E' + p'_z c}{E' - p'_z c} \right), \quad (2.4)$$

bajo la transformación de Lorentz, la energía E' y el momento p'_z , en el nuevo sistema de referencia están relacionados con la energía E y el momento p_z en el sistema de referencia S por (2.3). Usando esta relación llegamos a la siguiente expresión:

$$y' = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{(1 - \beta)(E/c + p_z)}{(1 + \beta)(E/c - p_z)} \right) \quad o \quad y' = y - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right). \quad (2.5)$$

Por lo tanto, la rapidez de una partícula en un sistema de referencia en movimiento, es igual a la rapidez de esta partícula en un sistema en reposo menos su rapidez en el sistema de referencia en movimiento. Usando este último resultado podemos determinar que

$$y'_1 - y'_2 = y_1 - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) - y_2 + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) = y_1 - y_2, \quad (2.6)$$

2.1. Variables cinemáticas en la medición de iones pesados

la diferencia de estas dos cantidades cinemáticas que corresponden a dos partículas diferentes, es invariante bajo la transformación de Lorentz a lo largo del eje z (eje del haz). Ésta es una de las razones principales por las que la rapidez es una variable crucial en las colisiones de iones pesados.

2.1.2. Pseudo-rapidez

Para caracterizar la rapidez de una partícula es necesario medir dos cantidades de la partícula, su energía y el momento longitudinal. Esto hace que sea difícil de medir la rapidez de una partícula. Sin embargo hay otra variable mucho más fácil de medir para partículas altamente energéticas una vez medido el ángulo de la partícula detectada relativo al eje del haz. Esta variable es la que comúnmente caracteriza la partícula detectada en los experimentos de iones pesados relativistas. Si partimos de (2.1) y de la relación energía-momento-masa, $E^2 = (p_x c)^2 + (p_y c)^2 + (p_z c)^2 + m_0^2 c^4$, obtenemos la siguiente expresión,

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{pc \left(1 + (mc^2/pc)^2 \right)^{1/2} + p_z c}{pc \left(1 + (mc^2/pc)^2 \right)^{1/2} - p_z c} \right). \quad (2.7)$$

Donde p es el momento total de la partícula. Usando la serie binomial para toda $\left| (mc^2/pc)^2 \right| \ll 1$, y para el caso de partículas muy energéticas, podemos aproximar a

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + (p_z/p)}{1 - (p_z/p)} \right). \quad (2.8)$$

Ahora si llamamos θ al ángulo entre p_z y el momento total p , podemos obtener la siguiente expresión

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)}{\sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)} \right). \quad (2.9)$$

Por lo tanto para partículas altamente energéticas podemos definir la pseudo-rapidez como:

$$\eta \approx -\frac{1}{2} \ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right). \quad (2.10)$$

Si la masa m de la partícula es mucho menor que su momento p ($m \ll p$), de la ecuación relativista para la energía se obtiene que $E \approx p$, y la pseudo-rapidez es igual a la rapidez (caso ultra-relativista).

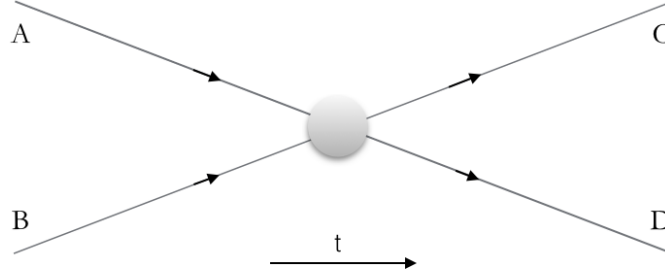


FIGURA 2.2. Diagrama genérico para la dispersión de dos cuerpos. La flecha indica el sentido de la evolución temporal.

2.1.3. Variables de Mandelstam

La cinemática de cualquier proceso de dispersión de tipo $A + B \rightarrow C + D$ (ver figura 2.2), puede ser expresado en términos de las tres variables de Mandelstam [38, 39],

$$\begin{aligned} s &= -c^2(p_A + p_B)^2 + (E_A + E_B)^2, \\ t &= -c^2(p_A - p_C)^2 - (E_A - E_C)^2, \\ u &= -c^2(p_A - p_D)^2 + (E_A - E_D)^2, \end{aligned} \quad (2.11)$$

todas las variables son invariantes de Lorentz. En el sistema del centro de masa $p_A + p_B = 0$ por definición y la variable s se reduce a:

$$s = (E_A + E_B)^2. \quad (2.12)$$

La variable s es por lo tanto el cuadrado de la energía total en el sistema del centro masa y puede ser definido en cualquier tipo de colisión entre dos partículas. Si las variables s y t son conocidos u es dado por la relación $s + t + u = (m_A^2 + m_B^2 + m_C^2 + m_D^2)c^4$, donde m_A, m_B, m_C, m_D son las masas de las partículas incidente y dispersadas, suficiente para escribir la amplitud de dispersión como función de s y t . La variable t representa el momento transferido al núcleo, la importancia de esta variable en el análisis de datos se ve con detalle en el capítulo 7, donde se hace una aproximación de $t = -p_T^2$, donde p_T es el momento transverso del mesón vectorial. Para una interacción exclusiva y coherente, t estará restringido por el factor de forma del núcleo.

2.2. Simetría de cruce

El principio de la simetría de cruce (*Crossing symmetry*), según el cual para cada proceso del tipo $A + B \rightarrow C + D$, la amplitud es invariante a la transformación de que una partícula A

2.3. Amplitud de dispersión y la sección Eficaz

sea removida del estado inicial y remplazado por una antipartícula \bar{A} en el estado final con el cuadrimomento invertido. Las relaciones entre amplitudes de dispersión para diferentes procesos pueden ser obtenidos usando el principio de la simetría de cruce. Esta simetría permite usar sólo una función $M(s, t)$ para describir tres diferentes procesos: $A + B \rightarrow C + D$, en la región cinemática donde $s > 0$ y $t < 0$; $\bar{C} + B \rightarrow \bar{A} + D$, para $u > 0$ y $t < 0$; y $A + \bar{C} \rightarrow B + \bar{D}$, para $t > 0$ y $s < 0$. Para ver más detalles uno puede consultar [40].

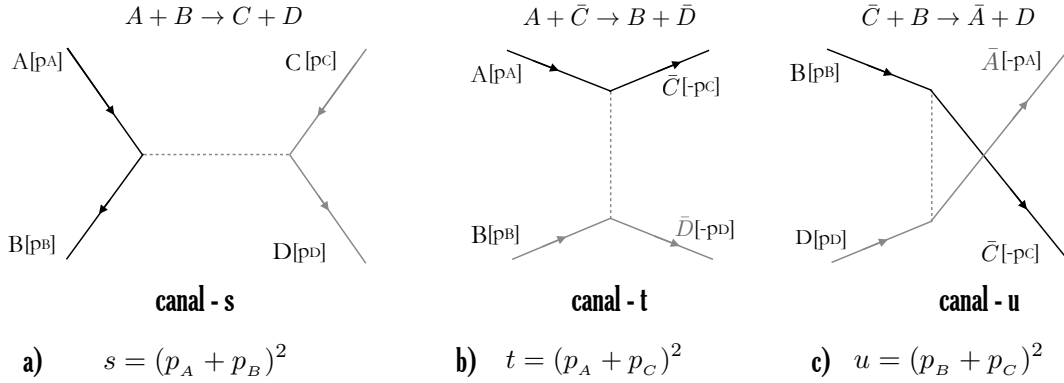


FIGURA 2.3. Amplitud de dispersión para un proceso de dos a dos cuerpos. Representados en el canal-s (a), canal-u (b), canal-t (c). [40, 41]

Aquí \bar{A} , \bar{C} y \bar{D} , denotan las antipartículas de A, C y D, respectivamente. En estas expresiones, s , t y u son las variables de Mandelstam, para cada amplitud mostrada en la figura 2.10, son representadas como: $M(s, t)$, $M(t, s)$ y $M(u, t)$ para los canales s , t y u , respectivamente. Además de otros posibles procesos, $A + \bar{C} \rightarrow \bar{B} + D$, $\bar{C} + \bar{D} \rightarrow \bar{A} + \bar{B}$, etc., [40–42]. Desde un punto de vista experimental el canal simplemente se puede leer de la gráfica y la conexión con el centro de masa y la energía no es muy importante.

2.3. Amplitud de dispersión y la sección Eficaz

En física de partículas, una de las cantidades más importante es la sección eficaz σ , que contiene la física fundamental y tiene dimensiones de área, denominada la sección eficaz de interacción, una cantidad que permite comparar resultados teóricos con los experimentales. Aunque existen diferentes enfoques formales para proporcionar una definición, aquí daremos la más tradicional, cercana a una interpretación geométrica, con la intención de dar una comprensión más clara del concepto. Pero en muchos casos no sólo la sección eficaz total es de interés, sino también la distribución en alguna variable cinemática. En este caso, la medición experimental relevante es la sección eficaz diferencial para la razón de dispersión en un elemento de ángulo sólido $d\Omega$ [43].

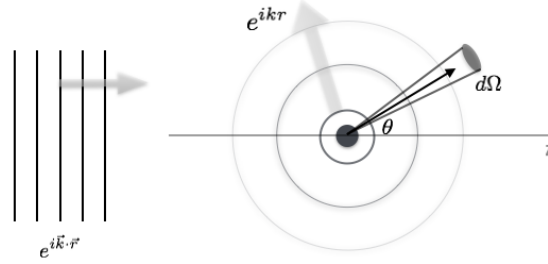


FIGURA 2.4. Dispersión de ondas; las ondas planas entrantes generando ondas esféricas salientes.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{número de partículas dispersadas en } d\Omega \text{ por unidad de tiempo por unidad de partícula dispersor}}{\text{flujo incidente}}$$

La sección eficaz diferencial no está limitada a distribuciones angulares. En algunos casos la distribución de la energía de la partícula dispersada que es sensible a la física fundamental oculta $d\sigma/dE$. En otros casos uno puede estar interesado en la distribución de la rapidez $d\sigma/dy$ de las partículas dispersadas o en la segunda derivada de la sección eficaz $d^2\sigma/d\Omega dE$. En la teoría cuántica de dispersión podemos considerar una partícula descrita por una onda plana $\Psi(r) = Ae^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}$, que se encuentra con un potencial de dispersión, produciendo una onda esférica saliente de la partícula dispersada figura 2.4, que tiene la forma de

$$\Psi(r, \theta) \approx Ae^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (2.13)$$

La ec.(2.13) se cumple para valores grandes de r . Aquí hemos definido el eje z en la dirección de propagación de la onda plana [44] y consideramos que el potencial de dispersión tiene una simetría azimutal, por lo que la amplitud de dispersión f sólo depende del ángulo θ . En (2.13) k es el número de ondas. El problema se reduce determinar la amplitud de dispersión $f(\theta)$, que indica la probabilidad de dispersión en una dirección θ dada, y por lo tanto está relacionada con la sección eficaz diferencial. Ahora la probabilidad de que una partícula incidente, viajando a una cierta velocidad que pasa a través de una área infinitesimal $d\sigma$, en un tiempo dt , antes del contacto con el potencial de dispersión, está dada como: $dP = |\Psi_{\text{incidente}}|^2 dV = |A|^2 (v dt) d\sigma$. Pero esto es igual a la probabilidad que la partícula emerja en el correspondiente ángulo sólido $d\Omega$, $dP = |\Psi_{\text{dispersado}}|^2 dV = [(|A|^2 |f|^2) / (r^2)] (v dt) r^2 d\Omega$, del cual obtenemos: $d\sigma / d\Omega = |f(\theta)|^2$. Para el caso general en el que no hay simetría azimutal en el potencial dispersor se obtiene la siguiente expresión,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta, \phi)|^2. \quad (2.14)$$

Sin embargo este esquema causa problemas cuando surge la tarea de calcular secciones eficaces reales, dado que la onda plana no está normalizada. Usando apropiadamente una onda incidente y dispersada normalizadas, se puede obtener una expresión mas adecuada. Se puede aprender mucho acerca de un potencial de dispersión, una vez que se ha medido la sección eficaz diferencial.

2.4. Dispersión inelástica profunda

En 1967 un grupo de físicos del Centro del Acelerador Lineal de Stanford (SLAC) y del MIT, emprendieron un programa de dispersión inelástica de electrón-proton* después de completar un estudio inicial de dispersión inelastica con físicos del Instituto Tecnológico de California. El trabajo fue realizado en el acelerador lineal de 20 GeV de Stanford recién terminado [45, 46]. La dispersión inelástica profunda (*Deep Inelastic Scattering-DIS*), es una extensión de la dispersión de Rutherford a energías mucho más altas de la partícula de dispersión. Dispersión se refiere a los leptones (*electrón, muón, etc.*) siendo desviados, la medición de estos ángulos de deflexión y la energía da información acerca de la naturaleza del proceso [47, 48]. Profundo porque el fotón penetra profundamente al protón e inelástica porque el protón se rompe. En esta sección daremos algunos conceptos básicos acerca de la dispersión inelástica profunda.

2.4.1. Cinemática y dinámica del cono de luz

La cinemática apropiada para discutir la dispersión a altas energías está en las coordenadas del cono de luz (LC), definidos por un cambio de variable de las coordenadas usuales (t, x, y, z) o $(x_0, x_1, \text{etc.})$. Sea z el eje longitudinal de la colisión para un 4-vector arbitrario $A^\mu = (A^0, A^1, A^2, A^3)$ donde $A^3 = A_z$. Por lo tanto, las coordenadas LC (*Light-Cone*) del vector A^μ , son definidas por:

$$\begin{aligned} A^+ &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (A^0 + A^3), & A^- &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (A^0 - A^3), & A_\perp &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (A^1, A^2), \\ x^\pm &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (t \pm z), & \frac{\partial}{\partial x^\pm} &= \sqrt{2} (\partial_{A^0} \pm \partial_{A^3}). \end{aligned} \quad (2.15)$$

y escribiremos $A^\mu = (A^+, A^-, A_\perp)$. En una reacción las cantidades cinemáticas a lo largo de la dirección del haz incidente, que identificaremos como el eje longitudinal, tienen propiedades muy diferentes de las direcciones transversales, perpendiculares al eje del haz. Vamos a referirnos a x^+ como el “tiempo” del LC y a x^- como la “coordenada longitudinal” del cono de luz. Los productos escalares de dos 4-vectores invariantes de Lorentz tiene la forma:

$$A_\mu B^\mu \equiv A \cdot B = A^+ B^- + A^- B^+ - A_\perp B_\perp, \quad A \cdot A = 2A^+ A^- - A_\perp^2. \quad (2.16)$$

*La dispersión inelástica profunda (Deep Inelastic Scattering) comenzó con la dispersión e+p y más tarde con la dispersión e+A, $\mu + p$, $\mu + A$.

Capítulo 2. Esquema teórico

Note por ejemplo que en esta convención $A_+ = A^-$, $A_- = A^+$ y $A^\perp = -A_\perp$. Entonces el siguiente producto escalar invariante $p \cdot x = p^- x^+ + p^+ x^- - p_\perp x_\perp$, sugiere que p^- debería ser interpretado como la energía del cono de luz, y p^+ como el momento longitudinal LC [52]. Sea

$$p^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(E \pm p_z c) \quad \text{donde} \quad E = \left((mc^2)^2 + \vec{p}^2 c^2 \right)^{1/2}. \quad (2.17)$$

La relación de dispersión del cono de luz toma la forma de

$$p_\mu p^\mu = (p^+, p^-, p_\perp) \cdot (p^-, p^+, -p_\perp) = m^2 c^2, \quad \Rightarrow \quad p^- = \frac{1}{2} \frac{p_\perp^2 + m^2}{p^+} = \frac{1}{2} \frac{m_\perp^2}{p^+}, \quad (2.18)$$

donde la masa transversal se define como $m_\perp^2 = p_\perp^2 + m^2$, la rapidez ec.(2.1) en el espacio de momentos es,

$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p^+}{p^-} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2p^{+2}}{m_\perp^2} \right). \quad (2.19)$$

Consideremos dos sistemas de referencia inerciales K y K' con una velocidad relativa v de uno con respecto al otro. Las coordenadas espaciales y temporales de K y K' están relacionadas por las transformaciones de Lorentz,

$$x'_0 = \gamma(x_0 - \beta x_3), \quad x'_1 = x_1 \quad x'_2 = x_2 \quad x'_3 = \gamma(x_3 - \beta x_0). \quad (2.20)$$

Donde hemos usado las siguientes notaciones, $x_0 = ct$, $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$ y con $\beta = (v/c)$ y $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ [53]. De acuerdo a ec.(2.21) las coordenadas perpendiculares a la dirección del movimiento relativo no cambian, mientras que la coordenada paralela (z) y tiempo son transformados. Sea $\alpha^\mu = (\alpha^+, \alpha^-, \alpha_\perp)$ y $\alpha'^\mu = (\alpha'^+, \alpha'^-, \alpha'_\perp)$ las componentes del cono de luz derivados de las componentes de los sistemas de referencia K y K' , respectivamente. Sean $\alpha^+ = (1/\sqrt{2})(x_0 + x_3)$, $\alpha'^+ = (1/\sqrt{2})(x'_0 + x'_3)$, etc. Fácilmente podemos ver que están relacionadas con las transformaciones de Lorentz como:

$$\begin{aligned} \alpha'^+ &= \frac{\gamma(1-\beta)}{\sqrt{2}} \alpha^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1-\beta}{1+\beta} \right)^{1/2} \alpha^+ = \frac{k}{\sqrt{2}} \alpha^+, \\ \alpha'^- &= \frac{\gamma(1+\beta)}{\sqrt{2}} \alpha^- = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right)^{1/2} \alpha^- = \frac{1}{\sqrt{2}k} \alpha^-, \\ \alpha'_\perp &= \alpha_\perp, \quad \text{definimos} \quad k = \left(\frac{1-\beta}{1+\beta} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Estas definiciones son útiles, ya que sus propiedades bajo las transformaciones de Lorentz longitudinal son simples. Similarmente para el caso de las componentes del momento del cono

de luz: $p^+ \rightarrow cte.p^+$, $p^- \rightarrow cte.p^+$. Bajo estas transformaciones la rapidez sólo cambia por una constante: $y \rightarrow y+k$. La utilidad de la cinemática LC no es sólo la de una transformación de coordenadas conveniente. La dinámica Hamiltonia de las teorías cuánticas de campo, cuantizados en el cono de luz, tienen varias características notables, el primero en notarlo fue Dirac [52, 54–56].

2.4.2. Cinemática de la dispersión inelástica

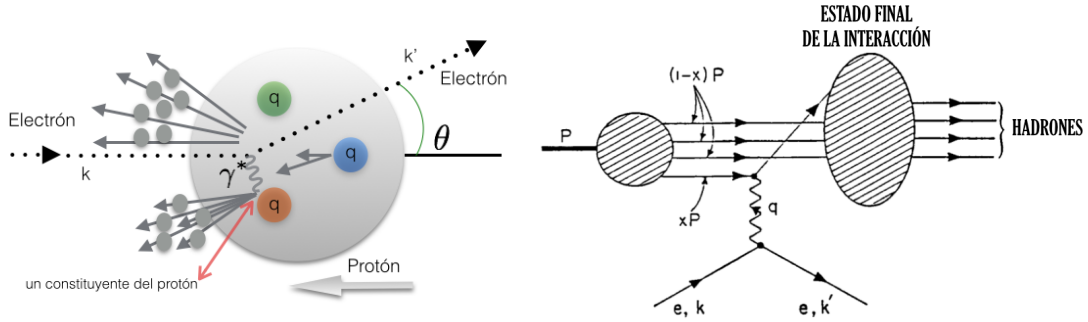


FIGURA 2.5. Izquierda: Una ilustración de la dispersión inelástica profunda. Derecha: Una representación de la dispersión inelástica profunda electron-protón en el modelo de Partones [48, 50].

La sonda clásica de la estructura nuclear es la dispersión electrón-núcleo. Para describir la distribución de los *quarks* y *gluones* en el protón (ver figura 2.5) es conveniente trabajar en un sistema de referencia donde el hadrón tiene un momento longitudinal p^+ muy alto. Este sistema es conocido como sistema de referencia de momento infinito (*infinite momentum frame*). En este sistema de referencia uno puede describir el hadrón como una colección de constituyentes (*partones*), que son cercanos a las excitaciones en la capa másica (*on-shell*) que llevan una fracción x del total del momento longitudinal total p^+ . El momento transversal de cualquier partón es despreciable. Por lo tanto, el momento longitudinal del partón es $x p^+$, con $0 \leq x < 1$.

La variable x de la figura 2.5 es la variable empírica de Bjorken[†] a veces denotada como x_{Bj} [50, 51]. La x es una de las variables que describen el estado final del electrón en la dispersión $e + p$ a altas energías, donde x está definido en un sistema de referencia independiente como $x \equiv Q^2/2P \cdot q$, en esta definición $Q^2 = -q_\mu q^\mu$ donde q_μ es 4-momento del fotón intercambiado, P es el momento del protón [52].

[†]A veces se confunde con la variable (*scaling variable*) de Feynman x_F definido para describir la producción hadrónica en colisiones $p + p$, incluso mucho antes de que la gente hablara de quarks y de partones, en la producción inclusiva (*inclusive production*) de alguna partícula A, por ejemplo $p + p \rightarrow A + X$, donde X puede ser cualquier objeto. Se define a $x_F = \frac{p_z^A}{p_z^{A_{max}}}$, con p_z^A el momento longitudinal de la partícula A en el sistema de referencia CM de $p+p$ y $p_z^{A_{max}}$ es el momento longitudinal máximo que podría llegar a tener A, basado en la energía de la colisión y las masas de las partículas, en este sistema de referencia [49]. Debemos tener en cuenta que x_{Bj} es una cantidad central, mientras que x_F no.

Esta variable empírica x de Bjorken, puede ser obtenida en el modelo de partones[‡]. Este modelo se formula con mayor facilidad en un marco donde el protón tiene una energía muy alta, y donde uno puede despreciar la masa del protón y la masa de los quarks, también en este sistema se desprecia el momento transversal con respecto a la dirección del protón.

2.4.2.1. Variables invariantes de Lorentz

Supongamos que la dispersión electrón-núcleo ($e + A$) se lleva a cabo mediante el intercambio de un solo fotón. El electrón dispersado tiene dos variables cinemáticas no triviales, su energía y ángulo de dispersión. Estos convenientemente pueden ser convertidos en la virtualidad de fotones $Q^2 = -q_\mu q^\mu = 4EE' \sin^2(\frac{\theta}{2})$ [§], y la energía ν en el sistema de referencia en reposo del núcleo. Q^2 controla el poder de resolución del fotón, $Q^2 \sim 1/\lambda^2$. Para valores pequeños y fijos $Q^2 \ll 1/R^2$, donde R es el radio nuclear, el fotón es absorbido elásticamente por el núcleo, dando un pico estrecho en la distribución ν en $\nu = Q^2/2M_N$. Para valores grandes de $Q^2 \gg 1/R^2$, uno determina los constituyentes del protón del núcleo, con el fotón siendo absorbido elásticamente por protones individuales. Estos muestran un pico en $\nu = Q^2/2M_p$.

La dispersión electrón-protón ($e+p$), es exactamente análoga: a bajo Q^2 , uno ve sólo la dispersión elástica del protón, pero a medida que Q^2 aumenta, el fotón puede ser absorbido elásticamente por los quarks constituyentes del protón.

Las variables adecuadas para describir este proceso son las invariantes de Lorentz:

$$s = (k + P)^2, \quad (2.22)$$

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2, \quad (2.23)$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}. \quad (2.24)$$

Podemos calcular otras dos variables comúnmente usados, en términos de las variables anteriores (ecs.(2.22),(2.23),(2.24)).

$$W^2 = (P + q)^2 = Q^2 \frac{1-x}{x}, \quad (2.25)$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} = \frac{Q^2}{xs}. \quad (2.26)$$

[‡]Supongamos que ϵ es la fracción del 4-momento total del protón que se lleva uno de los partones. Después de la interacción el 4-momento del partón golpeado es $\epsilon P + q$, esto implica que $(\epsilon P + q)^2 = m_p^2$, aquí m_p es la masa del partón desprendido, aproximadamente despreciable dado que el momento de la partícula es muy alto. Esto implica que $m_p^2 \approx 0$ en este sistema de referencia. Por otro lado, nuevamente de la relación de dispersión antes de la interacción con el partón, $\epsilon^2 P^2 = m_p^2 \approx 0$, esto implica que $(\epsilon P + q)^2 = q^2 + 2\epsilon P \cdot q = 0$ por lo que $\epsilon = (-q^2)/2P \cdot q = x$.

[§]Donde E es la energía del electrón incidente, E' es la energía del electrón dispersado y θ es el ángulo de dispersión [48].

2.4. Dispersión inelástica profunda

Los limites de las variables cinemáticas son:

$$Q^2 < s, \quad y \quad x > \frac{Q^2}{s}. \quad (2.27)$$

La ec.(2.22) es la energía en el sistema del centro de masa del sistema $e + p$, la ec.(2.23) es el cuadrado del momento transferido, también representa la virtualidad de γ^* e indica el “tamaño” de la sonda, ec.(2.24) es la fracción del momento del protón llevada por el partón cargado. La ec.(2.25) es el cuadrado de la masa del sistema $\gamma^* + p$, ec.(2.26) es la fracción de la energía del electrón llevada por el fotón virtual (“inelasticidad”). El tema de la dispersión inelastica profunda es muy amplio, por lo que uno puede encontrar una información más completa en [52, 57, 58]

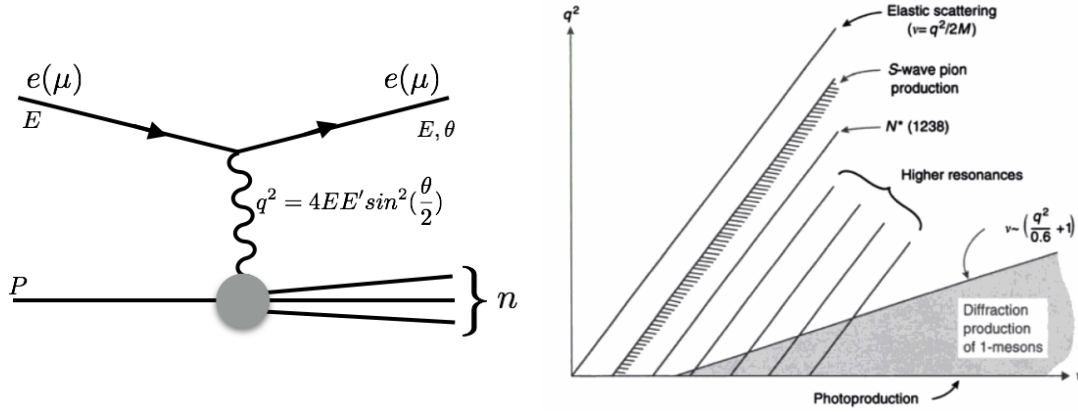


FIGURA 2.6. Izquierda: Cinemática de la dispersión inelástica, Derecha: Mapa del espacio cinemático de (q^2, ν) para ser explorado en la dispersión inelástica [57].

La sección eficaz para un proceso como el de la figura 2.6, asumiendo el intercambio de un fotón y el resto de las simetrías apropiadas tales como invarianza de Lorentz y de Gauge, a altas energías, es:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left[\cos^2\frac{\theta}{2} W_2(q^2, \nu) + 2W_1(q^2, \nu) \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]. \quad (2.28)$$

En la ec.(2.28) hay dos factores de forma como en la dispersión elástica; pero dependen de dos variables, en lugar de una. Se tiene que explorar no sólo en la dependencia en q^2 sino también la dependencia en ν , que es igual a $\nu = E - E'$, E es la energía incidente y E' la energía final del electrón o del múon. La figura 2.6 muestra el espacio cinemático q^2 vs ν que DIS quiere explorar. Para la dispersión elástica, seguimos una línea que es la pérdida de energía $\nu = q^2/2M_p$. La línea $q^2 = 0$ corresponde a la fotoabsorción. Al continuar elevando la energía en la figura 2.6 más allá de un GeV la fotoabsorción se convierte en un proceso de difracción. Podemos esperar la electroproducción difractiva. Considerando la electroproducción difractiva de ρ^0 , con el fin de que

sea un proceso coherente (sin romper el nucleón), el momento transferido al nucleón debería ser menor que unos pocos cientos de MeV que corresponde con el tamaño nominal del nucleón para que haya procesos coherentes. Si la transferencia mínima de momento es pequeña comparada a la transferencia del momento característico asociado con el tamaño del nucleón, entonces podemos esperar este proceso coherente. Si decimos que el momento mínimo transferido es ≤ 0.3 GeV, esto nos da un mínimo para el cual el proceso de difracción procederá. Este v_{min} es, en GeV,

$$v_{min} \sim \frac{q^2 + m_\rho^2}{0.6} \sim \frac{q^2}{0.6} + 1. \quad (2.29)$$

Más allá de la línea en la parte sombreada figura 2.6 la electroproducción difractiva comienza ser un proceso importante [57].

2.5. Física difractiva

La base para la descripción sistemática de la difracción utilizando la idea de propagación de ondas y el principio de interferencia fue publicado en el siglo XIX por A. Fresnel [59]. El término difracción en el campo de la física de altas energías fue introducido en los años 1950 por Feinberg y Pomeranchuk [60]. La propagación y la interacción de objetos extendidos, como los hadrones no son más que la absorción de su función de onda, causada por los muchos canales inelásticos a altas energías, por lo que el uso del término de *difracción* parece en efecto apropiado para este proceso.

2.5.1. Difracción en física de partículas

Consideremos una onda plana de longitud λ que incide en una pantalla con un orificio de dimensión R , sea $k = 2\pi/\lambda$ el número de ondas, suficientemente grande para que la condición de la longitud de onda corta $kR \gg 1$ se satisfaga. Si Ξ_0 describe la abertura de la pantalla de acuerdo al principio de Huygens-Fresnel, cada punto del lugar geométrico del orificio se convierte en el centro de una onda esférica cuya envolvente dará la onda reflejada. Sea Ξ el plano detector situado a una distancia D . Debido a las diferentes distancias de los puntos en Ξ_0 a la distribución de puntos del plano detector y a los distintos ángulos con respecto a la dirección original del haz, las amplitudes y las fases de las ondas recogidas en cada punto en Ξ serán diferentes, dando lugar al fenómeno de difracción. Esta propagación mapea el valor de esta distribución de energía U_0 en Ξ_0 en su valor U en el punto $P(x, y, z)$. La expresión matemática de difracción de Fresnel-Kirchhoff, está dada por:

$$U(P) = -\frac{i}{2\lambda} \frac{ae^{ik_0 r_0}}{r_0} \int_{\Xi} dS U_0 (1 + \cos\theta) \frac{e^{i\vec{k} \cdot \vec{s}}}{s} \quad (2.30)$$

Donde $|\vec{s}|$ es la distancia de Ξ_0 al punto P del plano detector, y θ es el ángulo de inclinación de éste vector con respecto a la normal de Ξ_0 . Si la distancia D, satisface la condición $R/D \ll 1$, se puede expandir la exponencial en el argumento de la integral ec.(2.30) en series de potencias de ks y con esto surgen tres casos:

- ❶ La óptica geométrica $kR^2/D \gg 1$
- ❷ La difracción de Fresnel $kR^2/D \approx 1$
- ❸ La difracción de Fraunhofer $kR^2/D \ll 1$

De esto es claro que el parámetro que dicta el régimen óptico es kR^2/D . En el caso de física de partículas el régimen de Fraunhofer, se asume de forma seguro, dado que las distancias típicas de los detectores es $D \geq 1$ cm, el tamaño transversal del objeto sondeado es de aproximadamente $R \sim 1$ fm [61], donde $k = (2\pi/\hbar c)p$, aquí p es el momento de la partícula, consideremos a $p = p_0$ GeV/c, la longitud de onda de una partícula de un 1eV/c es de $\lambda_0 \simeq 1.24 \times 10^{-6}$ m, esto implica que el valor de $k \simeq (5.1) \cdot p_0$ (fm) $^{-1}$, con estos datos uno puede determinar, la condición de longitud de onda corta, la condición de grandes distancias y la condición de Fraunhofer (ver tabla 2.1)

p_0	kR ($\gg 1$)	R/D ($\ll 1$)	kR^2/D ($\ll 1$)
1	5.1	10^{-13}	5.1×10^{-13}
10	50.1	10^{-13}	5.01×10^{-12}
20	102	10^{-13}	1.02×10^{-11}

Cuadro 2.1: En la tabla mostramos algunos valores para la condición de difracción con $D = 1$ cm, en la primera columna figura el valor que se le asigna al momento de la partícula donde $p = p_0$ GeV/c. La segunda columna satisface la *condición de longitud de onda corta* ($kR \gg 1$), la condición mejora cuando aumentamos el momento p . La tercera columna corresponde a la condición de grandes distancias ($R/D \ll 1$). La cuarta columna es la condición de difracción Fraunhofer ($kR^2/D \ll 1$).

2.5.2. Reacciones difractivas

Los primeros en dar una definición para la *difracción hadrónica*, en términos puros de la física de partículas fueron M. L. Good y W. D. Walke [62]. Una definición equivalente podría enunciarse como sigue: todas las reacciones en donde no hay intercambio de números cuánticos entre las partículas en colisión a altas energías, están dominadas asintóticamente por la difracción [63]. Esto implica que la difracción predomina a medida que aumenta la energía, siempre y cuando las partículas difusas tengan los mismos números cuánticos de las partículas incidentes. Es imposible dar una definición de difracción absolutamente libre de ambigüedades, es difícil reconocer y eliminar posibles contaminaciones de origen no difractivo. Una de las ventajas de esta definición de difracción es que cubre los casos:

- i) Dispersión elástica (*Elastic scattering*): donde la energía cinética de las partículas incidentes se conserva en el sistema del centro de masa, pero sus direcciones de propagación se modifican.
- ii) Una sólo difracción (*Single diffraction*): cuando una de las partículas incidentes sale “ile-sa” después de la colisión, mientras que la otra da origen a una resonancia (o un montón de partículas finales) cuyo números cuánticos resultantes son exactamente los de la partícula incidente.
- iii) Doble difracción (*Double diffraction*): cuando ambas partícula incidentes dan lugar a una resonancia (o un montón de partículas finales) con exactamente los mismos números cuánticos de las dos iniciales.

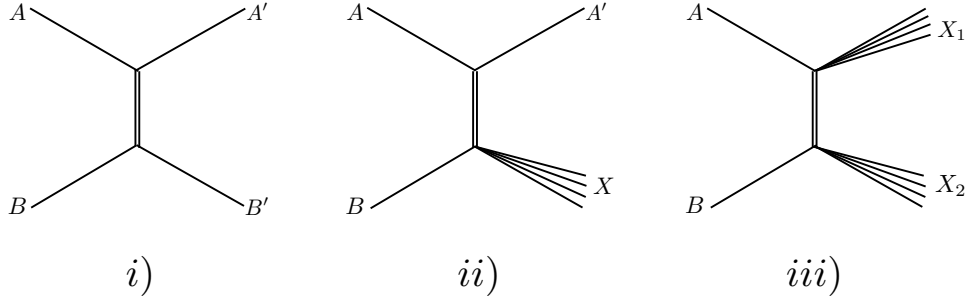


FIGURA 2.7. Los tres tipos de procesos hadrónicos difractivos. i) dispersión elástica, ii) Una sólo difracción, y iii) Doble difracción. X, X₁, y X₂ representan sistemas difractivos.

Uno por lo general se refiere a un proceso de difracción del tipo ii) ($A + B \rightarrow A' + B'$), donde A' y B' pueden ser un ensamble de partículas que tienen exactamente los mismos números cuánticos resultantes de los dos hadrones incidentes A y B, respectivamente, diciendo que es dominado por el intercambio de un “pomerón”. Entonces podemos decir que el intercambio de pomerón es sinónimo de no intercambio de números cuanticos [63].

2.6. Colisiones Ultraperiféricas

El objetivo principal de las colisiones de iones pesados relativistas (colisiones centrales), es buscar la información y señal de una nueva etapa de la materia hadrónica el *Quark Gluon Plasma*. A altas energías los iones, son herramientas muy importantes para otras investigaciones como son las colisiones ultraperiféricas figura 2.8. Dependiendo del valor de Q^2 , los eventos son divididos en dos grandes familias: fotoproducción para $Q^2 < 4 \text{ GeV}^2$ y dispersión inelástica profunda para $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ en energías $W_{\gamma p} > 30 \text{ GeV}$.

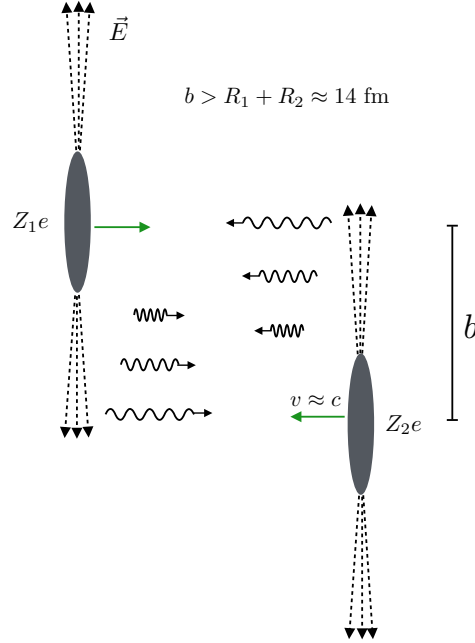


FIGURA 2.8. Ilustración de una colisión ultraperiférica de dos iones, con parámetro de impacto b , y los radios de los iones representados por R_1 y R_2

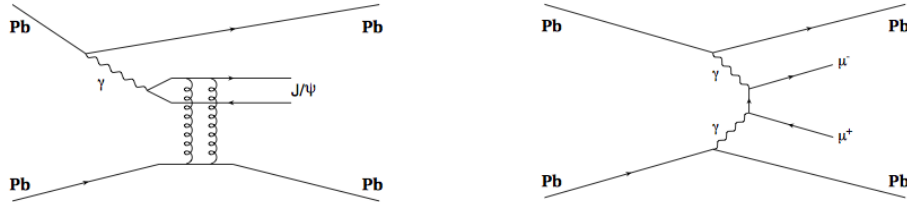


FIGURA 2.9. Ejemplos de los diagramas de Feynman para la producción exclusiva del J/ψ (Izquierda) y la producción de los pares de muones en el proceso de dos fotones (Derecha). Ambos en colisiones ultra-periféricas Pb-Pb [64].

El fotón es un ingrediente fundamental de la actual comprensión de las interacciones de los leptones y de los quarks. Estas interacciones son descritas en el marco del modelo estándar, a través del bosón de *gauge* de la electrodinámica cuántica (QED) [65]. En estas interacciones el fotón puede ser considerado como un objeto sin estructura, llamado *the direct* o el *bare photon*. Dado que QED es una teoría de *gauge* abeliana, el fotón no tiene auto-acoplamientos, en otras palabras, es un campo que no actúa consigo mismo y una partícula sin masa.

Por otro lado, en una interacción $\gamma\gamma$, γp , o γA , donde γ es un fotón producido por una partícula cargada relativista, el principio de incertidumbre de Heisenberg, $\Delta E \Delta t > \hbar/2$, permite al fotón γ violar la condición de capa másica por una cantidad de energía ΔE y por un corto período de

tiempo Δt , para fluctuar en un fermión-antifermión cargados ($f\bar{f}$), un sistema con los mismos números cuánticos que los del fotón ($\gamma \rightarrow f\bar{f}$). Si durante tal fluctuación, uno de los fermiones interactúa a través de un bosón de *gauge* o con otro objeto, el contenido partónico del fotón se revela (*resolved photon*), revelando su estructura (figura 2.9). En tales interacciones el fotón puede ser considerado como un objeto extendido que consiste de fermiones y gluones llamados *resolved photon*. La naturaleza dual del fotón, causa de una variedad de fenómenos, hace que el fotón sea un objeto muy interesante de investigar. Las colisiones ultraperiféricas también tienen la tarea de estudiar el comportamiento de la densidad del gluón en el protón [66].

Por lo tanto, a altas energías un fotón cuasi-real puede interactuar como una partícula puntual o a través de fluctuaciones cuánticas en un par de fermiones cargados ($q\bar{q}$, l^+l^-), un par de bosones cargados (Por ej. W^+W^-) o directamente en un mesón vectorial. A energías por debajo del umbral de W^+W^- , la función de onda puede escribirse como [67, 68]:

$$|\gamma\rangle = c_0|\gamma_0\rangle + \sum_{V=\rho,\omega,\phi,J/\psi,\Upsilon} c_V|V\rangle + \sum_{u,d,s,c,b} c_q|qq\rangle + \sum_{e,\mu,\tau} c_l|l^+l^-\rangle. \quad (2.31)$$

Aunque en la práctica predomina el primer término (es decir, $c_0 \approx 1$), a altas energías surgen fluctuaciones partónica/hadrónicas (a bajas virtualidades descritos por elVDM (*Vector-Dominance Model*) es decir $\gamma \rightarrow V$, o grandes virtualidades via *resolved photon* el par de quarks $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ descrito mejor por QCD perturbativo) interactúan fuertemente y dan una contribución grande a las secciones eficaces totales a altas energías.

2.6.1. Condición de coherencia

Los núcleos relativistas tienen a los fotones como uno de sus constituyentes importantes, especialmente a baja virtualidad ($-q^2$). Cuando la longitud de onda del fotón es mucho mayor que el tamaño del núcleo interactuante, ésta no determina los nucleones individuales del núcleo, pero ve una acción coherente de ellos. Este proceso tiene alguna similitud a las aproximaciones de la *física de x-pequeños* y de Weizsäcker-Williams [69]. La condición de la coherencia limita la virtualidad $Q^2 = -q^2$ del fotón a muy bajos valores:

$$Q^2 \lesssim \left(\frac{\hbar}{R}\right)^2. \quad (2.32)$$

Aquí R es el radio del núcleo, la condición se debe al decrecimiento rápido del factor de forma electromagnético nuclear para altos valores de Q^2 . De la cinemática del proceso el 4-momento del fotón $q^\mu = (\hbar\omega/c, \vec{q}_\perp, q_3 = \hbar\omega/v)$, donde $\hbar\omega/c$ y \vec{q}_\perp son la energía y el momento transversal del fotón cuasi-real en un sistema de referencia dado, donde el proyectil se mueve con una velocidad v . Esto nos lleva a un 4-momento transferido de,

$$Q^2 = -\frac{\hbar^2\omega^2}{c^2\gamma^2} + q_\perp^2, \quad (2.33)$$

con el factor de Lorentz $\gamma = \frac{E}{mc^2} = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$. Por la contracción de Lorentz, en una colisión con parámetro de impacto b , el campo generado por el núcleo relativista con velocidad v es efectivo durante un intervalo de tiempo $\Delta t = R/\gamma v$. Por lo tanto, por el principio de incertidumbre se puede determinar la energía máxima del fotón cuasi-real, es decir

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar, \quad \Rightarrow \hbar\omega \cdot \frac{R}{\gamma v} \approx \hbar \quad \Rightarrow \hbar\omega_{max} \approx \frac{\hbar c \gamma}{R}, \quad (2.34)$$

donde ω_{max} , es la frecuencia máxima del fotón equivalente disponible. De la condición ec.(2.32) y de la ec.(2.33), se llega a la siguiente condición equivalente de un proceso coherente,

$$q_{\perp}^2 \lesssim \left(\frac{\hbar}{R}\right)^2 + \left(\frac{\hbar\omega}{c\gamma}\right)^2. \quad (2.35)$$

Para un fotón cuasi-real que posee la máxima energía en la nube de fotones del ion ec.(2.34), debe satisfacer la siguiente relación para que el proceso sea coherente:

$$q_{\perp}^2 \lesssim \left(\frac{\hbar}{R}\right)^2 + \left(\frac{\hbar}{R}\right)^2 = 2\left(\frac{\hbar}{R}\right)^2. \quad (2.36)$$

A las energías del LHC, la energía máxima para el fotón es de aproximadamente 100 GeV en el sistema de laboratorio, mientras que para RHIC es de aproximadamente 3 GeV [69].

2.6.2. Procesos fotonucleares exclusivos

Los fotones emitidos por los iones pesados son radiados coherentemente en todo el núcleo, imponiendo un límite en la longitud de onda mínima del fotón, mayor que R , el tamaño del núcleo. En el plano transversal donde no hay contracción de Lorentz, el principio de incertidumbre, establece un límite superior en el momento transversal del fotón emitido por el ion A de $pT \leq \frac{\hbar}{R_A}$ donde para el haz de Pb , $\hbar/R_A \approx 28$ MeV/c y para el protón $\hbar/R_A \approx 164$ MeV. En la dirección longitudinal el momento máximo posible es multiplicado por un factor de Lorentz, γ_L , debido a la contracción de Lorentz de los iones en esa dirección: $k \leq \hbar c \gamma_L / R_A$. Por lo tanto la energía de colisión máxima $\gamma\gamma$ en una colisión simétrica AA es $2\hbar c \gamma_L / R_A$, alrededor de 6 GeV en el RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) y 200 GeV en el LHC (Large Hadron Collider). La sección eficaz para el proceso de dos fotones es [69]:

$$\sigma_X = \int dk_1 dk_2 \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dk_1 dk_2} \sigma_X^{\gamma\gamma}(k_1, k_2), \quad (2.37)$$

donde $\sigma_X^{\gamma\gamma}(k_1, k_2)$ es la sección eficaz de producción de dos fotones a un estado final X y $dL_{\gamma\gamma}/dk_1 dk_2$ es la luminosidad de la interacción de 2-fotones

$$\frac{dL_{\gamma\gamma}}{dk_1 dk_2} = \int_{b>R_A} \int_{r>R_A} d^2b d^2r \frac{d^3N_\gamma}{dk_1 d^2b} \frac{d^3N_\gamma}{dk_2 d^2r}. \quad (2.38)$$

En (2.38) $d^3N_\gamma/dk_2 d^2r$ es el flujo de fotones de un núcleo cargado a una distancia r . La sección eficaz de producción por dos fotones, puede escribirse en términos de la energía en el sistema del centro de masa de 2-fotones $W_{\gamma\gamma} \equiv \sqrt{s_{\gamma\gamma}} = \sqrt{4k_1 k_2}$ introduciendo la función delta $\delta(s_{\gamma\gamma} - 4k_1 k_2)$, para integrar sobre k_1 y cambiando la variable de integración de k_2 a $W_{\gamma\gamma}$. De éste modo

$$\sigma_X = \int \frac{dL_{\gamma\gamma}}{dW_{\gamma\gamma}} W_{\gamma\gamma} \sigma_X^{\gamma\gamma}(W_{\gamma\gamma}). \quad (2.39)$$

La sección eficaz de fotoproducción puede ser también factorizado en el producto de la sección eficaz fotonuclear y el flujo de fotones, dN_γ/dk , ver también la ec.(A.13)

$$\sigma_X = \int dk \frac{dN_\gamma}{dk} \sigma_X^\gamma(k). \quad (2.40)$$

El flujo del fotón usado para calcular la luminosidad de 2-fotones en la ec.(2.38), y la sección eficaz de fotoproducción en la ec.(2.40) es dado por el método de Weizsäcker-Williams [70]. El flujo es evaluado en el espacio del parámetro de impacto, apropiado para interacciones de iones pesados. El flujo en una distancia r lejos de un núcleo con carga Z está dado por

$$\frac{d^3N_\gamma}{dk dr^2} = \frac{Z^2 \alpha \xi^2}{\pi^2 k r^2} \left[K_1^2(\xi) + \frac{1}{\gamma_L^2} K_0^2(\xi) \right], \quad (2.41)$$

donde $\xi = kr/\gamma_L$ y $K_0(\xi)$ y $K_1(\xi)$ son las funciones de Bessel modificadas. El flujo de fotones decrece exponencialmente por encima de una energía de corte determinada por el tamaño del núcleo. En el sistema de referencia del laboratorio el corte es $k_{max} \approx \gamma_L \hbar c / R_A$. En el sistema de referencia en reposo del núcleo el corte de energía es $E_{max} = (2\gamma_L^2 - 1) \hbar c / R_A$, alrededor de 500 GeV en el RHIC y 1 PeV (1000 TeV) en el LHC. En estas colisiones, el ion acelerado está rodeado por una nube de fotones casi reales de virtualidad $|q^2| < (\hbar/R_A)^2$, donde R_A es el radio del núcleo. La virtualidad menor que $(60 \text{ MeV}/c)^2$ para núcleos con el número de nucleones $A > 16$, puede ser despreciada. Dado que la interacción fotónica es de largo alcance, los fotones pueden interactuar con partones en el núcleo opuesto, incluso cuando los núcleos mismos no se interpenetran. Puesto que la energía de los fotones es menor que la energía de los nucleones, estas interacciones fotonucleares tienen una energía en el sistema del centro masa promedio menor que la de las colisiones hadrónicas partón-partón. Sin embargo, a pesar de que la energía es menor, los haces de fotones coherentes tienen un flujo proporcional al cuadrado de la carga nuclear, Z . Aunque los fotones son casi reales, sus altas energías permiten interacciones a altas virtualidades, Q^2 , en el centro de masa de parton-parton. Por lo tanto, mesones vectoriales masivos, quarks pesados y jets

se pueden producir con altas tasas en colisiones ultra-periféricas (UPC). El flujo total de fotones que golpean el núcleo es la integral de la ec.(2.40) sobre el área transversal del blanco, para todos los parámetros de impacto sujetos a la restricción de que los dos núcleos no interactúen hadrónicamente. Una aproximación analítica razonable para colisiones A - B es dada por el flujo de fotones integrado sobre radios mayores que $R_A + R_B$. El flujo de fotones en forma analítica es

$$\frac{dN_\gamma}{dk} = \frac{2Z^2\alpha}{\pi k} \left[\xi^{iA} K_0(\xi^{iA}) K_1(\xi^{iA}) - \frac{(\xi^{iA})^2}{2} (K_1^2(\xi^{iA}) - K_0^2(\xi^{iA})) \right], \quad (2.42)$$

con $\xi^{AA} = 2kR_A/\gamma_L$ y $\xi^{pA} = k(r_p - R_A)/\gamma_L$. La física de UPC ha sido revisado por una serie de grupos, el primer estudio comprensivo fue hecho por Baur y Bertulani en 1988 [71]. Revisiones mas recientes han sido realizadas por Krauss, Greiner, Soff, Klein and J. Nystrand [72–74].

2.7. El modelo VMD

El modelo VMD (*Vector Meson Dominance*) puede encontrarse en la referencias [35, 36, 75, 76]. Las interacciones fotón-hadrón tienen similitudes con la interacciones puramente hadrónicas. Una forma de entenderlo es suponiendo que el fotón físico $|\gamma\rangle$ es una superposición de dos tipos de estados: un *bare photon* $|\gamma_B\rangle$ donde a altas energías su intervención en la interacción es despreciable; y una proporción del componente hadrónico $\sqrt{\alpha} |h\rangle$, que sufre interacciones hadrónicas convencionales. Es decir, se espera que la parte importante del estado físico del fotón sea expresable como:

$$|\gamma\rangle \simeq f_N |\gamma_B\rangle + \sqrt{\alpha} |h\rangle, \quad (2.43)$$

donde f_N es un factor de normalización. Las consideraciones de invariancia dictan que $|h\rangle$ debería tener los mismos números cuánticos de simetría del fotón, es decir, $J^{PC} = 1^{--}$, $Q = B = S = 0$, donde Q , B , S , representan la carga, el número bariónico, y la extrañeza del fotón, respectivamente. La hipótesis de este modelo es que $|\gamma_B\rangle$ no puede interactuar con la materia hadrónica. Una suposición que se hace en este modelo es considerar una resonancia de baja masa y con virtualidad Q^2 baja. Sea m_V la posición de la resonancia, podemos escribir la ec.(2.43) como:

$$|\gamma\rangle \simeq f_N |\gamma_B\rangle + \sum_V \frac{e}{f_V} \frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} |V\rangle, \quad (2.44)$$

aquí $|V\rangle$ es un estado normalizado apropiadamente, e es la carga del electrón, y f_V es un factor de acoplamiento [77, 78]:

$$\frac{f_V^2}{4\pi} = \frac{M_V \alpha^2}{3\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}}. \quad (2.45)$$

Capítulo 2. Esquema teórico

M_V es la masa del vector mesón y $\Gamma_{V \rightarrow e^+e^-}$ es la anchura parcial del decaimiento leptónico. Con este dato, (sea N un nucleón) se puede determinar la sección eficaz de dispersión elástica $\sigma(VN \rightarrow VN)$ de la sección eficaz de fotoproducción $\sigma(\gamma N \rightarrow VN)$ de la siguiente relación

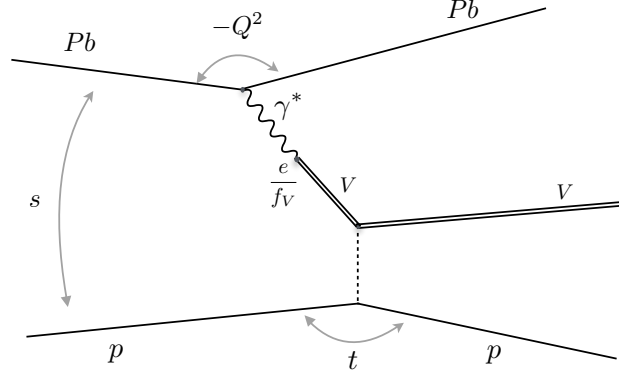


FIGURA 2.10. Producción de un mesón vectorial en el modelo *Vector Meson Dominance*. En este modelo un fotón se acopla a un mesón vectorial V con una constante de acoplamiento e/f_V y se propaga con un factor de propagación ec.(2.44) antes de la interacción con el protón.

$$\sigma(\gamma N \rightarrow VN) = \frac{4\pi\alpha}{f_V^2} \sigma(VN \rightarrow VN). \quad (2.46)$$

Además, se puede usar el teorema óptico obteniendo

$$\left. \frac{d}{dt} \right|_{t=0} \sigma(\gamma N \rightarrow VN) = \frac{4\pi\alpha}{f_V^2} \frac{\sigma_{tot}^2(VN)}{16\pi}, \quad (2.47)$$

que sirve para calcular la sección eficaz total $V-N$ a partir del valor medido de la sección eficaz de fotoproducción de V (*forward*), bajo la suposición de que la amplitud de dispersión en $t=0$ es puramente imaginaria.

Aunque el modelo VMD es de utilidad para mesones vectoriales de baja masa, es decir, ρ^0 , ω , y ϕ como componentes hadrónicos del estado $|h\rangle$, otras contribuciones a la parte hadrónica son considerados en el modelo GVD (*Generalized Vector Meson Dominance*) [75, 77, 79]

2.8. Relación de la sección eficaz UPC y la sección eficaz de fotoproducción

La sección eficaz UPC σ_{pPb} está relacionada con la sección eficaz de fotoproducción $\sigma_{\gamma p}$ a través del número de fotones $n(y)$ en el flujo.

2.8. Relación de la sección eficaz UPC y la sección eficaz de fotoproducción

$$\frac{d\sigma_{pPb}}{dy} = n(y) \sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p}), \quad (2.48)$$

donde el flujo de fotones del protón es despreciable con respecto al flujo de los fotones generado por el núcleo del plomo. La relación entre la rapidez y , medida en el sistema de referencia del laboratorio, con respecto a la dirección entrante del protón, y la $W_{\gamma p}$ es

$$W_{\gamma p} = \sqrt{2E_p M_{\rho^0} e^y}, \quad (2.49)$$

donde E_p es la energía del protón en el haz. Durante la toma de datos p-Pb en el periodo 2013, la energía fue de aproximadamente 5 TeV. El promedio del flujo de fotones en un intervalo de la rapidez, se calcula utilizando el método de Weizäcker-Williams en la aproximación de esfera dura, dada por la expresión ec.(2.42)

$$\frac{dn(k)}{dk} = \frac{2\alpha Z^2}{\pi k} \left[\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\xi^2}{2} (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right], \quad (2.50)$$

donde la $k = 0.5 M_{\rho^0} \exp(y)$, es la energía del fotón, con el factor de Lorentz γ , Z la carga eléctrica del núcleo del plomo, K_0 y K_1 son las funciones de Bessel, $\xi = \frac{k b_{min}}{\gamma}$, b_{min} es el parámetro de impacto mínimo, que es en éste caso el radio del núcleo y

$$n(y) = k \frac{dn(k)}{dk}. \quad (2.51)$$

Los valores de $W_{\gamma p}$ y $n(y)$, se calculan promediando los flujos en cada rapidez.

Experimento ALICE

El experimento ALICE (A Large Ion Collider Experiment) es de propósito general. El detector de iones pesados, figura 3.1, aprobado en 1997 en el CERN LHC está enfocado a la cromodinámica cuántica (QCD), sector de interacción fuerte del modelo estándar. Diseñado también para estudiar la fase de la materia plasma quark-gluon (QGP), a valores extremos de la densidad de energía y temperatura en colisiones núcleo-núcleo, la existencia de tal fase y sus propiedades es un tema clave en QCD para la comprensión de confinamiento. Además de colisionar iones de Plomo (Pb), el programa incluye colisiones con iones ligeros, colisiones de menor energía y corridas dedicadas a protón-núcleo. El detector ALICE ha sido construido por una colaboración que incluye actualmente más de 1000 físicos e ingenieros de 105 institutos en 30 países. Las dimensiones del detector son de $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^3$, con un peso total de aproximadamente 10,000 toneladas, y consiste de 18 subsistemas de detectores diferentes, cada uno con su propia elección específica de tecnología y su restricción en el diseño, impulsadas tanto por las consideraciones de la física como por las condiciones experimentales que se esperan en el LHC. Una información más detalla puede encontrarse en reportes de diseño (Technical Design Reports)[81–92].

Existen dos tipos de detectores genéricos que se usan en experimentos de iones pesados, *trackers* y *calorimeters*, un *tracker* traza las trayectorias de las partículas cuando éstas pasan por el detector, las trayectorias de las partículas medidas por un *tracker* son llamadas *trazas* (*tracks*), una *traza* proporciona el momento de una partícula. El momento de la partícula está relacionado con el radio de curvatura, dado que la trayectoria de la partícula es trazada dentro de un campo magnético. Un *tracker* es diseñado comúnmente para interactuar mínimamente con la partícula con el fin de preservar su trayectoria. El otro tipo de detector, es el *calorímetro* (*calorimeter*), que registra la energía de la partícula que lo golpea. Un calorímetro está normalmente lleno de

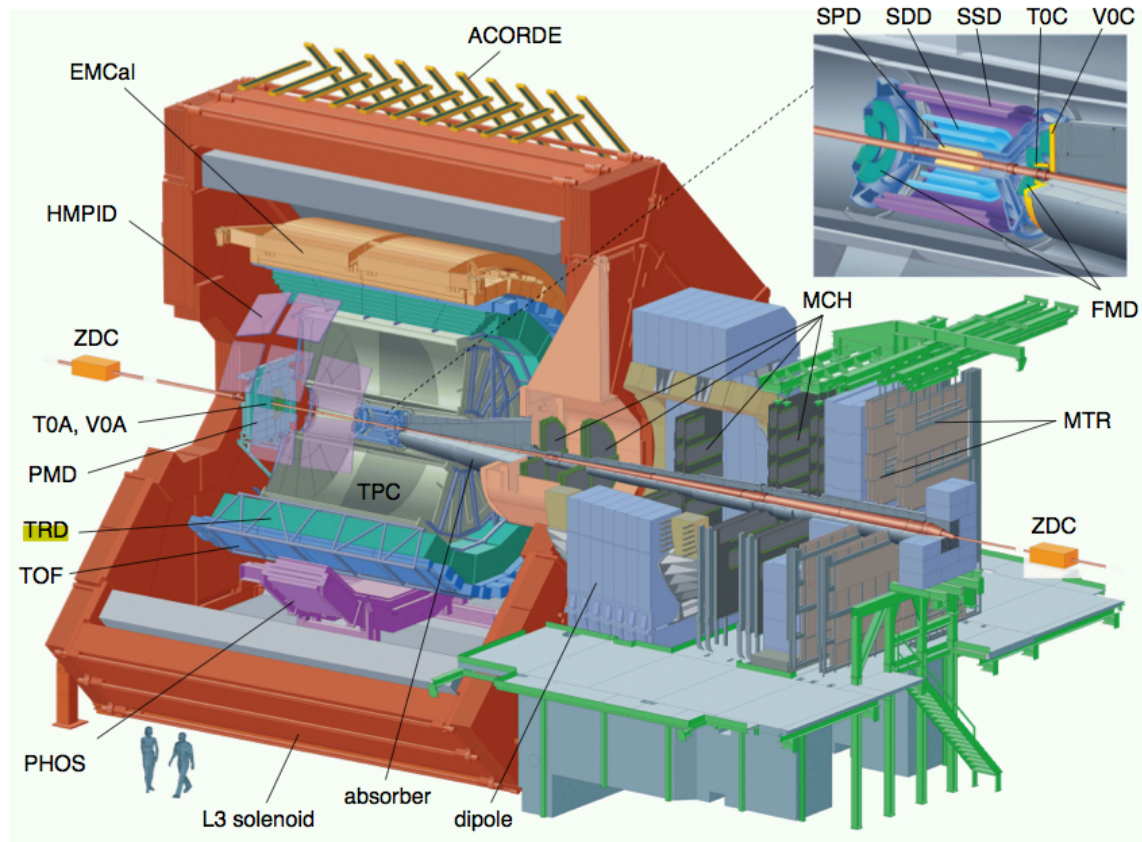


FIGURA 3.1. Vista general del detector ALICE [80].

material denso utilizado para provocar el chorro (*shower*) de partículas por la partícula que lo golpea, la luz de este *shower* de partículas es colectada y utilizada para medir la energía de la partícula inicial o de las partículas que golpean el calorímetro. A diferencia de un *tracker*, un calorímetro está diseñado comúnmente para detener las partículas que lo golpean y colectar toda la energía que sea posible. A continuación se hace una breve descripción de las componentes más importantes del detector para este análisis [93, 94].

ALICE consiste de un barril central (central barrel part) que mide hadrones, electrones y fotones, cuenta también con un espectrómetro de muones frontal (forward muon spectrometer). La parte central cubre un ángulo polar de 45° a 135° y está incrustado en un magneto solenoidal grande. En una descripción de adentro hacia afuera: el barril contiene el *Inner Tracking System* (ITS), consiste de seis planos de detectores de silicón de alta resolución, *Silicon Pixel Detector* (SPD), *Silicon Drift Detector* (SDD) y *Silicon Strip Detector* (SSD), Seguido de la *Time-Projection Chamber* (TPC), dispositivos de identificación de partículas de *Time-Of-Flight* (TOF), los detectores *Ring Imaging Cherenkov* (HMPID), *Transition Radiation* (TRD) y dos calorímetros electromagnéticos (PHOS and EMCal). Otros detectores de dimensiones menores, colocados en

3.1. Sub-detectores FWD (Forward)

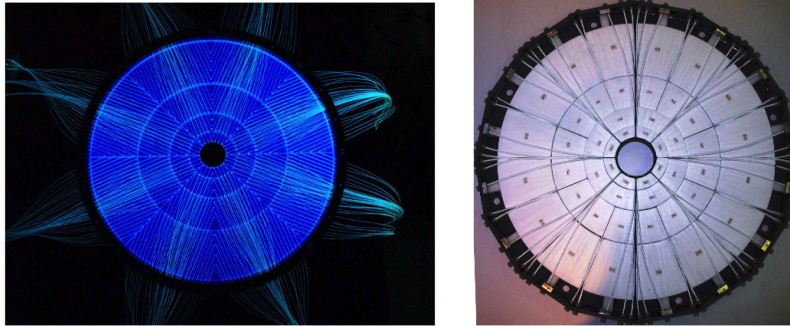


FIGURA 3.2. Vista frontal de los detectores V0A (izquierda) y V0C (derecha) [91].

la parte forward (ZDC,PMD,FMD,T0,V0), sirven para la caracterización de un evento global y para la condición de disparo, y están localizados a ángulos pequeños. Los detectores ACORDE y V0A son dispositivos de centelladores, contruidos en México por investigadores de diferentes centros de investigación de nuestro país, como son el CINVESTAV, la Universidad de Sinaloa, Universidad de Puebla y la UNAM.

Un nuevo detector (AD), construido por el CINVESTAV y la Universidad de Sinaloa, fue implementado a inicios de este 2015 enfocado a la física difractiva, los detalles se dan más adelante.

3.1. Sub-detectores FWD (Forward)

ALICE cuenta con un número pequeño de sistemas de detectores especializados para activar o medir las características de los eventos globales en regiones de pseudo-rapidez $|\eta| > 1.5$ (*Forward/Backward Detectors*). Todos estos detectores se encuentran a distancias radiales pequeñas de la línea del haz. Los sistemas de detectores están localizados en ambos lados (etiquetados por 'A' y 'C') y a varias distancias del punto de interacción (IP). Los detectores FWD que se describen brevemente son:

- V0 - Dos discos de plásticos centelladores
- T0 - Dos dispositivos de radiadores de Cherenkov
- FMD - Cinco discos de detectores de tiras de silicón
- ZDC - Dos tipos de calorímetros

3.1.1. El detector VZERO (V0)

Consiste de dos dispositivos circulares de contadores de centelleo cada uno segmentado en 32 partes, conocidos como detectores V0A y V0C, figura 3.2, instalados en lados opuestos del

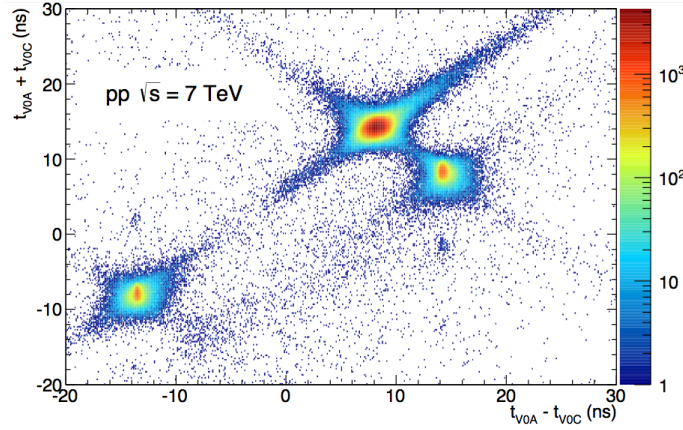
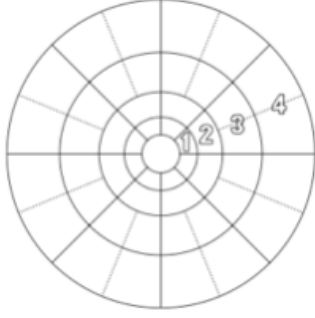


FIGURA 3.3. Correlación entre la suma y la diferencia de tiempos de la señal en V0A y V0C. Claramente pueden distinguirse tres clases de eventos, Colisiones centrales en (8.3 ns, 14.3 ns), ruido del *Beam 1* en (-14.3 ns, -8.3 ns) y ruido del *Beam 2* en (14.3 ns, 8.3 ns) [100]

punto de interacción sobre el eje del haz del detector ALICE. El V0A está localizado a 329 cm del punto de interacción sobre el lado opuesto del espectrómetro de muones, mientras que V0C está colocado a 88 cm del punto de interacción. El V0 tiene muchas funciones y tiene una resolución temporal mejor que 1 ns. El tiempo de llegada de la señal en los dos módulos V0 es utilizado con el fin de discriminar eventos de colisiones haz-gas relacionados con el paso del Beam 1 o Beam 2 del LHC. El ruido causado por cada uno de éstos puede verse en la figura 3.3. Se produce una señal muy "*temprana*" cuando se compara con el tiempo correspondiente a una colisión en el punto de interacción nominal.

La diferencia entre las señales de haz y del ruido es de alrededor de 22.6 ns en el lado A y 6 ns en el lado C. Los disparos (*triggers*) son dados por partículas originados en las colisiones iniciales y en interacciones secundarias en los elementos (tubo del haz, absorbentes frontales, FMD, T0, ITS) de la cámara de vacío. Como la dependencia entre el número de partículas registradas en los dispositivos V0 y el número de partículas primarias emitidas es monótono, V0 sirve como un indicador de centralidad de la colisión vía la multiplicidad registrada en el evento. En la práctica y en la operación normal, ambos dispositivos V0A y V0C son requeridos (modo AND) para mejorar los *triggers*: *Minimum Bias trigger* (MB), *Multiplicity Trigger* (MT), *semi-Central Trigger* (CT1) y *Central Trigger* (CT2), un modo OR puede también ser adoptado. Ellos cubren un rango de la pseudo-rapidez de $2.8 < \eta < 5.1$ (V0A) y $-3.7 < \eta < -1.7$ (V0C) y son segmentados en 32 contadores individuales cada uno distribuido en cuatro anillos, como se muestra en el cuadro 3.1.



Ring	V0A		V0C	
	η_{\max}/η_{\min}	$\theta_{\min}/\theta_{\max}$	η_{\min}/η_{\max}	$\theta_{\max}/\theta_{\min}$
1	5.1 / 4.5	0.7 / 1.3	-3.7 / -3.2	177.0 / 175.3
2	4.5 / 3.9	1.3 / 2.3	-3.2 / -2.7	175.3 / 172.4
3	3.9 / 3.4	2.3 / 3.8	-2.7 / -2.2	172.4 / 167.5
4	3.4 / 2.8	3.8 / 6.9	-2.2 / -1.7	167.5 / 159.8

Cuadro 3.1: Dispositivos V0A y V0C. La pseudo-rapidez y la aceptación angular de los anillos [91].

3.1.2. El detector T0

El detector T0 consiste de dos dispositivos de PMTs equipados con radiadores de Cherenkov. Los dispositivos están localizados en lados opuestos del punto de interacción, cubriendo un rango de pseudorapidity de $4.5 < \eta < 5$ (T0A) y $-3.3 < \eta < -2.9$ (T0C). La tarea principal de T0 es proporcionar señales rápidas de temporización que se utilizarán en el trigger L0 para ALICE, para proveer una llamada de alerta para el detector TRD y entregar una referencia del tiempo de colisión para el detector *Time-of-Flight* (TOF). El tiempo de resolución de T0 es mejor que 50 ps. Se podría obtener una precisión de ± 1.5 cm en la determinación del vértice. Si la posición del vértice cae dentro de los valores requeridos, un trigger L0 o una señal llamada *T0-vertex* será producida, suprimiendo las colisiones haz-gas y también servirá como un *minimum bias*, sin embargo no puede ser usado para estudiar las interacciones *beam-gas*. La eficiencia de activación del trigger, varía de 50% para colisiones p-p y 100% para colisiones A-A. Las funciones del *trigger* requeridas de T0 son:

- para medir de manera aproximada la posición del vértice.
- para dar una estimación aproximada de la multiplicidad del evento.
- para informar de que al menos una de las dos partes del detector T0 registró un pulso válido.

La multiplicidad medida será analizada entre dos valores preestablecidos para generar una de las tres posibles señales: T0(minimum bias), T0(semi-central), o T0(central), correspondiendo a una multiplicidad baja, intermedia y alta. Habrá sólo dos valores de umbral porque la señal *minimum bias* es idéntica a *T0-vertex* (suficiente multiplicidad para provocar una señal en las dos mitades del detector T0).

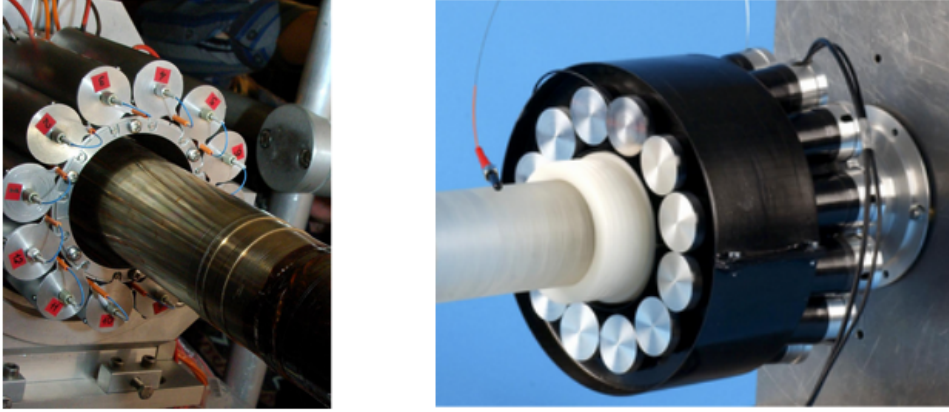


FIGURA 3.4. Dispositivo T0-A (izquierda) y el dispositivo T0-C (derecha), el diametro de cada PMT es de 30 mm y el tubo en el centro representa la línea del haz [91].

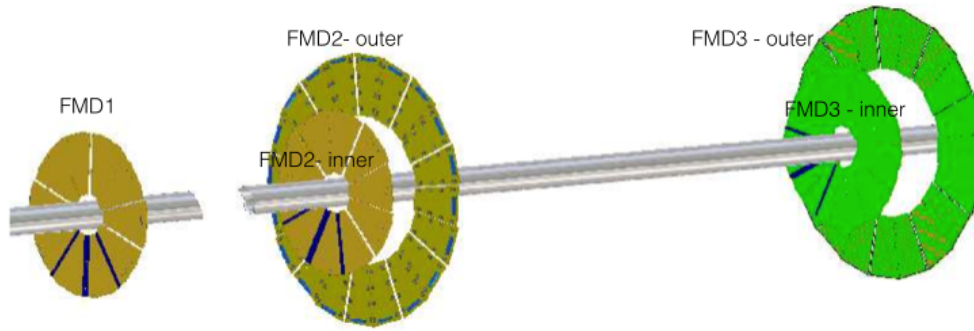


FIGURA 3.5. El diseño conceptual del detector FMD, donde se muestran los cinco anillos colocados alrededor del *beam pipe* [91].

3.1.3. El detector FMD

El detector FMD (*Forward Multiplicity Detector*) está conformado por tres sistemas de sub-detectores en forma de anillos, llamados FMD1, FMD2 y FMD3, (véase figura 3.6. Dos de ellos, el sub-detector FMD2 y el sub-detector FMD3 consisten de un anillo interno (*inner*) y de un anillo externo (*outer*) de sensores de silicón. El propósito principal del detector FMD es medir la multiplicidad de las partículas cargadas en el rango de la pseudo-rapidez $-3.4 < \eta < -1.7$ y $1.7 < \eta < 5.0$.

El detector FMD combinado con el detector ITS proporcionarán las distribuciones de la multiplicidad de las partículas cargadas en el rango $-3.4 < \eta < 5.0$, y están localizados en ambos lados del detector IP. El FMD1 es el más alejado del punto de interacción (a 320 cm) para extender la cobertura de la multiplicidad de partículas cargadas, y las diferentes posiciones de los otros con respecto al IP, puede verse en el cuadro 3.2. .

Los anillos internos y los anillos externos consisten de 10 y 20 módulos de sensores de

3.2. El detector ZDC (Zero-Degree Calorimeter)

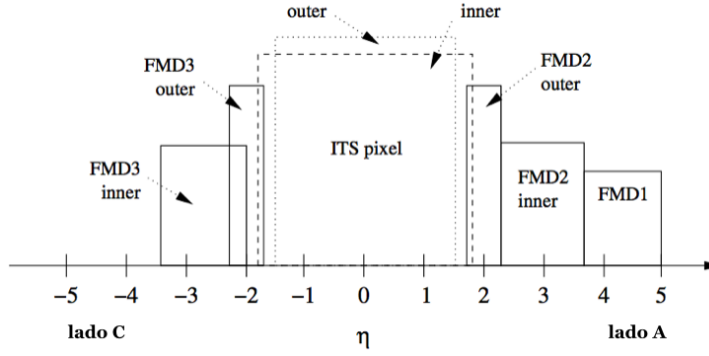


FIGURA 3.6. La cobertura de la pseudo-rapidez del detector FMD. También se muestra (líneas punteadas) la cobertura de la pseudo-rapidez del ITS interior y exterior. Los ejes verticales denotan, en una escala arbitraria, la densidad de la rapidez de las partículas cargadas $\left(\frac{dN}{dy}\right)$ [91].

Ring	z (cm)	R_{in} (cm)	R_{out} (cm)	η coverage
FMD1	320.0	4.2	17.2	$3.68 < \eta < 5.03$
FMD2i	83.4	4.2	17.2	$2.28 < \eta < 3.68$
FMD2o	75.2	15.4	28.4	$1.70 < \eta < 2.29$
FMD3o	-75.2	15.4	28.4	$-2.29 < \eta < -1.70$
FMD3i	-62.8	4.2	17.2	$-3.40 < \eta < -2.01$

Cuadro 3.2: El tamaño geométrico de cada uno de los cinco anillos de FMD. En la tabla se muestra una lista de las distancias nominales z del IP al plano del detector, el radio interno y externo, y la cobertura de la pseudo-rapidez correspondiente de cada anillo [91].

silicón, respectivamente. De los cinco anillos, cada uno consiste de 10,200 tiras de silicón. Tres anillos “internos (inner)” divididos en 20 sectores azimutales cada uno, y dos anillos externos de 40 sectores azimutales cada uno, cada sector será leído de forma independiente y consta de 512 y 256 tiras de detectores para los anillos interior y exterior, respectivamente. En todo el detector FMD hay 51, 200 tiras de detectores.

3.2. El detector ZDC (Zero-Degree Calorimeter)

La primera idea acerca de un nuevo tipo de calorímetro basado en la detección de la luz de Cherenkov, generado en la fibra de cuarzo, fue desarrollada por P. Gorodetzky, con el intento de desarrollar detectores que trabajen para la física de iones pesados como es el caso de ZDC para ser utilizado a ángulos pequeños (*forward*). El principio básico de la calorimetría en fibras de cuarzo es simple: las partículas cargadas en un haz generado en un absorbente denso producen

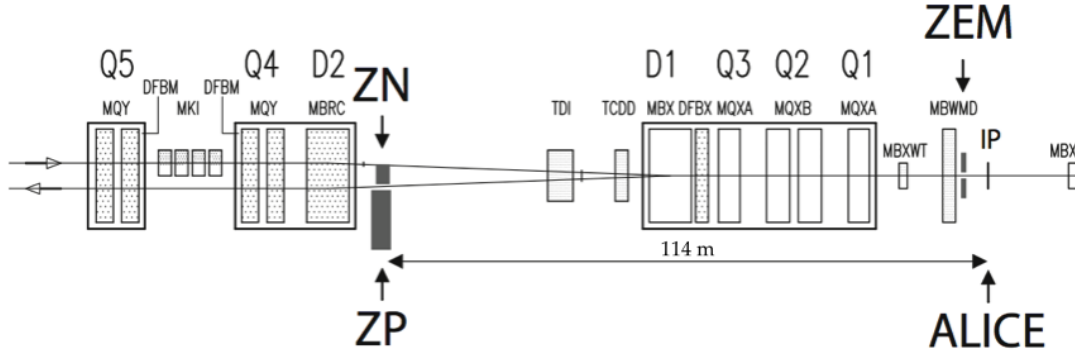


FIGURA 3.7. Una vista esquemática de las localizaciones de los calorímetros ZN (para neutrones), ZP (para protones) y ZEM (calorímetro electromagnético) [83].

la luz de Cherenkov en fibras de cuarzo intercaladas en el absorbente. La luz es conducida por la mismas fibras hacia los fotodetectores (PMTs). El dispositivo está conformado por dos tipos de calorímetros, uno hecho de tungsteno para neutrones espectadores (ZN) y el otro de latón para protones espectadores (ZP), cada uno de estos materiales metálicos se les denomina *material pasivo* mientras que las fibras de cuarzo incrustados en ellas, *material activo*. Cada par (un calorímetro de tipo ZN, y otro de tipo ZP) puestos simétricamente a 114 m con respecto al punto de interacción (IP) a lo largo de la línea del haz, es por eso que los llaman *Zero-Degree Calorimeter*. En 2012 fue recorrido de $|z| \approx 114$ m a $|z| \approx 112$ m del IP durante la pausa en el invierno de 2011/2012, ver figura 3.7. El número de nucleones participantes es la observable que está más relacionada directamente con la geometría de las colisiones A-A (es decir, al parámetro de impacto b). Una buena resolución en la centralidad es esencial para detectar señales QGP (se espera ver una discontinuidad de ciertas observables, por ejemplo: la sección eficaz de Charmonia o Bottomonia en determinados valores de b). Por lo tanto, un buen estimador del funcionamiento del detector es la resolución de b . El número de nucleones participantes puede ser estimado por medio de la medición de la energía depositada en los ZDCs, por los nucleones no interactuantes (espectadores). Si todos los espectadores son detectados, el número de participantes viene dado por

$$\begin{aligned} E_{ZDC}(TeV) &= 2.76 \times N_{espectadores} \\ N_{participantes} &= A - N_{espectadores} \end{aligned} \quad (3.1)$$

donde 2.76 TeV es la energía por nucleon del haz de Pb en el LHC. Sin embargo, una estimación tan simple ya no es válida en un colisionador, ya que no todos los nucleones espectadores pueden detectarse.

La energía medida por ZDC, está correlacionada monótonamente con b sólo para $b \leq 11$ fm. La ambigüedad entre colisiones centrales y periféricas con fragmentos nucleares indetectables se

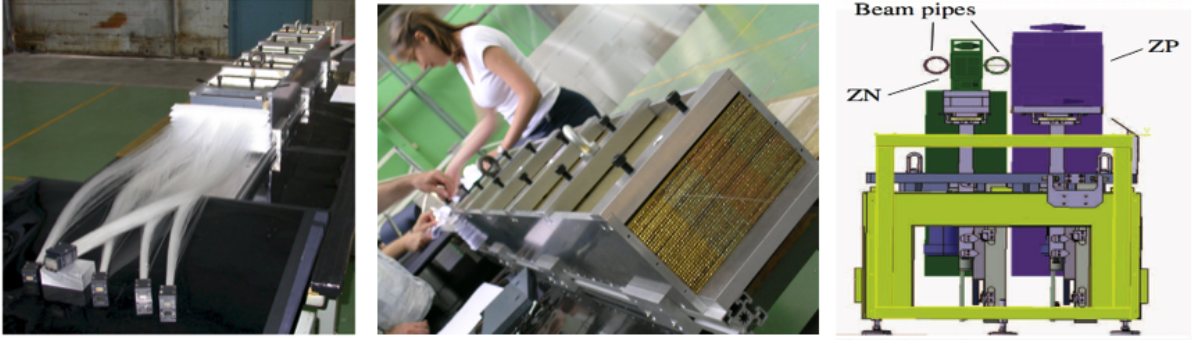


FIGURA 3.8. Vista frontal del ZDC, colocado en la plataforma de elevación, en la posición de toma de datos [83].

resuelve mediante la correlación de la señal del ZDC y la amplitud del calorímetro electromagnético (ZEM-A y ZEM-C) colocados a 7 m del punto de interacción. Aparte de la determinación de la centralidad de la colisión, los ZDCs pueden monitoriar la luminosidad del LHC.

Los protones espectadores son separados espacialmente de los neutrones por elementos magnéticos. Por lo tanto, ZDC está hecho de dos detectores diferentes: uno para neutrones espectadores (ZN), colocado entre los *beam pipes* en 0° relativo al eje del LHC y uno para protones espectadores (ZP), puestos externamente, un lado de los *beam pipes*, donde las partículas son deflectadas, ver figura 3.8.

3.3. Detectores Centrales

En esta sección describiremos brevemente algunos de los detectores de ALICE colocados en la parte central, detectores dedicados principalmente al estudio de señales hadrónicas y di-electrones, y que cubren la región de pseudorapidity $|\eta| < 0.9$ y todo el ángulo azimutal. Comenzaremos describiendo a los detectores de adentro hacia afuera, el detector ITS (*Inner Tracking System*), el detector TPC (*Time Projection Chamber*), el detector TRD (*Transition Radiation Detector*), el detector TOF (*Time of Flight*), el detector HMPID (*High Momentum Particle Identification*) el detector EMCAL (*ALICE Electromagnetic Calorimeter*), el detector PHOS (*Photon Spectrometer*) y el detector ACORDE (*ALICE Cosmic Ray Detector*).

3.3.1. El detector ITS

El detector ITS consiste de seis capas cilíndricas de detectores de silicón (ver figura 3.9), ubicadas entre los radios 4 cm y 43 cm con respecto al eje del haz, cubre un rango de la pseudorapidez $|\eta| < 0.9$. Las capas rodean el punto de colisión y miden las propiedades de las partículas emergentes, algunas de las tareas importantes de este detector son:

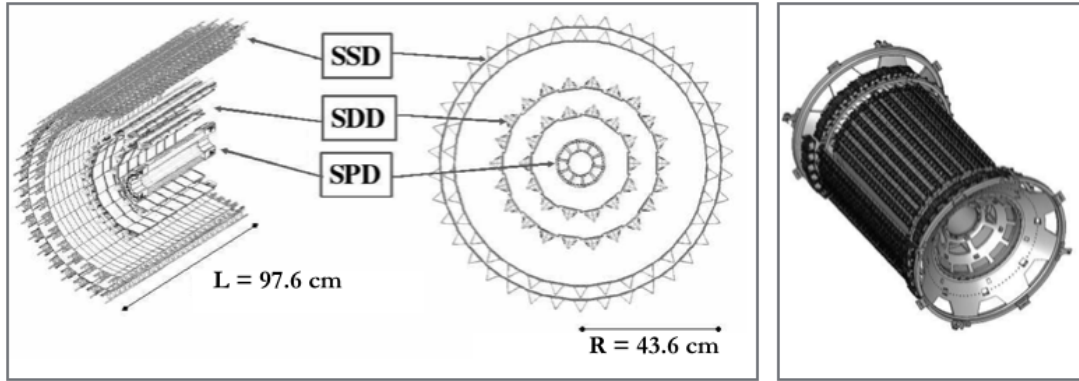


FIGURA 3.9. Diseño del detector ITS (izquierda). El diseño de las capas SDD en CAD (Computer-aided drafting) con conos de apoyo (derecha) [85]

- Localizar el vértice primario con una resolución mejor que $100 \mu m$.
- Reconstruir los vértices secundarios del decaimiento de hiperones, y mesones D y B.
- Rastrear e identificar partículas con momento menor que $100 \text{ MeV}/c$.
- Mejorar la resolución del momento y el ángulo de las partículas con alto- p_T reconstruidas por la TPC.
- Reconstruir (aunque con una resolución limitada del momento) las trazas de las partículas que atraviesan en regiones muertas de la TPC.

La primera capa tiene una cobertura más extendida de la pseudorapidity $|\eta| < 1.98$ para proveer junto con *Forward Multiplicity Detectors* (FMD) una cobertura continua para la medición de la multiplicidad de las partículas cargadas. A causa de la alta densidad de partículas esperada en las colisiones de iones pesados en el LHC (tantos como 80 partículas por cm^2 , para la capa interna), y con el fin de lograr el parámetro de impacto con la resolución requerida, los detectores SPD (*Silicon Pixel Detectors*) han sido elegidos para ser colocados en las dos capas más internas, Los detectores SDD (*Silicon Drift Detectors*) para las siguientes dos capas y las dos últimas capas externas cubiertas por los detectores SSD (*Silicon Strip Detectors*) donde se espera que la densidad de las trazas por debajo de una partícula por cm^2 . Las cuatro capas externas tienen lectura analógica y por lo tanto pueden ser utilizados para la identificación de partículas a través de la medición de la pérdida de energía específica dE/dx . La lectura analógica tiene un rango dinámico lo suficientemente grande como para proporcionar la medición de dE/dx para partículas de bajo momento y altamente ionizantes, con condiciones suficientes para la reconstrucción de las trazas. Las dimensiones geométricas y la tecnología usada en diferentes capas del ITS están resumidas en el cuadro 3.3.

Layer	Type	r (cm)	$\pm z$ (cm)	Area (m ²)	Channels
1	pixel	3.9	14.1	0.07	3 276 800
2	pixel	7.6	14.1	0.14	6 553 600
3	drift	15.0	22.2	0.42	43 008
4	drift	23.9	29.7	0.89	90 112
5	strip	38.0	43.1	2.20	1 148 928
6	strip	43.0	48.9	2.80	1 459 200
Total area				6.28	

Cuadro 3.3: Dimensiones del detector ITS [85].

La resolución del momento y el parámetro de impacto, para partículas de bajo momento están dominados por efectos de la dispersión múltiple en el material del detector. Por lo tanto la cantidad de material en el volumen activo se ha reducido al mínimo con material no activo nos referimos por ejemplo a: estructura de soporte, cables y sistemas de enfriamiento, etc. Los detectores de silicón (*drift* y *strips*) son usados para medir las densidades de ionización y tienen un espesor mínimo de aproximadamente $300\ \mu\text{m}$. Para el detector ITS, la dosis total esperada durante el tiempo de vida del experimento, varía entre algunos *krad* (decenas de Gy) para las partes externas del ITS, y $270\ \text{krad}$ ($2.7\ \text{kGy}$) para las partes internas [95]. Aunque estos niveles no son muy severos, comparados por ejemplo, con los niveles en ATLAS y CMS. Todos los componentes utilizados en el diseño del ITS fueron probados para determinar su resistencia a la radiación a niveles que exceden significativamente la dosis esperada.

3.3.2. El detector TPC (Time Projection Chamber)

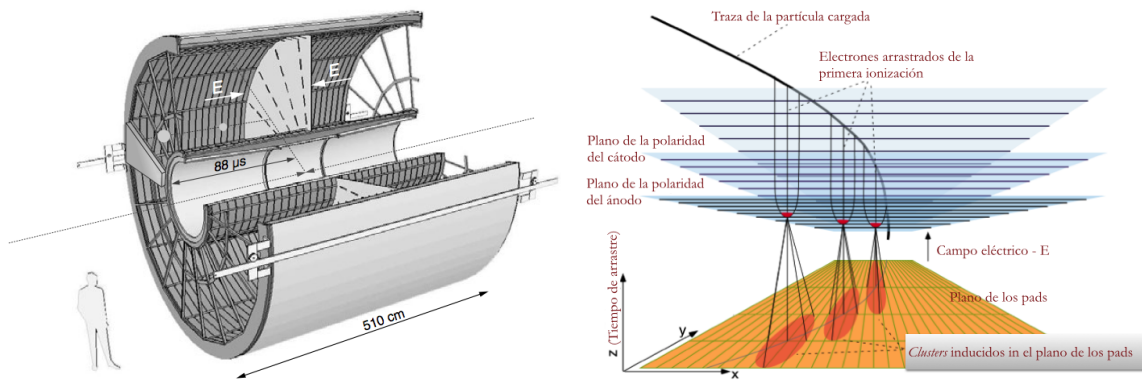


FIGURA 3.10. *Izquierda:* Disposición esquemática del detector. *Derecha:* Principio del funcionamiento del detector TPC [87].

El detector TPC del experimento ALICE es el dispositivo principal de trazamiento tridi-

Capítulo 3. Experimento ALICE

mensional del barril central para eventos de alta multiplicidad (que surgen de las colisiones de iones pesados) y que ha sido operado exitosamente en el LHC, registrando las colisiones de protones (en noviembre de 2009) y de iones pesados (núcleos de plomo, en noviembre de 2010). Las dimensiones del detector son de 5.56 m de diámetro (*La longitud radial activa de 84.1 a 132.1 cm y de 134.6 a 246.6 cm para las cámaras de lectura interna y externa, respectivamente*) y 5.1 m de longitud divididos en dos mitades por un electrodo, con un volumen activo de aproximadamente $\sim 88 \text{ m}^3$. El espacio fase cubierto por el detector TPC corresponde a $|\eta| < 0.9$ y cubre todo el ángulo azimutal (con la excepción de las zonas muertas). Se requiere de un campo magnético de 0.5 T para optimizar el detector ALICE. El dispositivo TPC junto con los dispositivos ITS y TRD son responsables de un trazamiento del alta precisión, en un amplio rango del momento ($100 \text{ MeV/c} < p < 100 \text{ GeV/c}$). Esto es porque el detector TPC proporciona un gran volumen que concede un muestreo a partir de la alta granularidad del detector, y que es llenado con un medio de detección ligero, como es el gas. Las pruebas con rayos cósmicos se hicieron con una mezcla de gas Ne-CO₂ (90% -10%), pero finalmente se decidió utilizar una mezcla de Ne-CO₂-N₂ (85.7% - 9.5% - 4.8%, respectivamente) [96]. Otra de las cualidades técnicas del detector es que también existe la posibilidad de utilizar las amplitudes de las señales medidas para estimar la ionización específica. Ésta es generalmente conocida como la medición de dE/dx y puede proporcionar un potente identificador de partículas PID (*Particle IDentification*) (ver figura 3.11), especialmente en la región de baja energía ($p \leq 1 \text{ GeV/c}$), donde las partículas son bien separadas. La medición de las coordenadas tridimensionales, requiere de un conocimiento preciso de las propiedades de los electrones de arrastre (*drift electrons*) en el interior del volumen del detector TPC. La localización de la señal sobre el plano del pad es dada por la posición $r\phi$ de la traza, y la componente z es dada por el tiempo de arrastre de los electrones (*drift time*) hacia el plano del pad (ver figura 3.10). La traza de una partícula cargada con momento por encima de 100 de MeV, consiste de un máximo de 159 clusters (ver figura 3.12). Este número viene dado por el número máximo de hileras de *pads* colocadas radialmente (*formando el plano de los pads*) a ambos lados del detector, que la partícula cargada puede cruzar (ver figura 3.12). El detector TPC cuenta con 570 132 dispositivos de lectura (*pads*) y canales electrónicos de frontera (*front-end electronics-FEE*) [97]. Las placas extremas del volumen están equipados con una capa de filamentos conductores proporcional al número de pads (*multiwire proportional chambers*), y las placas extremas se dividen en 18 sectores. Los electrones desprendidos de los iones por la partícula ionizante que atraviesa el detector son arrastrados paralelamente al campo eléctrico y magnético hacia una de las placas extremas del detector (ver figura 3.11). El campo magnético cambiará la trayectoria de la partícula ionizante permitiendo medir su momento a partir de la curvatura de la traza. Las multiplicidades de las partículas cargadas producidas son difíciles de predecir. Para las colisiones $Pb - Pb$ se espera que estén en un rango de 2000 – 8000 de partículas cargadas por unidad de rapidity en el midrapidity. Por lo tanto está diseñado para manejar multiplicidades de hasta $\frac{dn_{ch}}{d\eta} = 8000$.

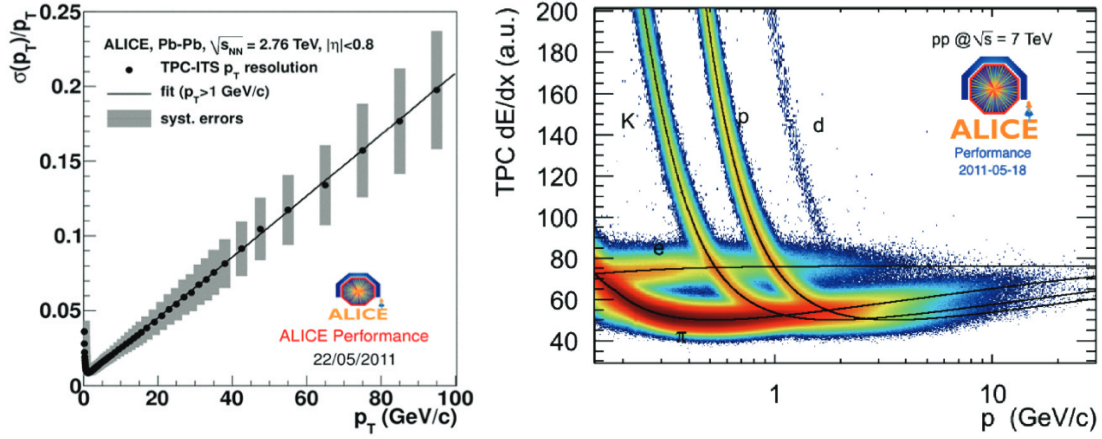


FIGURA 3.11. *Izquierda*: Resolución del momento transversal en la región $|\eta| < 0.8$ para trazas del detector TPC, combinados con *hits* en el detector ITS (*Inner Tracking System*) de ALICE. Con una resolución de $\sigma(p_T)/p_T = 20\%$ en $p_T = 100$ GeV/c. *Derecha*: Señal de ionización medida por el detector TPC con trazas de las colisiones p-p, donde se pueden identificar de forma fiable las partículas como kaones, protones y también deuterones, en la región bajo de bajo momento [97].

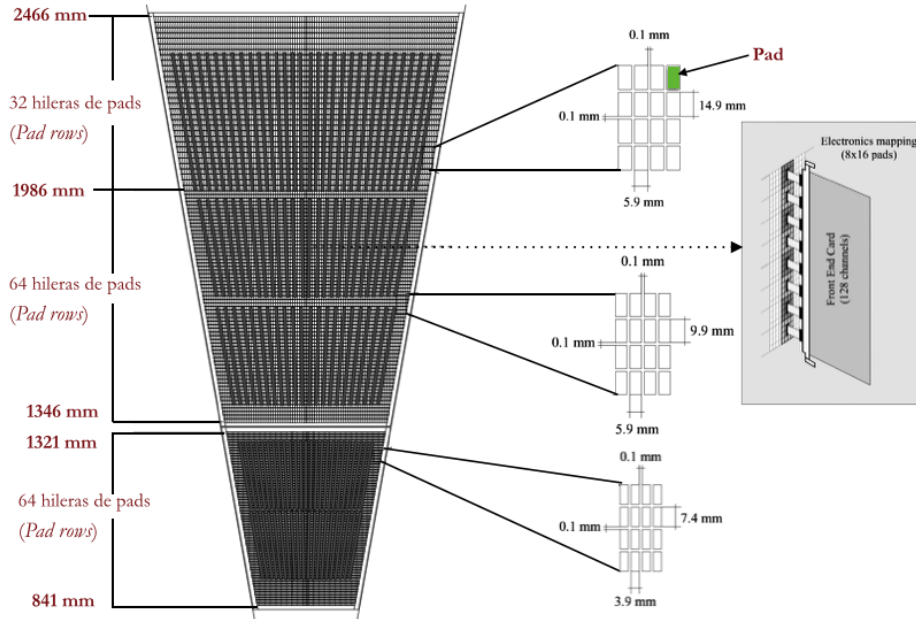


FIGURA 3.12. Distribución de las tarjetas electrónicas de frontera (*Front End Cards* - FECs) en las cámaras de lectura (*pads*) [87].

3.3.3. El detector TRD (Transition Radiation Detector)

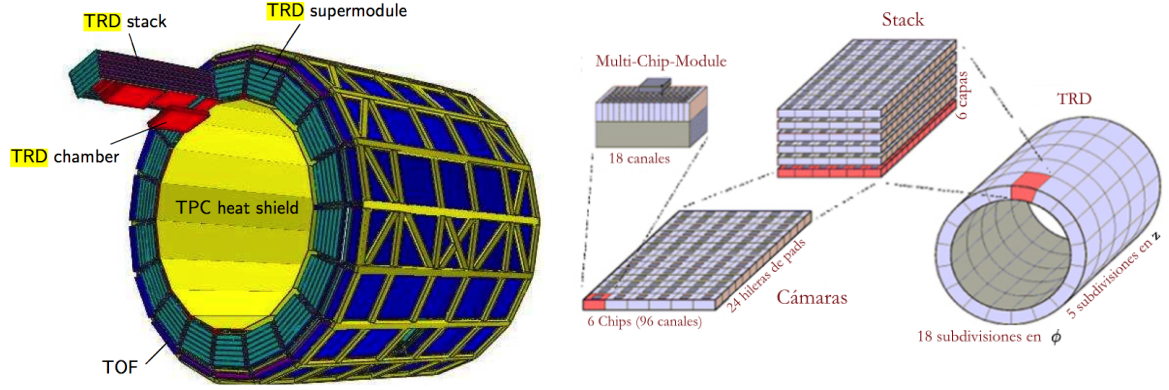


FIGURA 3.13. *Izquierda:* Dibujo esquemático del detector TRD, donde se muestran los 18 super-módulos, cada uno con 30 cámaras de lectura, dispuestos en cinco *stacks* de seis capas. Una cámara ha sido desplazada para una mayor claridad. En el exterior el TRD está rodeado por el sistema TOF (*Time Of Flight* (azul oscuro)). En el interior de la pantalla térmica (amarillo) se coloca el detector TPC. *Derecha:* Se muestran con más detalle las partes del detector [98].

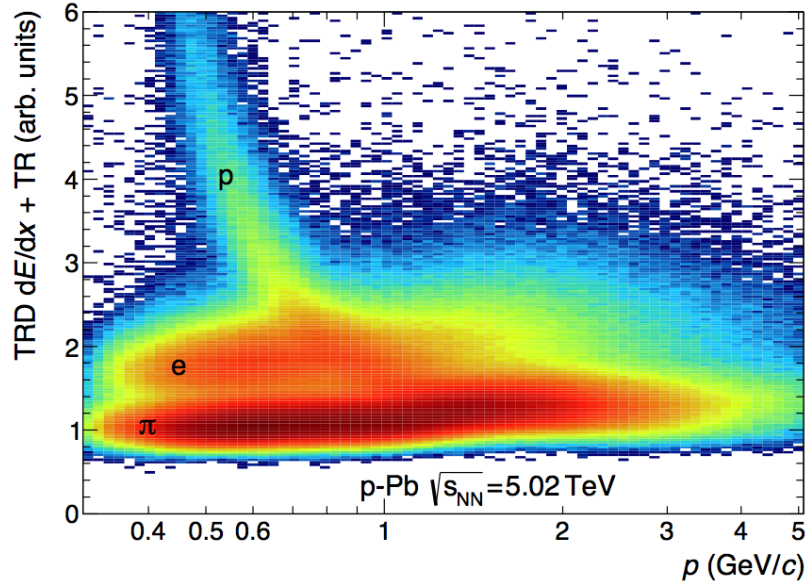


FIGURA 3.14. Suma de la señal TRD (Pérdida de la energía de ionización mas la radiación de transición) como una función del momento para protones del decaimiento Λ , piones cargados del decaimiento K_S^0 y electrones de las conversiones γ en colisiones p-Pb [100].

El sub-detector TRD rodea el TPC en el barril central de ALICE. Se compone de 540 cámaras de arrastre (*drift chambers*) con la dirección de arrastre perpendicular a los planos de filamentos y con 1.18 millones de canales de lectura (*readout channels*). El tamaño de una cámara de arrastre es de $\approx 1.2 \times 1.4 \text{ m}^2$ (ver figura 3.14) [98]. El propósito principal del detector TRD es proporcionar la identificación de electrones en el barril central para momentos por encima de 1 GeV/c. Por debajo de este momento los electrones pueden ser identificados a través de la medición de la pérdida de energía específica en el detector TPC.

El detector TRD proporciona la identificación del electrón en la parte central ($|\eta| < 0.9$). La figura 3.14 muestra la señal combinada del TRD (dE/dx y TR) como una función del momento para colisiones p-Pb. La figura fue producida usando los datos recogidos en la colisiones p-Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$. Los mismos datos se utilizaron para cuantificar el rendimiento de identificación del detector TRD. Muestras limpias de electrones de conversiones γ y de piones de decaimientos K_S^0 son seleccionados usando cortes topológicos en la identificación de partículas en los detectores TPC y TOF. El rendimiento del detector se expresa en términos de la eficiencia en piones, que es la fracción de piones que se identificó incorrectamente como electrones.

3.3.4. El detector TOF (Time-Of-Flight)

El identificador de partículas TOF de ALICE es un dispositivo que cubre un área de 140 m^2 , localizado a 3.70-3.99 m del eje del haz y cubre todo el ángulo azimutal y una región $|\eta| < 0.9$, para la identificación de partículas en el rango de momento intermedio, por debajo de aproximadamente 2.5 GeV/c para piones y kaones, hasta 4 GeV/c para los protones. El detector TOF mide el tiempo de vuelo con una resolución de aproximadamente de 100 ps para la identificación de piones y kaones, está acoplado con el ITS y el detector TPC para la reconstrucción de trazas y vértices. Esta hecho de 1593 cámaras *Multigap Resistive Plate Chambers* (MRPC), divididos en 18 sectores a lo largo de la componente azimutal, cada uno contiene un super módulo de 9 m de longitud y cada super módulo contiene 91 MRPCs.

El tiempo de inicio de la medición del TOF es proporcionada por el detector T0, que consiste de dos dispositivos de contadores de Cherenkov T0C y T0A, colocados en lados opuestos del punto de interacción. La figura 3.16 ilustra el desempeño del detector TOF mostrando la distribución de velocidad β medido, como una función del momento (medido por la TPC). El ruido de fondo (*background*) se debe a las trazas que se igualan de forma incorrecta a los *hits* del detector TOF en colisiones de alta multiplicidad Pb-Pb. La distribución es más limpio en las colisiones p-Pb (figura 3.16), mostrando que el ruido de fondo no está relacionado con la resolución del detector TOF, sino que es un efecto de la densidad de las trazas y la fracción de las trazas no coincidentes.

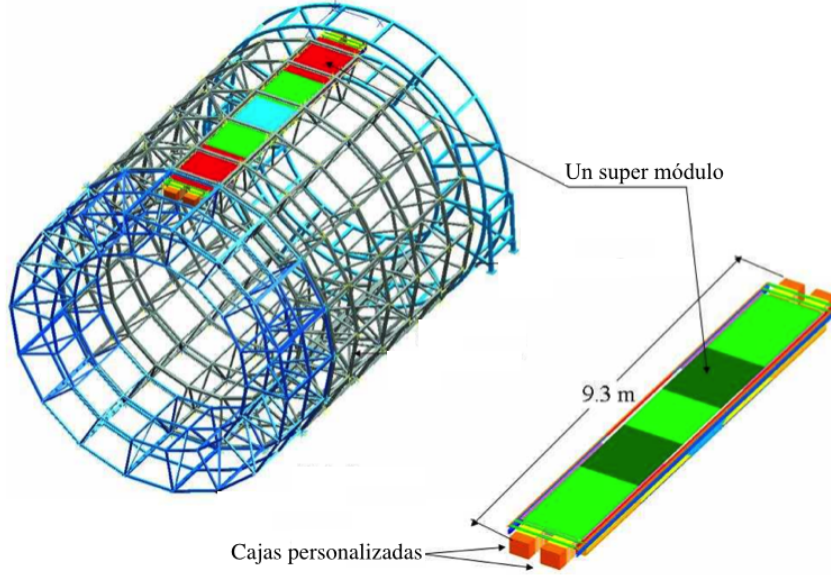


FIGURA 3.15. Dibujo esquemático del detector TOF y de uno de sus supermódulos, compuesto por 5 módulos [88].

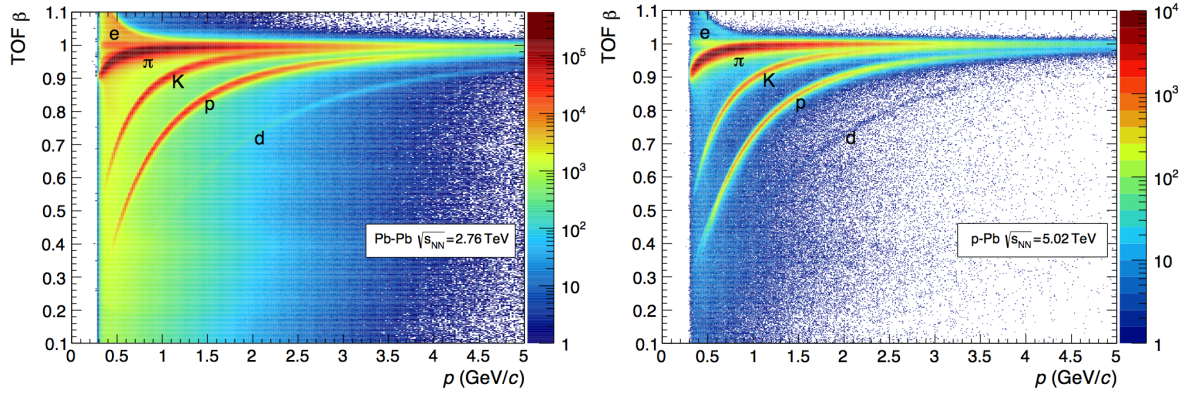


FIGURA 3.16. *Izquierda:* La distribución de β medida por el detector TOF como una función del momento para las partículas que llegan a TOF en las interacciones Pb-Pb. *Derecha:* El mismo caso pero para interacciones p-Pb, el ruido de fondo de trazas no coincidentes es menor que en colisiones Pb-Pb [100].

3.4. El detector AD (Alice Diffractive)

Con el fin de ampliar la cobertura de la pseudo-rapidez η de ALICE y mejorar la eficiencia para detectar eventos en la regiones huecas de la rapidez, se instaló un pequeño detector, hecho de contadores de centelleo con fibra óptica para la lectura. El detector fue implementado para tomar

datos en el 2016, construido por investigadores Mexicanos del CINVESTAV campus Zacatenco y de la universidad de Sinaloa. El detector AD incrementa la sensibilidad para las masas de difracción cerca del umbral ($m_p + m_\pi$) y compensa parcialmente la pérdida de la eficiencia del *trigger* para eventos del MB y eventos difractivos. El detector proporcionará un *trigger* de nivel cero, señal que será útil para las mediciones de las secciones eficaces de eventos difractivos.

Estación	Radio inferior (cm)	η_{min}	η_{max}	Z (cm)
ADC capa 0	3.7	-6.96	-4.92	-1955.75
ADC capa 1	3.7	-6.96	-4.92	-1953.05
ADA capa 2	6.2	+4.77	+6.30	+1693.65
ADA capa 3	6.2	+4.77	+6.30	+1696.35

Cuadro 3.4: Las coberturas en pseudo-rapidez η y las posiciones de las capas de los detectores ADC y ADA.

El detector AD consiste de dos estaciones hechas de tablillas (*pads*) de centelladores (*scintillator pads*) uno en cada lado del punto de interacción nominal (ver tabla 3.4). Cada estación tiene dos capas, cada una con cuatro tablillas de centelladores BC404 de dimensión $181 \times 216 \times 25 \text{ mm}^3$ ordenadas alrededor del tubo del haz. En cada estación, una coincidencia entre tablillas correspondientes es requerida para reducir el ruido electrónico y el ruido de fondo. La luz producida por el plástico centallador BC404 es colectado por dos barras WLS (*Wave Length Shifting*), en cada lado de los *pads*. Cada barra WLS transfiere la luz colectada un fajo de 96 fibras ópticas transparentes que conducen la luz a los PMTs. La luz se convierte en un impulso eléctrico por PMTs (*Fine Mesh PMT's* de Hamamatsu). La señal proveniente del PMT es enviada a la tarjeta amplificadora que entrega dos señales. Los pre-amplificadores están instalados cerca de *Front End Readout electronics*, que proporciona las señales para el *trigger* en el nivel cero de ALICE. Es del mismo tipo que el utilizado actualmente en el detector VZERO. Las señales del *trigger* de los contadores de AD ampliarán la aceptación del *Minimum Bias trigger*. Los fotomultiplicadores y centelladores fueron calibrados con datos de rayos cósmicos y señales LED en el laboratorio. La resolución de tiempo medido es de aproximadamente 0.8 ns.

3.5. Sistema de disparo

Consideraciones de diseño del procesador central del *trigger* (*CTP-Central Trigger Processor*), diseñado para seleccionar eventos que tienen una variedad de características diferentes en las tasas que pueden ser escalados para adaptarse a los requisitos de la física y las restricciones impuestas por el ancho de banda del sistema de adquisición de datos (*DAQ-Data Acquisition*) y el HLT (*High-Level Trigger*). El reto para el *trigger* de ALICE es hacer un uso óptimo de las componentes de los detectores, que están ocupados por períodos diferentes después de un disparo

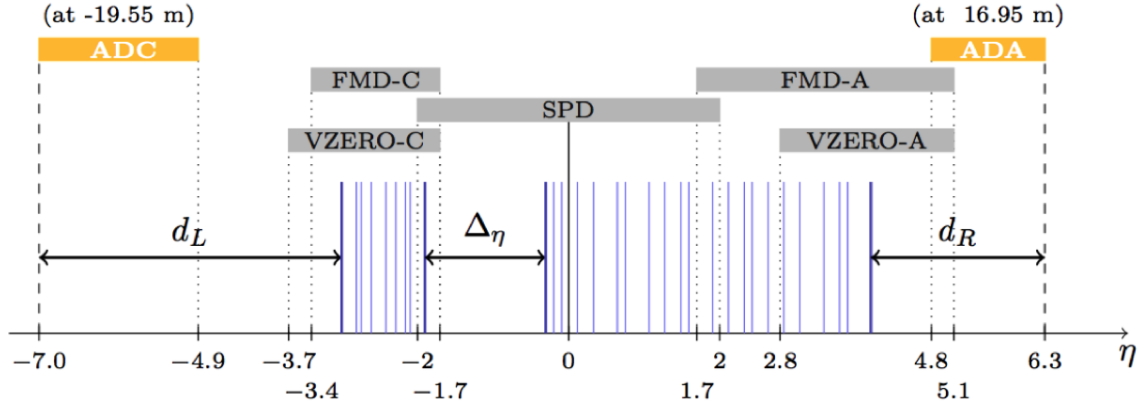


FIGURA 3.17. Dibujo esquemático de la cobertura en pseudo-rapidez η del detector AD. El *trigger* difractivo estará conformada por los sistemas AD, VZERO y SPD.

(*trigger*) válido, y para realizar selecciones de disparo de una manera que esté optimizado para varios modos de corridas: ion (Pb-Pb y otras más ligeras), p-A, pp.

3.5.1. Lógica de disparo

El número de entradas de disparo (*trigger inputs*) y clases requeridos para ALICE son: 24 entradas de L0 (*L0 inputs*), 24 entradas de L1 (*L1 inputs*), 12 entradas de L2 (*L2 inputs*), 50 clases de disparo, significa que la lógica de disparo requiere algunas restricciones, ya que una simple enumeración de todos los resultados no es factible. Una investigación de las condiciones de activación de hecho necesarias para ALICE muestra que estos pueden ser acomodados por la lógica que implica tres estados de las entradas (avaladas, negadas, irrelevantes). Las entradas negadas son raramente usadas, por lo tanto están disponibles sólo seis de las cincuenta clases de disparos, el resto permite los otros dos requisitos. La definición de una interacción, la base del *trigger* de mínimo sesgo (*minimum bias trigger*), necesita un OR de diferentes entradas de los detectores, debido a la baja eficiencia del *trigger* en las interacciones p-p por las bajas multiplicidades. Para hacer esto, cuatro entradas L0 específicos son seleccionadas para usar una tabla de búsqueda, para los que una lógica arbitraria puede ser aplicada. Dos funciones independientes se pueden definir, estas funciones derivadas se pueden utilizar como condiciones adicionales con cualquier otra entrada L0 en la definición de las condiciones generales de L0. Definimos una clase de *trigger* en términos de la condición lógica demandada por las entradas, y el conjunto de detectores requeridos para la lectura: un máximo de seis combinaciones, conocidas como *clusters*, puede ser definido en cualquier momento dado. Los requisitos de protección del pasado-futuro (que son determinados por el conjunto detector) y, además, factores de escala, manejo de datos (*Region-of-Interest*) y manejo de *triggers* raros [99].

3.5. Sistema de disparo

La lógica de disparo es manejado por el CTP (*Central Trigger Processor*) que combina la información del *trigger* de los detectores de disparo de entrada (*trigger input detectors*) y envía señales de disparo para que sean leídos por los subdetectores. Para ajustarse a los requisitos del detector, se necesita una primera y rápida respuesta de los disparadores. Los detectores de trazas tienen que lidiar con las altas multiplicidades en las colisiones Pb-Pb y no así en p-Pb. La parte rápida del *trigger* es dividido en L0 y L1 para lograr esto. La señal de L0 llega a los detectores después de $1.2 \mu s$, pero esto es muy rápido para algunos disparos de entrada (*trigger input*). Por lo tanto hay además una señal L1 que llega después de $6.5 \mu s$. Las entradas L0 activos para el periodo del 2013 en la colisiones p-Pb, se muestran en la tabla 3.5 y para las entradas L1 en la tabla 3.6.

No.	Trigger input	Detector	Descripción	No.	Trigger input	Detector	Descripción
1	0VBA	V0	V0 lado A	12	0OMU	TOF	
2	0VBC	V0	V0 lado C	13	0MSL	MTR	<i>Di-muon single</i>
3	0SMB	SPD	SPD <i>minimum bias single</i>	14	0MSH	MTR	
4	0TVX	T0	T0-vértice (<i>T0 vertex</i>)	15	0MUL	MTR	<i>Di-muon unlike low pT</i>
5	0VC5	V0		16	0MLL	MTR	<i>Di-muon like low pT</i>
6	0VLN	V0		17	0EMC	EMCal	<i>EMCal level 0</i>
7	0SH1	SPD		18	0PH0	PHOS	<i>PHOS level 0</i>
8	0SH2	SPD		19	0HWU	TRD	
9	0STP	SPD		20	0LSR	TPC	<i>Hardware calibration trigger</i>
10	0HPT	TRD		21	0SM2	SPD	<i>At least two hits in SPD</i>
11	0VGO	V0		22	0OM2	TOF	<i>Two or more hits in TOF</i>

CUADRO 3.5. *L0 trigger inputs* que fueron activados durante el periodo 2013 en las colisiones p-Pb (del Logbook).

Los *trigger inputs* de VZERO, SPD y de TOF que se utilizaron en el análisis de esta tesis y que conforman el *UPC trigger*, son: 0VBA (al menos una celda activada en 0VBA), 0VBC (al menos una celda activada en 0VBC), 0SMB (al menos un *hit* en SPD), 0OM2 (al menos dos de los módulos de TOF fue disparado), 0SM2 (al menos dos *hits* en el SPD externo). Para V0 hay cuatro señales básicas, que corresponden a *hits* a cada lado de la región de interacción en las ventanas de tiempo para las interacciones entrantes *beam-gas* y las interacciones salientes *colliding-beam*, este último clasificado de acuerdo a la multiplicidad. La electrónica de V0 ofrece todas estas señales y ciertas combinaciones booleanas de ellas, haciendo dieciséis señales en total. En particular, las combinaciones diferentes de las señales de TOF (indicando actividad en la parte central) en combinación con la no actividad en V0, puede ser usado para seleccionar eventos de

Capítulo 3. Experimento ALICE

doble difracción (*double diffractive*) en interacciones pp, mientras que *hits* en T0 y V0 pueden ser usados para eventos ‘nomales’. Las colisiones Pb-Pb en ALICE con altas multiplicidades hacen que los eventos que contienen más de una colisión central sean irreconstruibles. Debido a esto *past-future protection* es implementado en los *L2 triggers*. El *L2 trigger* espera al final del interval $88 \mu s$ de *past-future protection* para verificar que el evento puede ser guardado. El *trigger* L2 puede usarse también para la ejecución de algoritmos de activación más avanzados [99].

Por lo tanto, durante el periodo de 2013 en colisiones p-Pb, los *triggers* usados fueron compuestos sólo por combinaciones lógicas de *L0 inputs*.

No.	Trigger input	Detector	No.	Trigger input	Detector
1	1EJ1	EMCal	12	1HSE	TRD
2	1EG1	EMCal	13	1H12	TRD
3	1EJ2	EMCal	14	1HQU	TRD
4	1EG2	EMCal	15	1HEE	TRD
5	1PHL	PHOS	16	1ZMD	ZDC
6	1PHM	PHOS	17	1ZMB	ZDC
7	1PHH	PHOS	18	1ZED	ZDC
8	1HCO	TRD	19	1ZAC	ZDC
9	1HJT	TRD			

Cuadro 3.6: *L1 trigger inputs* que fueron activados durante el periodo 2013 en las colisiones p-Pb (del Logbook).

Los *trigger inputs* son pulsos proporcionados por los detectores de disparo y sincronizados con el reloj del LHC. El propósito del circuito *past-future protection* es para asegurar que los eventos seleccionados para la lectura no se echan a perder por *pile-up*. Como el *pile-up* será frecuente (en algunos casos son inevitable) en luminosidades esperadas en el LHC ($L \approx 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ en colisiones pp), la protección *pile-up* debe hacer más que simplemente rechazar eventos si algún otro evento se produce dentro de una ventana de tiempo especificado [99].

3.5.2. Datos registrados

El nombre de una clase de *trigger* se divide en cinco elementos separados por un guión. El primer elemento es una descripción de los *trigger inputs*, el segundo elemento es una máscara *bunch crossing mask* que define en que órbita el *trigger* está activo, éste puede ser B (haz de ambos lados), A (haz del lado A), C (haz del lado C) o E (vacío). El tercer elemento da el esquema de protección pasado-futuro (*past-future protection scheme*) para la clase. En él se definen las condiciones para los *bunch crossings* anteriores o posteriores al *trigger*. Para todas la corridas que se utilizaron este análisis registradas durante las colisiones p-Pb durante el periodo 2013 el tercer elemento no fue aplicado (*NOPF: past-future protection was not applied.*). El cuarto

elemento da el detector cluster para ser leído. El quinto elemento opcional es un indicador poco frecuente (*rare flag*), intervalos de tiempo especiales son reservados para los *triggers* definidos como raros. La presencia de la letra R al final del nombre de la clase, indica que es un disparador raro. Por lo tanto, el nombre genérico sería el siguiente: C[*descriptor code*]-[*bunch crossing mask code*]-[*past-future protection code*]-[*detector cluster code*]-[*rare flag*][101]. El CTP (*Central Trigger Processor*) debe ser capaz de procesar los disparos para todos los grupos de disparos (*trigger clusters*) simultáneamente y por lo tanto tiene muy poco tiempo para recoger y distribuir datos. Por esta razón, estos datos se mantienen al mínimo; por ejemplo, toda la información relativa a cómo se generó una señal de disparo debe ser obtenida a partir del detector que la produce. Varios tipos de datos se registran en relación con la operación del *trigger*, que se enumeran a continuación:

✧ **Datos del evento (*Event data*):** Para cada evento aceptado, la información se envía a cada detector que especifica el identificador del evento (*orbit number and bunch crossing number*), tipo de disparo (*physics trigger, software trigger, calibration trigger*), detector listo para ser leído (*given as a cluster list for physics data*) y la lista de clases de *triggers* activos.

✧ **Registro de interacción (*Interaction record*):** Todas las interacciones que se producen en una órbita dada se registran (dando el número de *bunch crossing* y para eventos Pb-Pb, una clasificación en categorías de centralidad: periférica y semi-central). El propósito principal de este registro es ayudar a la corrección *pile-up*. Los eventos registrados fuera de tiempo en el detector TPC tendrán diferentes orígenes aparentes de eventos registrados debido a sus diferentes momentos de arrastre. Su origen aparente puede ser determinado mediante el registro de interacciones guardadas, ayudando así a removerlos de los datos del evento. Los datos se envían como registros especiales en el flujo de datos (*data stream*), y éstos son recogidos en el *trigger LCD (Local Data Concentrator)*.

✧ **Escaladores (*Scalers*):** Se guarda un número grande de escaladores. En particular, todas las entradas se cuentan, y para cada clase de disparo el número de eventos que pasan en cada etapa del gatillo (L0, L1, L2, después de la selección física). Estos datos son esenciales tanto para el seguimiento en línea (*on-line monitoring*) como para los cálculos posteriores *offline* de la sección eficaz y luminosidad [99, 102].

3.5.3. Sistemas en línea de ALICE

El experimento ALICE incluye cinco sistemas en línea: *Trigger, Data Acquisition, High-Level Trigger, Detector Control System* y *Experiment Control System*. Las funciones de estos sistemas son los siguientes:

✧ **Trigger:** El sistema de disparo (*Trigger -TRG*) es una combinación de la información de todos los detectores de disparo, para cada BC (*bunch-crossing*) del LHC el sistema toma una

decisión en cuestión de microsegundos si los datos resultantes son dignos de ser recogidos. Para cada decisión positiva, envía una secuencia de señales de disparo a todos los detectores con el fin de que sean leídos de forma sincrónica.

✧ **Data Acquisition System (DAQ)**: La función básica del DAQ es para realizar el flujo de datos desde el detector hasta el almacenamiento de datos. El sistema de adquisición de datos también incluye paquetes de software que realizan un seguimiento de la calidad de los datos y el monitoreo del rendimiento del sistema.

✧ **High-Level Trigger (HLT)**: Reduce el volumen de los datos físicos por la selección y la compresión de los datos. Los requisitos generales de la física del *trigger* HLT se clasifican como sigue:

- ❑ *Trigger*: Aceptar o rechazar eventos basándose en un detallado análisis en línea.
- ❑ *Seleccionar*: Seleccionar una región física de interés dentro del evento mediante la realización de una única lectura parcial.
- ❑ *Comprimir*: Reducir el tamaño del evento sin perder la información física mediante la aplicación de algoritmos de compresión de datos aceptados y seleccionados.

✧ **The Experiment Control System (ECS)**: Coordina las actividades de todos los sistemas en línea para cumplir con su objetivo común.

3.6. Sistema de control del detector

✧ **Detector Control System (DCS)**: La tarea principal del sistema de control de ALICE es garantizar un funcionamiento correcto y seguro del experimento ALICE. Proporciona un control remoto y monitoreo de todo el equipo experimental de tal manera que el experimento ALICE puede ser operado desde un solo lugar de trabajo, el cuarto de control de ALICE en el punto 2 del LHC. El sistema de control de ALICE es responsable de la configuración, monitorear y controlar el equipo del experimento. Estos son dispositivos (*hardware*) comerciales. El sistema de control es capaz de tomar decisiones pre-programadas y acciones automáticas sin intervención del operador, tales como la recuperación de errores. El operador es capaz de interactuar con el sistema de control a través de una interfaz de usuario que presenta la información y permite la emisión de comandos.

3.6.1. Arquitectura del *hardware* y del *software*

La arquitectura del hardware del sistema de control, se divide en tres capas: *supervisory layer*, *control layer* y *field layer* como se muestra en la figura 3.18. *Supervisory layer*, se compone de un número de ordenadores que proporcionan las interfaces de usuario a los operadores. Las interfaces de nivel de supervisión a la capa de control, donde dispositivos de interfaz con el equipo

experimental recogen y procesan la información desde la parte inferior, llamada *field layer*, y ponerla a disposición de la capa de supervisión (*supervisory layer*). Al mismo tiempo se recibe información del *control layer* para ser procesada y distribuida a *field layer*. *Field layer* comprende todos los dispositivos, tales como fuentes de alimentación, los nodos de *fieldbus*, sensores, etc. [99, 102]

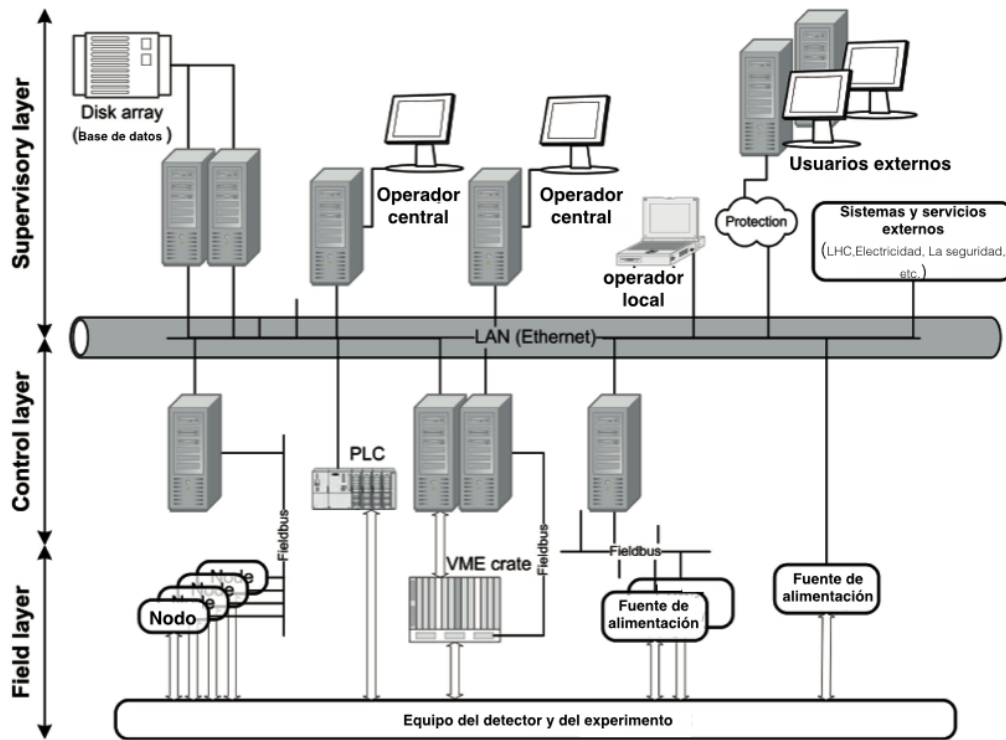


FIGURA 3.18. Descripción de la arquitectura del sistema de control del detector.

La arquitectura del *software* es una estructura en forma de árbol que representa la estructura de los sub-detectores, de los sub-sistemas y de los dispositivos. La estructura está compuesta de nodos que tienen un único origen '*parent*' excepto para un nodo superior llamado '*root node*'. Los nodos pueden tener cero, uno o más ramificaciones ('*children*') [99, 102].

3.6.2. Electrónica de frontera

El control de la electrónica de frontera (*Front-End Electronics-FEE*) es una tarea complicada y compleja que implica el control de los reguladores de tensión, interruptores de alimentación, registros de error, etc. y control de las temperaturas, voltajes, corrientes, registros de estado, etc. de las tarjetas FEE. Requiere de una interacción muy estrecha entre el DCS y la DAQ, como en la mayoría de los casos, ambos sistemas comparten la ruta de acceso a la FEE.

3.6.3. Sistema de control del experimento

✧ ***Experiment Control System (ECS)***: el control del experimento ALICE está basado en muchos ‘sistemas en línea’ independientes. Cada ‘sistema en línea’ controla las operaciones de un tipo diferente que pertenece a un dominio diferentes de actividades: el DCS (*Detector Control System*), la DAQ (*Data Acquisition*), el TRG (*Trigger system*) y el HLT (*High-Level Trigger*). Los sistemas en línea son independientes, pueden interactuar con todos los detectores de partículas, permitiendo una partición. La partición es la capacidad de operar simultáneamente grupos de detectores de ALICE. Al final de la instalación de los detectores trabajarán todos juntos para recopilar datos físicos. Antes de poner en marcha, los detectores son depurados, y probados, como objetos independientes [99, 102]

Simulación Monte Carlo

Los métodos Monte Carlo son clases de algoritmos computacionales para simular el comportamiento de varios sistemas físicos o matemáticos. Se utilizan para solucionar problemas que tienen una interpretación probabilística. En experimentos de la física de altas energías las partículas colisionan violentamente en los aceleradores, creando partículas inestables que decaen rápidamente, por lo que es necesario reconstruir una imagen del evento a través de mediciones hecho por detectores complejos que consiste de otros subdetectores. El papel de la simulación Monte Carlo es recrear lo que sucede en los espectrómetros para entender las condiciones del experimento. La producción de una muestra final MC implica dos etapas. Primera etapa, los eventos son producidos aleatoriamente de acuerdo con un modelo teórico mediante el uso de generadores aleatorios. El software responsable de esto se llama Generador. En un evento generado contiene los cuádrimomentos de todas las partículas estables. Segunda etapa, la respuesta del detector a la conversión de los cuádrimomentos de las partículas generadas. Aliroot contiene un modelo realista del detector ALICE, de cada subsistema incluyendo las componentes del material y la orientación geométrica construidos en la plataforma GEANT. Por lo tanto, los datos Monte Carlo son procesados como datos reales en la reconstrucción y en el análisis, para calcular los efectos del detector, tales como la aceptación y la eficiencia. Sólo un generador Monte Carlo se usó en este análisis.

4.1. Modelos para la producción de mesones $\rho^0(770)$ en UPC

Hay al menos tres modelos para la producción de mesones $\rho^0(770)$ en colisiones ultra-periféricas, el modelo de Klein y Nystrand (KN) [78, 103], el modelo de Frankfurt, Strikman, y Zhalov (FSZ) [104], y el modelo de Gonçalves y Machado (GM) [105]. Estos tres modelos predicen

la sección eficaz para la producción de ρ^0 en energías del LHC. La diferencia de estos modelos está en cómo se calcula la sección eficaz fotonuclear y los efectos del medio nuclear en la dispersión. Aquí daremos sólo una pequeña descripción de cada modelo, se puede encontrar una información más completa en los artículos citados. En las siguientes secciones utilizaremos las notaciones que usó cada autor.

4.1.1. El modelo KN

El modelo de Klein y Nystrand (KN) (STARLIGHT) emplea el *Vector Dominance Model* (VDM) para describir el fotón virtual y un enfoque mecánico clásico para la dispersión en el núcleo objetivo, usando resultados del experimentos $\gamma p \rightarrow \rho^0(770)p$ en HERA.

4.1.1.1. Producción exclusiva del mesón vectorial

De la reacción exclusiva $A + A \rightarrow A + A + V$ donde A es un núcleo pesado y V un mesón vectorial, la reacción puede proceder vía interacciones fotón-Pomeron o fotón-mesón, a energías suficientemente altas donde las transferencias de momento de los núcleos son lo suficientemente pequeños para que ambos acoplamientos sean coherentes a los núcleos enteros, permaneciendo casi intactos. Mostraremos algunos cálculos de las razones de producción y las distribuciones de las rapidez para ρ^0 , ω , ϕ , y J/ψ .

Los cálculos se hacen en el sistema de referencia en reposo de uno de los núcleos, etiquetado como el núcleo-objetivo, y están divididos en dos partes:

- ① Determinación de la sección eficaz de interacción fotonuclear.
- ② El cálculo del flujo de fotones efectivo del núcleo emisor.

El flujo de fotones de un núcleo pesado relativista está dado por la aproximación de Weizsäcker-Williams. Aquí $\gamma = E_A/m_A \gg 1$, donde E_A y m_A son la energía y la masa del núcleo. Por lo que el flujo de fotones a una distancia r del núcleo está dado por la ec.(2.41), despreciando el segundo término, por la aproximación de una onda plana de los cuasi-fotones a altas energías. Aquí k es la energía del fotón, Z es la carga nuclear, y K_1 una función de Bessel modificada con $x = kr/\gamma$. La γ en el sistema de referencia del núcleo-objetivo corresponde a $\gamma = 2\Gamma^2 - 1$, donde Γ es el factor de Lorentz en el sistema de referencia de centro de masa*. En una interacción exclusiva, no puede estar acompañado de interacciones hadrónicas. En un modelo de esfera dura, esto ocurre si el parámetro de impacto $b > 2R_A$, donde $R_A = 1.2A^{1/3}$ fm. Para hacer una aproximación más precisa del cálculo del flujo de fotones, aquí se hace uso de la probabilidad de que haya uno o más interacciones hadrónicas como una función del parámetro de impacto.

Por lo tanto, el flujo total de fotones es dado integrando en todo r la ec.(2.41) (modulada por la probabilidad de no interacción)

*En esta sección se tomaran las constantes $\hbar = c = 1$

4.1. Modelos para la producción de mesones $\rho^0(770)$ en UPC

$$\frac{dN_\gamma(k)}{dk} = \int_0^\infty 2\pi b db P_{0H}(b) \times \int_0^R \frac{r dr}{\pi R_A^2} \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d^3 N_\gamma(k, b + r \cos(\phi))}{dk d^2 r}. \quad (4.1)$$

$P_{0H}(b)$ es la probabilidad de no interacción. La integral en b corre sobre el parámetro de impacto, r y ϕ sobre la superficie del núcleo-objetivo, para un b dado. Este proceso promedia la intensidad de campo sobre el núcleo, despreciando la variación con r (dado que la producción del mesón vectorial es coherente en el núcleo entero). Esta integral se evalúa numéricamente.

La secciones eficaces $\gamma A \rightarrow VA$ se determinan con un cálculo de Glauber, usando las secciones eficaces observadas en $\gamma p \rightarrow Vp$ como soporte. Los datos cubren un amplio rango de baja energía de los haces de fotones en experimentos de blanco fijo [75], para colisiones ep en HERA[†]. Estas secciones eficaces se pueden parametrizar como

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow Vp)}{dt} \right|_{t=0} = b_V \left(X W_{\gamma p}^\epsilon + Y W_{\gamma p}^{-\eta} \right), \quad (4.2)$$

donde $W_{\gamma p}$ es la energía del centro de masa, las constante b_V , X , Y , ϵ , y η , se determinan de los ajustes a los datos de HERA. Los términos X , ϵ representan la porción de intercambio de Pomeron de la sección eficaz. Para obtener la sección eficaz $d\sigma(\gamma A \rightarrow VA)/dt|_{t=0}$, se hace uso del teorema óptico y de una técnica de eikonalización, del modelo VMD (*Vector Meson Dominance*) [106]

$$\left. \frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow Vp)}{dt} \right|_{t=0} = \frac{4\pi\alpha}{f_v^2} \left. \frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow Vp)}{dt} \right|_{t=0}, \quad (4.3)$$

y del GVDM (Generalized Vector Dominance Model). Obtienen la siguiente sección eficaz fotonuclear

$$\sigma(\gamma A \rightarrow VA) = \left. \frac{d\sigma(\gamma A \rightarrow VA)}{dt} \right|_{t=0} \int_{t_{min}}^\infty dt |F(t)|^2. \quad (4.4)$$

Donde $|F(t)|$ es el factor de forma representada por la transformada de Fourier del perfil de la densidad nuclear. Debido a la anchura de la ρ^0 es más complicado, y la sección eficaz debe calcularse utilizando una resonancia de Breit-Wigner. La figura 4.1 muestra las secciones eficaces fotonucleares.

Integrando la sección eficaz fotonuclear sobre el espectro del fotón se determina la sección eficaz total:

$$\sigma(AA \rightarrow AAV) = 2 \int dk \frac{dN_\gamma(k)}{dk} \sigma(\gamma A \rightarrow VA) = \int_0^\infty dk \frac{dN_\gamma(k)}{dk} \int_{t_{min}}^\infty dt \left. \frac{d\sigma(\gamma A \rightarrow VA)}{dt} \right|_{t=0} \times |F(t)|^2. \quad (4.5)$$

[†]Se puede encontrar información resumida de los resultados de la colaboración H1 y ZEUS en el trabajo de N.Cartiglia, hep-ph/9703245, 1997.

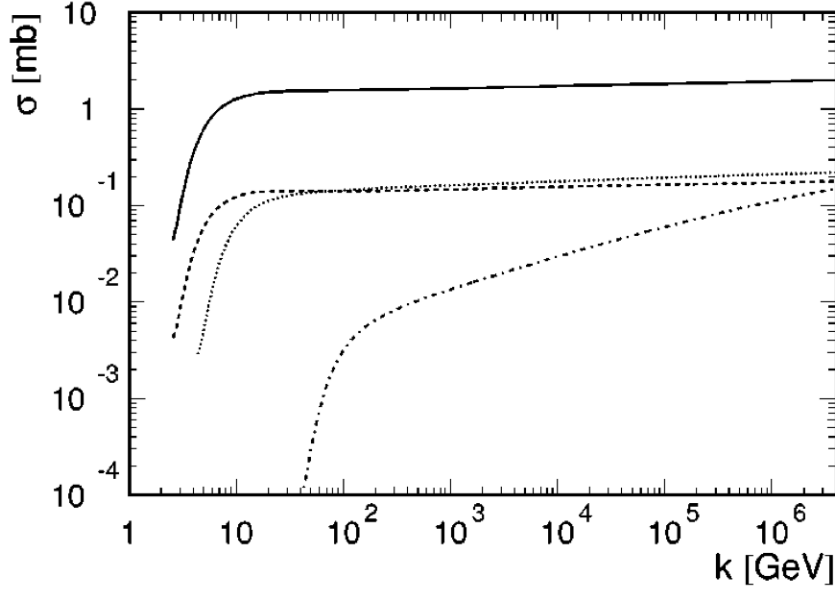


FIGURA 4.1. Las secciones eficaces fotonuclear $\sigma(\gamma A \rightarrow VA)$ para ρ^0 (línea sólida), ω (línea segmentada), ϕ (línea de puntos), y J/ψ (línea de puntos con línea segmentada) producción coherente en un blanco de oro (Au) [78].

El flujo de fotones es determinada por la ec.(4.1). La rapidez del estado final está determinada por la razón de la energía del fotón y $t_{||}$ en el sistema del laboratorio,

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{k}{\sqrt{|t_{min}|}} = \ln \frac{2k}{M_v}, \quad (4.6)$$

y entonces $d\sigma/dy = k d\sigma/dk$ se determina por un cambio de variable. Para el caso de la ρ , la sección eficaz tiene que ser integrada sobre $M_{\pi\pi}$. La figura 4.2 muestra secciones eficaces en función de la rapidez para la producción de ρ (Breit-Wigner), ϕ , y J/ψ en las colisiones Au-Au en RHIC.

La tabla 4.1 muestra las razones de producción de mesones vectoriales y las secciones eficaces totales para la producción de los mesones vectoriales en RHIC y en el LHC para el haz de oro (Au) y de Plomo (Pb) en el LHC, repectivamente.

4.1. Modelos para la producción de mesones $\rho^0(770)$ en UPC

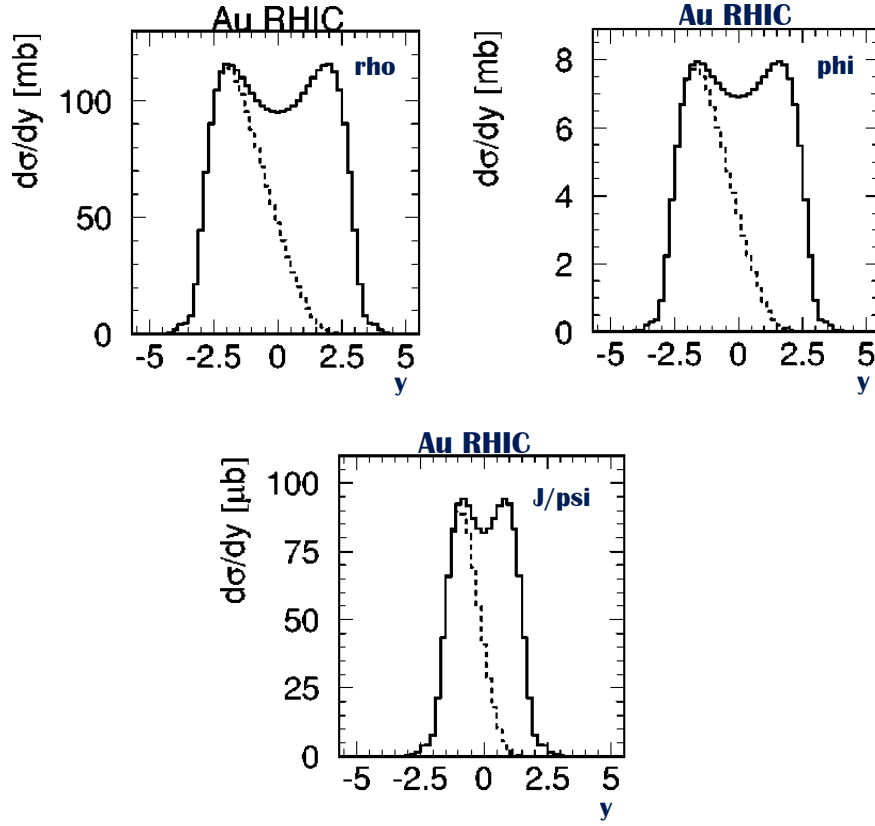


FIGURA 4.2. Distribución de la rapidez de ρ^0 , ϕ , y J/ψ producidos. La línea sólida es la producción total, mientras que la línea segmentada es para fotones que vienen del núcleo en la izquierda [78].

Mesón	Razón (Hz) [RHIC-Au]	σ (mb) [RHIC-Au]	Razón (Hz) [LHC-Pb]	σ (mb) [LHC-Pb]
ρ^0	120	590	520	5200
ω	12	59	49	490
ϕ	7.9	39	46	460
J/ψ	0.058	0.29	3.2	32

Cuadro 4.1: Las razones de producción de mesones vectoriales, de acuerdo a la luminosidad, y las secciones eficaces para la producción de mesones vectoriales, para los haces de oro y plomo.

4.1.2. El modelo GM

El modelo de Gonçalves y Machado (GM) se investiga dentro del esquema de dipolo de color de QCD, la producción fotonuclear de mesones vectoriales en UPC (colisiones ultraperiféricas) de iones pesados, con un particular énfasis en el modelo de saturación.

4.1.2.1. Pomerón de QCD en UPC

En principio, un enfoque perturbativo (pQCD) solamente se justifica si la virtualidad es alta o la masa del mesón vectorial es grande. Para la fotoproducción de mesones vectoriales ligeros uno tiene que confiar en modelos no perturbativos. En algunas aproximaciones de pQCD, como el modelo de saturación donde se pueden describir incluso para procesos suaves. En la aproximación del dipolo de color los grados de libertad son el fotón (*color dipole*) y las funciones de onda asociadas a los mesones. Las secciones eficaces fotonucleares vienen dadas por la convolución entre el flujo de fotones de uno de los núcleos y la sección eficaz para la dispersión fotón-núcleo. Por lo tanto, la expresión final para la producción de los mesones vectoriales en colisiones ultraperiféricas de iones pesados viene dada por

$$\sigma_{AA \rightarrow AAV}(\sqrt{s_{NN}}) = \int_{w_{min}}^{\infty} dw \frac{dN(w)}{dw} \sigma_{\gamma A \rightarrow V A} \left(W_{\gamma A}^2 = 2w\sqrt{s_{NN}} \right), \quad (4.7)$$

donde w es la energía del fotón, con $w_{min} = m_V^2 / 4\gamma_L m_p$ y $\sqrt{s_{NN}}$ es la energía del centro de masa ion-ion. El factor de Lorentz para el LHC es $\gamma_L = 2930$ dando una energía máxima del centro de masa de $W_{\gamma A} \lesssim 950$ GeV. Los resultados obtenidos son para procesos coherentes, donde el flujo de fotones está determinada por ec.(2.42). Comenzando con el proceso de dispersión $\gamma p \rightarrow V p$ en la aproximación dipolar de QCD, donde V representa los mesones vectoriales ligeros o pesados. El proceso de dispersión puede verse desde el sistema de referencia en reposo en el núcleo-objetivo como una sucesión en el tiempo de tres subprocessos factorizables:

- (i) El fotón fluctúa en un par quark-antiquark (el dipolo),
- (ii) este dipolo de color interactúa con el núcleo-objetivo y
- (iii) el par se convierte en un mesón vectorial como estado final.

Usando como variables cinemáticas la energía del centro de masa al cuadrado γN , $s = W_{\gamma N}^2 = (p + q)^2$, donde p y q son los 4-momentos del núcleo-objetivo y del fotón, respectivamente, la virtualidad al cuadrado del fotón $Q^2 = -q^2$ y la variable de Bjorken $x = Q^2 / (W_{\gamma N}^2 + Q^2)$, la parte imaginaria correspondiente de la amplitud en la transferencia de momento cero es

$$\text{Im } \mathcal{A}(\gamma p \rightarrow V p) = \sum_{h, \bar{h}} \int dz d^2 \mathbf{r} \Psi_{h, \bar{h}}^{\gamma}(z, \mathbf{r}, Q^2) \sigma_{\text{dip}}^{\text{target}}(\bar{x}, \mathbf{r}) \Psi_{h, \bar{h}}^V(z, \mathbf{r}), \quad (4.8)$$

donde $\Psi_{h, \bar{h}}^{\gamma}(z, \mathbf{r})$ y $\Psi_{h, \bar{h}}^V(z, \mathbf{r})$ son las funciones de onda en el cono de luz del fotón y del mesón vectorial, respectivamente. La helicidad del quark y del antiquark son etiquetadas por h y \bar{h} , y la del fotón y la del mesón están implícitas. La variable \mathbf{r} define la separación transversal relativa del par (dipolo) y z ($1 - z$) es la fracción del momento longitudinal del quark (antiquark). La expresión explícita de la ec.(4.8) se obtiene siguiendo la aproximación DGKP[‡]. Con el fin de obtener la sección eficaz total, se asume una parametrización exponencial para el comportamiento

[‡]H.G Dosch, T. Gousset, G. Kulzinger, H.J. Pirner, Phys. Rev. D 55, 2602 (1997)

4.1. Modelos para la producción de mesones $\rho^0(770)$ en UPC

de la amplitud en $|t|$ pequeños. Después de la integración sobre $|t|$, la sección eficaz total para la producción de mesón vectorial por fotones virtuales en el núcleo o en el protón según sea el caso, es

$$\sigma(\gamma p \rightarrow V p) = \frac{[\text{Im } \mathcal{A}(s, t=0)]^2}{16\pi B_V} (1 + \beta^2), \quad (4.9)$$

donde β es la razón entre las parte real e imaginaria de la amplitud y B_V etiqueta el parámetro de la pendiente. La parte real de la amplitud se restaura usando las relaciones de dispersión donde $\text{Re } \mathcal{A} = \tan(\pi\lambda/2)\text{Im } \mathcal{A}$, donde λ es la potencia efectiva de la parte imaginaria que depende de la energía y de la virtualidad del fotón. La corrección viene de la parte real en la fotoproducción, donde sólo la componente transversal contribuye alrededor del 3% para mesones ligeros y 13% para el J/ψ a altas energías. Otra corrección para caso de la fotoproducción de mesones pesados multiplica la sección eficaz total por el factor de efectos de oblicuidad R_g^2 .

El factor de forma es la transformada de Fourier del perfil de la densidad nuclear. Usamos la aproximación de la distribución Woods-Saxon como una esfera dura con radio R_A , convolución con un potencial de Yukawa con rango $a=0.7$. Por lo tanto, el factor de forma nuclear está dado por

$$F(q = \sqrt{|t|}) = \frac{4\pi\rho^0}{Aq^3} [\sin(qR_A) - qR_A \cos(qR_A)] \left[\frac{1}{1+a^2q^2} \right], \quad (4.10)$$

donde $\rho^0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$. Por consiguiente, la sección eficaz nuclear está dada por

$$\sigma(\gamma A \rightarrow V A) = \frac{[\text{Im } \mathcal{A}_{\text{nuc}}(s, t=0)]^2}{16\pi} (1 + \beta^2) \int_{t_{\min}}^{\infty} dt |F(t)|^2, \quad (4.11)$$

con $t_{\min} = (m_V^2/2w)$, donde w es la energía del fotón. El modelo de saturación interpola entre las configuraciones dipolares pequeñas y grandes, proporcionando un comportamiento transparencia de color, $\sigma_{\text{dip}} \sim \mathbf{r}^2$, cuando $\mathbf{r} \rightarrow 0$ y un comportamiento constante, $\sigma_{\text{dip}} \sim \sigma_0$ en una separación dipolar grande. Los parámetros del modelo se obtuvieron de un ajuste a los datos de HERA para x pequeños. Dado que la sección eficaz dipolo-protón $\sigma_{\text{dip}}^{p,N}$ es un factor de la amplitud ec.(4.8), la parametrización para la sección eficaz toma la forma:

$$\sigma_{\text{dip}}^{\text{protón}}(\bar{x}, \mathbf{x}) = \sigma_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{Q_{\text{sat}}^2(\bar{x})r^2}{4}\right) \right], \quad (4.12)$$

donde la escala de saturación $Q_{\text{sat}}^2(\bar{x}) = (x_0/x)^\lambda \text{ GeV}^2$ define el comienzo del fenómeno de saturación, que depende de la energía. Una transición suave al límite de la fotoproducción se obtiene vía la variable de escala $\bar{x} = [(Q^2 + 4m_f^2)/(Q^2 + W_{\gamma N}^2)]$. El modelo de saturación es adecuado en la región por debajo de $x = 0.01$ y en el límite de x grandes necesita un tratamiento consistente.

Capítulo 4. Simulación Monte Carlo

En el modelo de saturación para las interacciones fotón-núcleo la sección eficaz dipolo-núcleo esta dada por

$$\sigma_{\text{dip}}^{\text{núcleo}}(\bar{x}, \mathbf{r}^2, A) = 2 \int d^2b \left(1 - \exp \left[-\frac{1}{2} T_A(b) \sigma_{\text{dip}}^{\text{protón}}(\bar{x}, \mathbf{r}^2) \right] \right), \quad (4.13)$$

donde b es el parámetro de impacto del centro del dipolo relativo al centro del núcleo y el integrando da la sección eficaz total dipolo-núcleo para un parámetro de impacto fijo, $T_A(b)$ es la función del perfil nuclear.

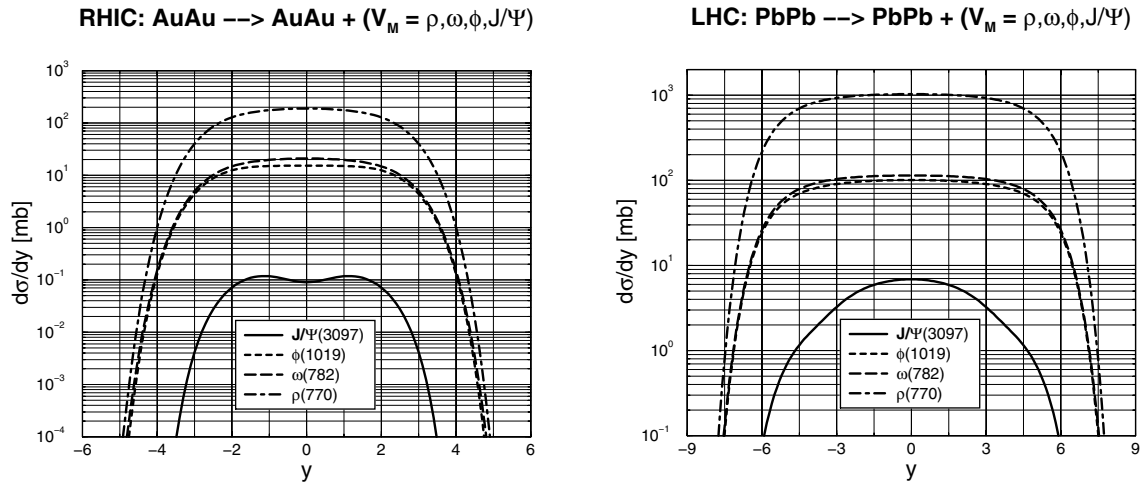


FIGURA 4.3. La distribución de la rapidez para la fotoproducción de mesones vectoriales en reacciones núcleo-núcleo en el RHIC ($\sqrt{s_N N} = 0.2$ TeV) y en el LHC ($\sqrt{s_N N} = 5.5$ TeV)[105].

	Ion pesado	J/ψ (3097)	ϕ (1019)	ω (782)	ρ^0 (770)
RHIC	Au-Au	476 μb	79 mb	100 mb	6.74 mb
LHC	Pb-Pb	41.5 mb	998 mb	1131 mb	10069 mb

Cuadro 4.2: La sección eficaz integrada para la fotoproducción de mesones vectoriales en UPC a las energías del RHIC y del LHC.

En la figura 4.3 muestra las predicciones para las distribuciones de la rapidez del mesón a partir de un cálculo numérico y en la tabla 4.2 están las secciones eficaces integradas correspondientes para las colisiones de Au-Au y Pb-Pb en el RHIC y en el LHC, respectivamente. La rapidez del estado final es determinada por la relación simple $y = \frac{1}{2} \ln \frac{w}{\sqrt{|t_{\min}|}} = \ln \frac{2w}{m_V}$, que es la razón entre la energía del fotón w y la energía longitudinal transferida en el sistema de referencia del laboratorio. Por lo tanto, la sección eficaz se determina con la siguiente relación,

$$\frac{d\sigma(AA \rightarrow AAV)}{dy} = w \frac{d\sigma(AA \rightarrow AAV)}{dw}, \quad (4.14)$$

donde $d\sigma/dw$ se determina usando la ec.(4.7).

4.2. Canales de producción en STARLIGHT

STARLIGHT es un Monte Carlo que simula interacciones fotón-fotón y fotón-Pomeron entre núcleos y protones relativistas, produciendo una variedad de estados finales. Para el caso de dos fotones, algunos de los posibles canales son[§]:

Partícula
El par e^+e^- .
El par $\mu^+\mu^-$
El par $\tau^+\tau^-$.
El par $\tau^+\tau^-$, decaimiento polarizado.
El par de ρ^0s
$f_0(980)$

Cuadro 4.3: Canales de producción de la interacción fotón-Pomeron, con estados finales, el par de leptones y una variedad de mesones.

En las interacciones fotonucleares, donde se observa la producción de mesones vectoriales de forma coherente e incoherente, la lista de algunos canales de decaimiento se muestra en la siguiente tabla 4.4.

[§]Una lista más completa de canales disponibles puede encontrarse en: <http://starlight.hepforge.org/>.

Partícula
$\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.
$\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, y la producción directa $\pi^+ \pi^-$, incluyendo la interferencia.
$\omega \rightarrow \pi^+ \pi^-$.
$\phi \rightarrow K^+ K^-$
$J/\psi \rightarrow e^+ e^-$
$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$
$\psi(2S) \rightarrow e^+ e^-$
$\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$
$\rho' \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$

Cuadro 4.4: Canales de producción de los mesones vectoriales en la interacción fotón-Pomeron ($\gamma + A/\text{protón} \rightarrow V + A/\text{protón}$), con sus respectivos estados finales.

4.2.1. Salida de la lectura

Para cada evento, se lee su vértice, seguido por una serie de líneas que describen cada una de las trazas *daughter* que emanan de este vértice. Para cada caso se imprime una línea de resumen, con sus respectivos formatos:

✧ EVENT: **n ntracks nvertices**,

- **n**: Es el número de evento (comenzando con 1).
- **ntracks**: Es el número de trazas en el evento.
- **nvertices**: Es el número de vértices en el evento[¶].

✧ VERTEX: **x y z t nv nproc nparent ndaughters**,

- **x, y, z y t**: Son las componentes del 4-vector de la ubicación del vértice.
- **nv**: Es el número de vértice.
- **nproc**: Es un número destinado a representar el proceso físico.
- **nparent**: Es el número de traza de *parent track* (0 para vértice primario).
- **ndaughters**: Es el número de trazas *daughters* de este vértice.

✧ TRACK: **GPID px py pz nev ntr stopv PDGPID**,

- **GPID**: Es el código de identificación (ID) de partículas de Geant.

[¶]STARLIGHT no produce actualmente eventos con más de un vértice.

4.2. Canales de producción en *STARLIGHT*

- **px, py y pz** : Son las tres componentes del vector del momento de la traza.
- **nev** : Es el número de evento.
- **ntr** : Es el número de esta traza en el vértice (empezando por 0).
- **stopv** : Es el número de vértice donde la traza es completada (0 si la traza no termina dentro del evento).
- **PDGPID** : Es el código de identificación de partículas del Monte Carlo aprobado por el PDG (*Particle Data Group*).

Resultados experimentales recientes en UPC

Los experimentos que han estudiado la fotoproducción exclusiva de mesones vectoriales, son: el experimento STAR y el experimento PHENIX, en *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) del laboratorio nacional de Brookhaven en USA; el experimento ALICE y el experimento LHCb en el LHC-CERN, ubicado en Ginebra, Suiza. Las colaboraciones ZEUS y H1 en HERA y la colaboración CDF en Tevatrón. A causa de la acción coherente de todos los protones en el núcleo el campo electromagnético es extremadamente fuerte y el flujo resultante de fotones equivalentes es muy grande, un fotón procedente del campo electromagnético de uno de los dos núcleos en colisión puede penetrar en el otro núcleo e interactuar con uno o más de sus hadrones, dando origen a colisiones fotón-núcleo a una región de energías no explorada hasta hace poco [107, 108].

5.1. Fotoproducción en HERA

HERA (*Hadron Elektron Ringanlage*), es un acelerador de partículas que está en DESY (*Deutsches Elektronen Synchrotron*), el mayor centro de investigación en Alemania, en física de partículas, con sede en Hamburgo. HERA comenzó operar en 1992 y estuvo tomando datos hasta 2007. Operó con protones de 820 GeV y positrones de 27.5 GeV. El haz de protones y positrones contiene cada uno aproximadamente 153 bonches, junto con 17 protones desapareados adicionales y 15 racimos de positrones desapareados.

Los resultados de las colaboraciones ZEUS y H1 en las investigaciones de las interacciones

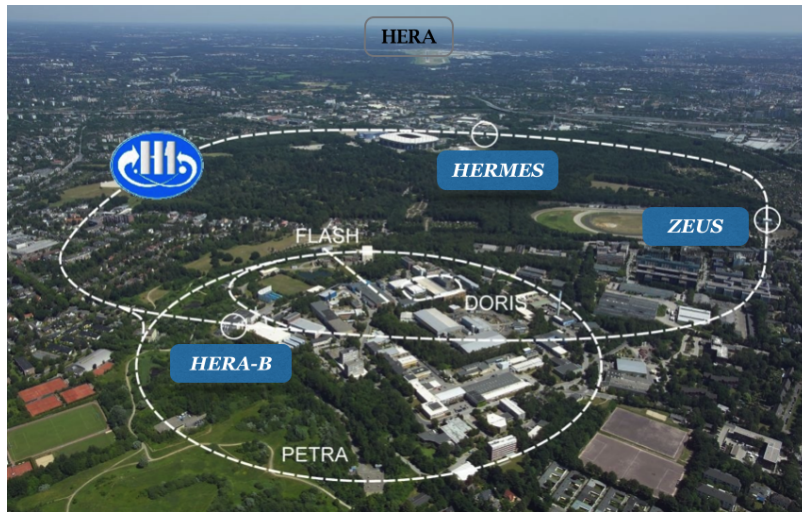


Figura 5.1: *Izquierda:* Dibujo esquemático del acelerador HERA, donde se muestran los detectores colocados en su anillo.

electrón-protón a altas energías durante los primeros cinco años de operación del colisionador mostró una versatilidad en la técnica experimental. Entre los resultados importantes, se logró observar la fuerte dependencia de la sección eficaz total con la energía de interacción de los protones con los fotones virtuales (a alta virtualidad) y con los fotones reales (a baja virtualidad ~ 0.0), se hace interesante al estudiar la región de transición. En la figura 5.2 se comparan las diferentes dependencias de las secciones eficaces de fotoproducción y de la dispersión inelástica profunda con la energía. La línea continua indica las expectativas basadas en la teoría fenomenológica de Regge [109], que describe bien las mediciones de la fotoproducción pero son inconsistentes con las mediciones fotón-protón a altas virtualidades. La línea segmentada corresponde al límite de validez de la sección eficaz bien definida a altas energías W con $x < 0.06$ (o $W^2/Q^2 > 17$) (ver p.29 [112]). Mediciones de las secciones eficaces fotón-protón para $0.16 < Q^2 < 0.57 \text{ GeV}^2$ y $130 < W < 230 \text{ GeV}$ son mostrados en la figura 5.3 junto con los resultados de ZEUS de los datos de 1994 a baja virtualidad Q^2 . La comparación de los datos de la colaboración E665 [110] a altos valores de x con la extrapolación basado en la dependencia de la energía de tipo Regge [109] y de cálculos en QCD [111] indican que la transición ocurre entre los valores de Q^2 de 0.16 y 3.0 GeV^2 (ver figura 5.3).

El detector ZEUS se encuentra en el sur de las instalaciones de HERA. Las dimensiones del detector son de $12 \text{ m} \times 10 \text{ m} \times 19 \text{ m}$ y su peso total es de 3,600 toneladas. El corazón del detector ZEUS es el calorímetro centelleador de uranio (CAL) que mide las energías y las direcciones de partículas con alta precisión. Esto encierra herméticamente los detectores de trazas que determinan las trazas de las partículas cargadas usando cámaras de alambres y que consisten en: un detector de vértices (VXD), la cámara de arrastre central (CTD), y cámaras de arrastre hacia adelante (*forward*) (FTD) y hacia atrás (*backward*) (IDT) y en la dirección frontal un detector de

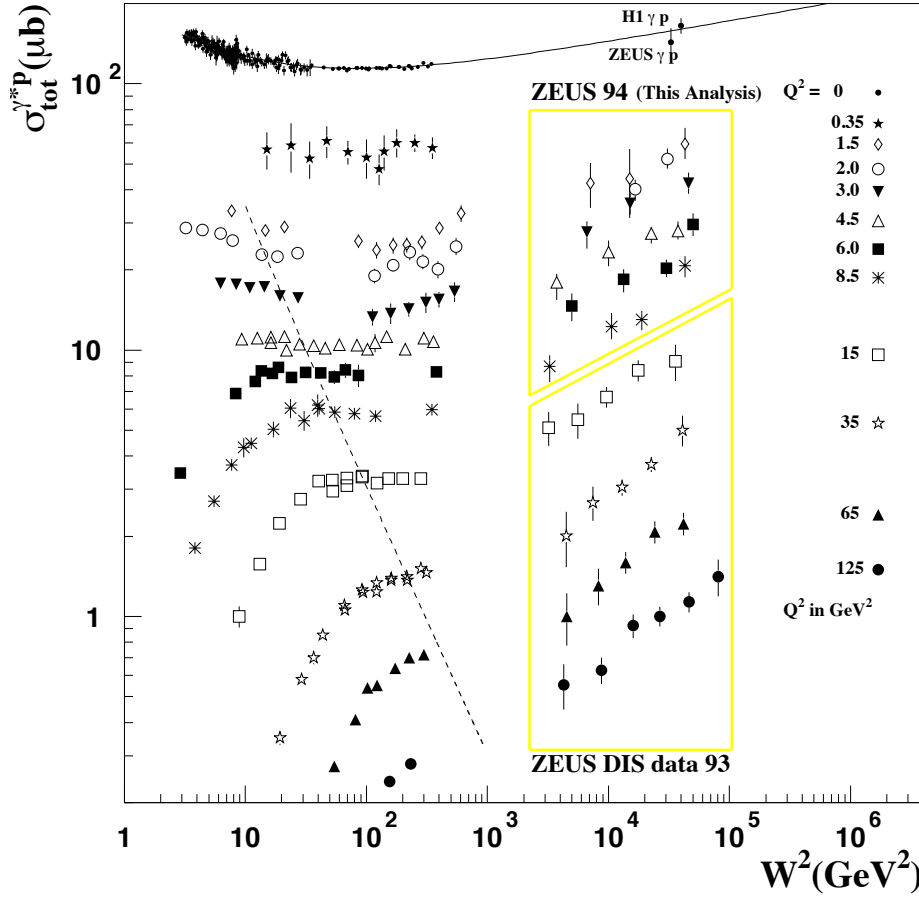


Figura 5.2: Las secciones eficaces fotón-protón totales $\sigma_{\gamma p}^{\text{tot}}$ como una función de la energía del centro de masa al cuadrado para varios valores de Q^2 medidos por la colaboración ZEUS con las muestras de los datos de 1994 [113], comparado con las mediciones a altos valores de Q^2 de los datos [114], la mediciones de la sección eficaz de fotoproducción en HERA [115, 116], la dispersión inelástica profunda a baja energía [117–119] y las mediciones de fotoproducción [120]. La curva representa una parametrización de las mediciones de fotoproducción basado en la teoría fenomenológica de la teoría Regge [109]. La línea discontinua conecta los puntos donde $x=0.1$ [112].

radiación de transición (TRD) para identificar los electrones de alta energía. Estas cámaras están rodeadas por un delgado solenoide superconductor que genera un campo magnético axial, para determinar los momentos de las partículas cargadas a partir de la curvatura de sus trazas. La energía no absorbida en el calorímetro centelleador, se mide en el calorímetro de respaldo (BAC), que utiliza placas de hierro de 7.3 cm de espesor. Una descripción más detallada del detector ZEUS se puede encontrar en [122]. Las componentes del detector más relevantes para el análisis de la fotoproducción de la ρ^0 se describen a continuación.

Las partículas son trazadas por detectores de trazas internas, que operan en un campo magnético de 1.43 T, proporcionado por un solenoide superconductor. Estos detectores rodean el detector de vértices, una cámara de arrastre con 120 celdas radiales, cada una con 12 alambres

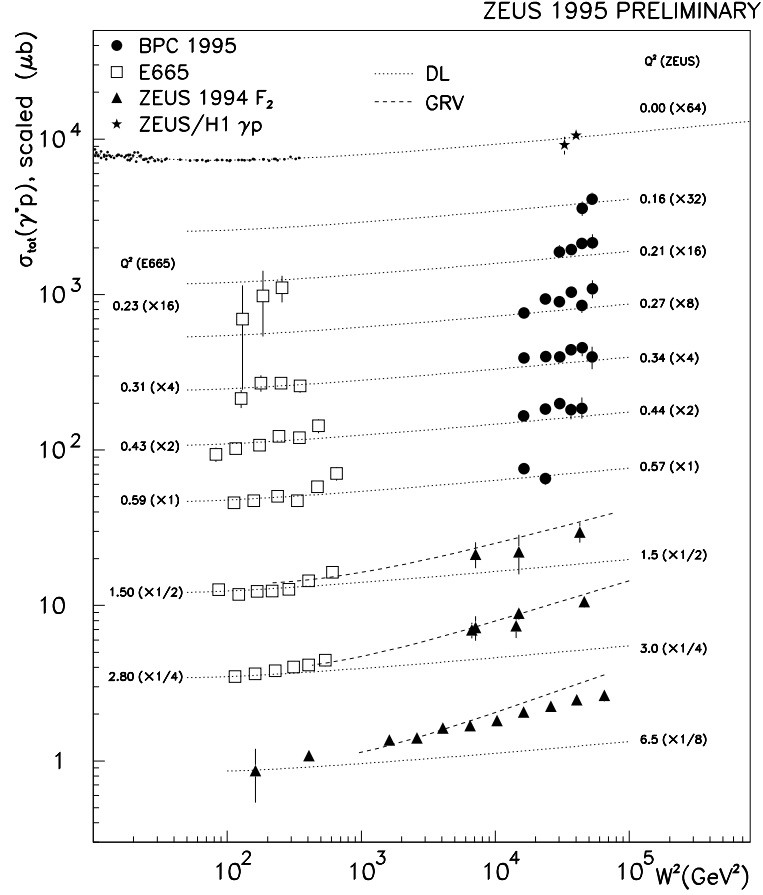


Figura 5.3: Las secciones eficaces totales fotón-protón $\sigma_{\gamma p}^{tot}$ como una función del cuadrado de la energía del centro de masa para varios valores de Q^2 medidas por la colaboración ZEUS [121] con los datos de 1994 y 1995 comparados con los obtenidos por la colaboración E665 en FNAL [119]. También se muestran las mediciones de fotoproducción a baja energía [120]. Cálculos basados en la teoría Regge [109] se indican con líneas de puntos y cálculos de QCD perturbativo [111] se indican con líneas segmentadas. Esta comparación de los datos de HERA con las mediciones de dispersión de leptones a altos valores de la x indica que la región de transición en Q^2 entre los dos tipos de dependencia con la energía se encuentra en la región $0.16 < Q^2 < 3.0 \text{ GeV}^2$ [112].

sensibles [123], y ésta cubre el tubo de haz (*beam pipe*). El calorímetro centelleador de Uranio (CAL) [124] de alta resolución consiste de tres partes: el calorímetro frontal (*the forward*), la central (*the barrel*) y la trasera (*the rear*), cubren las regiones polares 2.6° a 36.7° , 36.7° a 129.1° , y 129.1° a 176.2° , respectivamente. Las partículas que son generadas por interacciones de protones con moléculas de gas residuales en el *beam pipe* (eventos protón “beam-gas”) alcanzan los detectores (RCAL), *The Veto Wall*, C5, y el detector de trazas trasera que cubre un ángulo pequeño (SRTD) [125], en diferentes tiempos que los que proceden del punto de interacción nominal, y con esta información estos eventos son removidos de los datos para analizar. Los detectores: *The Veto Wall*, C5, SRTD, todos consisten de centelladores y están localizados en

$Z = -730$ cm y $Z = -315$ cm $Z = -150$ cm del punto de interacción nominal $e - p$, respectivamente. El detector *The proton remnant tagger* (PRT1) [126], se utilizó para etiquetar eventos en los que los protones se disocian difractivamente. El detector consiste de dos capas de centelladores perpendiculares al eje del *beam* y colocados a $Z = 515$ cm del punto de interacción. Las dos capas están separadas por un absorbente de plomo de 1 mm espesor, cada capa se divide verticalmente en dos mitades y una mitad es leída por un tubo fotomultiplicador. Los contadores tienen un área activa de $30 \text{ cm} \times 26 \text{ cm}$ y un área hueca de $6.0 \text{ cm} \times 4.5 \text{ cm}$ en el centro para colocar el *beam-pipe* de HERA. El PRT1 cubre un rango en pseudorapidity $4.3 \leq \eta \leq 5.8$. El detector *The Leading Proton Spectrometer* (LPS) [127] detecta partículas cargadas en ángulos pequeños y que llevan una fracción sustancial x_L , del momento de los protones entrantes. Estas partículas permanecen en el *beam pipe* y sus trayectorias se miden con un sistema de detectores sensibles de silicon muy cercano al haz de protones. Los detectores están localizados en seis estaciones, S1 a S6, puestas a lo largo de la línea del haz en la dirección de los protones salientes en $Z = 23.8$ m, 40.3 m, 44.5 m, 63.0 m, 81.2 m and 90.0 m del punto de interacción, respectivamente. En los siguientes resultados sólo se utilizaron S4, S5 y S6.

5.1.1. La fotoproducción de ρ^0 en el experimento ZEUS

Las reacciones estudiadas en este experimento son la reacción exclusiva y el proceso con protón disociativo (figura 5.4):

$$e(k)p(P) \rightarrow e(k')\rho^0(V)p(P') \quad \text{y} \quad e(k)p(P) \rightarrow e(k')\rho^0(V)N(N'), \quad (5.1)$$

donde los símbolos entre paréntesis representan los cuadrimomentos de las partículas correspondientes (o sistemas de partículas, en el caso de N). La cinemática de la dispersión inclusiva de positrones y protones no polarizados, es descrita por el cuadrado de la energía con respecto el centro de masa positrón-protón, s , y cualesquiera dos de las siguientes variables:

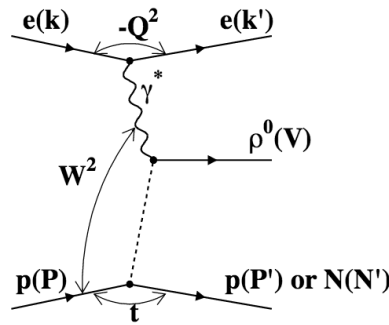


FIGURA 5.4. La fotoproducción elástica o protón-disociativo de la ρ^0 en colisiones ep [128].

- $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$, el cuadrado negativo del cuadrimomento del fotón intercambiado.

Capítulo 5. Resultados experimentales recientes en UPC

- $y = (q \cdot P)/(k \cdot P)$, la fracción de la energía transferida de positrones al estado hadrónico final, en el sistema de referencia en reposo del estado inicial del protón.
- $W^2 = (q+P)^2 = -Q^2 + 2y(k \cdot P) + M_p^2 \approx ys$, la energía con respecto el centro de masa al cuadrado del sistema fotón-protón, donde M_p es la masa del protón.

Para la reacción exclusiva $ep \rightarrow e\rho^0 p$ ($\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$) y el proceso protón-disociativo $ep \rightarrow e\rho^0 N$, se usan las siguiente variables adicionales:

- $t = (q - V)^2 = (P - P')^2$, el cuadrimomento al cuadrado transferido al vértice fotón- ρ^0 ; para la reacción protón-disociativo, $t = (q - V)^2 = (P - N')^2$.
- El ángulo entre el plano de producción de ρ^0 (que contiene el fotón virtual y la ρ^0) y el plano de dispersión del positrón.
- Los ángulos polar y azimutal, θ_h y ϕ_h , del decaimiento π^+ en el marco de la helicidad de la ρ^0 , donde ρ^0 está en reposo y el ángulo polar θ_h es definido como el ángulo entre la dirección opuesta a la del protón saliente y la dirección del π^+ . El ángulo azimutal ϕ_h es el ángulo entre el plano de decaimiento y el plano de producción.
- x_L , la fracción de momento del haz entrante llevada por el protón saliente.
- Para la reacción protón-disociativo, la masa M_N del estado N producido difractivamente es relevante. En el presente análisis sin embargo no fue posible medir esta cantidad directamente, el rango cubierto se obtuvo a partir de simulaciones de Monte Carlo.

En éste análisis, se seleccionaron eventos en los que el positrón en su estado final es dispersado a un ángulo muy pequeño para ser detectados en el calorímetro de Uranio. Por lo tanto el ángulo entre el plano de producción de la ρ^0 y el plano de dispersión del positrón no fue medido. En este tipo de eventos de foto-producción no etiquetados, el valor Q^2 oscila desde la cantidad cinemática mínima $Q_{min}^2 = M_e^2 y^2 / (1 - y) \sim 10^{-9} \text{ GeV}^2$, donde M_e es la masa del electrón, y el valor en el cual el positrón dispersado es observado en el calorímetro de Uranio con $Q_{max}^2 \approx 4 \text{ GeV}^2$, con una mediana de Q^2 de aproximadamente $4 \times 10^{-6} \text{ GeV}^2$. Como la Q^2 típica es pequeña, la energía de centro de masa fotón-protón puede aproximarse por

$$W^2 = 4E_p E_e y \simeq 2(E_{\rho - pz_\rho}) E_p, \quad (5.2)$$

donde E_p , E_e y E_ρ son las energías del fotón incidente, del protón incidente y del sistema $\pi^+\pi^-$, respectivamente; el momento longitudinal del sistema $\pi^+\pi^-$ es denotado por $p_{Z\rho}$, además para $Q^2 = Q_{min}^2$, t es dado por

$$t = (q - V)^2 \simeq -p_{T_\rho}^2, \quad (5.3)$$

donde $p_{T\rho}$ es el momento del sistema $\pi^+\pi^-$ transversal al eje del haz. Valores diferentes de cero de Q^2 causa que t difiera de $-p_{T\rho}^2$ por una cantidad menor que Q^2 .

5.1.1.1. Determinación de la sección eficaz

Después de los cortes de selección, la fuente principal del ruido fueron los eventos protón-disociativo. Todos los resultados posteriores se muestran después de la sustracción de las contribuciones de los eventos protón-disociativo, interacciones haz-gas, la producción de ω y ϕ .

Las secciones eficaces diferencial e integrada de fotoproducción para el proceso $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ se obtuvieron de los eventos medidos para la reacción $ep \rightarrow e\pi^+\pi^-p$. Las secciones eficaces para estos dos procesos están relacionadas mediante

$$\frac{d^2\sigma_{ep \rightarrow e\pi^+\pi^-p}}{dydQ^2} = \varphi(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p}(W(y)), \quad (5.4)$$

que define el flujo de fotones efectivos $\varphi(y, Q^2)$. De la ec.(5.4), conociendo el flujo de fotones, fue entonces posible determinar la sección eficaz $\sigma_{\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p}$. Como un ejemplo, la sección eficaz diferencial $d\sigma_{\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p}/dM_{\pi\pi}$ fue evaluada en cada *bin* de $M_{\pi\pi}$ de anchura $\Delta M_{\pi\pi}$ como

$$\frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p}}{dM_{\pi\pi}} = \frac{N_{\pi^+\pi^-}}{A \cdot L \cdot \phi \cdot \Delta M_{\pi\pi}}, \quad (5.5)$$

donde $N_{\pi^+\pi^-}$ es el numero de eventos observados en el *bin* después de la sustracción del ruido y corrección para la eficiencia del *trigger* RCAL, L la luminosidad integrada y A la aceptación total en el bin excluyendo la eficiencia RCAL. La integral del flujo de fotones $\varphi(y, Q^2)$ sobre el rango de y y Q^2 considerado por el experimento es indicado como ϕ . De aquí en adelante, el subíndice $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ será omitido.

La sección eficaz diferencial $d\sigma/dM_{\pi\pi}$ para el proceso $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ se muestra en el rango cinemático $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2$ y $(50 < W < 100) \text{ GeV}$ (figura 5.5) y la figura 5.6 muestra $d\sigma/dM_{\pi\pi}$ para diferentes rangos de $|t|$. La forma resonante de ρ^0 está sesgada. Esto puede aplicarse en términos de la interferencia entre la producción resonante de ρ^0 y la producción no resonante de $\pi^+\pi^-$ [128].

El ajuste a los datos de la figura 5.5 se llevó a cabo en el rango de $0.55 < M_{\pi\pi} < 1.2 \text{ [GeV]}$ con la siguiente parametrización

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} = \left| A \frac{\sqrt{M_{\pi\pi} M_\rho \Gamma_\rho}}{M_{\pi\pi}^2 - M_\rho^2 + i M_\rho \Gamma_\rho} + B \right|^2 + f_{PS} \quad (5.6)$$

Aquí A es la amplitud de la función de Breit-Wigner, M_ρ es la masa nominal de ρ^0 y $\Gamma_\rho = \Gamma_0 (p/p_0^*)^3 (M_\rho/M_{\pi\pi})$, la anchura de ρ^0 dependiente del momento, con Γ_0 la anchura de ρ^0 , p^*

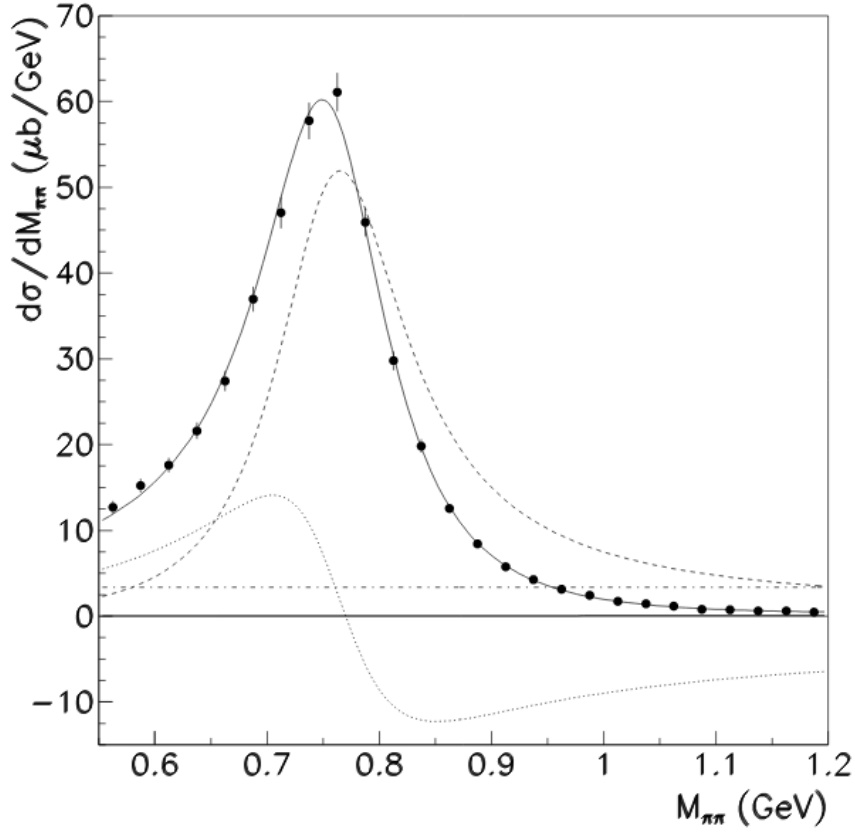


FIGURA 5.5. La sección eficaz diferencial $d\sigma/dM_{\pi\pi}$ para la reacción elástica $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ en la región cinemática ($50 < W < 100$) GeV y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2$. Los puntos representan los datos de ZEUS y la curva indica el resultado del ajuste a los datos usando el modelo de Söding. La curva discontinua representa la contribución resonante, la curva formada por líneas y puntos es contribución no resonante y la curva formada por puntos es la contribución del término de interferencia. La curva continua es la suma. Sólo se muestran los errores estadísticos [128].

el momento de π en el sistema de referencia en reposo $\pi\pi$ y p_0^* es el valor de p^* en la masa nominal de ρ^0 . La amplitud no resonante es denotado por B y se supone que es constante y real. El termino f_{PS} es un polinomio de primer orden de la forma $f_{PS} = A_{PS}(1 + B_{PS}M_{\pi\pi})$ que representa el ruido residual del proceso $\gamma p \rightarrow Xp$. El coeficiente B_{PS} se estimó en $B_{PS} = 1.5 \text{ GeV}^{-1}$ de los estudios Monte Carlo, en donde se usó PYTHIA para simular la reacción $ep \rightarrow eXp$. El valor ajustado de A_{PS} corresponde un aporte integrado normalmente menor que 1% del total, independiente de W y p_T^2 . La tabla 5.1 muestra los parámetros del ajuste para el espectro mostrado en la figura 5.5, los valores obtenidos en este análisis son consistentes con los valores del PDG (*Particle Data Group*), donde la χ/ndf para el fit es 15.3/21.

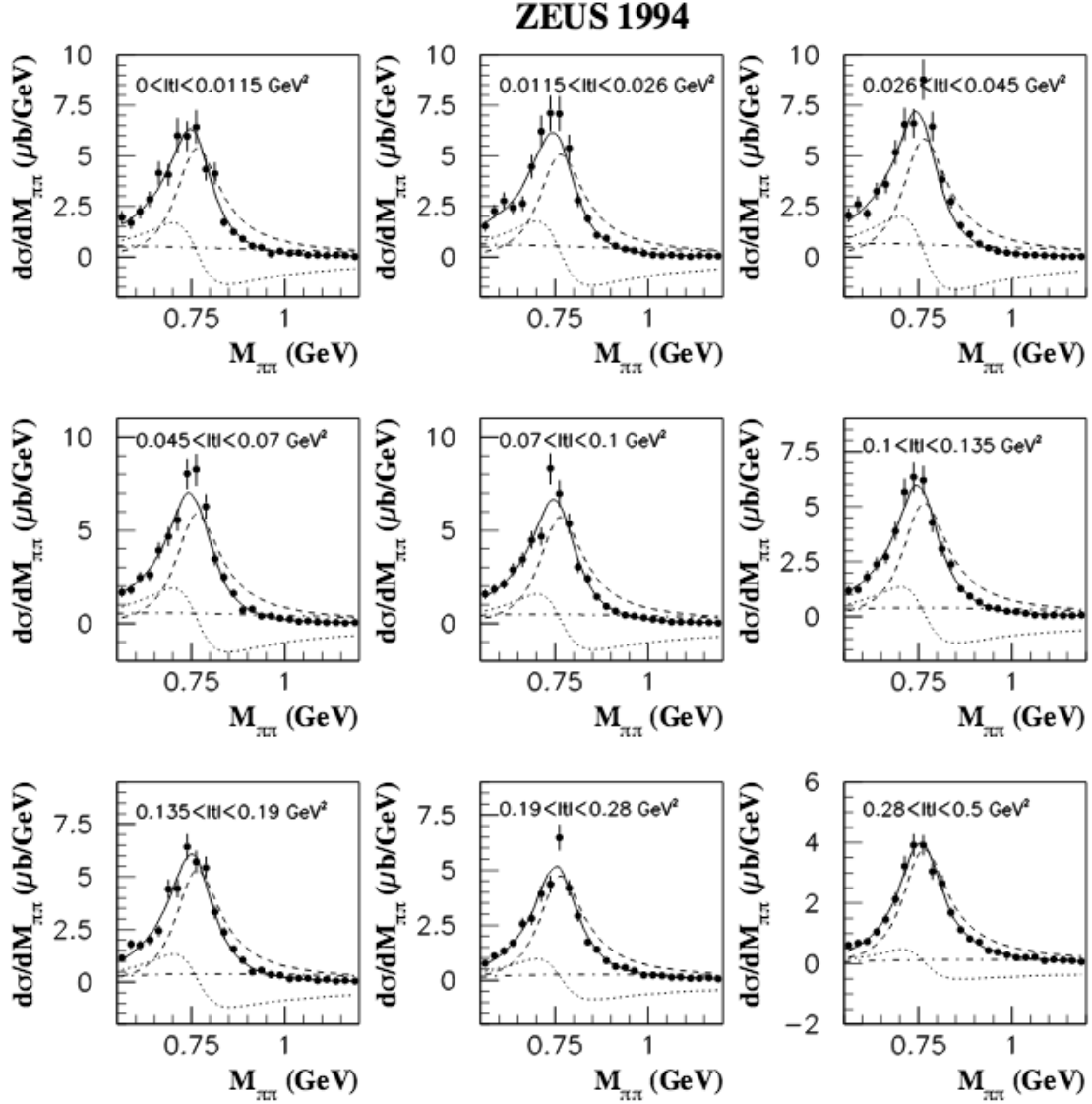


FIGURA 5.6. La sección eficaz diferencial $d\sigma/dM_{\pi\pi}$ para la reacción elástica $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ en la región cinemática ($50 < W < 100$) GeV y para diferentes rangos de $|t|$ [128].

Parámetro	valor	error estadístico
M_ρ	0.770 GeV	0.002 GeV
Γ_0	0.146 GeV	0.003 GeV
A	$-2.75 \mu b^{1/2}$	$0.04 \mu b^{1/2}$
B	$1.84 \mu b^{1/2} \text{ GeV}^{-1/2}$	$0.06 \mu b^{1/2} \text{ GeV}^{-1/2}$
A_{PS}	$0.030 \mu b / \text{GeV}$	$0.015 \mu b / \text{GeV}$

Cuadro 5.1: Resultados obtenidos después del ajuste de la distribución de la masa invariante Figura:(5.5) para ($50 < W < 100$) GeV y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2$ usando la expresión (5.6) [128].

El ajuste a los datos de la figura 5.6 se hizo usando la fórmula (5.6). La masa y la anchura de la ρ^0 fueron ajustados, resultando los valores de la tabla 5.1. Los resultados para $|B/A|$ de éstos ajustes se muestran como una función de $|t|$ de figura 5.7. $|B/A|$ decrece con el incremento de $|t|$. La cantidad $|B/A|$ es una medida de la razón de las contribuciones no resonante con contribuciones resonantes. Alternativamente, la siguiente parametrización fenomenológica propuesto por Ross-Stodolsky [129] se utilizó para ajustar la distribución de masas:

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} = f_\rho \cdot BW_\rho(M_{\pi\pi}) \cdot (M_\rho/M_{\pi\pi})^k + f_{PS} \quad (5.7)$$

Donde $BW_\rho(M_{\pi\pi})$ es una función Breit-Wigner relativista y el factor $(M_\rho/M_{\pi\pi})^k$ da cuenta de la inclinación de la señal. En este caso los valores ajustados de la masa y la anchura de ρ^0 son 771 ± 2 MeV y 138 ± 3 MeV, respectivamente; el parámetro k es 5.13 ± 0.13 . Aquí otra vez los ajustes fueron repetidos en diferentes rangos de t , manteniendo la masa y la anchura de ρ^0 fijos, a los valores que se acaban de citar. El parámetro k es graficado como función de $|t|$ en la figura 5.8. El decrecimiento de la cantidad de sesgo con el aumento de $|t|$ es reflejado en el decrecimiento de k .

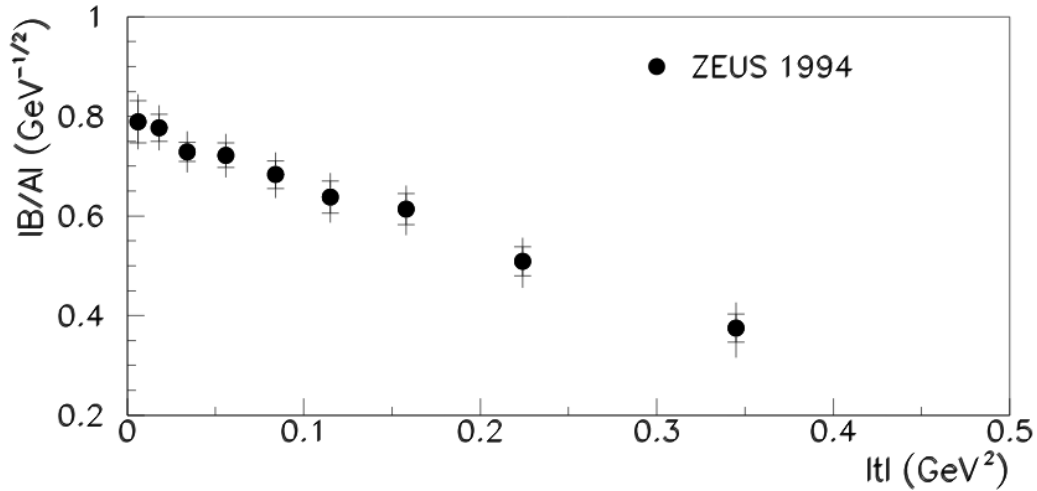


FIGURA 5.7. La razón $|B/A|$ como función de $|t|$ obtenido ajustando el modelo de Söding a puntos de la figura 5.6 para la reacción inelástica $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ en la región $(50 < W < 100)$ GeV. Los puntos sólidos representan la mediciones de ZEUS [128].

5.1.1.2. La sección eficaz integrada $\gamma p \leftarrow \rho^0 p$

La sección eficaz integrada $\gamma p \leftarrow \rho^0 p$ para $|t| < 0.5$ GeV² fue determinado en cuatro rangos de W . En cada uno de estos rangos para el espectro de la masa se hizo usando la ec.(5.6); M_ρ , Γ_0 y B/A fueron fijados a los valores dados en la tabla 5.1. La sección transversal se calculó mediante la

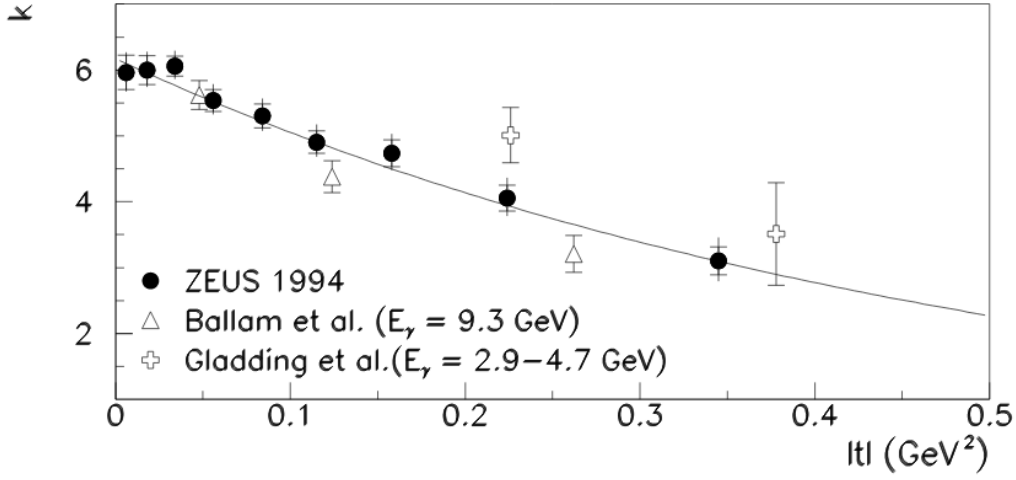


FIGURA 5.8. El parámetro k como función de $|t|$ obtenido ajustando el modelo de Ross-Stodolsky a puntos de la figura 5.6 para la reacción inelástica $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ en la región ($50 < W < 100$) GeV. Los puntos sólidos representan la mediciones de ZEUS [128].

integración de la contribución de resonancia obtenido del ajuste en el rango $2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + 5\Gamma_0$. En la figura 5.9 y la tabla 5.2 se muestran los resultados. La tabla 5.7 muestra los resultados para la reacción $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ en el mismo rango de masa integrando el resultado del primer término de la ec.(5.7).

$\langle W \rangle$ GeV	$\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p} [\mu b]$
55	10.9 ± 0.2 (estad.) $^{+1.5}_{-1.3}$ (sist.)
65	10.8 ± 0.2 (estad.) $^{+1.3}_{-1.1}$ (sist.)
75	11.4 ± 0.3 (estad.) $^{+1.0}_{-1.2}$ (sist.)
90	11.7 ± 0.3 (estad.) $^{+1.1}_{-1.3}$ (sist.)

Cuadro 5.2: La sección eficaz de fotoproducción elástica de ρ^0 para $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2$, integrada en el rango de masa $2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + \Gamma_0$, en cuatro rangos de W . Los resultados se calcularon integrando la contribución resonante obtenida del ajuste de la ec.(5.6) [128].

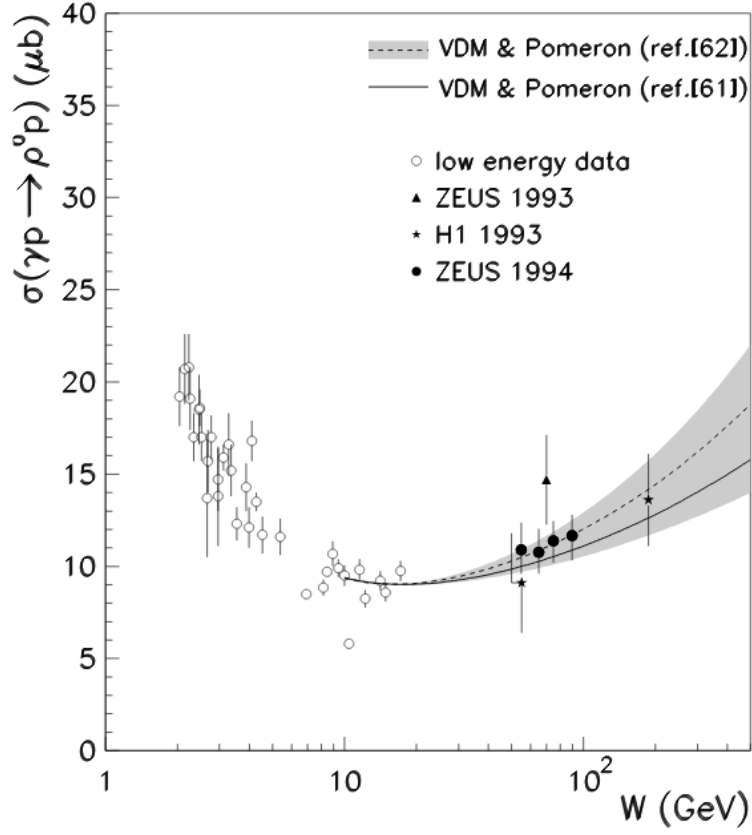


FIGURA 5.9. La sección eficaz integrada $\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}$ como función de la energía de centro de masa W . Los resultados de ZEUS se dan para el rango $2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + 5\Gamma_0$, $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2$. Se muestran también los resultados obtenidos en HERA y una compilación de baja energía [130–137], y los de los siguientes artículos [138–140]. La línea continua y segmentada son parametrizaciones [141] basada en la teoría de Regge que asume el valor de la intercepción de pomeron encontrado por Donnachie y Landshoff [142–144], y por Cudell et al. [146], respectivamente. La banda corresponde a la incertidumbre en la determinación de la intersección de pomeron [146]. Las barras de error de los puntos de los datos de ZEUS indican la suma de incertidumbres estadísticas y sistemáticas en cuadratura. Para los puntos en el mismo valor de W , las barras de error se han compensado [128].

$\langle W \rangle \text{ GeV}$	$\sigma_{\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p} [\mu b]$
55	$12.2 \pm 0.2 \text{ (estad.)}_{-1.4}^{+1.6} \text{ (sist.)}$
65	$12.1 \pm 0.2 \text{ (estad.)}_{-1.2}^{+1.2} \text{ (sist.)}$
75	$12.8 \pm 0.3 \text{ (estad.)}_{-1.3}^{+1.1} \text{ (sist.)}$
90	$13.1 \pm 0.3 \text{ (estad.)}_{-1.5}^{+1.2} \text{ (sist.)}$

Cuadro 5.3: La sección eficaz de fotoproducción elástica de $\pi^+ \pi^-$ para $t < 0.5 \text{ GeV}^2$, integrada en el rango de masa $2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + \Gamma_0$, en cuatro rangos de W . Los resultados fueron obtenidos integrando la contribución resonante obtenida integrando el primer término en la ecuación (5.7) [128].

Un ajuste por mínimos cuadrados a los datos con una función del tipo $\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}(W) = \sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}(W_0)(W/W_0)^a$, obtiene $\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}(W) = 11.2 \pm 0.1$ (estad.) $^{+1.1}_{-1.2}$ (sist.) μb en $W_0 = 71.7$ GeV y $a = 0.16 \pm 0.06$ (estad.) $^{+0.11}_{-0.15}$ (sist.). El valor de a es consistente con el valor esperado para un pomeron "soft", $a \simeq 0.22$ [142–144].

En resumen se presentó una parte de los resultados obtenidos en HERA de la colaboración ZEUS correspondientes a un estudio estadístico de fotoproducción de ρ^0 en una región de energía ($50 < W < 100$) GeV y $|t| < 0.54$ GeV². Otros resultados también novedosos que se obtuvieron en éste análisis se pueden resumir como:

- El espectro de la masa invariante de dos piones $\pi^+\pi^-$ está sesgado y la cantidad de sesgo disminuye con el aumento $|t|$, consistente con los resultados de los experimentos de blanco fijo.
- La sección eficaz para la producción resonante de ρ^0 ($\gamma p \rightarrow \rho^0 p$), es 11.2 ± 0.1 (estad.) $^{+1.1}_{-1.2}$ (sist.) μb en $\langle W \rangle = 71.7$ GeV. Incrementa lentamente con W exhibiendo un comportamiento del tipo W^a con $a = 0.16 \pm 0.06$ (estad.) $^{+0.11}_{-0.15}$ (sist.) consistente con el valor esperado para un pomeron soft.
- La distribución de $|t|$ para la reacción ρ^0 ($\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^- p$) está bien descrita por una exponencial de la forma $A_{\pi\pi} \exp(-b_{\pi\pi}|t| + c_{\pi\pi}t^2)$. La pendiente $b_{\pi\pi}$ decrece rápidamente con el incremento $M_{\pi\pi}$, otra vez consistente con los resultados de los experimentos con blanco fijo. La dependencia en $|t|$ de la sección transversal de la reacción $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ puede también ser descrito por una función del tipo $A_\rho \exp(-b_\rho|t| + c_\rho t^2)$, con $b_\rho = 10.9 \pm 0.3$ (estad.) $^{+1.0}_{-0.5}$ (sist.) GeV⁻² y $c_\rho = 2.7 \pm 0.9$ (estad.) $^{+1.9}_{-1.7}$ (sist.) GeV⁻⁴.
- La fotoproducción protón-disociativo de ρ^0 en que el protón se disocia difractivamente en un sistema con masa M_N 10 GeV, muestra una dependencia en $M_{\pi\pi}$, W , $\cos \theta_h$ y ϕ_h consistentes dentro de los errores con aquellos de los procesos elásticos. La pendiente de la distribución de $|t|$ es menor que en la reacción elástica y para $0.55 < M_{\pi\pi} < 1.2$ GeV y $(M_p + M_\pi)^2 < M_N^2 < 1.1 W^2$ se obtuvo $b = 5.8 \pm 0.3$ (estad.) ± 0.5 (sist.) GeV⁻², usando PRT1 para etiquetar los eventos. En esta región cinemática la razón de la sección eficaz elástica entre la sección eficaz protón-disociativo es 2.0 ± 0.2 (estad.) ± 0.7 (sist.).

5.2. Mediciones UPC en RHIC

RHIC consiste de dos anillos independientes de 3.8 kilometros en donde circulan iones pesados o protones en direcciones opuestas, tiene seis puntos de interacción, en dos de ellos se encuentran los experimentos mas grandes de este acelerador, el experimento STAR y el experimento FENIX, y los otros no menos importantes los experimentos PHOBOS y BRAHMS (ver figura 5.10).

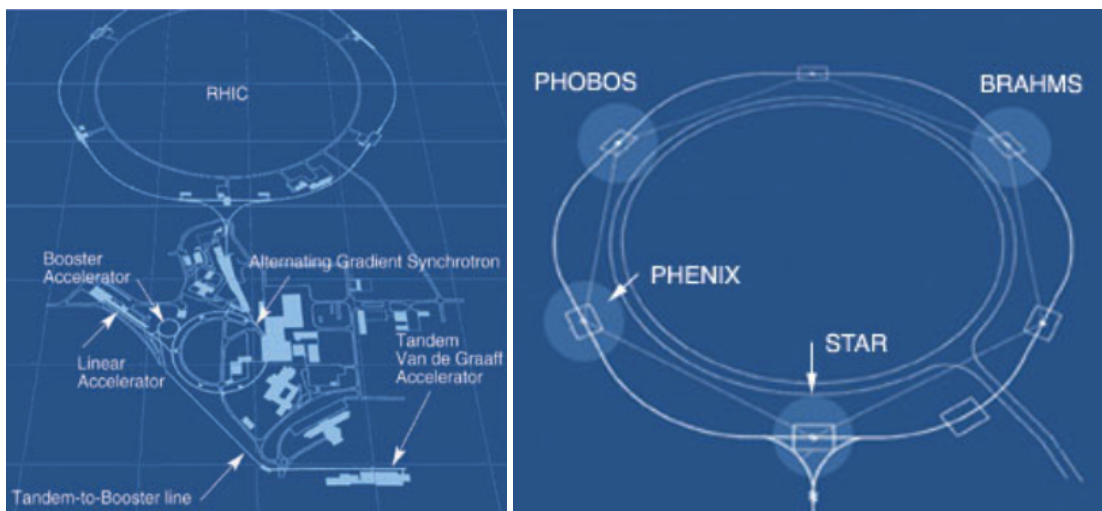


FIGURA 5.10. *Izquierda:* Dibujo esquemático del acelerador RHIC, donde se muestran los detectores colocados en su anillo. *Derecha:* Se muestran con más detalle las partes del detector (<https://www.bnl.gov/rhic/physics.asp>).

5.2.1. Experimento STAR

El detector STAR se especializa en rastrear miles de partículas producidas en cada colisión en RHIC. Tiene un peso de aproximadamente de 1,200 toneladas. El detector es utilizado para buscar otro estado de la materia conocido como *quark-gluon plasma* (QGP), una tarea equivalente a la del detector ALICE en el CERN. Antes de mostrar algunos resultados de este experimento daremos una breve descripción del detector. El detector STAR consiste de un detector *Time Projection Chamber* (TPC) con 2 m de radio y 4.2 m de longitud, operado en un campo magnético solenoidal de 0.5 T, para reconstruir las trazas de las partículas cargadas. Dos sistemas de detectores son utilizados para registrar (*triggering*) los eventos: *Central Trigger Barrel* (CTB) que es un dispositivo de 240 tablillas de plástico de centelleo alrededor del detector TPC que nos permite registrar (*trigger*) la multiplicidad de las partículas cargadas y los dos calorímetros *Zero-Degree Calorimeters* (ZDCs) que están localizados ± 18 m del punto de interacción. Los ZDCs tienen una aceptación cercana a la unidad para los neutrones procedentes de la disociación nuclear de los iones del haz. En el *trigger* estos neutrones son usados para etiquetar a los eventos UPC, que requiere señales coincidentes en ambos ZDCs [147–149]. Mostraremos algunos resultados en tres diferentes energías de centro de masa, $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Se seleccionaron eventos con dos trazas de cargas opuestas formando un vertice primario y que tiene menos de seis trazas cargadas reconstruidas por evento. Un evento de fotoproducción de ρ^0 debería tener exactamente dos trazas en el detector TPC, pero trazas adicionales pueden venir de interacciones superpuestas, incluyendo eventos *beam-gas*. Eventos con al menos un neutrón (Xn, Xn) en cada uno de los detectores ZDC, exactamente un neutrón ($1n, 1n$) en cada

uno de los detectores ZDC y eventos con al menos un neutrón en uno de los ZDC y ninguno en el otro ($Xn, 0n$), ($0n, Xn$) y sin neutrones ($0n, 0n$) en cada uno. Las dos últimas condiciones sólo son accesibles con el *trigger* topológico. El espectro de energía registrada por ZDC es mostrado en figura 5.11. Después se hizo una selección de eventos haciendo cortes en la multiplicidad, utilizando el *minimum bias trigger*, eventos del *trigger* topológico, entre otros cortes para remover el ruido (*background*).

La aceptación del detector se estudió usando un generador de eventos Monte Carlo, que está basado en el modelo KN, STARLIGHT [78, 103], para generar eventos que reproduce las propiedades cinemáticas y las distribuciones espaciales de los mesones ρ^0 producidos en una fotoproducción coherente.

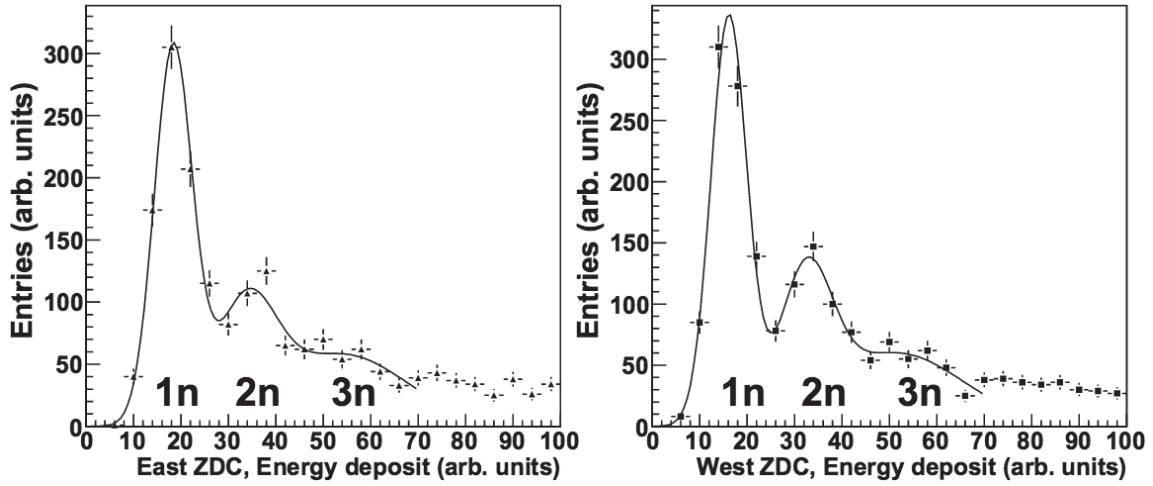


FIGURA 5.11. Espectro de la energía colectada por ZDC con la muestra del *minimum bias* después de los cortes de selección aplicados y un ajuste con tres Gausianas, el espectro del *East ZDC* es mostrado en el lado izquierdo y el espectro del *West ZDC* es mostrado en el lado derecho [150]

La luminosidad integrada para los datos del *minimum bias trigger* es 461 mb^{-1} con una incertidumbre de 10%.

Para la distribución de la masa invariante de las dos trazas, se asumió que todas las partículas reconstruidas fueron piones. Las distribuciones de las masas invariantes para las muestras del *minimum bias trigger* y del *topology trigger* se muestran en la figura 5.12, la distribución de la masa invariante de los candidatos a ρ^0 se ajustó con una función de Breit-Wigner relativista [128] más una contribución para la producción directa de $\pi^+\pi^-$ y su interferencia (Söding) [106, 151, 152]. El ruido es descrito por un polinomio de segundo orden. Una estimación del ruido del par *like-sign* fue usado para obtener los parámetros para la función polinomial.

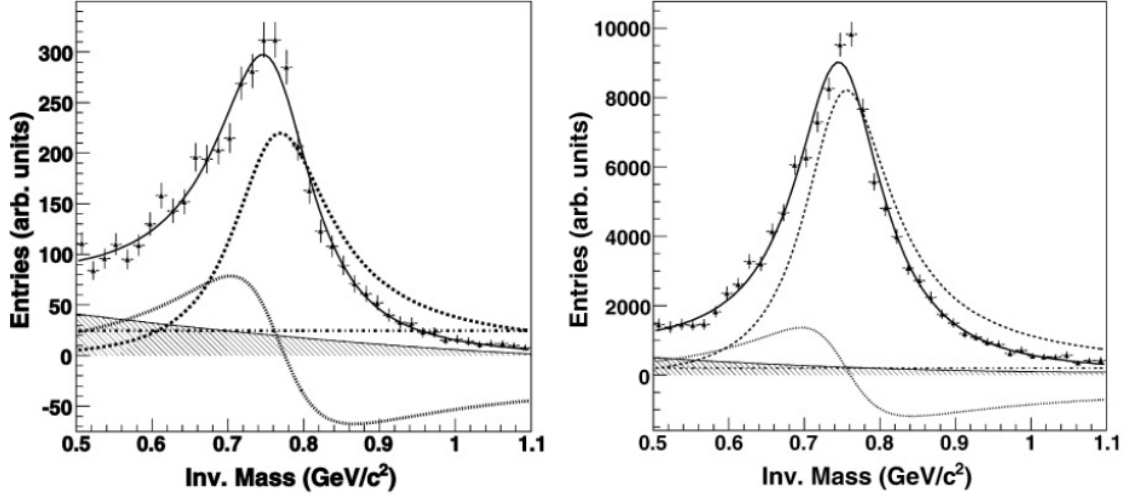


FIGURA 5.12. Izquierda: La distribución de la masa invariante para candidatos de producción coherente de ρ^0 de la muestra del *minimum bias trigger* con el corte en el momento transversal de ρ^0 $p_T < 150$ MeV/c. Derecha: La distribución de la masa invariante para candidatos de producción coherente de ρ^0 de la muestra del *topology trigger* con el corte en el momento transversal de ρ^0 $p_T < 150$ MeV/c. El área sombreada es la contribución combinatoria del ruido. La línea sólida corresponde a la ecuación (5.6) que abarca la parte de Breit-Wigner (línea discontinua), la contribución de la masa independiente de la producción directa $\pi^+\pi^-$ (puntos con líneas) y el término de interferencia (línea de puntos)[150].

En la ecuación (5.6)

$$\Gamma_\rho = \Gamma_0 \cdot (M_\rho / M_{\pi^+\pi^-}) \times \left[(M_{\pi^+\pi^-}^2 - 4m_\pi^2) / (M_\rho^2 - 4m_\pi^2) \right]^{3/2}, \quad (5.8)$$

es la anchura dependiente del momento de la ρ^0 y M_ρ es la masa de la ρ^0 , A es la amplitud para la función de Breit-Wigner, B es la amplitud para la producción directa de $\pi^+\pi^-$. Para el conjunto de datos del *minimum bias trigger*, se obtiene el ajuste, $\Gamma_\rho = 0.162 \pm 0.007$ GeV/c² y $M_\rho = 0.775 \pm 0.003$ GeV/c². Los valores son consistentes con los valores de PDG. La muestra del *minimum bias trigger* contiene 3075 ± 128 candidatos a ρ^0 y la muestra del *topology trigger* contiene 13054 ± 124 candidatos a ρ^0 . Para los datos de *minimum bias trigger* el valor medido de $|B/A|$ es 0.89 ± 0.08 (estad.) ± 0.09 (sist.) (GeV/c)^{1/2}. Esta medición es consistente con los resultados obtenidos por el experimento STAR y la colaboración ZEUS. En STAR a una energía de centro de masa de 130 GeV y 62.4 GeV, donde $|B/A| = 0.81 \pm 0.08$ (estad.) ± 0.20 (sist.) (GeV/c)^{-1/2} y $|B/A| = 0.88 \pm 0.09$ (estad.) ± 0.09 (sist.) (GeV/c)^{-1/2}, respectivamente [153, 154]. Mientras que en el experimento ZEUS se obtuvo $|B/A| = 0.67 \pm 0.03$ (GeV/c)^{-1/2} [128].

5.2.1.1. Las secciones eficaces totales

La figura 5.13 muestra la sección eficaz diferencial de producción como una función de $|t|=p_T^2$ promediado sobre la rapidez $|y_\rho| < 1$. La distribución fue obtenida ajustando la distribución de la masa invariante para cada *bin* de t con la ecuación (5.6). El p_T del mesón ρ^0 es la suma vectorial del momento transversal p_{T_f} del fotón y el momento transversal p_{T_N} transferido por el núcleo (*target nucleus*). La distribución $d^2\sigma/dydt$ se ajustó con una suma de dos funciones exponenciales ec.(5.9), que corresponden a producciones coherentes e incoherentes de ρ^0 :

$$\frac{d^2\sigma}{dydt} = A_{\text{coh}} \exp(-B_{\text{coh}}t) + A_{\text{inc}} \exp(-B_{\text{inc}}t). \quad (5.9)$$

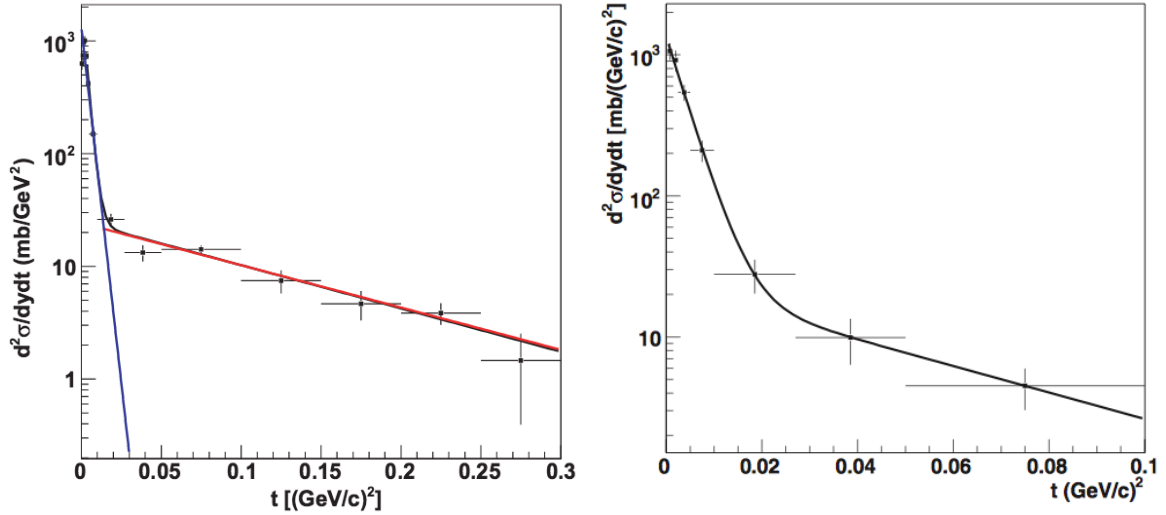


FIGURA 5.13. Izquierda: Sección eficaz de producción de ρ^0 determinado con los datos registrados por el *minimum bias trigger* como función del momento transferido t ajustado con una función de ajuste de doble exponencial en el rango $t < 0.1$ en donde se muestran los errores estadísticos [150], la línea ajustada a bajos valores de t corresponde a eventos coherentes y la otra corresponde a eventos incoherentes. Derecha: corresponde a los datos registrados por el *minimum bias trigger* en la que también se requiere que las partículas cargadas sean detectadas en el CTB [154]. Los parámetros se muestran en la tabla 5.4.

Capítulo 5. Resultados experimentales recientes en UPC

Parámetro	$(0.0 < t < 0.3) (GeV/c)^2$	$(0.002 < t < 0.3) (GeV/c)^2$	$(0.0 < t < 0.1) (GeV/c)^2$
A_{coh}	$1050 \pm 57 \text{ mb}/(GeV/c)^2$	$2307 \pm 258 \text{ mb}/(GeV/c)^2$	$1328 \pm 159 \text{ mb}/(GeV/c)^2$
B_{coh}	$256 \pm 12 (GeV/c)^2$	$388 \pm 24 (GeV/c)^2$	$257 \pm 32 (GeV/c)^2$
A_{inc}	$21.6 \pm 2.4 \text{ mb}/(GeV/c)^2$	$24.8 \pm 2.5 \text{ mb}/(GeV/c)^2$	$22.8 \pm 15.3 \text{ mb}/(GeV/c)^2$
B_{inc}	$7.9 \pm 0.9 (GeV/c)^2$	$8.8 \pm 1.0 (GeV/c)^2$	$21.6 \pm 11.4 (GeV/c)^2$

Cuadro 5.4: Parámetros de ajuste $d^2\sigma/dydt$, ec.(5.9). La interferencia para valores pequeños de t figura 5.13 en la que $\chi^2/DOF = 79.12/10$, por lo que no fue un ajuste bueno para la región $(0.0 < t < 0.3) (GeV/c)^2$, y los parámetros de este ajuste se muestran en la primera columna con los valores de la tabla. La segunda columna corresponde a los parámetros conseguidos en un segundo ajuste pero en la región $(0.002 < t < 0.3) (GeV/c)^2$, evitando la región donde la interferencia es mayor [103, 155], la χ^2/DOF para este ajuste es de 8.1/7, en colisiones ultraperiféricas de iones pesados relativistas a una energía de centro de masa de $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ [150]. La tercera y última columna muestra los valores de los parámetros de ajuste para una región de $t < 0.1$ para los datos registrados por experimento STAR a una energía de centro de masa de $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ [154].

Para determinar las secciones eficaces coherente e incoherente $\sigma_{coherente}$ y $\sigma_{incoherente}$, las dos exponenciales de la ecuación (5.9) se integraron analíticamente. Para encontrar las secciones eficaces totales se requiere de una extrapolación de la región observada $|y_\rho| < 1$ a toda la región de y_ρ . Este factor de extrapolación es dependiente del modelo, para los resultados mostrados en la tabla 5.5, se utilizó el modelo de KN (STARLIGHT) [78, 103] y el modelo de FSZ [156] por la similitud para obtener los errores (el modelo de saturación GM [105] está muy alejado de los valores obtenidos por los modelos KN y FSZ). La sección eficaz para la producción coherente en $|y_\rho| < 1$ viene acompañada por una excitación nuclear mutua, medida con los datos colectados en $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$, es $\sigma_{coh}(XnXn, |y_\rho| < 1) = 6.2 \pm 0.9(\text{estad.}) \pm 0.8(\text{sist.}) \text{ mb}$. De esto, uno puede inferir la sección eficaz en la misma región $|y_\rho| < 1$ para la producción coherente acompañada por la excitación $\sigma(X0Xn \text{ o } XnX0)$ de sólo de un núcleo y también para la producción coherente sin ninguna excitación en ambos núcleos $\sigma(X0X0)$. Esto se hace usando las razones $\sigma(X0X0)/\sigma(XnXn)$ y $\sigma(X0Xn)/\sigma(XnXn)$, donde n representa el número de neutrones detectados en cada ZDC. Estas razones fueron medidos por la colaboración STAR en $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ [150], y resultó ser consistente con aquellos predichos por STARLIGHT. Estos valores en $\sqrt{s_{NN}} = 62.4 \text{ GeV}$ son $\sigma(0n0n)/\sigma(XnXn) = 46 \pm 0.5(\text{sist.})$ y $\sigma(0n0n)/\sigma(XnXn) = 27 \pm 0.2(\text{sist.})$ se usaron para extrapolar estos datos. La sección eficaz de producción coherente acompañada de una sola excitación nuclear en $|y_\rho| < 1$ es entonces $\sigma_{coh}(0nXn, |y_\rho| < 1) = 16.7 \pm 2.7(\text{stat.}) \pm 2.0(\text{syst.}) \text{ mb}$, y la sección eficaz de producción coherente sin ninguna excitación acompañada en $|y_\rho| < 1$ es $\sigma_{coh}(0n0n, |y_\rho| < 1) = 28.5 \pm 5.2(\text{stat.}) \pm 4.8(\text{syst.}) \text{ mb}$, donde los factores de extrapolación son: 1.7 ± 0.1 para eventos acompañados de una excitación nuclear, 1.9 ± 0.1 para eventos acompañados de sólo una excitación nuclear, y 2.7 ± 0.1 para eventos sin ninguna excitación nuclear. En la

tabla 5.5 se muestran los valores de las secciones eficaces extrapolados para toda la región de y_ρ y comparados con los resultados obtenidos en distintas energías de centro de masa $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV, $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV y $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [150, 153, 154].

Parámetro	STAR en $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV Coherente ($ y_\rho < 1$)	STAR en $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV Coherente ($\forall y_\rho$)	STAR en $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV Coherente ($\forall y_\rho$)	STAR en $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Coherente ($\forall y_\rho$)
$\sigma_{XnXn}^{\rho^0}$ (mb)	$6.2 \pm 0.9 \pm 0.8$	$10.5 \pm 1.5 \pm 1.6$	$28.3 \pm 2.0 \pm 6.3$	$31.9 \pm 1.5 \pm 4.5$
$\sigma_{0nXn}^{\rho^0}$ (mb)	$16.7 \pm 2.7 \pm 2$	$31.8 \pm 5.2 \pm 3.9$	$95 \pm 60 \pm 25$	$105 \pm 5 \pm 15$
$\sigma_{0n0n}^{\rho^0}$ (mb)	$28.5 \pm 5.2 \pm 4.8$	$78 \pm 14 \pm 13$	$370 \pm 170 \pm 80$	$391 \pm 18 \pm 55$
$\sigma_{total}^{\rho^0}$ (mb)	$51.5 \pm 59 \pm 5.3$	$120 \pm 15 \pm 22$	$460 \pm 220 \pm 110$	$530 \pm 19 \pm 57$

Cuadro 5.5: La sección eficaz extrapolada a todo el rango de la y_ρ para la producción coherente de ρ^0 en $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV acompañada por una ruptura y sin ruptura nuclear, comparada con mediciones previas en 130 GeV y 200 GeV, también se muestran los errores estadísticos y sistemáticos [150].

En el experimento STAR compararon tres modelos teóricos a sus mediciones [78, 104, 105]. La comparación se muestra en figura 5.14.

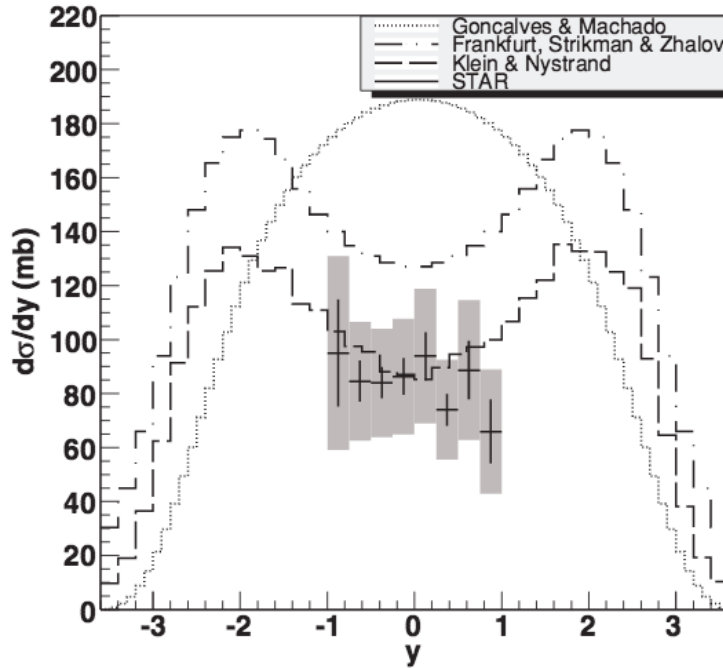


FIGURA 5.14. La comparación de las predicciones teóricas a la sección eficaz diferencial medida para la producción de ρ^0 . Los errores estadísticos se muestran con una línea sólida vertical en cada punto de los datos. La suma de las barras de errores estadísticos y sistemáticos se representa por una banda gris [150].

5.2.2. Experimento PHENIX

El detector PHENIX registra diferentes tipos de partículas que emergen de las colisiones, incluyendo fotones, electrones, muones y partículas compuestas por quarks (*hadrones*). Tiene un peso de aproximadamente 4,000 toneladas y una docena de subsistemas de detectores. Tres grandes imanes producen campos magnéticos fuertes para doblar la trayectoria de las partículas. También cuenta con una cámara de rastreo *Tracking chamber*. En el detector PHENIX para caracterizar la naturaleza de un evento siguiendo una colisión de iones pesados, se emplean tres detectores globales, los calorímetros ZDCs (*Zero-Degree Calorimeters*), contadores *beam-beam* (BBC) y el detector MVD (*Multiplicity-Vertex Detector*). Los resultados presentados en esta sección vienen de los datos colectados por el detector PHENIX en RHIC durante 2004, en las colisiones Au+Au en $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Aunque el detector está diseñado para estudiar las propiedades de las interacciones fuertes de la materia, demostró ser capaz de estudiar las colisiones ultraperiféricas que tienen una topología del evento muy diferente. Presentaremos brevemente algunas partes importantes del detector para los siguientes resultados. El sistema de trazamiento central (*central tracking system*) consiste de dos brazos, cada uno cubriendo $|\eta| < 0.35$ y $\Delta\phi = \pi/2$, equipados con multi-capas de cámaras de arrastre (DC), seguidos por cámaras de *pads* (PC) (*Pad Chambers*) para una reconstrucción tridimensional. Los brazos de trazamiento también tienen detectores RICH (*Ring-Imaging Cherenkov*) y el ToF (*Time-of-Flight*) sistemas que clasifican partículas cargadas para el brazo central de PHENIX. También cuenta con el detector EMCal (*electromagnetic calorimeters*) para la identificación de positrones y electrones.

Los eventos usados en este análisis fueron colectados por el *trigger* UPC configurado por primera vez en PHENIX durante la corrida del año 2004 con las siguientes características: un veto en señales coincidentes en los contadores *Beam-Beam* (BBC, que cubre $3.0 < |\eta| < 3.9$, y todo el ángulo azimutal) seleccionando eventos de tipo exclusivo, caracterizado por una gran brecha de rapidez (y_p) a cada lado del brazo central, el *trigger* EMCal con un umbral de 0.8 GeV; también se requirió al menos una energía de 30 GeV depositada en uno o en ambos lados del calorímetro ZDC para seleccionar eventos con emisiones de neutrones (Xn) con ángulos pequeños con respecto al eje del haz, decaimiento de ambos o en uno de los núcleos de oro Au*. El número total de eventos registrados por el *trigger* UPC fue de 8.5 millones de los cuales 6.7 millones cumplió los criterios de garantía estándar de calidad de datos, la muestra de estos eventos corresponde a una luminosidad de $141 \pm 12 \text{ mb}^{-1}$. Después de los cortes en los datos, para corregir la señal por la eficiencia y por la aceptación geométrica del detector y determinar la sección eficaz, se empleó el Monte Carlo (MC) STARLIGHT. La medida de la distribución de la masa invariante para la muestra, se muestra en la figura 5.15. La cantidad de ruido fue estimada del número de eventos *like-sign* (es decir, eventos donde dos electrones o dos positrones fueron reconstruidos). La forma de la distribución de la masa es consistente con la distribución esperada de los dos procesos, distribución continua que corresponde a la producción de e^+e^- por dos fotones y una contribución de $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Se incluyeron sólo pares con $m_{e^+e^-} \geq 2 \text{ GeV}/c^2$ en el análisis. El número total de

J/ψ que se obtuvo es: $N_{J/\psi} = 9.9 \pm 4.1$ (estad.) ± 1.0 (sist.) y el número de pares continuos de e^+e^- es: 13.7 ± 3.7 (estad.) ± 1.0 (sist.) en el rango de masa ($2.0 \leq m_{e^+e^-} \leq 2.8$) GeV/c^2 .

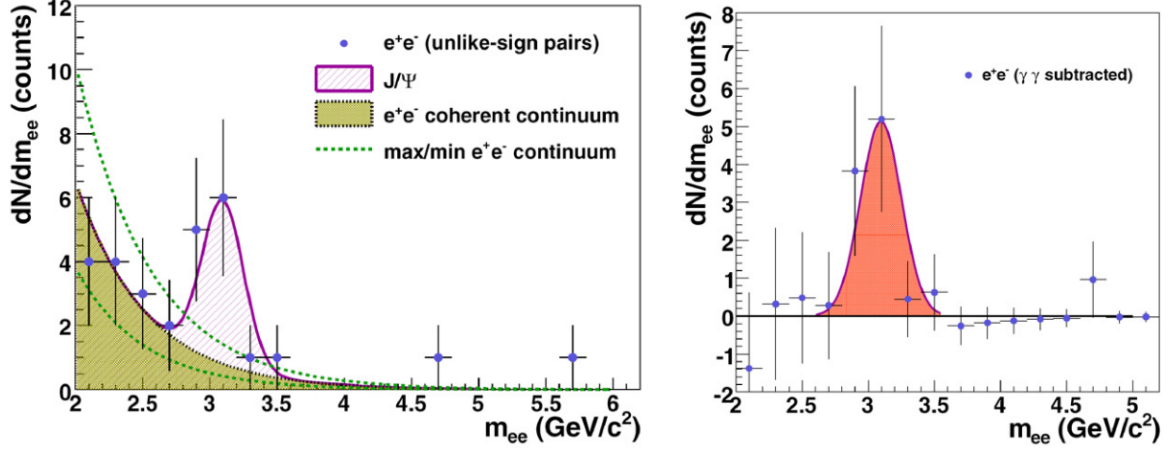


FIGURA 5.15. Distribución de la masa invariante del par e^+e^- ajustado a la combinación (parte sombreada) de un dielectrón continuo [distribución exponencial] y una señal de J/ψ [distribución Gaussiana]. Las dos líneas segmentadas adicionales indican el máximo y el mínimo de las contribuciones continuas considerado en éste análisis. La distribución de la masa invariante de J/ψ después de la sustracción de la señal continua del di-electrón [157].

La producción extraída de J/ψ y e^+e^- se utilizan para calcular la sección eficaz final para la fotoproducción en *midrapidity* en colisiones ultraperiféricas Au+Au acompañados por la emisión de un neutrón en la parte *forward*. Para el dielectrón (e^+e^-) en *midrapidity* (y es el *rapidity* del par) la sección eficaz diferencial doble, en un rango de masa ($2.0 \leq m_{e^+e^-} \leq 2.8$) GeV/c^2 y $|y| < 0.35$ es:

$$\frac{d^2\sigma_{e^+e^-+Xn}}{dy dm_{e^+e^-}} = \frac{N_{e^+e^-}}{Acc \cdot \epsilon \cdot \epsilon_{trigg} \cdot \mathcal{L}} \cdot \frac{1}{\Delta y} \cdot \frac{1}{\Delta m_{e^+e^-}} = 86 \pm 23(\text{est.}) \pm 16(\text{sist.}) \quad \mu b / (\text{GeV}/c^2), \quad (5.10)$$

para J/ψ en $|y| < 0.35$, la sección eficaz es:

$$\frac{d\sigma_{J/\psi+Xn}}{dy} = \frac{1}{BR} \cdot \frac{N_{J/\psi}}{Acc \cdot \epsilon \cdot \epsilon_{trigg} \cdot \mathcal{L}} \cdot \frac{1}{\Delta y} = 76 \pm 31(\text{est.}) \pm 15(\text{sist.}) \quad \mu b. \quad (5.11)$$

La sección eficaz diferencial $\frac{d^2\sigma_{e^+e^-+Xn}}{dy dm_{e^+e^-}}$ es consistente con los resultados teóricos para la producción coherente exclusiva del dielectrón (e^+e^-) en las interacciones fotón-fotón. La sección eficaz de producción total de J/ψ es $\frac{d\sigma_{J/\psi+Xn}}{dy}$, también consistente con el valor esperado de la teoría. En la siguiente tabla 5.6 se ve con mas detalle las secciones eficaces medidas en diferentes rangos de masa.

Capítulo 5. Resultados experimentales recientes en UPC

$m_{e^+e^-}$ [GeV/ c^2]	$d^2\sigma_{e^+e^-+X_n}/dydm_{e^+e^-}$ [$\mu\text{b}/(\text{GeV}/c^2)$]	STARLIGHT
e^+e^- ($2.0 \leq m_{e^+e^-} \leq 2.8$)	$86 \pm 23(\text{est.}) \pm 16(\text{sist.})$	90
e^+e^- ($2.0 \leq m_{e^+e^-} \leq 2.3$)	$129 \pm 47(\text{est.}) \pm 28(\text{sist.})$	138
e^+e^- ($2.3 \leq m_{e^+e^-} \leq 2.8$)	$60 \pm 24(\text{est.}) \pm 14(\text{sist.})$	61
$d\sigma_{J/\psi+X_n}/dy$ [μb]		
J/ψ	$76 \pm 31(\text{est.}) \pm 15(\text{sist.})$	

Cuadro 5.6: Medición de las secciones eficaces de fotoproducción continuo e^+e^- y de J/ψ en $|y| < 0.35$ en colisiones ultraperiféricas Au+Au a una energía de centro de masa de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. La columna más a la derecha en la parte superior muestra las predicciones de STARLIGHT [157].

Experimento	$\langle W_{\gamma p} \rangle$ [GeV]	M_ρ [MeV/ c^2]	Γ_ρ [MeV/ c^2]	$ B/A $ (GeV/ c) $^{-1/2}$
ZEUS-HERA	71.7	770 ± 2	146 ± 3	0.67 ± 0.03
STAR-RHIC	62.4	764 ± 9	140 ± 13	$0.88 \pm 0.09 \pm 0.09$
STAR-RHIC	130	777 ± 7	139 ± 13	$0.81 \pm 0.08 \pm 0.20$
STAR-RHIC	200	775 ± 3	162 ± 7	$0.89 \pm 0.08 \pm 0.09$

Cuadro 5.7: Como resultado del experimento STAR y ZEUS, la tabla muestra los parámetros del modelo de Söding, obtenidos en la fotoproducción de los mesones ρ^0 a diferentes energías de centro de masa $W_{\gamma p}$. Los estudios en el experimento ZEUS de $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ encontraron $|B/A| = 0.67 \pm 0.03$ (GeV/ c) $^{-1/2}$ [128], pero para un intervalo cinemático ligeramente diferente. Los resultados de ZEUS son para un momento al cuadrado transferido de $|t| < 0.5$ (GeV/ c) 2 . En la parte central del entorno del colisionador, el momento longitudinal transferido al cuadrado, $t_{||} = (m_V^2/2E_\gamma)^2$, es pequeño [≈ 2 (MeV/ c) 2]. Por lo tanto $t \approx t_{||} \approx p_T^2$. De esta forma se extrapolaron las mediciones de ZEUS de la dependencia de $|t|$ de $|B/A|$ hasta el valor medio de $|t| \approx p_T^2 < 0.015$ (GeV/ c) 2 , región estudiada por el experimento STAR en la energía de centro de masa 200 GeV [150]. Extrapolando los resultados de ZEUS, se encontró $|B/A| \approx 0.8$, que es consistente con los resultados obtenidos por STAR [128, 150, 153, 154].

5.3. Mediciones UPC en el experimento ALICE

5.3.1. Fotoproducción exclusiva de J/ψ

La fotoproducción exclusiva del J/ψ , está definida por una reacción en que el J/ψ es producido de una interacción γp , donde el protón emerge intacto: $\gamma + p \rightarrow J/\psi + p$. Este proceso permite un estudio detallado de la distribución de los gluones en el protón. Una de las tareas centrales de estos experimentos es encontrar evidencia de la saturación de los gluones [158, 159].

Las colaboraciones ZEUS y H1 en HERA midieron la fotoproducción exclusiva en el rango de energías centro de masa de 20 a 305 GeV [160–162], en este trabajo se presentan las mediciones de la fotoproducción exclusiva del J/ψ en colisiones de protones con núcleos de plomo Pb en

5.3. Mediciones UPC en en experimento ALICE

una energía de centro de masa $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. Los dos procesos que pueden ocurrir son: $\gamma + p \rightarrow J/\psi + p$ y $\gamma + Pb \rightarrow J/\psi + Pb$. La carga eléctrica de Pb hace que la emisión de fotones del ión sea mucho mas fuerte que la del protón [163, 164].

Las direcciones del haz del LHC fueron invertidas con el fin de medir en ambos lados del detector (*backward-forward rapidity*). Por lo que los J/ψ fueron reconstruidos en los rangos de rapidez $2.5 < y < 4.0$ (p-Pb) y $-3.6 < y < -2.6$ (Pb-p). La energía de centro de masa γp , denotada como $W_{\gamma p}$ está determinado por la rapidez del J/ψ :

$$W_{\gamma p}^2 = 2E_p M_{J/\psi} \exp(-y), \quad (5.12)$$

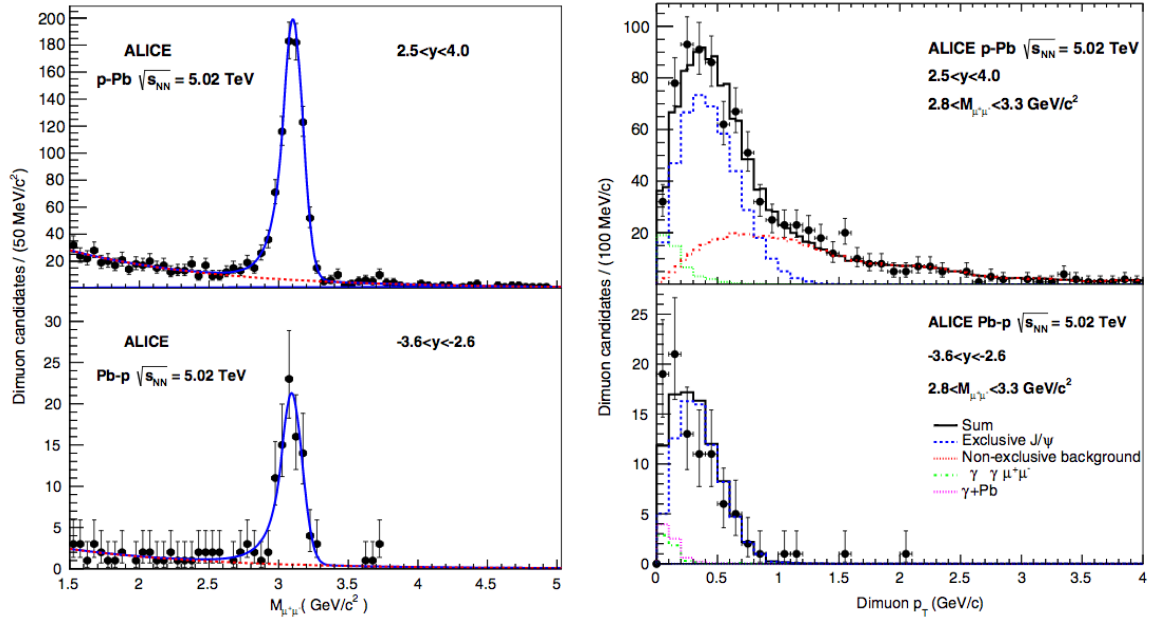


FIGURA 5.16. Distribución de la masa invariante (izquierda) y del momento transversal (derecha) para eventos con dos muones cargados opuestamente para ambos casos *forward* (histograma superior) y *backward* (histograma inferior) [66].

donde y , $M_{J/\psi}$ es la rapidez y la energía del J/ψ y E_p es la energía del protón ($E_p = 4$ TeV en el sistema de referencia del laboratorio), mientras que la variable de Bjorken x viene dado por $x = (M_{J/\psi} / W_{\gamma p})^2$. Se estudio en el rango de energías $21 < W_{\gamma p} < 45$ GeV para $y > 0$ y $577 < W_{\gamma p} < 952$ GeV para $y < 0$, excediendo así el rango de $W_{\gamma p}$ de HERA.

La masa invariante del dimuón después de la selección de eventos [66] se muestra en la figura 5.16, descrita por una parametrización de Crystal Ball [165]. El dimuón continuo está bien descrito por una exponencial.

Las diferentes distribuciones del p_T de los eventos exclusivos y no exclusivos del J/ψ que se esperaban [162] permitieron determinar el número de J/ψ s exclusivos de las distribuciones

del p_T de los dimuones que se muestran en la figura 5.16. La forma de las distribuciones de p_T para el J/ψ en γp , $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ y J/ψ coherente en la componentes γPb se obtuvieron usando STARLIGHT (*Monte Carlo templates*) [78]. Para p-Pb estos *templates* se ajustaron a los datos dejando libre la normalización para J/ψ en γp y el background no exclusivo. Las contribuciones no exclusivas fueron extraídas usando este procedimiento de ajuste, dando finalmente $N_{J/\psi}$.

Los números de J/ψ s exclusivos de las interacciones γp para cada muestra fueron obtenidos como $N_{J/\psi}^{exc} = N_{J/\psi} / (1 + f_D)$, donde f_D es la fracción de los mesones J/ψ que vienen de los decaimientos de $\psi(2S)$. Los números obtenidos son, $N_{J/\psi}^{exc}(\text{p-Pb}) = 414 \pm 28(\text{estad.}) \pm 27(\text{sist.})$ y $N_{J/\psi}^{exc}(\text{Pb-p}) = 71 \pm 9(\text{estad.})^{+2}_{-5}(\text{sist.})$

El producto de la aceptancia y la eficiencia del detector $A \times \epsilon$ para el J/ψ se calculó usando STARLIGHT. La sección eficaz correspondiente a la fotoproducción exclusiva para el proceso γp fue obtenida usando

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{N_{J/\psi}^{exc}}{(A \times \epsilon) \times BR \times L \times \Delta y}, \quad (5.13)$$

donde BR es el *branching ratio* y Δy es el intervalo de la rapidez. Se obtuvieron los siguientes resultados $(d\sigma/dy) = 6.42 \pm 0.43(\text{estad.}) \pm 0.61(\text{sist.}) \mu\text{b}$ para colisiones p-Pb y $(d\sigma/dy) = 2.46 \pm 0.31(\text{estad.})^{+0.24}_{-0.28}(\text{sist.}) \mu\text{b}$ para colisiones Pb-p (ver tabla 5.8).

Rapidez	$d\sigma/dy (\mu\text{b})$	$k(dn/dk)$	$W_{\gamma p}(\text{GeV})$	$\langle W_{\gamma p} \rangle(\text{GeV})$	$\sigma(\gamma + p \rightarrow J/\psi + p) (\text{nb})$
$2.5 < y < 4.0$	$6.42 \pm 0.43(\text{estad.}) \pm 0.61(\text{sist.})$	193.3	(21,45)	32.3	$33.2 \pm 2.2(\text{estad.}) \pm 3.2(\text{sist.}) \pm 0.7(\text{teo.})$
$3.5 < y < 4.0$	$5.77 \pm 0.76(\text{estad.}) \pm 0.58(\text{sist.})$	208.9	(21,27)	24.1	$27.6 \pm 3.6(\text{estad.}) \pm 2.8(\text{sist.}) \pm 0.6(\text{teo.})$
$3.0 < y < 3.5$	$6.71 \pm 0.60(\text{estad.}) \pm 0.55(\text{sist.})$	193.3	(27,35)	30.9	$34.7 \pm 3.1(\text{estad.}) \pm 2.9(\text{sist.}) \pm 0.7(\text{teo.})$
$2.5 < y < 3.0$	$6.83 \pm 1.0(\text{estad.}) \pm 0.75(\text{sist.})$	177.6	(35,45)	39.6	$38.5 \pm 5.6(\text{estad.}) \pm 4.2(\text{sist.}) \pm 0.8(\text{teo.})$
$-3.6 < y < -2.6$	$2.46 \pm 0.31(\text{estad.})^{+0.24}_{-0.28}(\text{sist.})$	8.66	(577,952)	706	$284 \pm 36(\text{estad.})^{+27}_{-32}(\text{sist.}) \pm 26(\text{teo.})$

Cuadro 5.8: Las secciones eficaces diferenciales para la fotoproducción exclusiva del J/ψ en colisiones ultraperiféricas p-Pb and Pb-p en $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$. Las secciones eficaces de fotoproducción del J/ψ correspondiente en los rangos de $W_{\gamma p}$ se presentan también. [66].

La sección eficaz $d\sigma/dy (p + Pb \rightarrow p + Pb + J/\psi)$ está relacionada con la sección eficaz fotón-protón, $\sigma(\gamma + p \rightarrow J/\psi + p) \equiv \sigma(W_{\gamma p})$ a través del flujo de fotones, dn/dk :

$$\frac{d\sigma}{dy} (p + Pb \rightarrow p + Pb + J/\psi) = k \frac{dn}{dk} \sigma(\gamma + p \rightarrow J/\psi + p). \quad (5.14)$$

Aquí, k es la energía del fotón, que está determinada por el J/ψ y la rapidez, $k = (1/2) M_{J/\psi} e^{-y}$. Los valores de flujo de fotones promedio para los diferentes intervalos de la rapidez fueron calculados usando STARLIGHT, véase la tabla 5.8.

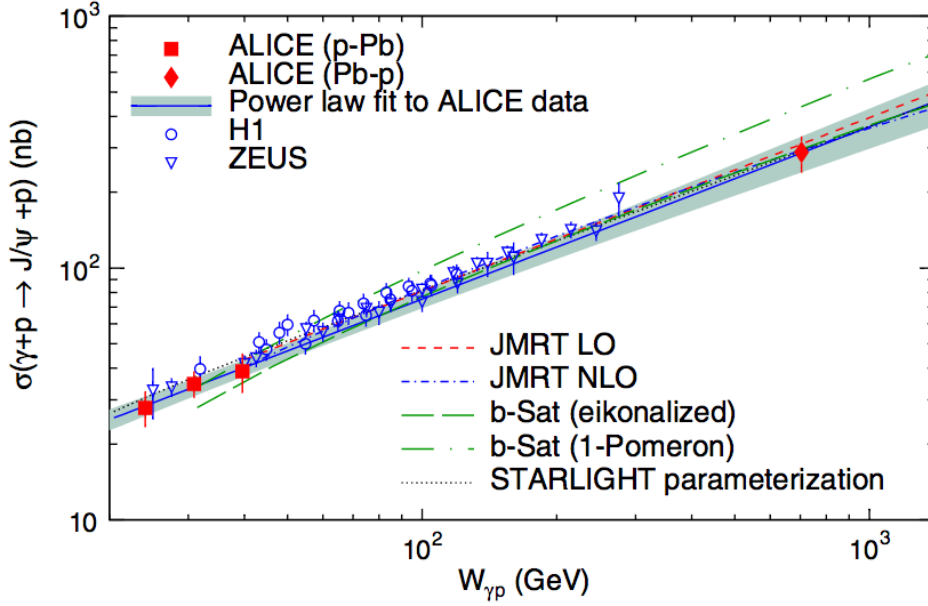


FIGURA 5.17. Sección eficaz de fotoproducción exclusiva del J/ψ en la reacción $\gamma p \pi^+ \pi^- p$ medido por ALICE y comparado con datos de HERA, también se muestran las comparaciones con modelos, STARLIGHT, JMRT, y el b-SAT. También se muestra el ajuste de ley de potencias a los datos de ALICE [66].

La figura 5.17 muestra las mediciones de ALICE para $\sigma(W_{\gamma p})$. También se muestran las comparaciones con las mediciones anteriores y a los diferentes modelos teóricos. La sección eficaz $\sigma(W_{\gamma p})$ es proporcional al cuadrado del PDF del gluón del protón [166]. Para las energías en HERA, las distribuciones de los gluones a x -pequeños (variable de Bjorken) están bien descritas por una ley de potencias en x [167], que implica que la sección eficaz $\sigma(W_{\gamma p})$ también seguirá una ley de potencias. Una desviación de esta tendencia en la sección eficaz, medida en el descenso de x , o equivalentemente en el incremento $W_{\gamma p}$, podría indicar un cambio en la evolución de la función de la densidad del gluón, como se esperaba en el inicio de la saturación.

Las colaboraciones ZEUS y H1 [160–162] ajustaron sus datos usando una ley de potencias $\sigma \sim W_{\gamma p}^\delta$, obteniendo $\delta = 0.69 \pm 0.02(\text{est.}) \pm 0.03(\text{sist.})$ y $\delta = 0.67 \pm 0.03(\text{est.}) \pm 0.03(\text{sist.})$, respectivamente. Un ajuste a los datos sólo de ALICE obtiene a $\delta = 0.68 \pm 0.06(\text{est.} + \text{sist.})$ por lo que no se observa una desviación de la ley de potencias, alrededor de 700 GeV.

LHCb publicó recientemente resultados para $\sigma(W_{\gamma p})$ basados en la producción exclusiva del J/ψ en colisiones pp [168]. Sus análisis, usando datos de un sistema simétrico, sufren de la imposibilidad intrínseca de la identificación del emisor de fotones. Sin embargo, en contraste con la colisiones p-Pb, hay una gran incertidumbre en la probabilidad de supervivencia hadrónica en la colisiones pp , así como una contribución desconocida de la producción a través de la fusión Odderon-Pomeron [169, 170].

Para cada medición $d\sigma/dy$ ellos reportaron una solución W^+ y una W^- . Estas soluciones

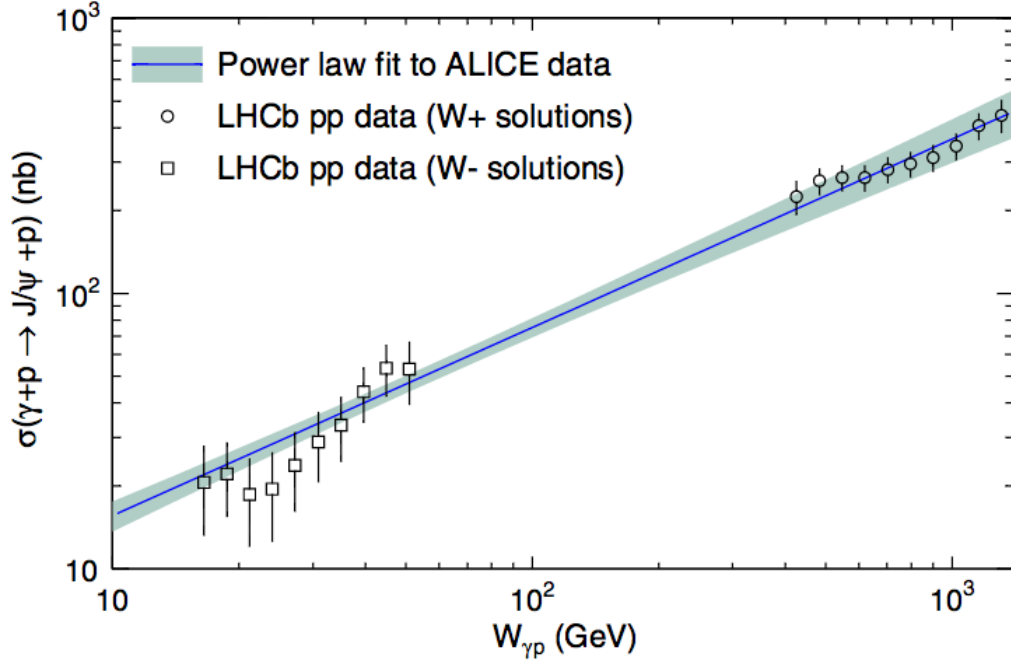


FIGURA 5.18. El ajuste de ley de potencias a los datos de ALICE se comparan con las soluciones de LHCb [66].

acopladas se muestran en la figura 5.18, junto con el ajuste de la ley de potencias a las mediciones de ALICE. A pesar de estas ambigüedades y suposiciones, las soluciones del LHCb resultaron ser compatibles con la dependencia de ley de potencias extraído de los datos de ALICE.

En resumen, se han hecho las primeras mediciones de la fotoproducciones de J/ψ s en colisiones p-Pb en el LHC. Los datos de ALICE son compatibles con una dependencia de ley de potencias de $\sigma(W_{\gamma p})$ hasta aproximadamente 700 GeV en $W_{\gamma p}$, correspondiente a $x \sim 2 \times 10^{-5}$. Una explicación natural es que no hay cambio en el comportamiento del PDF del gluón en el protón, observado entre las energías de HERA y de LHC.

Selección de datos

En este capítulo daremos detalles de los cortes de selección para las muestras de las colisiones Pb-Pb y p-Pb que corresponden a los periodos 2010 y 2013, respectivamente, para dos sistemas diferentes $\pi^+\pi^-$ y $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Aunque la prioridad de este trabajo es el sistema de $\pi^+\pi^-$, utilizaremos sólo este capítulo para hablar un poco acerca del sistema $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$.

Nos enfocaremos primero en las muestras de datos del sistema $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ que son candidatos a ρ' (ρ' es el primer estado excitado de la partícula ρ^0) de las colisiones Pb-Pb y p-Pb, en una energía del centro de masa de $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV y de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, respectivamente (6.2 y 6.3). Mostramos algunas distribuciones de la masa invariante y del momento transversal, para detallar las dificultades en el análisis de este sistema.

Los cortes de selección para las muestras de datos de $\pi^+\pi^-$ de las colisiones Pb-Pb y p-Pb en una energía del centro de masa $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV y de $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, se dan en las secciones (6.4) y (6.5), respectivamente. Este trabajo de tesis está enfocado principalmente en este sistema de $\pi^+\pi^-$. Dado que el análisis de la muestra de datos de las colisiones Pb-Pb ha concluido, nos limitaremos dar los resultados y con menos detalles, mientras que el análisis para la muestra de las colisiones p-Pb, mostraremos los resultados preliminares y con más detalle, ya que estos dos análisis son similares.

En el capítulo 7 determinamos la eficiencia y la luminosidad sólo para la muestra de datos $\pi^+\pi^-$ candidatos a ρ^0 y con ello corregimos la masa invariante *bin* por *bin* y finalmente con la luminosidad determinamos las secciones eficaces en los siguientes capítulos 8 (Pb-Pb) y 9 (p-Pb). Las conclusiones se presentan en el capítulo: 10.

6.1. Reconstrucción de variables cinemáticas

6.1.1. Región de fotoproducción

En la sección 2.4, hemos visto la definición de la virtualidad de un fotón en una dispersión inelástica profunda, definida como: $Q^2 = -q_\mu q^\mu = 4EE' \sin^2(\frac{\theta}{2})$, donde E es la energía del electrón incidente, E' es la energía emergente después de la colisión y θ es el ángulo de dispersión en las interacciones ep o eA . En el caso del experimento ALICE, la región de fotoproducción se determina usando el calorímetro ZDC, en donde la dispersión del proyectil (Pb) debería ser a un ángulo casi despreciable por lo que estaría por debajo de la región de la aceptación del ZDC, garantizando la baja virtualidad del fotón incidente, ya que una de las condiciones para la muestra final de candidatos a ρ^0 es que no haya actividad en el ZDC.

6.1.2. Reconstrucción del 4-momento de ρ' y de ρ^0

El 4-momento de un ρ' es reconstruido mediante el uso del 4-momento de sus productos de decaimiento, es decir, de los 4 piones. Análogamente para la reconstrucción del 4-momento de ρ^0 , así:

$$\begin{aligned} p_{\rho'}^{\mu_{rec}} &= p_{\pi^+}^{\mu_{rec}} + p_{\pi^-}^{\mu_{rec}} + p_{\pi^+}^{\mu_{rec}} + p_{\pi^-}^{\mu_{rec}}, \\ p_{\rho^0}^{\mu_{rec}} &= p_{\pi^+}^{\mu_{rec}} + p_{\pi^-}^{\mu_{rec}}, \end{aligned} \quad (6.1)$$

donde $p_{\pi^+}^{\mu_{rec}}$, $p_{\pi^-}^{\mu_{rec}}$, representan a los 4-momento de las partículas hijas de ρ' y de ρ^0 . Los momentos de cada uno de los piones son determinados mediante las mediciones de las trazas, que realizan los detectores TPC, ITS y el TRD (ver la secciones 3.3.1, 3.3.2, 3.3.3]. La energía de los piones se determina usando el momento obtenido del experimento y la masa* de los piones.

6.1.3. Reconstrucción de la masa de 4 piones y de 2 piones

La reconstrucción de la masa de los cuatro piones y de dos piones se hace a través del 4-momento de ρ' y de ρ^0 es una consecuencia directa del 4-momento de ρ' y de ρ^0 , es decir,

$$\begin{aligned} m_{4\pi}^2 &= (p_{\pi^+}^{\mu_{rec}} + p_{\pi^-}^{\mu_{rec}} + p_{\pi^+}^{\mu_{rec}} + p_{\pi^-}^{\mu_{rec}})^2, \\ m_{2\pi}^2 &= (p_{\pi^+}^{\mu_{rec}} + p_{\pi^-}^{\mu_{rec}})^2, \end{aligned} \quad (6.2)$$

donde $m_{4\pi}^2$ y $m_{2\pi}^2$, representan las masas de los 4 piones y 2 piones, respectivamente.

6.2. Fotoproducción de 4 piones en las colisiones Pb-Pb

Actualmente PDG tiene registrados dos estados excitados de ρ^0 : $\rho^0(1450)$ y $\rho^0(1700)$, que son vistos en varios modos de producción y canales de decaimiento incluyendo $\pi^+\pi^-$ y $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

* $m_{\pi^\pm} = 139.57018 \text{ MeV}/c^2$.

6.2. Fotoproducción de 4 piones en las colisiones Pb-Pb

como estados finales, la naturaleza de estos estados (y otros como: moléculas mesón-mesón, o híbridos $q\bar{q}\gamma$ [171]) permanece como pregunta abierta. Debido a su patrón de decaimiento la ρ' no encaja con las predicciones del modelo de quarks, una información más detallada al respecto se puede encontrar en [172, 173][†]. El siguiente análisis está basado en 34,986,788 eventos tomados con el experimento ALICE en el LHC en colisiones Pb-Pb a una energía $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV durante la corrida del año 2011.

6.2.1. Selección de eventos

Cortes	Número de eventos
✧ Eventos que activaron los <i>triggers</i> .	4,700,639
✧ Eventos con vértice primario.	3,419,794
✧ Eventos del trigger CCUP4.	197,666
✧ Eventos sin actividad en V0	103,597
✧ Eventos con momento transversal $p_T < 0.15$ GeV/c	8191

Cuadro 6.1: Cortes de selección para la muestra de datos $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ de las colisiones Pb-Pb.

El trigger UPC, etiquetado internamente como el trigger: CCUP4-B-NOPF-CENTNOTRD, está definido como:

- CCUP4 \equiv veto en V0A (!0VBA) + veto en V0C (!0VBC)+ al menos dos *hits* en el *trigger* 0SM2-TOF (*back to back*)+ al menos dos *hits* en el *trigger* 0OMU-SPD, donde 0VBA, 0VBC, 0SM2 y 0OMU son nombres que se utilizaron internamente para referirse a los *triggers*.

6.2.2. Selección de trazas

Para la reconstrucción las cuatro trazas tuvieron que satisfacer los siguientes requerimientos; además de un corte estándar para los datos de 2010, es decir,

- ① Al menos 70 *TPC-Clusters*.
- ② Una χ^2 por *cluster* de una traza de la TPC menor a 4.
- ③ Al menos un *hit* en cualquiera de las dos capas del SPD.
- ④ TPC y ITS *refit*.
- ⑤ La *DCA* al vértice primario. En la dirección z la $DCA_z < 2$ cm y DCA_{xy} menor que $0.0182 + 0.0350/P_T^{1.01}$, en la dirección transversal, donde el momento transversal del track P_T es medido en GeV/c.
- ⑥ Se requirió que dos de las trazas fueran de signos opuestos.

[†]Una información con más detalles se puede encontrar en la siguiente página: <http://pdg.lbl.gov/2012/reviews/rpp2012-rev-rho1450-rho1700.pdf>.

6.2.3. Distribución de la masa invariante

Presentamos algunos detalles preliminares acerca de la fotoproducción de $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ en colisiones ultraperiféricas Pb-Pb a una energía del centro de masa de 2.76 TeV en el experimento ALICE. Se hacen algunas comparaciones en la forma de la distribución de la masa invariante con los resultados del experimento STAR en colisiones ultraperiféricas Au-Au en $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. El objetivo de este análisis es estudiar los estados excitados de la partícula ρ^0 en colisiones Pb-Pb tomadas durante el periodo 2010. Con el fin de entender bien uno de los *triggers* UPC que tomó esta muestra, se decidió estudiar el mismo sistema $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ con la muestra de datos del mismo *trigger* pero para las colisiones p-Pb tomadas durante un periodo diferente, 2013.

La sección eficaz para la producción de los mesones vectoriales depende de cómo el par virtual $q\bar{q}$ se acopla al núcleo Au o Pb (núcleo-objetivo). Esta condición es determinada por el momento transversal p_T del mesón vectorial. Por ejemplo: la condición de coherencia dada en la ec.(2.35), donde uno puede asegurar que todos los fotones (o el par $q\bar{q}$) que satisfacen $p_T \lesssim \frac{\hbar}{R}$, se acoplarán coherentemente al núcleo entero (es decir, sin el rompimiento del núcleo-objetivo), figura 6.1.

Para los fotones que llevan la energía máxima que pueden producir los iones Au o Pb, la condición de coherencia es $p_T \lesssim \sqrt{2} \frac{\hbar}{R}$ (ver ec.(2.36)). Dado que el radio del núcleo es de aproximadamente $R = 1.2 fm \cdot A^{1/3}$ donde A es el número de nucleones, se puede estimar en qué región debe estar el pico de la distribución de p_T , en este caso de los cuatro piones, (ver tabla 6.2). Para momentos transversales grandes, el par virtual $q\bar{q}$ se acopla a los nucleones individuales en el núcleo (dispersión incoherente).

Núcleo objetivo	A	$R = 1.2 \cdot A^{1/3}$ [fm]	$p_T \lesssim \frac{\hbar}{R}$ [GeV/c]
Au	~ 197	$\sim 6.98 \times 10^{15}$	$p_T \lesssim 0.0283$
Pb	~ 208	$\sim 7.11 \times 10^{15}$	$p_T \lesssim 0.0277$

Cuadro 6.2: En esta tabla mostramos algunas aproximaciones para la condición de un proceso coherente.

Debido al intenso flujo de fotones en UPCs, es posible que la producción del mesón vectorial esté acompañada por una excitación de Coulomb en las partículas del haz, figura 6.1. Los iones excitados principalmente decaen vía emisión de neutrones. La figura 6.3 muestra las distribuciones de los momentos transversales de las combinaciones $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ para colisiones Pb-Pb y Au-Au. Podemos observar un alto crecimiento a bajo p_T , que es característico de la producción coherente. Para el análisis en el experimento STAR los eventos coherentes son seleccionados en la región $p_T < 150$ MeV. Este corte también suprime las contaminaciones de interacciones hadrónicas periféricas y de eventos $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^- + X$, donde X no está reconstruido.

La distribución de p_T para la muestra de datos de Pb-Pb, tiene más contaminaciones hadrónicas, de producciones incoherentes del sistema $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ y de producciones $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^- + X$, donde X no está reconstruido en la región $p_T > 0.1$ GeV/c. Debido a que los eventos no se han

6.2. Fotoproducción de 4 piones en las colisiones Pb-Pb

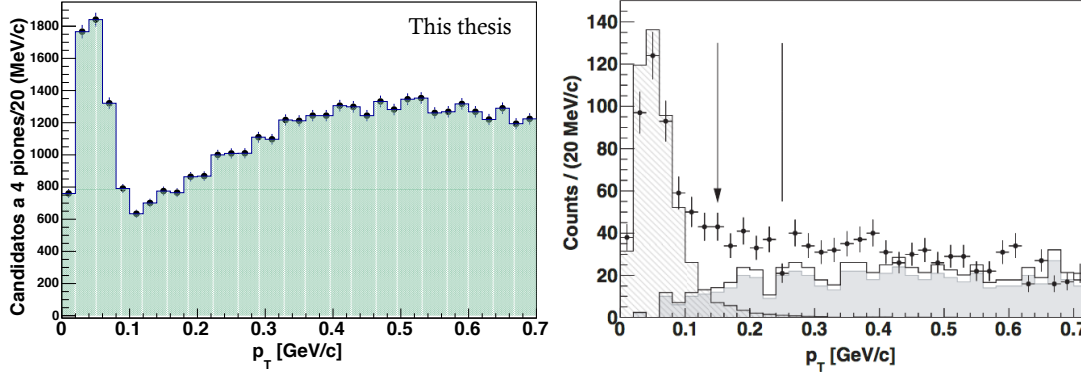


FIGURA 6.1. **IZQUIERDA:** Distribución del momento transversal de los $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ en colisiones Pb-Pb en el experimento ALICE, donde $p_T = |\sum_{i=1}^4 \vec{p}_{T_i}|$. En este histograma sólo se ha mostrado a los datos reales, el repentino crecimiento a bajo momento transversal se debe a la producción coherente de $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. **DERECHA:** Es la distribución del momento transversal p_T de los 4 piones pero en colisiones Au-Au en el experimento STAR, donde la parte sombreada con líneas es la distribución esperada obtenida en la simulación de la fotoproducción coherente, en la región de $p_T < 0.15$ GeV/c (flecha vertical) que forma parte de la selección de eventos para el análisis en el experimento STAR. El ruido restante es estimado de las combinaciones de las cuatro trazas con una carga total +2 o -2 (es decir, $\pi^+\pi^+\pi^+\pi^-$ o $\pi^-\pi^-\pi^-\pi^+$), normalizando (factor=1.186) su distribución de p_T (histograma gris) a la de cuatro trazas con una carga total neutra (es decir, $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$) en la región $p_T > 0.250$ MeV/c (línea vertical) dando el histograma sin relleno [174].

sometido a cortes más estrictos para remover estos eventos, uno esperaría que el calorímetro ZDC remueva una cantidad considerable de este ruido. Por ahora nuestra prioridad está enfocado para la muestra de datos de las colisiones p-Pb.

La masa invariante de cada subsistema de 2 piones se muestra en la figura 6.2 con el par de piones ligeros (*lightest*) acompañado de $\rho^0(770)$ (*recoiling*).

En el experimento STAR, se determinó la razón de las secciones eficaces de producción de ρ' y $\rho^0(770)$ de los ajustes de las distribuciones de las masas invariantes de $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ y $\pi^+\pi^-$, respectivamente.

La figura 6.8 muestra el espectro de la distribución de la masa invariante donde destaca un pico ancho alrededor de 1540 MeV/c² indicando una producción resonante ρ' . Los datos fueron ajustados en el rango de 1 a 2.6 GeV/c² con una Breit-Wigner modificada por un factor fenomenológico de Ross-Stodolsky más una función polinomial,

$$f_{4\pi}(m) = A \cdot \left(\frac{m_0}{m}\right)^k \cdot \frac{m_0^2 \Gamma_0^2}{(m_0^2 - m^2) + m_0^2 \Gamma_0^2} + f_{BG}(m). \quad (6.3)$$

En la ec.(6.3) m es la masa invariante de $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. La masa resonante m_0 , la anchura Γ_0 , y el exponente k se dejan como parámetros libres. El polinomio del ruido f_{BG} se fija mediante el ajuste de la distribución de la masa invariante. Ajustando la ec.(6.3) a los datos da una masa

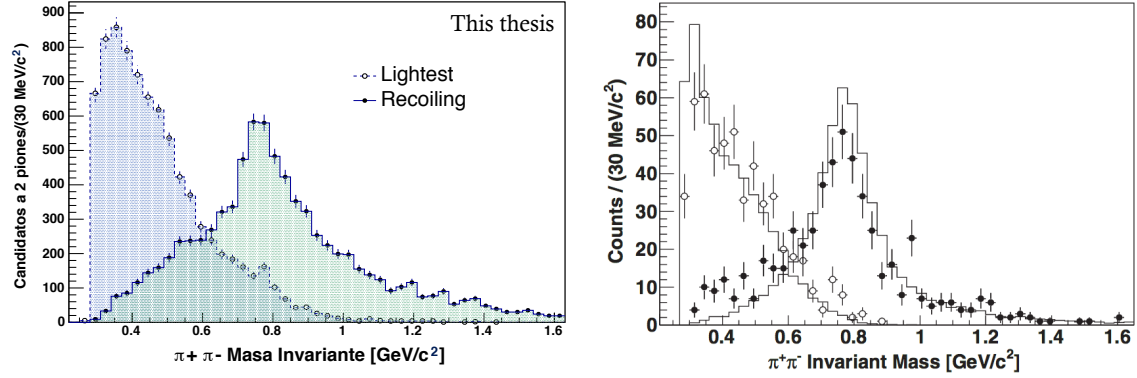


FIGURA 6.2. Distribución de la masa invariante de los subsistemas de 2 piones en colisiones Pb-Pb en el experimento ALICE. Los círculos huecos y rojos muestran el espectro de la masa invariante del par de $\pi^+\pi^-$ ligeros (*lightest*). Los puntos negros representan la distribución de la masa invariante de los pares $\pi^+\pi^-$ más pesados (*recoiling*). Los espectros exhiben un claro pico en la región $\rho^0(770)$. **IZQUIERDA:** En colisiones Pb-Pb en el experimento ALICE. **DERECHA:** En colisiones Au-Au en el experimento STAR [174]. Los histogramas con líneas sólidas muestran las predicciones de la simulación.

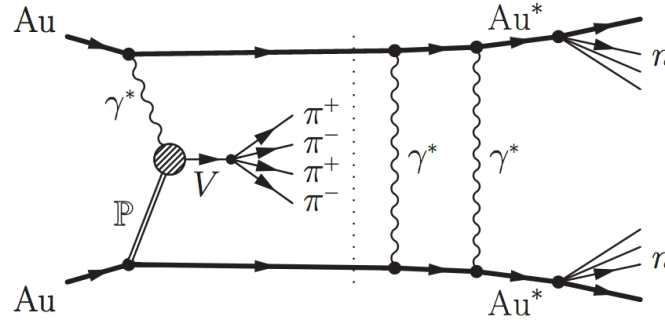


FIGURA 6.3. Vista esquemática de la producción fotonuclear de un mesón vectorial V en las colisiones ultraperiféricas de Au-Au y de Pb-Pb y su decaimiento subsecuente en cuatro piones cargados. La producción del mesón en el proceso de fusión de un fotón y un pómoron IP está acompañada por una excitación de Coulomb mutua de los iones del haz. Los procesos son independientes lo que se indica en el diagrama mediante una línea de puntos.

resonante de $1540 \pm 40 \text{ MeV}/c^2$, una anchura de $570 \pm 60 \text{ MeV}/c^2$, y una exponente $k = 2.4 \pm 0.7$. Los valores de la masa y la anchura dependen fuertemente en el valor de k . La ec.(6.3) no describe bien la forma del pico, donde $\chi/n.d.f$ es de aproximadamente 36/16, consistente con la observaciones de otros experimentos de fotoproducción, que favorecen una descripción usando dos resonancias en esta región de masa [179].

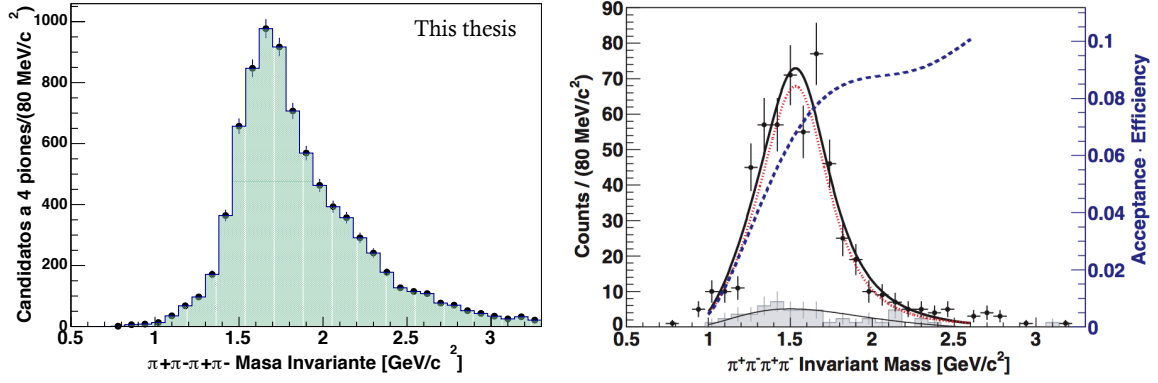


FIGURA 6.4. Distribuciones de la masa invariante de $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ producidos coherentemente. **IZQUIERDA:** En colisiones Pb-Pb en el experimento ALICE. **DERECHA:** En colisiones Au-Au en el experimento STAR, donde los puntos negros son los datos medidos con los errores estadísticos, el histograma de color gris es el ruido estimado, la línea negra sólida muestra el ajuste de una Breit-Wigner modificada (modelo de Ross-Stodolsky) más el background que corresponde a una función polinomial de segundo orden. La línea gris segmentada representa la señal sin el background, y la línea negra segmentada es la aceptación \times eficiencia en la región $|y| < 1$ [174].

6.3. Fotoproducción de 4-piones en las colisiones p-Pb

En esta sección daremos algunos detalles preliminares de la fotoproducción de $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ para la muestra de datos de las colisiones ultraperiféricas de p-Pb. Se utilizaron tres tipos de triggers, conocidas internamente como, CINT1, CCUP2, y CCUP7. Las definiciones se darán más adelante. En la sección anterior mostramos algunas distribuciones de la masa invariante y del momento transversal del sistema de $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, la razón por la que se detuvo ese análisis es que no entendíamos uno de los *triggers*. Para entender este *trigger* procedimos a estudiar simultáneamente los sistemas de 2 y 4 piones para la muestra de datos de las colisiones p-Pb. Por ahora sólo daremos algunos resultados acerca de este análisis, actualmente estamos trabajando para remover el ruido.

6.3.1. Selección de trazas

Para la selección de trazas en los eventos utilizados para este análisis, se requirieron las siguientes condiciones:

- ① Refit en el sistema ITS y TPC.
- ② Al menos 70 *clusters* en la TPC.
- ③ Con una $\chi^2 / \text{clusters}$ a lo sumo 4! (TPC).
- ④ Al menos un *hit* en SPD.
- ⑤ La DCA al vértice primario. En la dirección z la $DCA_z < 2 \text{ cm}$ y DCA_{xy} menor que $0.0182 + 0.0350/P_T^{1.01}$, en la dirección transversal, donde el momento transversal del track P_T es

medido en GeV/c.

6.3.2. Selección de eventos

Dado que en este análisis se están utilizando tres diferentes *triggers*, los datos registrados por los *triggers* CINT1 y CCUP2 no se muestran aquí. Sólo mostraremos algunos resultados de los eventos registrados por CCUP7 tomados durante el año 2013 (periodo LHC13f).

El trigger UPC, etiquetado internamente como el trigger: CCUP7-B-NOPF-CENTNOTRD, está definido como:

- CCUP7 \equiv veto en V0-A + veto en V0-C + Veto en 0SH1 + veto en 0SH1+ *Trigger* topológico 0STP en SPD + *Trigger* de TOF con requerimiento back-to-back.

Donde 0SH1 \equiv Alta multiplicidad en el SPD: Con al menos 7 *hits* en el SPD y 0STP es un trigger topológico para las colisiones de ultra periféricas, definido como 0STP \equiv La presencia de al menos dos pares *back-to-back* de *hits* en el plano *phi* (proyección *z*) cada par con un *hit* en la capa interna (inner) y uno en la capa externa del SPD[‡].

En este análisis se analizaron alrededor de 29,363,986 eventos, etiquetados como datos del periodo 2013. En el análisis se requirieron los siguientes cortes (para más detalles ver el apéndice B):

- ✧ Eventos que activaron los *triggers*.
- ✧ Eventos con vértice primario con al menos dos contribuidores (trazas).
- ✧ Eventos que activaron el trigger CCUP7.
- ✧ Eventos donde el tiempo medido por ZDC-A debe estar entre ± 10 ns ($|t_A^{ZDC}| < 10\text{ns}$), para rechazar eventos de otros BC (*bunch crossings*).
- ✧ Eventos donde el tiempo medido por ZDC-C debe estar entre ± 10 ns ($|t_C^{ZDC}| < 10\text{ns}$), para rechazar eventos de otros BC (*bunch crossings*).
- ✧ Eventos sin señal en cualquiera de los detectores de V0 (*offline*).
- ✧ Eventos con una distancia entre el vértice SPD y el Primario sobre el eje *z* menor a 0.3 cm.
- ✧ Eventos que tienen 2 de las cuatro trazas cargas opuestas.
- ✧ Eventos donde el número de sigmas, lejos de la hipótesis del pion determinada por la TPC para cada traza ($\sigma_{1,2}$), satisfacen la siguiente relación: $\sigma_1^2 + \sigma_2^2 < 16$.
- ✧ Eventos con vértice primario con al menos cuatro contribuyentes
- ✧ Eventos donde la componente del vértice primario $|V_z| < 10$ cm con respecto al punto de interacción nominal.
- ✧ Eventos que cubren una rapidez de $|y| < 0.5$.
- ✧ Eventos donde no hubo información del tiempo en ambos calorímetros ZDC-A y ZDC-C (sin actividad en ambos calorímetros).

[‡]Se puede encontrar más información acerca de otros *triggers* relacionados con el detector SPD en: <http://aliceinfo.cern.ch/SPD/DetectorOperation/PixelTrigger.html>

6.3.3. Análisis en las trazas

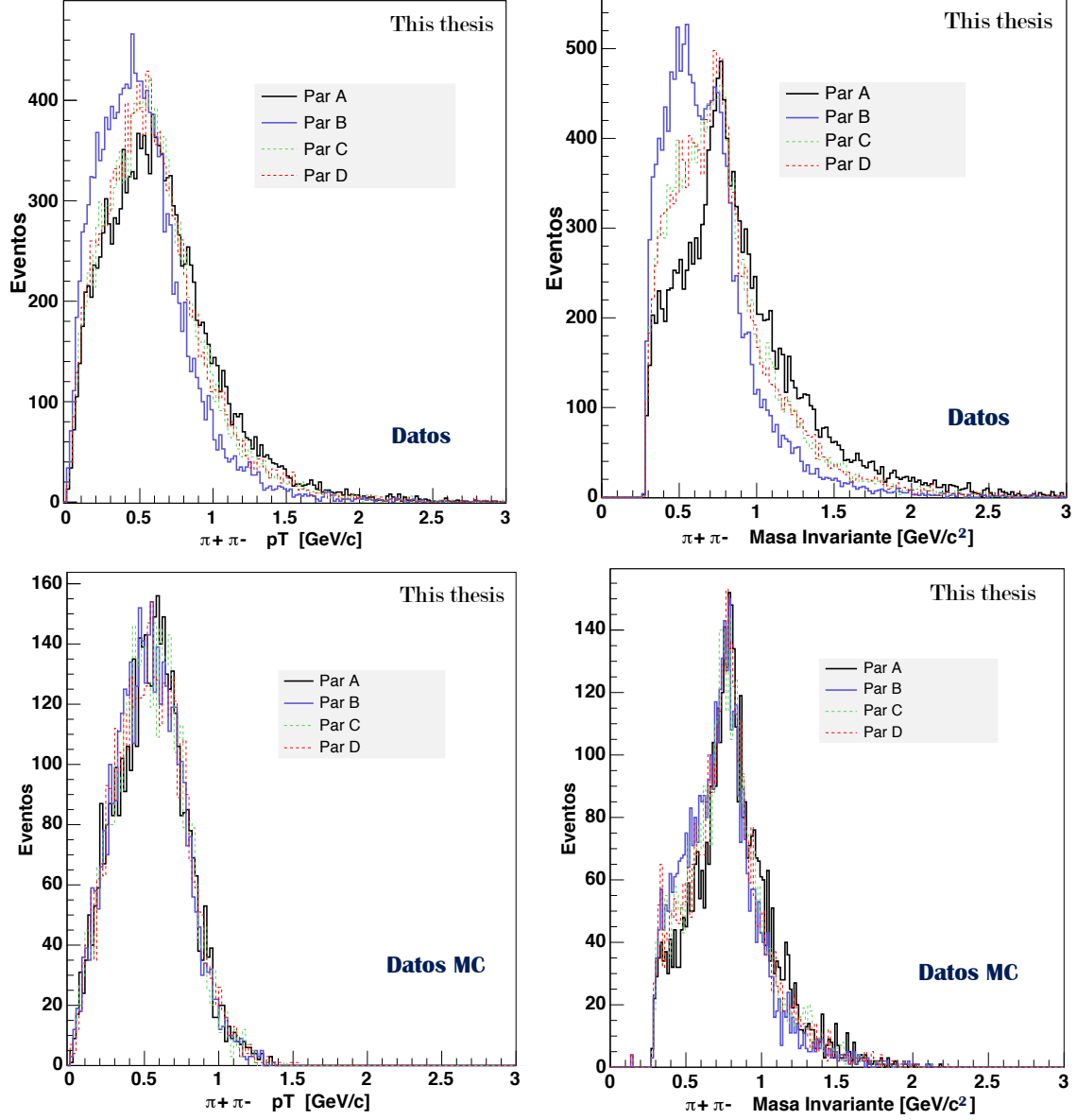


FIGURA 6.5. Distribuciones de las masas invariantes y de los momentos transversales de los subsistemas $\pi^+\pi^-$, para datos reales (histogramas superiores) y para datos Monte Carlo (histogramas inferiores).

Antes de mostrar la masa invariante y el momento transversal de $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, se hace un análisis combinatorio de las trazas. Los eventos de 4 trazas en general tiene 16 posibilidades en total de una combinación, y de estas posibilidades 6 tendrán 2 trazas positivas y 2 trazas

negativas. Estas últimas las hemos llamado eventos *Unlike-sign*. Los subsistemas $\pi^+\pi^-$ del sistema $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ (*Unlike-sign*) se etiquetaron de la siguiente forma; par A: (π_1^+, π_1^-) , par B: (π_2^+, π_2^-) , par C: (π_1^+, π_2^-) , par D: (π_2^+, π_1^-) , donde $\pi_1^+, \pi_1^-, \pi_2^+, \pi_2^-$, se etiquetaron “aleatoriamente”, pero en orden ascendente durante la selección de eventos.

En la figura 6.5 pueden observarse las discrepancias entre los datos reales y los datos MC. En los datos, la masa invariante del par A difiere del par B. El par B muestra dos señales, una alrededor de $0.5 \text{ GeV}/c^2$ y otro en aproximadamente $0.75 \text{ GeV}/c^2$, actualmente se está estudiando esta resonancia. en la figura 6.6 muestra la correlación de la masa con el momento transversal para los cuatro pares definidos arriba, donde podemos ver dos correlaciones para el par B, también para el par C y D.

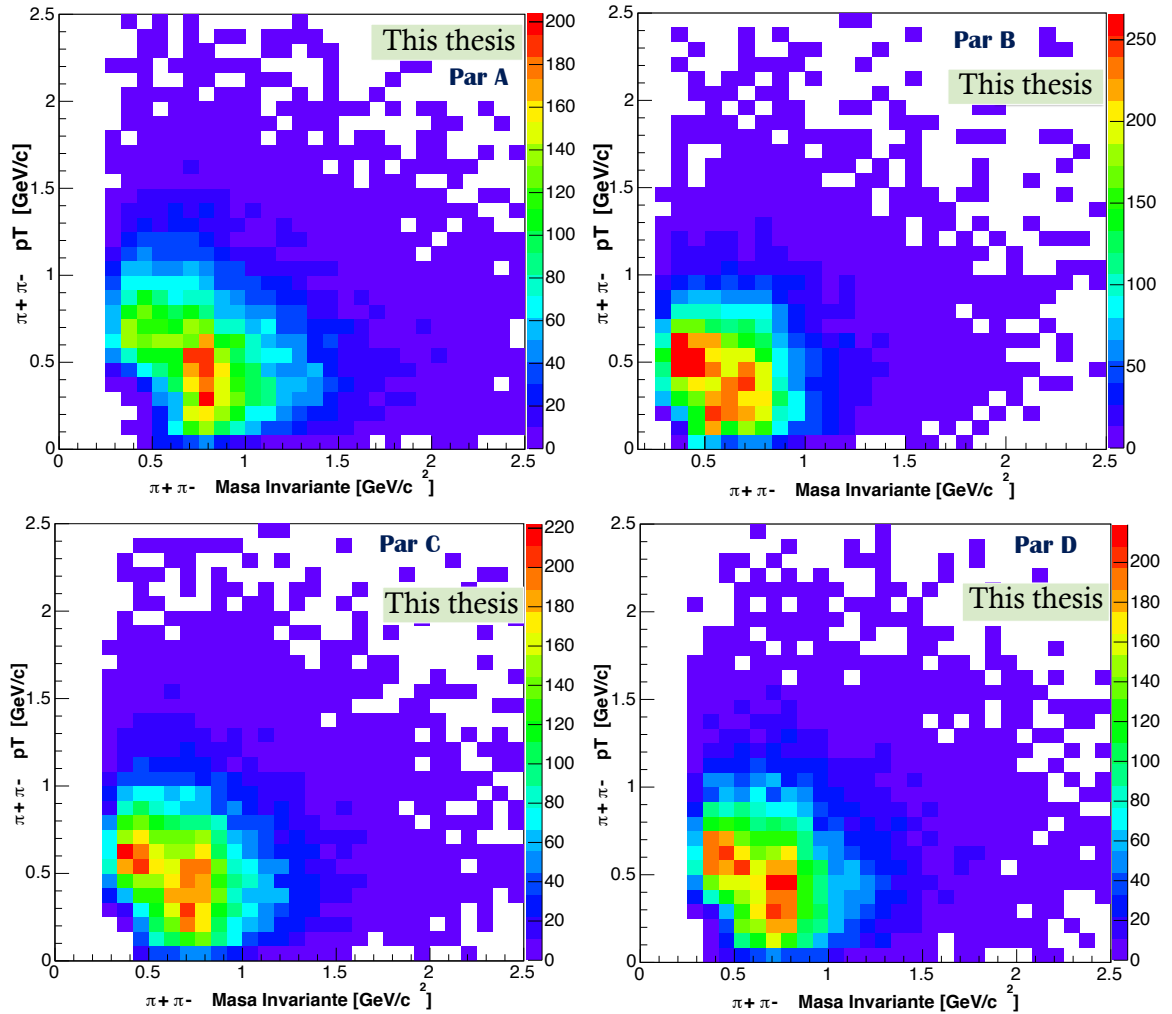


FIGURA 6.6. Correlación entre la masa y el momento transversal de cada subsistema $\pi^+\pi^-$.

6.3. Photoproducción de 4-piones en las colisiones p-Pb

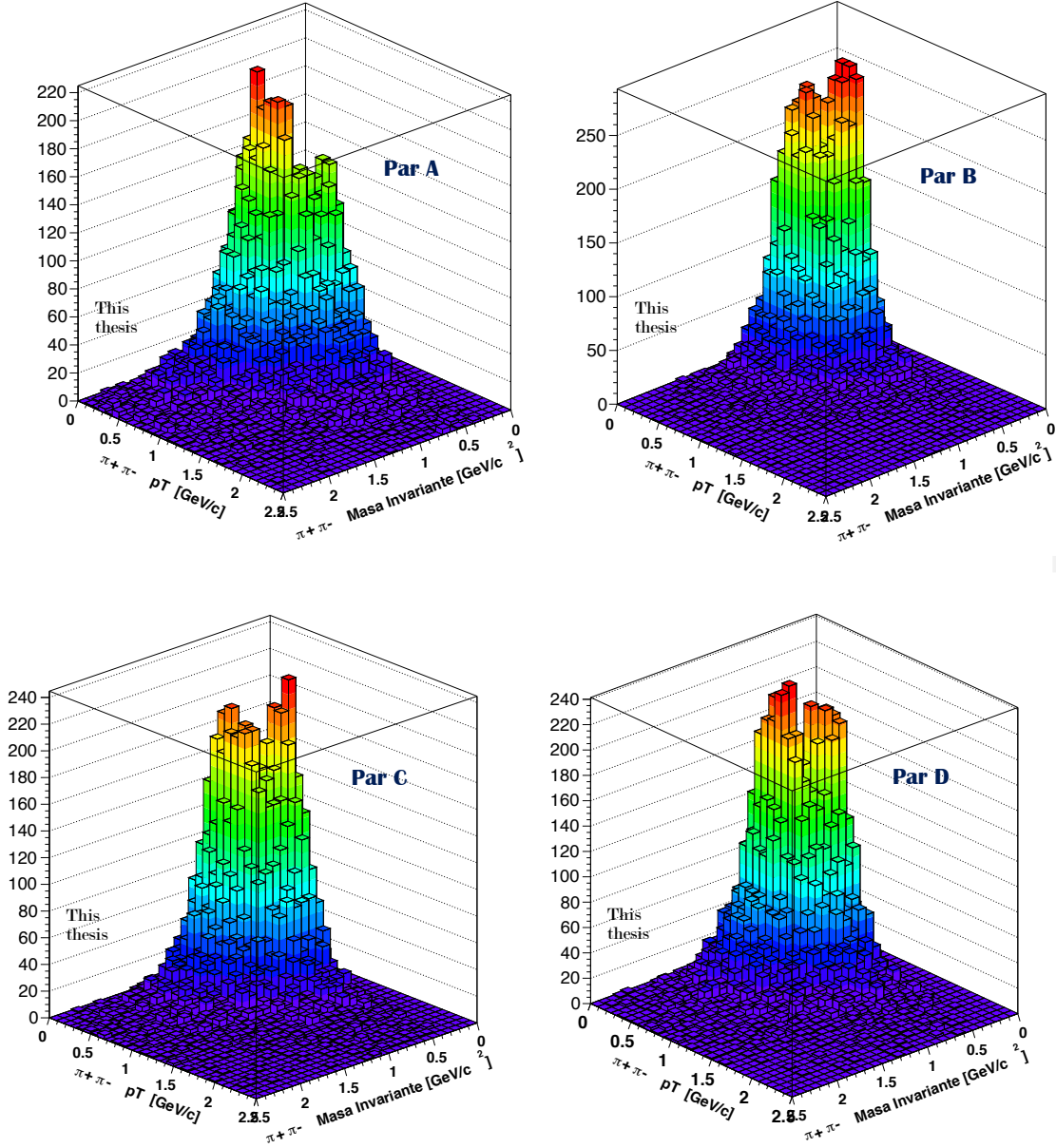


FIGURA 6.7. Correlación entre la masa y el momento transversal de cada subsistema $\pi^+\pi^-$ de los histogramas de la figura 6.6 con lego2.

La figura 6.7, muestra los histogramas de las correlaciones entre la masa y el momento transversal para cada par $\pi^+\pi^-$ con lego2. Estas dos señales, aparentemente resonancias, complican el análisis para el sistema $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$. Uno de los problemas de este análisis es la anchura de la ρ' en los datos reales, para los datos MC la anchura de la ρ' es más angosta y no encaja con los datos reales, pero la distribución de los dos subsistemas de los datos Monte Carlo ($\pi^+\pi^-$ ligeros

y pesado), tiene una forma similar al de los datos reales (ver figura 6.9). Con el fin de entender el sistema $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, se están estudiando estas dos aparentes resonancias para terminar el análisis de la ρ' .

6.3.4. Espectros de la masa invariante de 4 piones y de los subsistemas $\pi^+\pi^-$

Después de hacer una selección de trazas y una selección de eventos mostramos las distribuciones del p_T y el espectro de la masa invariante del sistema de 4 piones, figura 6.8, donde se puede observar la diferencia de la distribución de p_T del sistema de $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ con la distribución de p_T de 4 piones obtenido en las colisiones Pb-Pb y Au-Au (ver figura 6.1), en los experimento ALICE y STAR, respectivamente.

La condición para procesos coherentes en la fotoproducción exclusiva de ρ' en las colisiones ultraperiféricas p-Pb difiere de las condiciones obtenidas para las colisiones Au-Au y Pb-Pb (ver tabla 6.2, 6.3), por lo que la distribución de p_T de ρ' cambia figura 6.8.

Núcleo objetivo	A	$R = 1.2 \cdot A^{1/3}$ [fm]	$p_T \lesssim \frac{\hbar}{R}$ [GeV/c]
protón	~ 1.007276	~ 1.2029	$p_T \lesssim 0.1641$

CUADRO 6.3. En estas tabla se muestra la aproximación para la condición de un proceso coherente, en colisiones ultraperiféricas p-Pb.

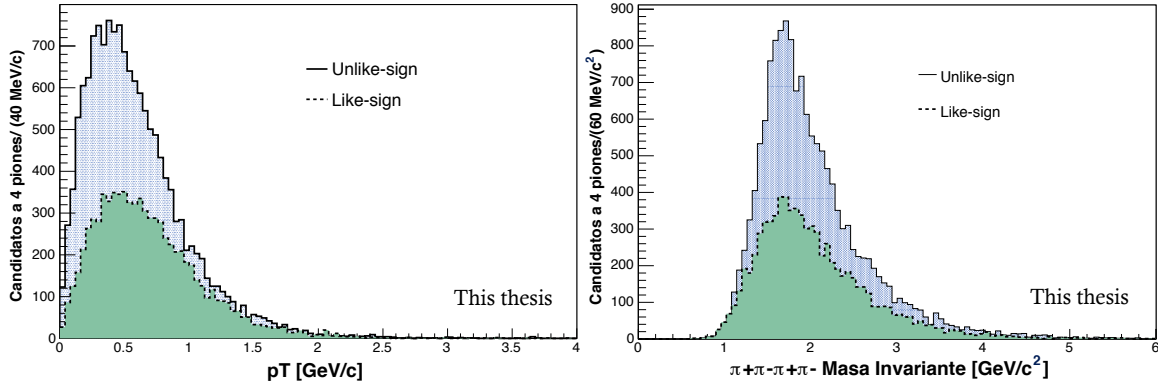


FIGURA 6.8. Distribuciones del momento transversal (izquierda) y de la masa invariante (derecha) del sistema de $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ producidos coherentemente en colisiones p-Pb en el experimento ALICE.

En la figura 6.8, los eventos *Unlike-sign* son eventos en donde tenemos 2-trazas con signos positivos y 2-trazas con signos negativos, y los eventos *Like-sign* son eventos con todas las posibles combinaciones que no corresponden a los eventos *Unlike-sign*. Las cuatro combinaciones son: 4-trazas con signos positivos y 0-trazas con signos negativos, 3-trazas con signos positivos y

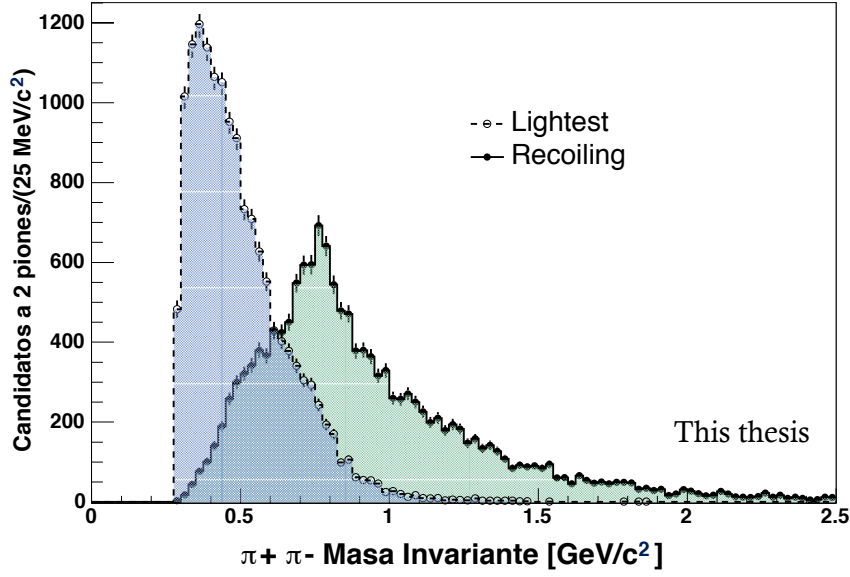


FIGURA 6.9. Distribución de la masa invariante de los dos subsistemas $\pi^+\pi^-$ de 4 piones en las colisiones p-Pb del experimento ALICE.

1-traza con signo negativo, 1-traza con signo positivo y 3-trazas con signos negativos, 0-trazas con signos positivos y 4-trazas con signos negativos. La forma similar de las dos distribuciones de los momentos transversales de los eventos *Unlike-sign* y *Like-sign* no es muy favorable.

La masa invariante de los dos subsistemas de 2 piones se muestra en la figura 6.9. La idea en estas distribuciones sería hacer un estudio en la $\rho^0(770)$ que viene del decaimiento de la ρ' . Este análisis está siendo estudiado actualmente para remover el ruido de los eventos disociativos y también está siendo estudiado utilizando eventos Monte Carlo.

6.4. Fotoproducción de 2 piones en las colisiones Pb-Pb

Para medir e identificar las trazas de las componentes del decaimiento del mesón vectorial ρ^0 se usaron los detectores ITS y TPC. El calorímetro ZDC se encargó de la medición de neutrones emitidos a ángulos pequeños, los calorímetros están localizados a 114 m en ambos lados del punto de interacción. En el análisis se usaron también los detectores TOF y V0. Los datos fueron colectados durante la corrida 2010 en las colisiones Pb-Pb a una energía del centro de masa de 2.76 TeV. Se emplearon dos diferentes *triggers*. Al inicio de la corrida, cuando la luminosidad fue baja, se requirió de al menos dos *hits* en el detector TOF. Cuando la luminosidad fue incrementando el *trigger* de selección se reforzó para mejorar la pureza, pidiendo al menos dos *hits* en SPD y sin actividad en ambos lados de V0. La luminosidad se determinó de la sección eficaz para activar al menos un neutrón en el calorímetro ZDC. Esta sección eficaz ha sido determinado de un van Der Meer scan dando un valor de $371.4 \pm 0.6(\text{est.})^{+24}_{-19}(\text{sist})$ b. La

Capítulo 6. Selección de datos

luminosidad integrada para cada muestra es $48_{-2}^{+3} \text{ mb}^{-1}$ sólo para el *trigger* TOF y $214_{-11}^{+14} \text{ mb}^{-1}$ para el *trigger* (SPD+TOF+VZERO).

Sólo se utilizó un *trigger* de TOF definido como:

◆ C0OM2 \equiv 0OM2: Al menos 2 *hits* en TOF.

El segundo *trigger* UPC que se utilizó es el CCUP2 definida en la sección 6.5.2. Se impuso la condición del CCUP2-*offline* a los datos 0OM2.

Las corridas usados para el 0OM2 son: 137161, 137162, 137230, 137231, 137232, 137235, 137236, 137243, y para el CCUP2 son: 139038, 139107, 139173, 139314, 139329, 139437, 139465, 139507. Son las ocho corridas que tienen el mayor número de eventos en ambas muestras. Algunas de la estadísticas para cada muestra se muestran en la tabla 6.4.

Selección	0OM2	CCUP2
Todos los eventos	968,557	103,380
Veto en V0 (<i>online</i>)	602,565	103,380
2 buenos tracks	36,615	22,366

CUADRO 6.4. Estadísticas de datos Pb-Pb colectados en 2010.

6.4.1. Selección eventos

Basados en la características de un evento de colisiones ultraperiféricas, un conjunto de cortes fueron aplicados a los datos:

- ◆ Eventos que activaron los *triggers* 0OM2 y CCUP2,
- ◆ Eventos con un vértice primario dentro de 10 cm de la posición del punto de interacción nominal, a lo largo del eje del haz,
- ◆ Eventos con exactamente dos trazas de ITS+TPC aceptados,
- ◆ Eventos con un vértice primario reconstruido,
- ◆ Eventos sin actividad en cualquiera de los detectores de V0,
- ◆ Eventos donde la energía que se pierde en la TPC, tiene que ser consistente con la de los piones dentro de 4 desviaciones estándar de las expectativas de Bethe-Bloch, es decir, $\Delta\sigma_{\pi^+}^2 + \Delta\sigma_{\pi^-}^2 < 16$ (figura 6.10),
- ◆ Eventos donde la rapidez de la partícula madre cumple $|y| < 0.5$.
- ◆ Eventos con el momento transversal de la partícula madre $p_T < 0.150 \text{ GeV}$, para obtener eventos coherentes,
- ◆ Eventos con trazas de cargas opuestas.

El ruido estimado de los pares like-sign ($\pi^+\pi^+$ y $\pi^-\pi^-$) es menor que 2% y fue sustraído de la muestra final *bin* por *bin* en la masa invariante.

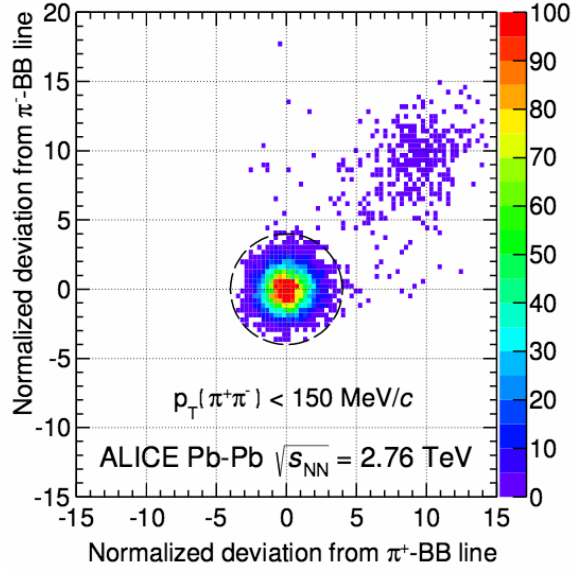


FIGURA 6.10. Identificación de π^+ o π^- por la TPC. Los ejes -x e -y muestran la desviación de la pérdida de energía medida de las expectativas de *Bethe-Bloch* (BB), para trazas positivas y negativas, respectivamente. La escala es tal que una unidad corresponde a una desviación estándar. El círculo, corresponde a 4σ para la muestra analizada. Los pares de piones e^+e^- fuera del círculo vienen de interacciones fotón-fotón ($\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$) [180].

6.4.2. Selección trazas

Para la selección de trazas, se requirió que cada traza tuviera al menos 70 puntos en el espacio de un máximo de 159 en el detector TPC con una χ^2 por grado de libertad del procedimiento de ajuste *Kalman* mejor que 4. Cada traza tuvo al menos un *hit* en el SPD. La distancia de máxima aproximación entre la traza y el vértice primario tuvo que ser menor que 2 cm a lo largo de la dirección del haz y menor que $0.0182 + 0.035/p_T^{1.01}$ cm (p_T en GeV/c) en el plano perpendicular a la dirección del haz. Para estimar los errores sistemáticos se hicieron otras tres selecciones de trazas [180]. La pérdida de energía de ionización para las trazas seleccionadas se muestra en la figura 6.10, en la figura es claro que cualquier posible contaminación de kaones y protones en la muestra es despreciable. Sin embargo, puede estar contaminada de muones de los procesos $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ que no pueden ser distinguidos de los piones usando la pérdida de energía. La contribución puede ser estimada del número de pares de e^+e^- en la muestra, dado que la sección eficaz $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ y $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ son casi iguales en la parte central (*at midrapidity*) para las masas invariantes muy por encima del umbral. También se puede calcular a partir de STARLIGHT [181]. Ambos métodos dan un número esperado de pares de muones, de alrededor de 5%, añadido al error sistemático. La contribución de $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ se espera que sea mucho menor que la contribución $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Además de los cortes de selección de traza por defecto, se usaron otros tres tipos de cortes con el fin de estimar errores sistemáticos. Estos cortes difieren de los cortes de selección de traza

por defecto descritos anteriormente, de la siguiente forma: a) aceptando sólo trazas reconstruidas en el ITS además de la combinación de la combinación ITS-TPC que satisface los cortes de selección de traza por defecto; b) usando sólo la información de la TPC y aceptando trazas teniendo al menos 50 puntos espaciales en la TPC (*TPC-Clusters*); c) usando los cortes de selección de traza por defecto con una fuerte restricción en las variables de la TPC, esto significa que las trazas tienen que tener al menos 120 a 159 (*TPC pad rows*) y tener un *cluster* mas de 80 % de los (*pad rows*) cruzados. Para el cálculo de la sección eficaz, se usa la media de los resultados de los cuatro métodos diferentes de selección de trazas. El error sistemático relacionado a la selección de trazas es estimado de la desviación de la media. Esto contribuye $^{+3.7}_{-3.0}$ % al error sistemático.

Los estudios Monte Carlo y la determinación de la luminosidad para la muestra colectada en las colisiones Pb-Pb, se dan en las secciones 7.1, 7.2 del capítulo 7.

6.5. Fotoproducción de 2 piones en las colisiones p-Pb

A continuación presentamos los cortes de selección de trazas y de eventos para las muestras de datos de las colisiones p-Pb en una energía del centro de masa de $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV. La descripción de las diferentes formas en que se fue adquiriendo este análisis de la fotoproducción exclusiva de ρ_0 , se dan en los siguientes capítulos. También en este análisis 9,299,835 y 24,448,874 de eventos fueron colectados por los *triggers* CINT1 y CCUP2, respectivamente, durante el periodo 2013. El mecanismo de producción es de una reacción γp , donde la energía promedio alcanzada en el sistema referencia del centro de masa, es de aproximadamente $W_{\gamma p} = 82.4$ GeV. Para la muestra del *trigger* CINT1 corresponde a colisiones p-Pb. Esto indica que el protón viaja del lado C al lado A y para CCUP2 corresponde a las colisiones Pb-p. Esto indica que el protón viaja del lado A al lado C del detector ALICE.

6.5.1. Selección de trazas

En la preselección de eventos en *LEGO-train* con dos trazas en el nivel AOD, se requirió que los eventos hayan sido disparados y registrados por los *triggers* CINT1 y CCUP2 y que tengan exactamente dos trazas. Además de las condiciones que deben satisfacer las trazas reconstruidas en cada evento:

- ① Al menos 70 *TPC-Clusters*.
- ② Una χ^2 por *cluster* de una traza de la TPC, menor a 4.
- ③ Al menos un *hit* en cualquiera de las dos capas del SPD.
- ④ TPC y ITS *refit*.
- ◆ *Refit* : Significa que cuando una traza es ajustado del TPC al ITS, y después del ITS al TPC, resulta la misma traza. Esto garantiza una buena traza (*track*).
- ⑤ La *DCA* al vértice primario. En la dirección z la $DCA_z < 2$ cm y DCA_{xy} menor que $0.0182 + 0.0350/P_T^{1.01}$, en la dirección transversal, donde el momento transversal del track P_T es

medido en GeV/c.

◆ *DCA (Distance of Closest Approach)* : Distancia de máxima aproximación de una traza.

6.5.2. La selección de eventos

La selección de eventos para el sistema de dos piones, se hizo a nivel AOD, con una preselección de los datos almacenados en el archivo ESD. Esta preselección es realizada por el sistema *LEGO (Lightweight Environment for Grid Operators) train* [182], que recoge múltiples análisis para correrlos juntos en la GRID, produciendo un archivo AOD, para un análisis más específico y local.

En esta sección se describen dos análisis de datos, de eventos registrados por dos *triggers* diferentes, representados en el experimento ALICE como: CINT1 (*CINT1-B-NOPF-ALLNOTRD*) y CCUP2 (*CCUP2-B-NOPF-ALLNOTRD*), y definidos como:

- CINT1: 0SMB | 0VBA | 0VBC.

Aquí el simbolo | representa la operación lógica OR. Se ha optado por preservar los términos que fueron utilizados para definir cada *trigger* en el experimento ALICE, definidos a continuación:

- 0SMB: Al menos un hit en SPD.
- 0VBA: Al menos una celda activada dentro de la ventana de V0A.
- 0VBC: Al menos una celda activada dentro de la ventana de V0C.

- CCUP2: 0OM2 AND 0SM2 *0VBA *0VBC.

El símbolo AND representa la operación lógica AND, y el simbolo * representa la operación lógica NOT y donde las condiciones de *trigger* son:

- 0OM2 : Al menos dos módulos disparados en el *trigger* TOF.
- 0SM2 : Al menos dos hits en SPD.
- *0VBA *0VBC : veto en V0.

El *trigger* CINT1 estuvo activo durante las colisiones p-Pb, mientras que el *trigger* CCUP2 tomó eventos de las colisiones Pb-p. En el análisis se requirieron los siguientes cortes :

- ◆ 1) Eventos que activaron los *triggers*.
- ◆ 2) Eventos con vértice primario.
- ◆ 3) Eventos analizados por el LEGO-train.
- ◆ 4) Eventos donde el tiempo medido por ZDC-A debe estar entre ± 10 ns ($|t_A^{ZDC}| < 10\text{ns}$), para rechazar eventos de otros BC (*bunch crossings*).
- ◆ 5) Eventos donde el tiempo medido por ZDC-C debe estar entre ± 10 ns ($|t_C^{ZDC}| < 10\text{ns}$), para rechazar eventos de otros BC (*bunch crossings*).

Capítulo 6. Selección de datos

- ✧6) Eventos sin señal en cualquiera de los detectores de V0 (*offline*).
- ✧7) Eventos con una distancia entre el vértice SPD y el Primario, sobre el eje z menor a 0.3 cm.
- ✧8) Eventos que tienen 2 trazas de cargas opuestas reconstruidas por la TPC y el ITS.
- ✧9) Eventos donde el número de sigmas, lejos de la hipótesis del pion determinada por la TPC para cada traza ($\sigma_{1,2}$), satisfacen la siguiente relación: $\sigma_1^2 + \sigma_2^2 < 16$ ((6.10)).
- ✧10) Eventos que cubren un rango de masa $2m_\pi < m_{\pi\pi} < m_{\rho^0} + 5\Gamma_{\rho^0}$.
- ✧11) Eventos que cubren una rapidez de $|y| < 0.5$.
- ✧12) Eventos donde no hubo información del tiempo en ambos calorímetros ZDC-A y ZDC-C (sin actividad en ambos calorímetros) [**señal**].

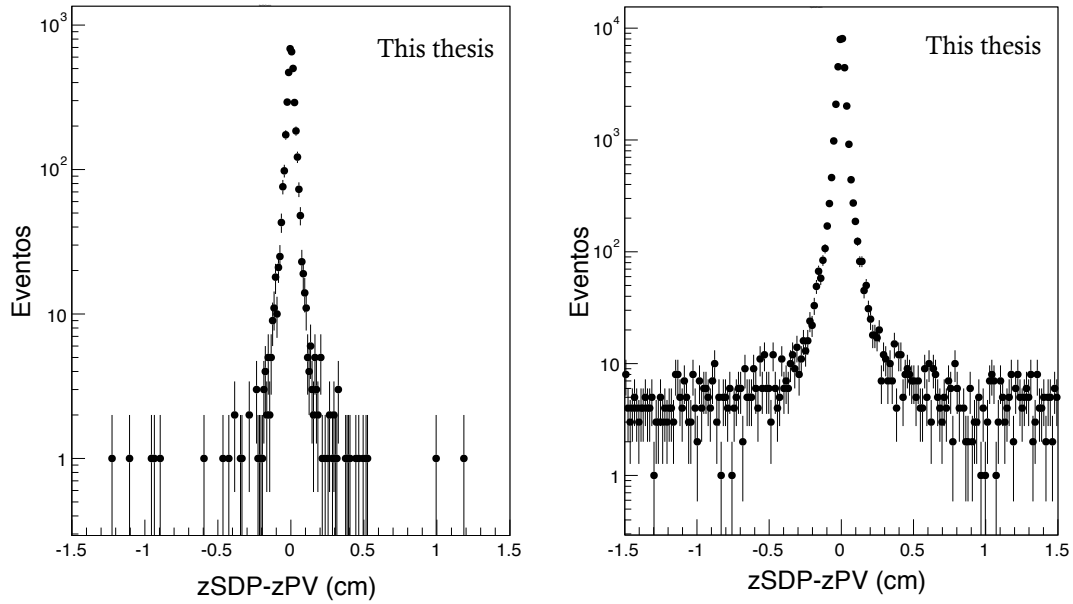


FIGURA 6.11. Distribución de los eventos con una distancia entre el vértice SPD y el Primario, sobre el eje z menor a 0.3 cm, para la muestra del *trigger* CINT1 (izquierda) y para la muestra del CCUP2 (derecha), antes de este corte de selección.

El ruido se obtuvo haciendo los siguiente cortes, después del corte de la rapidez $|y|$:

- ✧ Actividad en ZDC-C y no en ZDC-A [**ruido**].
- ✧ Actividad en ZDC-A y no en ZDC-C [**ruido**].
- ✧ Actividad en ZDC-C y en ZDC-A [**ruido**].

El número de eventos obtenidos en cada corte, se dan en el apéndice B.

6.5.3. Extracción de la señal

La sustracción del ruido fue realizado utilizando el tiempo del calorímetro ZDC, pidiendo que no haya ninguna actividad en ambos lados del ZDC (ZDC-A y ZDC-C), después de todos los

6.5. Fotoproducción de 2 piones en las colisiones p-Pb

cortes de selección (figura 6.12). Es posible distinguir los dos tipos principales de ruido utilizando el calorímetro ZDC: fotoproducción disociativa y colisiones hadrónicas. El primero produce un sistema de baja masa en la dirección de vuelo del protón, manteniéndose intacto el núcleo del plomo en el segundo caso tanto el protón como el núcleo de plomo se rompen.

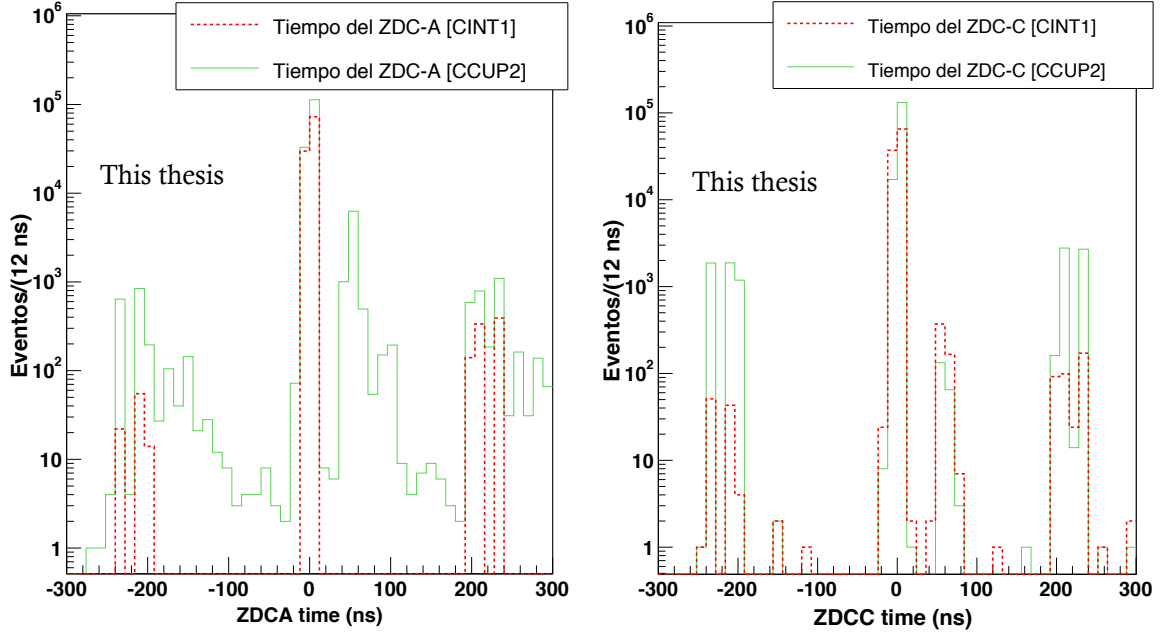


FIGURA 6.12. Distribución del tiempo de los calorímetros ZDC-A (izquierda) y ZDC-C (derecha) para las muestras CINT1 (rojo) y CCUP2 (verde), antes del corte de selección en el tiempo de ZDC.

La eficiencia para etiquetar eventos donde se rompe el núcleo de plomo es muy alta, por lo que el calorímetro suprime la mayor parte de este ruido. La eficiencia para etiquetar el protón que se rompe es desconocida, pero no se espera mucho ruido de este tipo. Estas son algunas de las fuentes principales del ruido que se esperan tener, pero que aún no se han removido por completo.

La figura 6.13 muestra la distribución del momento transversal para las muestras de la señal y del ruido de eventos registrados por los *triggers* CINT1y CCUP2. Dado que la muestra del *trigger* CINT1 es de las colisiones p-Pb, los protones se dirigen en la dirección A y donde los símbolos azules (triángulos) representan la contribución del ruido disociativo, mientras que los símbolos de color verde (cuadrados) y cian (círculos huecos) están dominados por el ruido hadrónico y los mismo aplica para la muestra CCUP2 que fué tomado en modo Pb-b.

La distribución de la masa invariante correspondiente a cada distribución del momento transversal de la figura 6.13, se muestran en la figura 6.14. La muestra dominada por el ruido disociativo muestra un claro pico alrededor de la masa de ρ^0 y una distribución más amplia en el momento transversal que en la muestra de la señal.

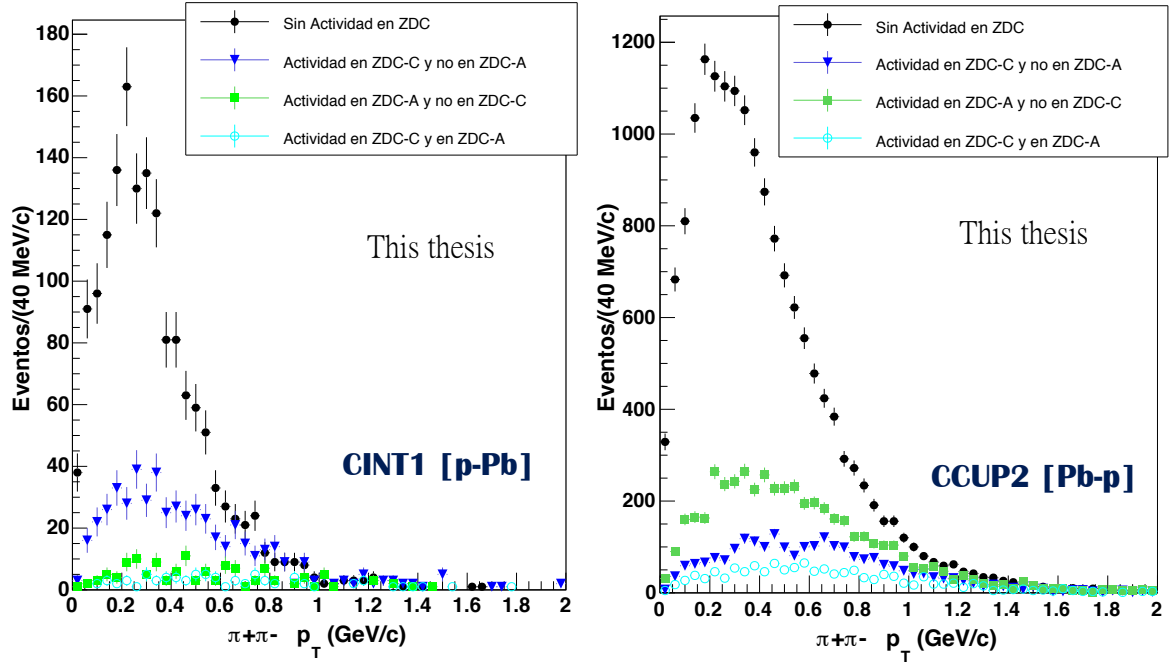


FIGURA 6.13. Distribución del momento transversal de la señal y del ruido para eventos registrados por CINT1 (izquierda) y por CCUP2 (derecha). Los puntos negros corresponden a la señal, mientras que el azul (triángulos), verde (cuadrados) y cian (círculos huecos) corresponden al ruido, discriminados por el ZDC-A y ZDC-C, después de todos los cortes de selección.

Sustracción del ruido: La contribución de los cuatro estados de las partículas, donde dos de ellos no han sido observadas en el detector se resta usando la muestra del mismo signo. Este procedimiento se aplica tanto para la muestra de la señal y para la muestra dominado por la disociación de protones. La resta se realiza en un histograma 2D de la masa y del momento transversal para cada *bin* en la rapidez es analizado.

La forma de la distribución del momento transversal en un rango de masa dado del ruido que viene de los eventos disociativos es obtenido usando la muestra del ruido con actividad en el ZDC-neutrón correspondiente. Para corregir el número de ρ^0 s, fue necesario obtener una escala para el ruido disociativo en un rango de p_T (1,1.5) GeV/c, y con esta escala se obtiene el número correcto de eventos disociativos en la región de la distribución de p_T para el análisis. Esta forma del ruido escalado se utiliza para restar el fondo de la distribución de la señal.

El ruido hadrónico restante se sustrajo usando una función polinomial de primer orden en el ajuste de la distribución de la masa. Este procedimiento ha sido utilizado por ZEUS y su aplicación en este análisis se justifica por la forma de la distribución de la masa de la muestra del mismo signo y de la muestra dominado por el ruido hadrónico.

Los estudios Monte Carlo y la determinación de la luminosidad para la muestra colectada en las colisiones p-Pb, se dan en la sección 7.3, 7.4 del capítulo 7.

6.5. Fotoproducción de 2 piones en las colisiones p-Pb

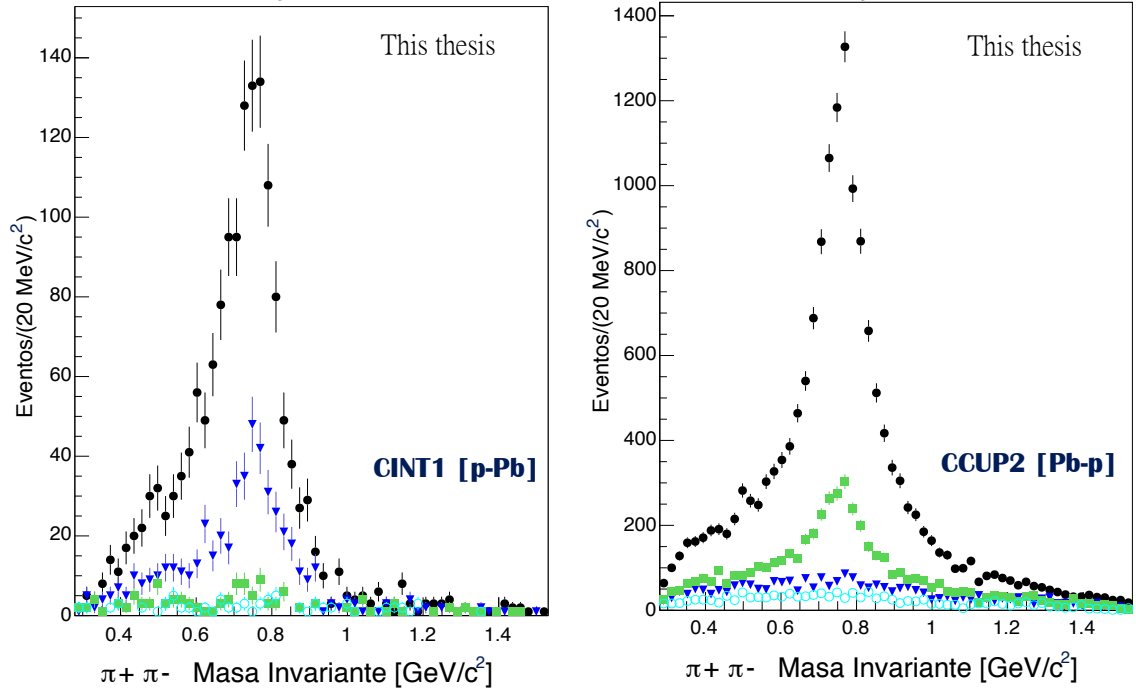


FIGURA 6.14. Distribución de la masa invariante de la señal y del ruido para eventos registrados por CINT1 (izquierda) y por CCUP2 (derecha). Los puntos negros corresponden a la señal, mientras que el azul (triángulos), verde (cuadrados) y cian (puntos huecos) corresponden al ruido, discriminados por el ZDC-A y ZDC-C, después de todos los cortes de selección.

La eficiencia y la luminosidad

Los eventos seleccionados en la muestra de datos representan los candidatos a ρ^0 , dentro de una región geométrica y de espacio fase bien definida. Cuando la ρ^0 decae en dos piones y escapan a través del tubo del haz del detector ALICE, atraviesan una región donde el detector no es capaz de detectarlos y se dice que hay una *limitación geométrica*, lo mismo si uno de los piones que tiene un momento transversal menor a 100 MeV no es detectado, por lo que hay una *limitación cinemática* en el detector. La pérdida global de eventos debido a estas limitaciones se llama *aceptancia*. La eficiencia total es una combinación de la eficiencia de reconstrucción de eventos y de la eficiencia de los *triggers* en el detector ALICE.

Por lo tanto, para compensar la pérdida de eventos obtenidos en la muestra de datos, se corrige con una eficiencia global determinada a partir de los estudios Monte Carlo. La eficiencia y la aceptancia del detector ALICE para este análisis fueron estudiadas usando el generador Monte Carlo (MC) STARLIGHT [78] (ver capítulo 4) que describe la producción de mesones vectoriales coherentes acompañados por una excitación de Coulomb mutuo en UPCs.

7.1. Estudios Monte Carlo para las colisiones Pb-Pb

Aunque el corte en el momento transversal $p_T < 0.150$ GeV/c del sistema $\pi^+\pi^-$ deja en su mayoría eventos coherentes, permanecerán en esta región de la muestra una pequeña cantidad de eventos incoherentes. Para sustraer estos eventos, se generaron muestras de eventos incoherentes y coherentes por STARLIGHT. Los eventos simulados fueron reconstruidos con las mismas condiciones que los datos reales. La figura 7.1 muestra el ajuste de la distribución del momento transversal p_T de $\pi^+\pi^-$ con el *template* MC. Este *template* está construido con eventos coherentes más eventos incoherentes, dejando sólo la normalización de cada distribución como parámetros

libres. En la figura 7.1 el pico coherente tiende a desplazarse a bajo momento respecto al de los datos de STARLIGHT, algo similar se observa en STAR [183]. La forma del pico coherente en la distribución de p_T viene determinada por el factor de forma nuclear.

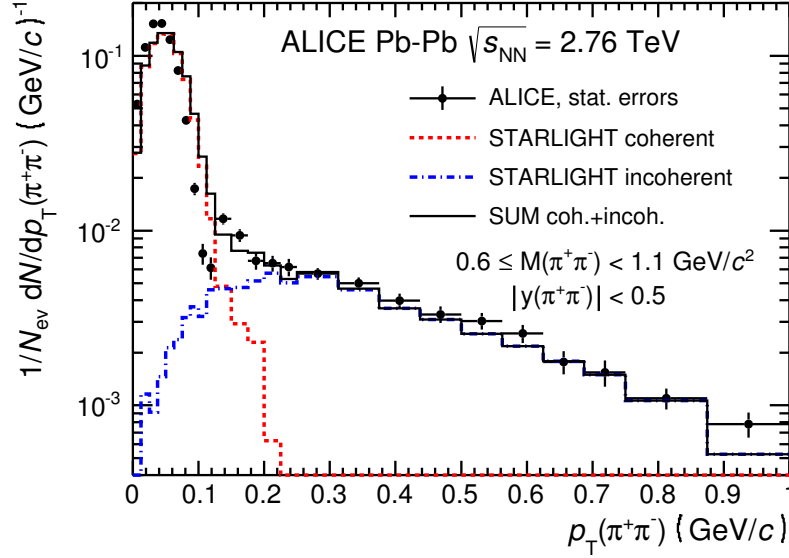


FIGURA 7.1. Distribución del momento transversal para el par de piones. Los histogramas con línea en puntos rojos y la línea segmentada en barras y puntos de color azul muestran la distribución de p_T normalizado de STARLIGHT, de producciones coherente e incoherentes de ρ^0 , respectivamente. El histograma de línea sólida color negro es la suma de ambos [180].

Como ya se ha mencionado anteriormente, la distribución de la masa invariante del par de piones necesita corregirse por la eficiencia y por la aceptación después de los cortes de selección. Para estimar la eficiencia y la aceptación se utilizó Monte Carlo, como la razón de eventos aceptados y generados $\varepsilon = n_{acc}/n_{gen}$, para cada bin en la masa invariante. El error se determinó usando la varianza, es decir, $var(n_{acc}) = n_{gen}\varepsilon(1 - \varepsilon)$. Se realizó una simulación de producción de dos piones con una distribución de la masa invariante en el rango $2m_\pi \leq M_{\pi\pi} \leq M_{\rho^0} + 5\Gamma_{\rho^0}$ GeV/ c^2 . El rango del momento transversal es $0 \leq p_T \leq 0.15$ GeV/ c . Las condiciones de funcionamiento del detector pueden cambiar con el tiempo, la información sobre el estado del detector se almacena en la OCDB (*Offline Conditions Data Base*) para cada corrida. En las simulaciones esta información se usa para reproducir las condiciones del detector, por lo tanto, en las simulaciones tiene que estar anclado a una corrida específica.

7.2. Medición de la luminosidad en las colisiones Pb-Pb

La luminosidad para las muestras de los *triggers* utilizados durante las colisiones Pb-Pb en 2010 fueron determinadas usando dos métodos diferentes, uno basado en el trigger ZDC y el otro en eventos del *minimum bias*. Aquí sólo mostraremos el primer método. La

7.3. Estudios Monte Carlo para las colisiones p-Pb

sección eficaz para el *trigger* 1ZED del detector ZDC determinada por un vdM-scan [184, 185] es $\sigma_{1ZED} = (371.4 \pm 0.3(\text{est.})_{-19}^{+24}(\text{syst.}))$ b. En este caso la fórmula para calcular la luminosidad es [101]:

$$\mathcal{L} = (\text{fracción de eventos analizados}) \cdot f[UPC] \cdot \frac{N_{1ZED}}{\sigma_{1ZED}}, \quad (7.1)$$

donde N_{1ZED} es el número de disparos de 1ZED y $f[UPC]$ es un factor de corrección para la reducción de escala (*downscaling*). La luminosidad para la muestra C00M2 es $48_{-2}^{+3}(\text{sist})$ mb^{-1} , para la muestra del *trigger* CCUP2 es $214_{-19}^{+14}(\text{sist.})$ mb^{-1} . La luminosidad calculada usando el método 1ZED es aproximadamente un 6% mayor que la luminosidad calculada con el método del MB, consistente dentro de los errores. En este análisis se usó la luminosidad del método 1ZED.

7.3. Estudios Monte Carlo para las colisiones p-Pb

La distribución de masa invariante de $\pi^+\pi^-$ en este análisis de datos necesita corregirse por la eficiencia y la aceptación. La aceptación es la razón de número de eventos donde ambos tracks golpean al detector y el número total de pares de trazas, y la eficiencia de reconstrucción es la razón del número de trazas reconstruidos y el número de partículas que atraviesan el detector. A partir de esto se define la eficiencia total como el producto de la aceptación geométrica del detector y la eficiencia de reconstrucción. Esta cantidad se determina como la razón de eventos con dos trazas reconstruidos en el detector ALICE y el número total de eventos con una partícula ρ^0 fotoproducida. Por lo tanto, el producto de aceptación por eficiencia se define como:

$$Acc \times Eff = \frac{N_{Rec}}{N_{Gen}}, \quad (7.2)$$

donde N_{Rec} es el número de eventos reconstruidos después de los cortes de selección y N_{Gen} el número de eventos generados. La generación* de eventos se realizó restringiéndose a una región rapidez de $\pi^+\pi^-$ dentro de ± 1 y simulando la posición del vértice en la dirección en la dirección z dentro ± 1 sigma. El número total de eventos Monte Carlo para cada *trigger* usados para este análisis son 116800 (CINT1) y 641200 (CCUP2) eventos colectados en las colisiones p-Pb, y Pb-p, respectivamente.

7.3.1. Eficiencia para la muestra del trigger CCUP2 (Pb-p)

Para los eventos MC generados correspondientes al *trigger* CCUP2, se restringió a los siguientes intervalos:

*Los detalles de la producción de eventos simulados, están en: <https://alice.its.cern.ch/jira/browse/ALIROOT-5903>, <https://alice.its.cern.ch/jira/browse/ALIROOT-5904>.

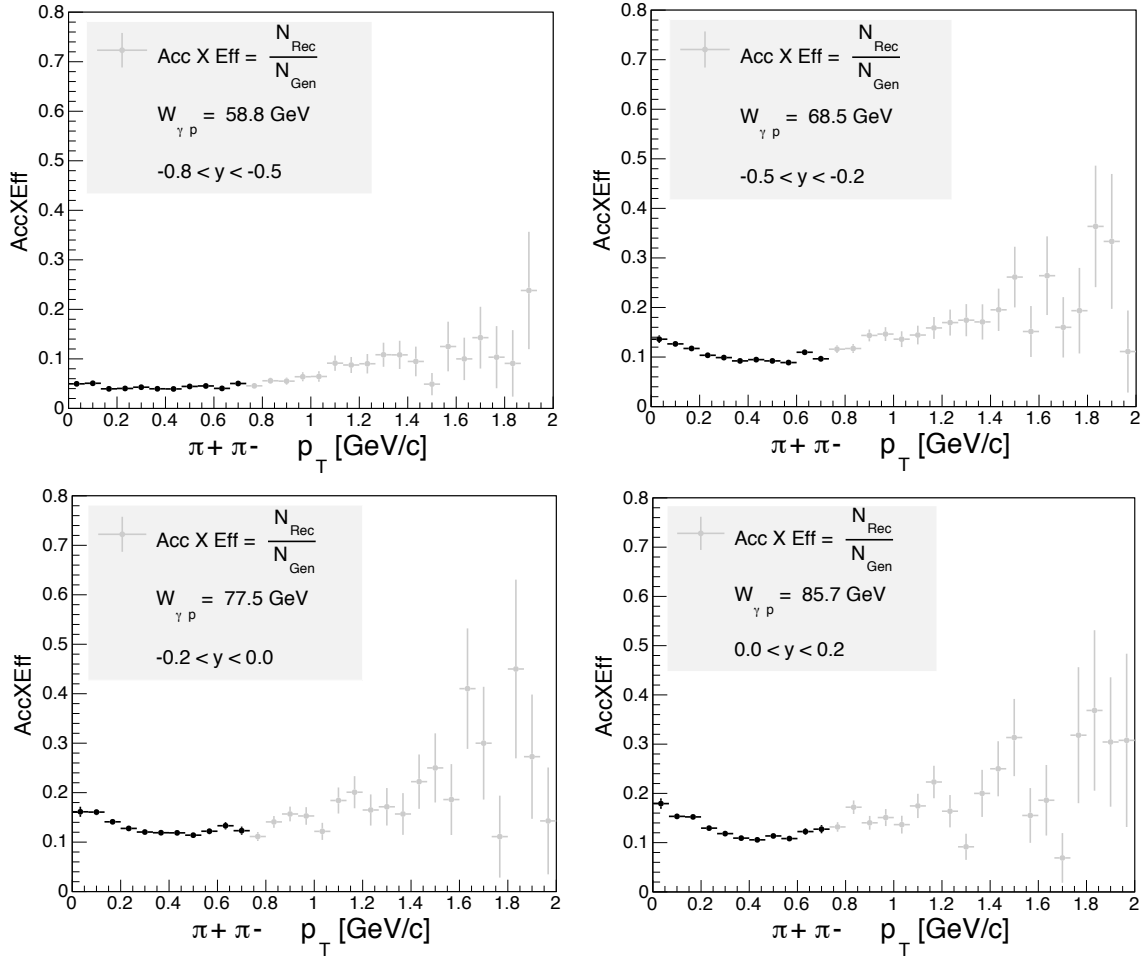


FIGURA 7.2. Las eficiencias en función del momento transversal para los primeros cuatro intervalos de la rapidez y el resto se muestran en la figura 7.3. Los puntos negros corresponden a la región de interés que corresponde a $|t| < 0.5$ [GeV/c]².

- ◆ $0.28 < m_{\pi\pi} < 1.48$ GeV/c².
- ◆ $0.0 < p_T < 2.0$ GeV/c.
- ◆ $-1.0 < y < 1.0$.

Mientras que para eventos reconstruidos, los cortes de selección fueron los siguientes:

- ◆ Eventos disparados por CCUP2.
- ◆ Eventos con veto en V0 (offline).
- ◆ Eventos con un vértice SPD con al menos un contribuidor (traza).
- ◆ Eventos con la distancia entre el vértice SPD y el Primario, el eje z es menor a 0.3 cm.
- ◆ Eventos con exactamente dos trazas de cargas opuestas.

7.3. Estudios Monte Carlo para las colisiones p-Pb

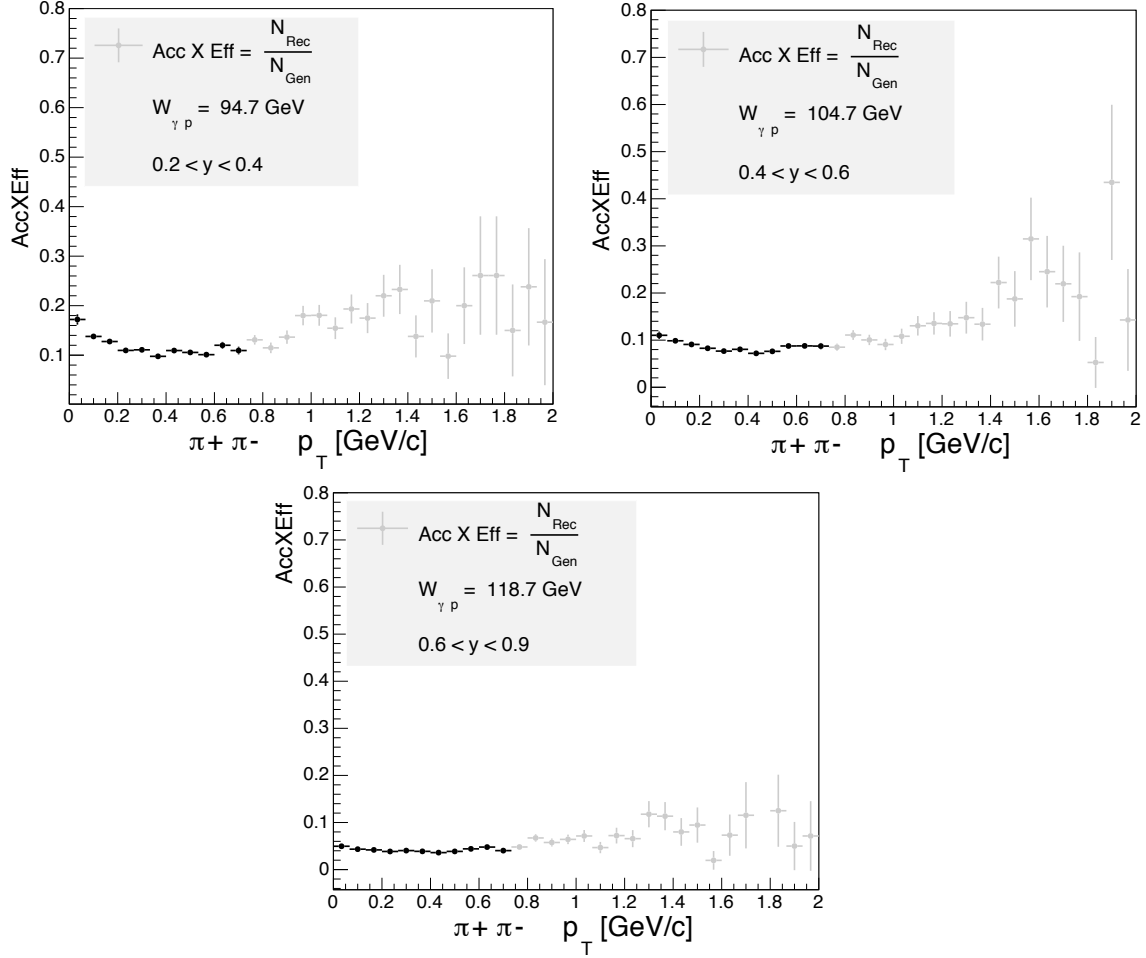


FIGURA 7.3. Las eficiencias en función del momento transversal para los últimos tres intervalos de la rapidez. Los puntos negros corresponde a la región de interés que corresponde a $|t| < 0.5$ [GeV/c]².

- ◆ Eventos con PID de trazas por la TPC (piones).
- ◆ $0.28 < m_{\pi\pi} < 1.48$ GeV/c²
- ◆ $0.0 < p_T < 2.0$ GeV/c
- ◆ $-1.0 < y < 1.0$

El número de eventos reconstruidos fue de 47,142. Las partículas simuladas son procesadas a través de GEANT para la propagación de partículas a través del detector y simulación de la respuesta del detector, reconstruido con AliRoot con los mismos algoritmos que los datos reales. Para la muestra de CCUP2, hay suficientes eventos en el rango de la rapidez $-0.8 < y < 0.9$ para hacer un estudio en diferentes *bins*. Aquí los diferentes *bins* para el análisis son: $(-0.8, -0.5)$, $(-0.5, -0.2)$, $(-0.2, 0.0)$, $(0.0, 0.2)$, $(0.2, 0.4)$, $(0.4, 0.6)$, $(0.6, 0.9)$, que se darán más detalles en el siguiente

capítulo.

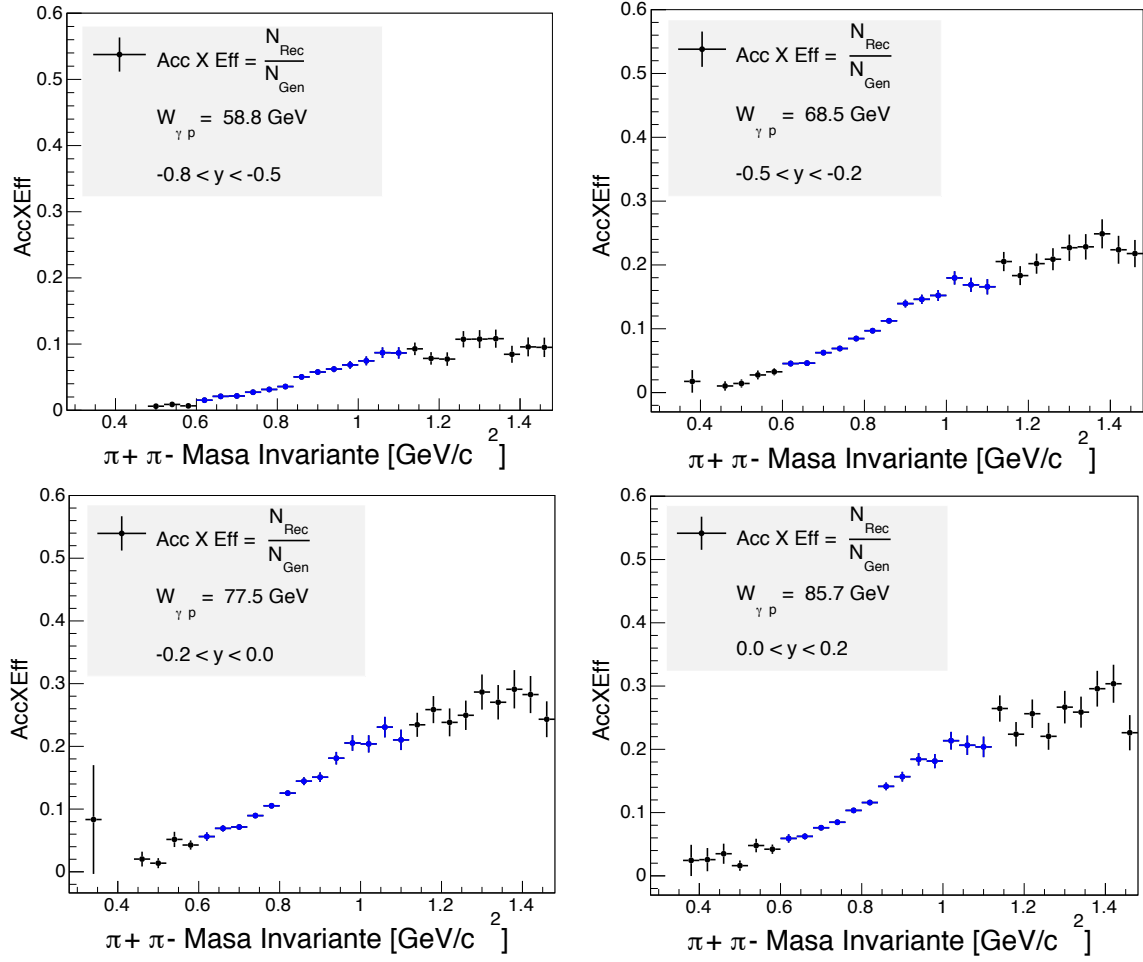


FIGURA 7.4. Las eficiencias en función de la masa invariante para los primeros cuatro intervalos de la rapidez y el resto se muestran en la figura 7.5. Los puntos azules corresponden a una región de la masa invariante $(0.61 < m_{\pi\pi} < 1.12) \text{ GeV}/c^2$ donde se extraerá la señal, es decir, el número de ρ^0 s. Estos datos sólo corresponden a eventos con el momento transferido al protón $|t| < 0.5 [\text{GeV}/c]^2$, donde $|t|$ es el momento al cuadrado transferido al vertice del protón.

Como la eficiencia es fuertemente dependiente en las variables cinemáticas, está determinada en cada región de la rapidez y , correspondiente a cada valor de la energía γp representada por $W_{\gamma p}^\dagger$, como función del momento transversal y de la masa invariante en bins de $66.7 \text{ GeV}/c$ y $40 \text{ GeV}/c^2$, respectivamente. El número de eventos es extraído de la distribución de la masa invariante en el rango de $(0.61 < m_{\pi\pi} < 1.12) \text{ GeV}/c^2$. Por lo tanto, sólo los factores de corrección dentro de este rango de masa son relevantes (puntos azules en las gráficas de las figuras 7.4, 7.5). Usando sólo la distribución del momento transversal en el intervalo $p_T \leq 0.7 \text{ GeV}/c$, donde la

[†]Los detalles de la determinación $W_{\gamma p}$, están en el capítulo 9

7.3. Estudios Monte Carlo para las colisiones p-Pb

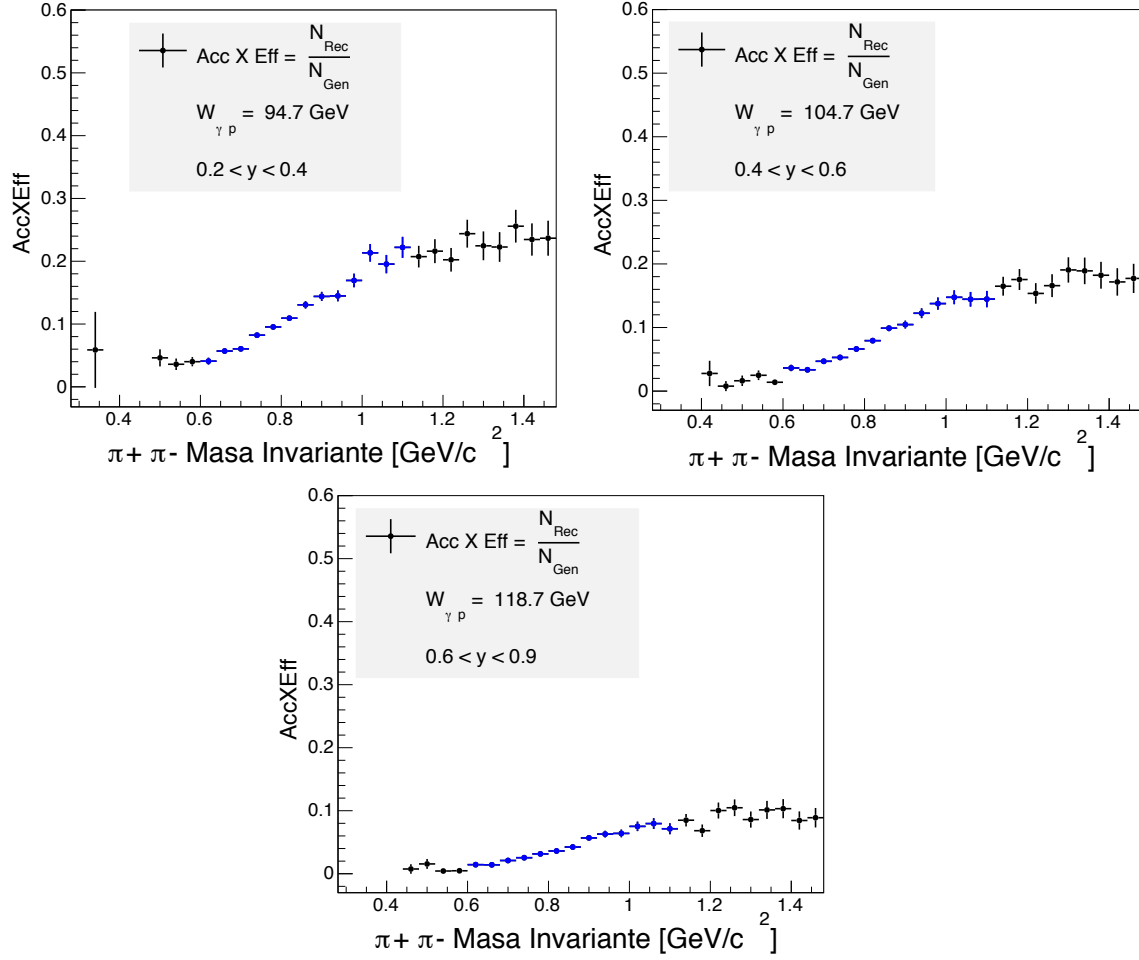


FIGURA 7.5. Las eficiencias en función de la masa invariante para los últimos tres de siete intervalos de la rapidez. Los puntos azules corresponden a una región de la masa invariante ($0.61 < m_{\pi\pi} < 1.12$) GeV/c^2 donde se extraerá la señal, es decir, el número de ρ^0 s. Estos datos sólo corresponden a eventos con el momento transferido al protón $|t| < 0.5 [\text{GeV}/c]^2$, donde $|t|$ es aproximadamente el cuadrado del momento transversal.

aceptancia por la eficiencia es aproximadamente constante.

Las figuras 7.5, 7.5 muestra las eficiencias en función de la masa invariante. Toda la distribución corresponde a eventos con p_T en la región de puntos negros de las figuras 7.2 y 7.3, la barras de errores están determinadas por una función binomial. Las correcciones de la masa invariante *bin por bin*, se mostrarán en el capítulo 9.

Con el fin de comparar los resultados de la muestra del *trigger* CINT1 (p-Pb) con las de CCUP2 (Pb-p), se muestra la eficiencia en un rango de la rapidez de $-0.5 < y < 0.5$. En la figura 7.6 la parte analizada está marcado con puntos negros en la eficiencia en función de p_T , mientras que la parte representada con puntos azules, es de interés para la sustracción de la señal, en la eficiencia en función de la masa invariante. La muestra final de candidatos $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ coherentes

Capítulo 7. La eficiencia y la luminosidad

serán corregidos por estas eficiencias *bin por bin* en la región de interés de la masa invariante, para cada región de la rapidez, presentados el capítulo 9.

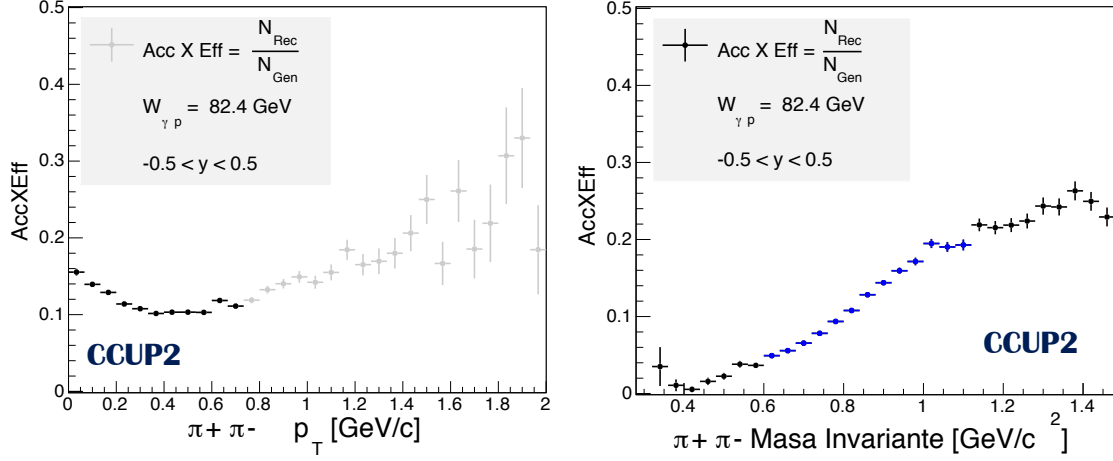


FIGURA 7.6. La eficiencia en función de la masa invariante y del momento transversal para una región de la rapidez $|y| < 0.5$.

7.3.2. Eficiencia para la muestra del trigger CINT1 (p-Pb)

Para la muestra del *trigger* CINT1 (p-Pb) los eventos reconstruidos se sometieron al mismo corte de selección mostrado en la sección 7.3.1, donde el número de eventos reconstruidos después de los cortes de selección fueron 28,988.

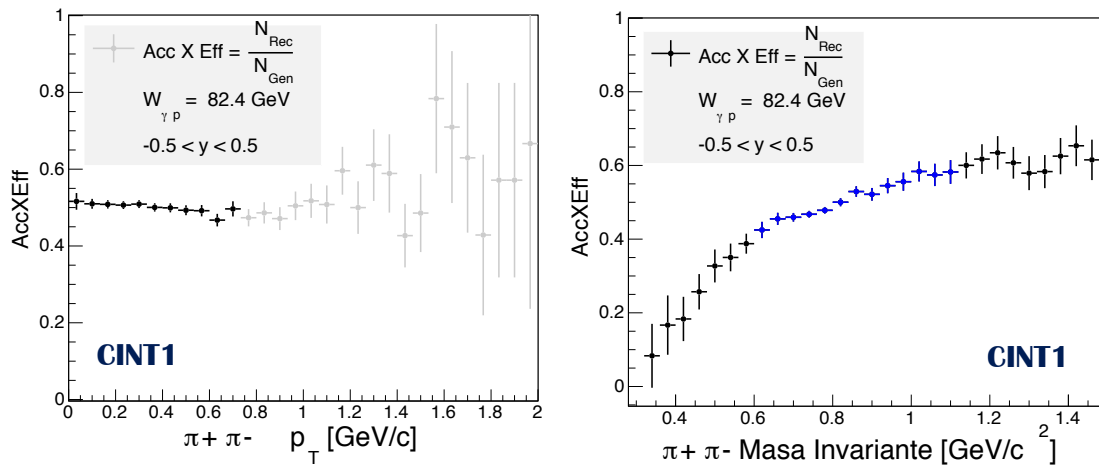


FIGURA 7.7. La eficiencia en función de la masa invariante y del momento transversal para una región de la rapidez $|y| < 0.5$ para la muestra del *trigger* CINT1.

7.4. Medición de la luminosidad para las colisiones p-Pb

Para determinar la sección eficaz de una reacción, se tiene que conocer la luminosidad integrada de los datos que se están analizando. Para determinar la luminosidad de dos haces de partículas en colisión, la distribución de la densidad de haz es muy importante. Si uno asume colisiones frontales ($\vec{v}_1 = -\vec{v}_2$) y que las densidades no están correlacionados en todos los planos, en estas condiciones la expresión para la luminosidad es [186]:

$$\mathcal{L} = 2N_1N_2fN_b \int \int \int \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{1x}(x)\rho_{1y}(y)\rho_{1s}(s-s_0)\rho_{2x}(x)\rho_{2y}(y)\rho_{2s}(s+s_0). \quad (7.3)$$

Aquí N_1 y N_2 son el número de partículas en cada racimo (*bunch*), f es la frecuencia de cruce de los racimos, N_b es el número de racimos en un haz (*beam*); ρ_{1x} , ρ_{2x} , ρ_{1y} , ρ_{2y} , ρ_{1s} , ρ_{2s} , son las funciones de distribución de densidad del haz. Para nuestra integración utilizamos la distancia de los dos haces al punto interacción $s_0 = c \cdot t$ como la variable temporal. Se asume que los dos haces se juntan en $s_0 = 0$.

Para evaluar esta integral se deben conocer todas las distribuciones. A menudo es plenamente justificado asumir distribuciones Gaussianas. Con esta suposición uno obtiene la siguiente expresión:

$$\mathcal{L} = \frac{N_1N_2fN_b}{4\pi\sigma_x\sigma_y}. \quad (7.4)$$

Para llegar a esta expresión se asumen haces iguales, es decir, $\sigma_{1x} = \sigma_{2x}$, $\sigma_{1y} = \sigma_{2y}$ y $\sigma_{1s} = \sigma_{2s}$ (tamaños transversales y longitudinal del haz). Dado que la luminosidad instantanea tiene unidades $1/(\text{tiempo}) \cdot (\text{área})$, para una muestra de datos, se tiene una luminosidad integrada que tiene unidades de $1/(\text{área})$. Los parámetros de la ec.(7.3) son muy difíciles de determinar directamente, por lo que frecuentemente se determina la luminosidad de la razón de eventos para un proceso con una sección eficaz conocida. Por lo tanto la luminosidad integrada se determina como la razón de el número de disparos de tipo A entre la sección eficaz para el *trigger* A.

$$\int \mathcal{L} dt = \frac{\text{No. de disparos del tipo A}}{\text{Sección eficaz para el trigger A}}. \quad (7.5)$$

Para este análisis dos métodos se emplearon para estimar la luminosidad, basados en los disparos de T0.

La luminosidad integrada de la muestra CINT1, se determinó en un análisis de datos a nivel ESD y AOD, la razón de un análisis a nivel ESD, se debe a la sensibilidad del *trigger* CINT1, al ruido.

7.4.1. Medición de la luminosidad de la muestra CINT1 (p-Pb)

7.4.1.1. Método 1

La luminosidad[‡] para la muestra del *trigger* CINT1 se calculó utilizando la sección eficaz visible de T0. Esta sección eficaz para el periodo p-Pb en el que estuvo activo el *trigger* CINT1 fue de $\sigma_{T0} = 1.59 \pm 0.06$ b. Se hace un conteo de los eventos registrados por el *trigger* T0 y el *trigger* CINT1 en las correspondientes corridas. La luminosidad integrada está determinada por una ecuación simple antes de la corrección:

$$\mathcal{L} = \frac{N_{CINT1andC0TVX}}{\sigma_{T0}}, \quad (7.6)$$

donde $N_{CINT1andT0}$ es el número de eventos, en los que ambos *triggers* fueron activados. Este número cuenta el número de disparos de los *triggers*, pero necesitamos el número de las colisiones T0 (en general, es mucho mayor que el número de disparos, dado que muchas colisiones pueden acumularse en un BC (*Bunch Crossing*)). Por lo tanto, con el fin de llegar a la luminosidad correcta, se aplica una primera corrección:

$$\mathcal{L} = \left(\frac{N_{CINT1andC0TVX}}{\sigma_{T0}} \right) \left(\frac{\mu}{1 - e^{-\mu}} \right). \quad (7.7)$$

Donde μ es la probabilidad de *pile-up*. En esta corrección, se toman en cuenta los eventos *pile-up*. Pero el objetivo es analizar la fotoproducción exclusiva de ρ^0 . Los eventos exclusivos pueden ser estropeados por los eventos *pile-up* con interacciones hadrónicas. Por lo tanto, sólo debe considerarse la luminosidad correspondiente a los eventos con exactamente una colisión CINT1 (*UPC pile-up*). Por lo tanto, la luminosidad correcta es:

$$\mathcal{L} = \left(\frac{N_{CINT1andC0TVX}}{\sigma_{T0}} \right) \left(\frac{\mu}{1 - e^{-\mu}} \right) (e^{-\mu\epsilon}), \quad (7.8)$$

donde ϵ es la eficiencia del *trigger* T0 con respecto a CINT1[§]. Note también que el *trigger* UPC podría estar estropeado por *pileup* con eventos *beam-gas*, sin embargo no fue tomado en cuenta para este análisis. Los datos que se utilizaron para la determinación de la luminosidad están en el cuadro B.2. La luminosidad total determinada de esta muestra es de $1.38 \mu b^{-1}$.

[‡]Información acerca del método para la determinación de la luminosidad para *triggers* UPC en el *Central Barrel* puede encontrarse en: https://aliceinfo.cern.ch/Notes/sites/aliceinfo.cern.ch/Notes/files/notes/analysis/cmayer/2012-Nov-15-analysis_note-UPC_Luminosity_v0.pdf.

[§]Los valores de esta eficiencia y una información más amplia acerca de la luminosidad, se pueden encontrar en: https://indico.cern.ch/event/350560/contributions/1752229/attachments/692808/951344/Luminosity_CINT1_pPb.pdf

7.4.1.2. Método 2

Los cortes que se consideraron para calcular la luminosidad a nivel ESD fueron los siguientes:

- ◆ Eventos CINT1: Eventos disparados por el *trigger* CINT1.
- ◆ Selección física: La clase *physics selection* se utiliza para seleccionar candidatos a colisión, en toda la muestra colectada por el detector ALICE. Para esta selección, los datos deberán tener las siguientes condiciones [187]:
 - El tipo de evento correcto.
 - Tener el disparo (*trigger*) de interacción, es decir, disparo en un *bunch crossing*.
 - Cumplir con la condición de disparo en línea, reproducido con señales fuera de línea [¶].
 - Que no sea un evento generado por un *beam-gas* registrado por V0A o V0C.
- ◆ Correlación *Tracklet-Cluster*: Este corte se aplicó manualmente, ya que no estaba incluida en *Physics selection*(ver figura 7.8).
 - Tracklet : Es una una traza con dos hits (o un par de clusters) en SPD.
 - Cluster : Es un conjunto de pixels que se activan después de un (*hit*) de una partícula cargada sobre una de la capas del detector SPD.
- ◆ Vértice primario: Que el evento tenga un vértice primario con al menos dos *tracks*.
 - Track : Es una traza reconstruida por el detector TPC junto con el ITS.
- ◆ Eventos CINT1 con C0TVX : Eventos registrados simultáneamente por el *trigger* CINT1 y C0TVX.
 - C0TVX (*C0TVX-B-NOPF-ALLNOTRD*) : Es el *trigger* del detector T0, que estuvo funcionando en el periodo correspondiente a los eventos analizados.

Una vez hechos estos cortes, se determinó que la luminosidad es aproximadamente $1.2762 \mu\text{b}^{-1}$ para la muestra del CINT1. Para este análisis se utilizó la luminosidad del método 1.

7.4.2. Luminosidad de la muestra del CCUP2 (Pb-p)

La luminosidad de la muestra del *trigger* CCUP2 se obtuvo usando la sección eficaz visible de T0 y también de V0. Cada sección eficaz se midió usando *van der Meer scans*[184]. Para los datos p-Pb, la sección eficaz visible de cada detector fue de 2.09 ± 0.07 b y 1.59 ± 0.06 b para V0 y para T0, respectivamente[180]. Durante esta toma de datos, los *triggers* correspondientes a las

[¶]Calculados fuera de línea de los *clusters* reconstruidos

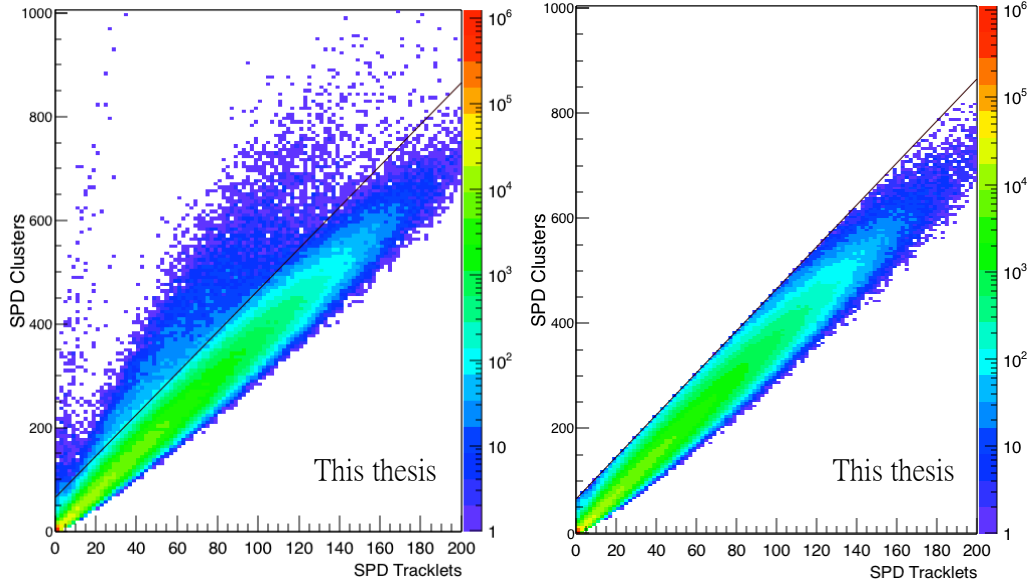


FIGURA 7.8. Izquierda: Distribución de la correlación *SPD clusters vs SPD tracklets* reconstruidos, después del corte en *physics selection*. Derecha: Distribución después del corte, rechazando eventos con el número de *clusters* del ITS $> (64 - \text{clusters} + 4 * [\text{número de tracklets}])$.

secciones eficaces visibles fueron CINT7-B-NOPF-ALLNOTRD y C0TVX-B-NOPF- ALLNOTRD, respectivamente. La luminosidad vista por el detector es entonces el número de eventos vistos en el nivel cero por el trigger correspondiente a la sección eficaz visible, dividida por la sección eficaz medida. La luminosidad tuvo que ser corregida por el tiempo de vida, calculado por la razón de número de eventos CCUP2 registrados después de L2 y antes de L0. Esto se conoce como la luminosidad registrada y tiene que ser corregida por eventos pile-up, siguiendo los pasos de la sección 7.4.1.1. Se usó la OCDB para leer de los *scalers* los valores necesarios. Las tablas donde se muestran las luminosidades para las secciones eficaces de V0 y T0 por corrida pueden verse en el apéndice C.

La luminosidad total determinada en ambos casos es de $51.6 \mu b^{-1}$.

Determinación de la sección eficaz y resultados en Pb-Pb

En este capítulo mostraremos los resultados de las mediciones de la fotoproducción coherente de mesones ρ^0 en las colisiones ultraperiféricas Pb-Pb, uno de estos resultados es la sección eficaz diferencial de producción $d\sigma/dy$ en el rango de la rapidez $|y| < 0.5$. También se estudia ampliamente la producción coherente de ρ^0 con y sin el requisito de la desintegración nuclear, los resultados son comparados con los de energías más bajas y con las predicciones de modelos.

La distribución resultante del momento transversal del par $\pi^+\pi^-$ se mostró en la figura 7.1 para eventos con $(0.4 \leq M_{\pi\pi} \leq 1.1) \text{ GeV}/c^2$ en $|y| < 0.5$. Se puede ver claramente un pico a bajo momento transversal en la región ($p_T < 0.15 \text{ GeV}/c^2$), que corresponde a la producción coherente. En la distribución de la muestra aparece una caída alrededor de $p_T = 0.12 \text{ GeV}/c$ que no está presente en el modelo. Una de las razones de esta caída posiblemente sea porque STARLIGHT considera el momento transversal del fotón y esto reduce la caída que uno esperaría del factor de forma del núcleo objetivo solo. A alto p_T la distribución de la muestra está muy bien descrita por el espectro de p_T incoherente de STARLIGHT.

8.1. Ajuste de la masa invariante

Los candidatos ρ^0 se ha asumido que están polarizados transversalmente. Esto, por la conservación de helicidad está confirmado por la mediciones de fotoproducción. Esta polarización se traduce en una distribución angular $dn_\pi/d\Omega \propto \sin^2(\theta)$ del decaimiento de $\pi^+\pi^-$ en su sistema

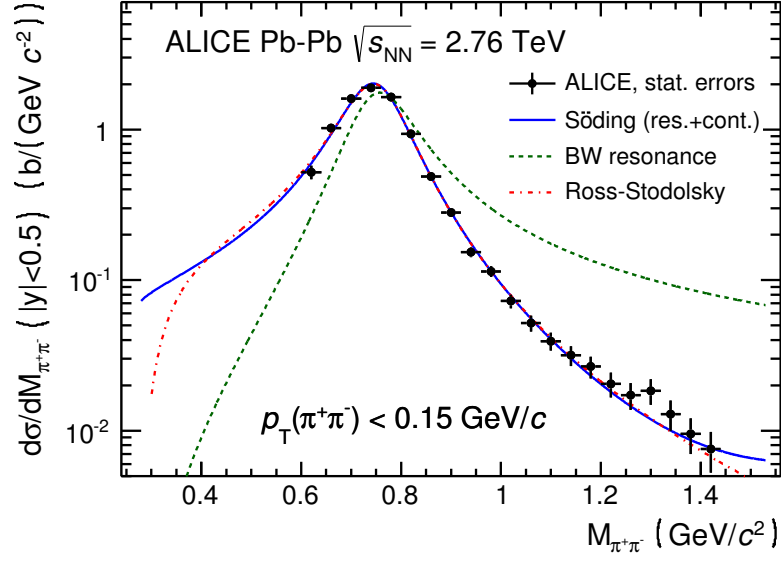


FIGURA 8.1. Distribución de la masa invariante para piones corregidos po la aceptación y la eficiencia. La linea segmentada (verde) corresponde a contribución resonante. La linea segmentada con puntos (rojo) muestra el ajuste al modelo Ross-Stodolsky y la curva sólida (azul) corresponde el ajuste del modelo Söding [180].

centro de masa.

La incertidumbre en la eficiencia del *trigger* es obtenida comparando con la eficiencia del *trigger* que responde a la simulación en una muestra de datos tomados con un *trigger* ZDC. El resultado es una incertidumbre de la eficiencia del *trigger* de $^{+3.8}_{-9.0}$. Además de las correcciones aplicadas por disparo de tiempo muerto un resultado de *after pulses* en el TOF es originado por partículas lentas en el evento. El error sistemático en esta corrección es ± 1.3 %.

La distribución de la masa invariante de los candidatos ρ^0 , corregida por la aceptación y la eficiencia y normalizada por la luminosidad para proporcionar una sección eficaz, se muestra en la figura 8.1. Es bien sabido que la forma de ρ^0 en la fotoproducción está desviada de una resonancia Breit-Wigner pura [128, 188–191].

8.2. Modelo de Söding

Existen muchas parametrizaciones diferentes para describir la forma de la ρ^0 , aquí mostraremos los resultados del ajuste a la distribución de la $M_{\pi\pi}$ con la ec.(9.3).

Parámetro	Valor
$ B/A (GeV/c^2)^{-1/2}$	0.50 ± 0.04 (est.) $^{+0.10}_{-0.04}$ (sist.)
$M_\rho [MeV/c^2]$	761.6 ± 2.3 (est.) $^{+6.1}_{-3.0}$ (sist.)
$W_\rho [MeV/c^2]$	150.2 ± 5.5 (est.) $^{+12.0}_{-5.0}$ (sist.)

Cuadro 8.1: Parámetros del ajuste de la masa de $\pi^+\pi^-$ con el modelo de Söding.

M_ρ y W_ρ son consistentes con los valores reportados en PDG. Los errores sistemáticos se obtienen variando el método de ajuste. La razón de la amplitud no-resonante y resonante $|B/A|$ es menor que la que se encontró en STAR en colisiones Au-Au donde $|B/A| = 0.81-0.89 (GeV/c^2)^{-1/2}$ para $\langle W_{\gamma N} \rangle$ en el rango de 7-12 GeV [189–191]. Mientras que ZEUS en colisiones p-p para $\langle W_{\gamma N} \rangle$ en el rango de 55-90 GeV muestra que $|B/A|$ varía con la transferencia de momento [128]. El promedio es $|B/A| = 0.67 \pm 0.02$ (est.) ± 0.04 (sist.). El bajo valor que determinó ALICE puede indicar que la contribución no resonante es absorbida más fuertemente en núcleos pesados a altas energías.

8.3. Modelo de Ross-Stodolsky

Otro modelo que se utilizó en este análisis como comparación de los resultados obtenidos del modelo de Söding es el de Ross-Stodolsky. usando la ec.(9.5) uno obtiene los siguiente parámetros

Parámetro	Valor
k	4.7 ± 0.2 (est.) $^{+0.8}_{-0.6}$ (sist.)
$M_\rho [MeV/c^2]$	769.2 ± 2.8 (est.) $^{+8.0}_{-5.2}$ (sist.)
$W_\rho [MeV/c^2]$	156.9 ± 6.1 (est.) $^{+17.3}_{-5.9}$ (sist.)

Cuadro 8.2: Parámetros del ajuste de la masa de $\pi^+\pi^-$ con el modelo de Ross-Stodolsky.

Estos resultados pueden ser comparados a los valores correspondientes γp de ZEUS [128], y H1 [131] en HERA. la colaboración ZEUS encuentra $k = 5.13 \pm 0.13$ promediado sobre toda la transferencia de momento y $k \approx 6$ en $t = 0$, mientras que H1 reporta $k = 6.84 \pm 1.00$ promediado sobre todo el momento transferido. Para valores grandes de k en γp indica de nuevo que la distribución de la masa invariante para Pb-Pb se desvía menos de una resonancia Breit-Wigner pura, un resultado encontrado por el modelo de Söding.

8.4. Errores Sistemáticos

Como puede verse en la figura 8.1 hay un indicio de una resonancia alrededor $1.3 GeV/c^2$. Esto puede ser entendido a partir de la producción fotón-fotón del mesón $f_2(1270)$ por su decai-

miento en dos piones, $\gamma + \gamma \rightarrow f_2(1270) \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Este mesón es punto de referencia que reúne las características para su producción en interacciones de dos fotones con un acoplamiento bien conocido, pero que hasta ahora no se había visto en colisiones ultraperiféricas debido al gran ruido de procesos fotonucleares. La significancia del exceso sobre la distribución Breit-Wigner de ρ^0 es estimada en 4_{-1}^{+2} , donde el error viene de la incertidumbre en el sesgo de la distribución Breit-Wigner (parámetro k en la fórmula).

El rendimiento normalizado de ρ^0 s (N_{yield}) es obtenido integrando la parte resonante de la ec.(9.3) de $2m_\pi$ a $M_\rho + 5\Gamma_{\rho^0}$. El error sistemático en el número de ρ^0 s extraídos se obtiene variando el método de ajuste (χ^2 o minimización de probabilidad logarítmica) y el rango de ajuste, resultando en un error de $_{-1.4}^{+0.8}\%$. La incertidumbre en la selección de trazas da un error adicional de $_{-3.0}^{+3.7}\%$ como se discutió anteriormente.

El número de ρ^0 s extraído es corregido por las siguientes tres contribuciones: eventos incoherentes con $p_T < 0.15$ GeV/c (f_{incoh}), eventos que tienen uno o más tracklets SPD adicionales (f_{SPD}), y el número de eventos coherentes ρ^0 perdidos por el requerimiento temporal *offline* de VZERO (f_{VZERO}).

El número de eventos coherentes con $p_T < 0.15$ GeV/c es estimado con dos métodos: a) ajustando la suma de dos exponenciales en p_T^2 para la distribución de p_T e integrando las funciones ajustadas en el intervalo escogido para la selección coherente ($p_T < 0.15$ GeV/c), y b) usando el ajuste para los templates de STARLIGHT mostrado en la figura 7.1. Se encontró que para la corrección de eventos incoherentes es de 5.1%, en ambos casos con una incertidumbre estimado de ± 0.7 usando diferentes selecciones de trazas.

El inciso a) de la selección de trazas mostrado anteriormente permite revisar los eventos para cualquier actividad adicional en el ITS, por ejemplo; las trazas de bajo momento que no alcanzan la TPC, usando los *tracklets* SPD, definido como cualquier combinación de *hits* de las dos capas de SPD. Rechazando eventos con uno o más extra-*tracklets* que no están asociados con las dos buenas trazas que vienen del vértice primario, que remueve el 3.0% de los eventos en la región de la señal. Dado que los eventos UPC deseados no deberían tener trazas adicionales, por lo que el número de ρ^0 s es corregido por esto. En la muestra MC de ρ^0 s producidos coherentemente, el mismo corte remueve sólo 0.5% de los eventos, que es tomado como error sistemático asociado a este corte.

En los eventos ultraperiféricos estudiados aquí, donde se ha pedido que VZERO estuviese sin actividad, la selección fuera de línea es menos fiable, y una señal coherente puede ser observado en los eventos con dos trazas rechazados por la condición VZERO-offline. El incremento en la señal coherente cuando la selección VZERO-offline no se utiliza es de 10%. El error sistemático de este número es obtenido de la contaminación estimada de los eventos hadrónicos después de este corte. Esta contaminación se determina de la fracción de los eventos que tienen una señal en los calorímetros ZDCs, resultando en un error sistemático de $_{-3.1}^{+0.0}\%$.

Por lo tanto, el número corregido de ρ^0 s coherentes es obtenido de

$$N_{\rho}^{coh} = \frac{N}{1 + f_{incoh} + f_{SPD} + f_{VZERO}}, \quad (8.1)$$

con $f_{incoh}=0.051 \pm 0.007$, $f_{SPD} = 0.030 \pm 0.005$, y $f_{VZERO} = -0.100^{+0.031}_{-0.000}$. De este número la sección eficaz diferencial es calculado como

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{N_{\rho}^{coh}}{L_{int} \cdot \Delta y}. \quad (8.2)$$

Los errores sistemáticos discutidos están resumidos en la tabla 8.3. Han sido evaluados para la muestra del *trigger* SPD+TOF+VZERO (CCUP2) que contiene más de 80 % de la luminosidad integrada total. El error total se obtiene añadiendo los errores individuales siguiendo la descripción [192].

Variable	Error sistemático
Luminosidad	+6.5 % -5.1 %
Eficiencia del <i>trigger</i>	+3.8 % -9.0 %
Corrección del tiempo muerto del <i>trigger</i>	$\pm 1.3 \%$
Extracción de la señal	+0.8 % -1.4 %
Selección de trazas	+3.7 % -3.0 %
ID de la partícula	+0.0 % -5.0 %
Contribución incoherente	$\pm 0.7 \%$
Tracklets del SPD	$\pm 0.5 \%$
Selección <i>offline</i> de VZERO	+0.0 % -3.1 %
Total	+9.2 % -11.2 %

Cuadro 8.3: Resumen de los errores sistemáticos en el cálculo de la sección eficaz. Los números son para la muestra del *trigger* SPD+TOF+VZERO.

Las muestras de los dos *triggers* definidos en el capítulo 6, con errores apropiados, son comparados para una verificación. Ambos usan combinaciones de *sub-triggers* diferentes y estuvieron funcionando en condiciones bastantes diferentes, con la razón de interacción *minimum bias* hadrónico típico estando alrededor de 10 Hz durante la primera parte de la corrida cuando estuvo funcionando el sólo el *trigger* TOF (OOM2) y 20 Hz durante la última parte de la corrida cuando estuvo activo el *trigger* SPD+TOF+VZERO.

8.5. La sección eficaz diferencial

Para hacer una comparación de la sección eficaz medida bajo diferentes condiciones de disparo, los errores sistemáticos se separan en errores correlacionados y no correlacionados para las dos muestras. Los errores totalmente correlacionados son aquellos que están relacionados con la luminosidad, la contribución incoherente, la eficiencia del *trigger*, y la identificación de partículas (ID). Los errores totalmente no correlacionados son aquellos que están relacionados con la Selección *offline* de VZERO (diferentes umbrales VZERO fueron utilizados en cada una de las dos muestras de datos), el corte en los Tracklets del SPD, y la corrección del tiempo muerto del *trigger*.

Por lo tanto, la sección eficaz diferencial para la muestra tomada sólo por el *trigger* TOF (00M2) es $d\sigma/dy = 466^{+25}_{-25}$ mb, y para la muestra tomada por el *trigger* SPD+TOF+VZERO (CCUP2) es $d\sigma/dy = 414^{+14}_{-16}$ mb. El error se obtiene de la suma al cuadrado del error sistemático no correlacionado y estadístico. La sección eficaz final es obtenida de la media ponderada de las secciones eficaces de las dos muestras. El procedimiento de ponderación proporciona un error total, incluyendo tanto las componentes sistemáticas no correlacionadas y estadísticas. La componente no correlacionada está separado del error total sustrayendo en cuadratura el error obtenido en el caso cuando se usan sólo los errores estadísticos para la ponderación. Se añade entonces el error sistemático no correlacionado en cuadratura al error sistemático correlacionado para obtener el error sistemático total. El resultado final es $d\sigma/dy = 425 \pm 10(\text{est.})^{+42}_{-50}(\text{sist.})$ mb.

Además de la sección eficaz de producción de ρ^0 , se midió la sección eficaz de producción de e^+e^- en la interacción fotón-fotón en el rango $0.6 \leq M_{ee} \leq 2.0$ GeV/ c^2 y $|\eta_{1,2}| < 0.9$ ($\eta_{1,2}$ es la pseudo-rapidez de cada traza). El análisis es similar a la de ρ^0 pero fue modificado el PID de la partícula para aceptar electrones en lugar de piones. La eficiencia del detector se determina usando eventos STARLIGHT procesados a través de la simulación de todo el detector ALICE.

El resultado es $\sigma(0.6 \leq M_{ee} \leq 2.0 \text{ GeV}/c^2, |\eta_{1,2}| < 0.9) = 9.8 \pm 0.6(\text{est.})^{+0.9}_{-1.2}(\text{sist.})$ mb, que es consistente con la predicción de STARLIGHT [181] para la misma selección en la masa invariante y pseudorapidity ($\sigma = 9.7$ mb). La sección eficaz para cada una de las muestras es $11.8 \pm 1.6(\text{est.})^{+1.1}_{-1.4}(\text{sist.})$ mb (tomada sólo por el *trigger* TOF [00M2]) y $9.4 \pm 0.7(\text{est.})^{+0.9}_{-1.1}(\text{sist.})$ mb (para el *trigger* SPD+TOF+VZERO).

8.6. Distribución de la energía en el ZDC

Como se discutió anteriormente, la fotoproducción de mesones vectoriales puede ocurrir en interacciones donde fotones adicionales se intercambian entre los núcleos, llevando a emisiones de neutrones en la parte frontal. Estos neutrones son detectados en los calorímetros ZDCs. Cuatro distribuciones Gaussianas centradas alrededor de cada pico con las medias y varianzas restringidas a $x_n = nx_1$ y $\sigma_n = \sqrt{n}\sigma_1$ se sigo ajustan a las distribuciones de energía del ZDC mostradas en la figura 8.2. Aquí x_1 y σ_1 son la posición y ancho del pico correspondiente a un

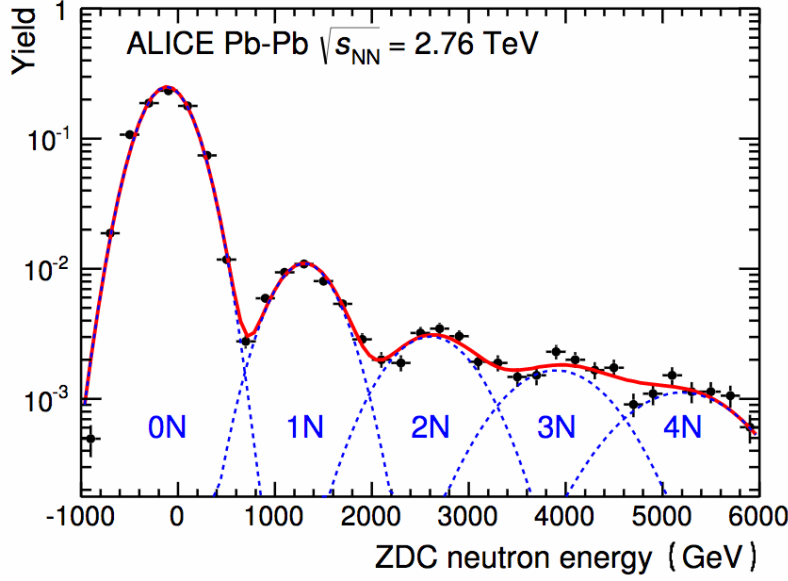


FIGURA 8.2. Depósito de energía en los calorímetros ZDCs. Las curvas corresponden a ajustes Gausianas para 0, 1, 2, 3, o 4 neutrones entrando en el calorímetro. La gráfica es para eventos que satisfacen los requisitos (6.4.1) [180].

neutrón, y n es el número de neutrones. Con el fin de separar los diferentes casos de emisión de neutrones, se utilizan los mínimos que están entre las primeras tres Gausianas. El mínimo entre la primera y la segunda Gausiana que corresponde a la no emisión de neutrones y la emisión de un neutrón, respectivamente; se encuentra a la mitad de la energía por nucleón y está a más o menos tres sigmas del pico adyacente.

Un evento dado es considerado sin neutrón en el ZDC si la energía registrada en el calorímetro es menor que 600 GeV, con un neutrón si la energía está entre 600 y 2000 GeV y con más de un neutrón si la energía mayor que 2000 GeV.

Los eventos se dividen en grupos diferentes como sigue: no hay neutrones emitidos en ninguna dirección (0n,0n), al menos un neutrón emitido en cualquiera de las direcciones (Xn), al menos un neutrón emitido en una dirección y ningún neutrón emitido en la otra dirección (0n,Xn), al menos un neutrón emitido en ambas direcciones (Xn,Xn). Las correcciones aplicadas en la obtención de la sección eficaz a partir de la producción medida son independientes de la señal del ZDC. La fracción de candidatos a ρ^0 s para cada selección de fragmentación refleja la sección eficaz de producción de ρ^0 relativa. La única excepción a esto es la corrección para la contribución incoherente (f_{incoh}), que se espera que sea más alta cuando se requiere una señal en el ZDC. Por lo tanto, esta corrección se determina para cada selección ZDC separadamente, usando el mismo método descrito anteriormente.

8.7. Resultados y Discusión

La sección eficaz diferencial de fotoproducción coherente de ρ^0 , $d\sigma/dy$, se muestra y se compara con predicciones de modelos en la figura 8.7.

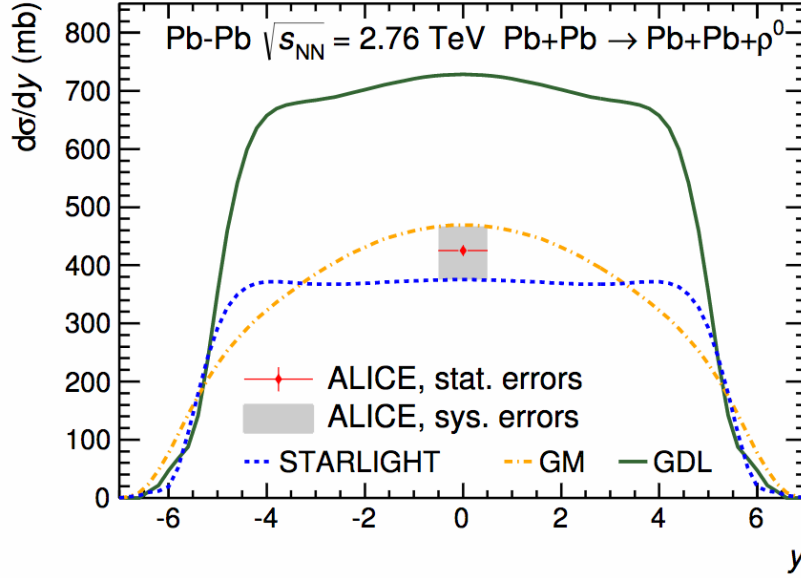


FIGURA 8.3. La sección eficaz diferencial para la fotoproducción coherente de ρ^0 , $d\sigma/dy$ en colisiones ultraperiféricas para los tres modelos comparados con el resultado de ALICE [180].

La sección eficaz medida es consistente con STARLIGHT [78] y el cálculo realizado por Gonçalves y Machado (GM) [193], mientras que la predicción GDL (Glauber-Donnachie-Landshoff) [156, 196] es de un factor de 2 más alto que el valor de los datos. El cálculo por GM está basado en el modelo de dipolo de color (*Color Dipole Model*), mientras que STARLIGHT y GDL usan la sección eficaz fotón-protón $\sigma(\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p)$ con la restricción de los datos como entrada.

La colaboración STAR ha publicado la sección eficaz total de fotoproducción coherente de ρ^0 a tres energías diferentes [154, 190, 191]. Para ser capaz de comparar los resultados obtenidos en este análisis con los obtenidos en STAR, se tiene que integrar $d\sigma/dy$ sobre todo el espacio fase, la cual sólo puede realizarse usando los modelos. El factor de extrapolación de $|y| < 0.5$ para toda la región de la rapidez se determina como la media de los valores obtenidos de los modelos STARLIGHT (10.6) y GM (9.1), y la desviación de los dos de la media ($\sim 8\%$) se agrega al error sistemático. Esto da $\sigma(\text{Pb+Pb} \rightarrow \text{Pb+Pb} + \rho^0) = 4.2 \pm 0.1 (\text{est.})_{-0.6}^{+0.5} (\text{sist.})$ b a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. La sección eficaz total como función de $\sqrt{s_{NN}}$ se muestra en la figura 8.4, donde los resultados de las colaboraciones ALICE y STAR se comparan con los cálculos de STARLIGHT y GDL. La sección eficaz total incrementa un factor de 5 entre la energía de RHIC y $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV.

La sección eficaz y su dependencia en la energía están bien descritos por STARLIGHT, mientras que el cálculo de GDL sobre estima el valor de la sección eficaz por un factor de 2. La

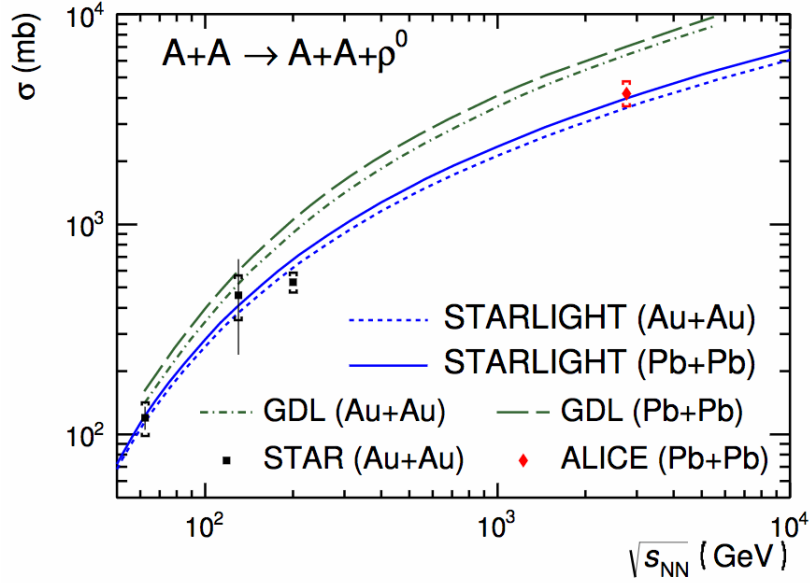


FIGURA 8.4. La sección eficaz total como una función de $\sqrt{s_{NN}}$ para la producción coherente y exclusiva de ρ^0 [180]. Los resultados de ALICE y STAR [154, 190, 191] se comparan con las predicciones STARLIGHT y GDL para Pb-Pb y Au-Au.

consistencia con STARLIGHT es algo sorprendente puesto que su cálculo Glauber no incluye la parte elástica de la sección eficaz total que está incluida en el modelo GDL.

La sección eficaz fotonuclear, $\sigma(\gamma + Pb \rightarrow \rho^0 + Pb)$, en STARLIGHT es casi independiente de la energía para $W_{\gamma N} > 10$ GeV. El modelo GM, aunque consistente con el resultado obtenido, ha sido criticado por usar el modelo de dipolo de color para una sonda blanda como la partícula ρ^0 [196]. Una publicación reciente muestra que el cálculo de hecho tiene grandes incertidumbres derivadas de la elección de la función de onda de ρ^0 y la sección eficaz dipolar [197].

El número de eventos que satisfacen diferentes escenarios, así como la relación con el número total de eventos se muestran en la tabla 8.4. La tabla también muestra las fracciones esperadas de los modelos STARLIGHT [103] y GDL [196].

Capítulo 8. Determinación de la sección eficaz y resultados en Pb-Pb

Slección	No. de eventos	Fracción	STARLIGHT	GDL
No. total de eventos	7293	100 %		
0n0n	6175	$84.7 \pm 0.4 (\text{est.})_{-1.9}^{+0.4} (\text{sist.})$ %	79 %	80 %
Xn	1174	$16.1 \pm 0.4 (\text{est.})_{-0.5}^{+2.2} (\text{sist.})$ %	21 %	20 %
0nXn	958	$13.1 \pm 0.4 (\text{est.})_{-0.3}^{+0.9} (\text{sist.})$ %	16 %	15 %
XnXn	231	$3.2 \pm 0.2 (\text{est.})_{-0.1}^{+0.4} (\text{sist.})$ %	5.2 %	4.5 %

Cuadro 8.4: El número de eventos que satisfacen varias selecciones en el número de neutrones detectados en los ZDCs. 0n0n no hay neutrones emitidos en ninguna dirección; Xn al menos un neutrón emitido en cualquiera de las direcciones; 0n,Xn al menos un neutrón emitido en una dirección y ningún neutrón emitido en la otra dirección, Xn,Xn al menos un neutrón emitido en ambas direcciones.

Hay que señalar que algunas de las fracciones están correlacionadas: la suma (0n0n) y (Xn) debería ser 100%, y la suma de (0n,Xn) y (Xn,Xn) debería ser igual a (Xn). Este es el caso dentro de los errores, donde la suma no es exacta, ya que la contribución incoherente es sustraída para cada selección por separado. Los resultados en la tabla 8.4 son consistentes con los cálculos de STARLIGHT y GDL dentro de tres desviaciones estándar.

Determinación de la sección eficaz y resultados en p-Pb

En las dos primeras secciones de este capítulo presentamos un avance del análisis en la fotoproducción coherente de ρ^0 de la muestra de los triggers CINT1 y CCUP2 activos durante las colisiones p-Pb y Pb-p, respectivamente, del periodo 2013. La determinación de la sección eficaz de producción de ρ^0 de estas dos muestras se presentan de manera parcial, sin determinar los errores sistemáticos. La razón por la que no se procedió hacer dicho cálculo es por el ruido disociativo que aún permanece en la muestra, aunque la mayor parte de este ruido fue removido con el calorímetro ZDC, se espera que pueda ser removido un poco más y estimar la parte restante utilizando los datos MC. A pesar de esto, con los cortes de selección de datos que se hicieron en estas muestras es suficiente para calcular la sección eficaz de producción con una buena aproximación para siete rangos distintos de la rapidez de la muestra del CCUP2, ya que tiene suficiente estadística. Pero también se determinó la sección eficaz para esta muestra CCUP2 en un rango de la rapidez de $-0.5 < y < 0.5$, con el fin de comparar con la sección eficaz de producción de ρ^0 de eventos de la muestra de CINT1 en la misma región de la rapidez. También se determina los valores de los parámetros $|B/A|$ del modelo de Söding y el parámetro de sesgo k del modelo de Ross-Stodolsky en función del momento transversal. Los resultados se comparan con los resultados obtenidos en HERA.

El objetivo de este análisis es investigar la transición de la interacción suave a la interacción fuerte estudiando la dependencia de la energía de las secciones eficaces para la fotoproducción exclusiva de los mesones vectoriales $\sigma(\gamma p \rightarrow V p)$ de los más ligeros como es la resonancia ρ^0 hasta el más masivo como es la resonancia Υ . Los resultados son mostrados en la figura 9.1.

También se muestra la sección eficaz total fotoproducción $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$. Los datos a altas energías $W_{\gamma p}$ puede parametrizarse como W^δ y el valor de δ aparece en la figura 9.1 para cada reacción. En la figura se ve claramente la transición, de la poca dependencia de $W_{\gamma p}$ a bajas escalas, dado por las masas de los mesones vectoriales a una fuerte dependencia de la energía $W_{\gamma p}$ cuando incrementan las escalas. También se estudia la transición de la interacción suave a la interacción fuerte variando la virtualidad Q^2 para la fotoproducción de los mesones vectoriales ρ y ϕ [198].

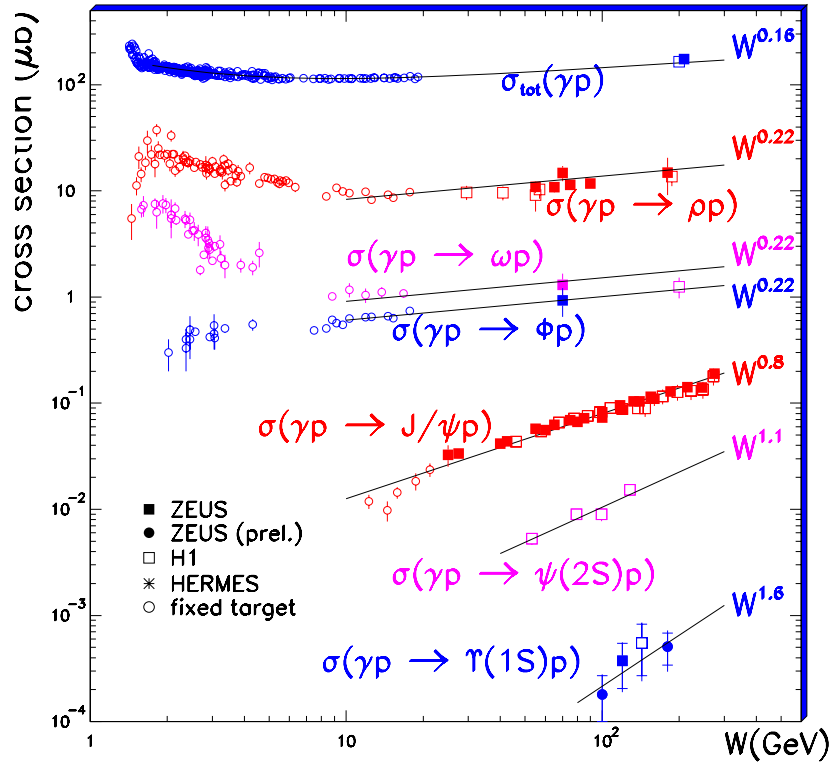


FIGURA 9.1. La sección eficaz total para distintos mesones vectoriales $\sigma(\gamma p \rightarrow V p)$ y la sección eficaz total de fotoproducción $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$ en el régimen cinemático ($Q^2 \sim 0 \text{ [GeV/c]}^2$). Los resultados son mostrados como una función de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$ con ajustes de la forma W^δ [198].

Aquí hemos extraído la sección eficaz para la fotoproducción elástica de ρ^0 $\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}$ como una función de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$. La dependencia de la energía, de la sección eficaz en la teoría de Regge [199], está relacionada con la intersección $\alpha_{IP}(0)$ de la trayectoria del pomerón intercambiado entre el protón y la fluctuación hadrónica del fotón.

9.1. Determinación de la sección eficaz en colisiones Pb-p y p-Pb

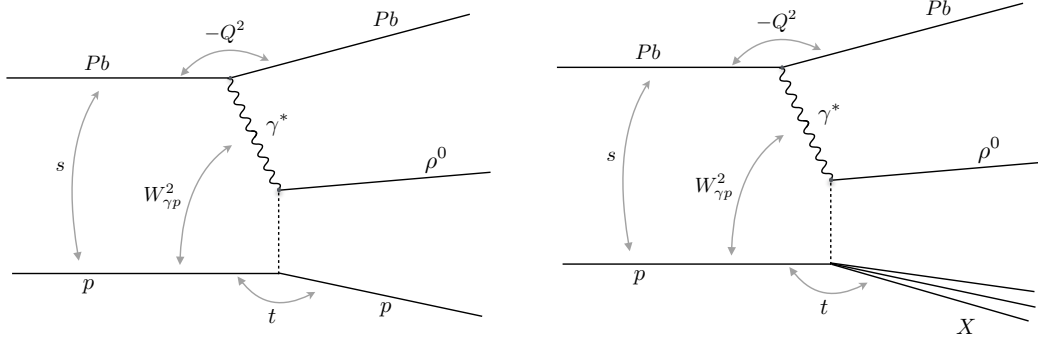


FIGURA 9.2. Producción elástica de ρ^0 en colisión p-Pb; el fotón virtual intercambiado se indica como γ^* (izquierda). Producción con protón-disociativo es un estado hadrónico de masa invariante M_X , el origen del ruido principal (derecha). La líneas segmentadas indican el intercambio de Pomerón asociado con el proceso difractivo.

9.1. Determinación de la sección eficaz en colisiones Pb-p y p-Pb

Desafortunadamente no hay un procedimiento aceptado universalmente para la extracción de la sección eficaz de fotoproducción de ρ^0 del espectro de la masa invariante de dos piones medido. Varias, al parecer igualmente plausibles, las definiciones que han sido utilizadas por diferentes grupos experimentales. El pico de la resonancia ρ^0 es muy amplio y sesgado por una interferencia con el ruido. Sin una teoría adecuada para este espectro, es imposible decidir, en principio, ¿qué fracción de los eventos se debe atribuir al mesón ρ^0 ?

Aquí hemos usado dos modelos para extraer la señal (N_{ρ^0}), el modelo de Söding y el modelo de Ross-Stodolsky. Las características principales de estos modelos son separar las contribuciones de la producción resonante ($\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$), bien descrita por la función de Breit-Wigner relativista y no resonante del par de piones (modelo de Söding) y se introduce un factor de sesgo en la función de Breit-Wigner relativista para extraer la parte resonante (modelo de Ross-Stodolsky) una vez corregida la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ por la aceptación y por la eficiencia.

Representaremos la sección eficaz de UPC para el proceso $pPb \rightarrow p\rho^0Pb$ como $\sigma_{pPb \rightarrow p\rho^0Pb}$, y la sección eficaz de fotoproducción para el procesos $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ como $\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}$ en colisiones p-Pb. Se intercambian los índices para las colisiones Pb-p, donde están medidos en el siguiente espacio fase.

$$2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_{\rho^0} + 5\Gamma_{\rho^0}, \quad |t| < 0.5 \text{ GeV}^2, \quad (9.1)$$

donde M_π es la masa del pión, M_{ρ^0} y Γ_{ρ^0} es la masa y la anchura nominal de ρ^0 , respectivamente, t es la variable de Mandelstam para el momento transferido al vértice del protón. La sección eficaz diferencial UPC se obtiene con la siguiente expresión

$$\frac{d\sigma_{pPb \rightarrow p\rho^0 Pb}}{dy} = \frac{N_{\rho^0}}{\mathcal{L} \cdot BR \cdot \Delta y}. \quad (9.2)$$

Aquí N_{ρ^0} es el número de ρ^0 s extraídos del ajuste de la masa invariante después de la corrección por la aceptación ($A \times \epsilon$), \mathcal{L} es la luminosidad, BR es el *branching ratio* para el decaimiento de la partícula ρ^0 en $\pi^+\pi^-$ y Δy es el ancho de la rapidez.

9.1.1. Modelo de Söding

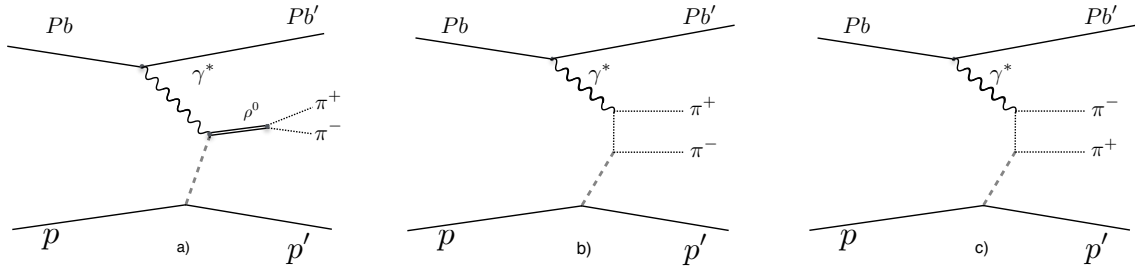


FIGURA 9.3. Diagramas que representan los tres diferentes procesos de producción, a) producción resonante b) y c) producción no resonante [151, 194, 195].

El modelo de Söding [151] describe la fotoproducción como la suma de la producción resonante $\pi^+\pi^-$ dada por el modelo de Breit-Wigner y un ruido no resonante $\pi^+\pi^-$:

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} = \left| A \frac{\sqrt{M_{\pi\pi} M_{\rho^0} \Gamma(M_{\pi\pi})}}{M_{\pi\pi}^2 - M_{\rho^0}^2 + i M_{\rho^0} \Gamma(M_{\pi\pi})} + B \right|^2. \quad (9.3)$$

$M_{\pi\pi}$ es la masa del par de piones, A es la amplitud de la función de Breit-Wigner, B es la amplitud de la producción directa $\pi^+\pi^-$ no resonante, y el ancho dependiente de la masa del par $\pi^+\pi^-$ está dado por

$$\Gamma(M_{\pi\pi}) = \Gamma_{\rho^0} \frac{M_{\rho^0}}{M_{\pi\pi}} \left[\frac{M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2}{M_{\rho^0}^2 - 4m_\pi^2} \right]^{3/2}, \quad (9.4)$$

donde m_π es la masa del pión, M_{ρ^0} , Γ_{ρ^0} , A y B son parámetros libres.

9.1.2. Modelo de Ross-Stodolsky

Ross-Stodolsky introduce un acoplamiento fenomenológico γ - ρ^0 en los elementos de la matriz de dispersión, con un cierto coeficiente sin alterar la “función de onda” [129]. La parametrización de Breit-Wigner relativista modificada por el factor fenomenológico $(M_{\rho^0}/M_{\pi\pi})^k$ de

9.1. Determinación de la sección eficaz en colisiones Pb-p y p-Pb

Ross-Stodolsky en la que considera el sesgo de la señal de ρ^0 , k se conoce como el parámetro de sesgo. Por lo tanto, la parametrización de Ross-Stodolsky está dada por:

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi\pi}} = f \left| \frac{\sqrt{M_{\pi\pi} M_{\rho^0} \Gamma(M_{\pi\pi})}}{M_{\pi\pi}^2 - M_{\rho^0}^2 + i M_{\rho^0} \Gamma(M_{\pi\pi})} \right|^2 \left(\frac{M_{\rho^0}}{M_{\pi\pi}} \right)^k, \quad (9.5)$$

aquí la definición del ancho de la señal dependiente de la masa de esta parametrización, está dada como

$$\Gamma(M_{\pi\pi}) = \Gamma_{\rho^0} \left[\frac{M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2}{M_{\rho^0}^2 - 4m_\pi^2} \right]^{3/2}. \quad (9.6)$$

En este caso los parámetros libres son M_{ρ^0} , Γ_{ρ^0} , f y k.

9.1.3. La sección eficaz de fotoproducción elástica de ρ^0 en las colisiones Pb-p

El flujo de fotones está determinado por la ec.(2.42),

$$\frac{dN_\gamma(k)}{dk} = \frac{2Z^2\alpha}{\pi k} \left[\xi^{iA} K_0(\xi^{iA}) K_1(\xi^{iA}) - \frac{(\xi^{iA})^2}{2} (K_1^2(\xi^{iA}) - K_0^2(\xi^{iA})) \right], \quad (9.7)$$

donde $\xi^{AA} = 2kR_A/\gamma$ y $\xi^{pA} = k(r_p + R_A)/\gamma$, Z es la carga eléctrica del núcleo del plomo, K_0 y K_1 son las funciones de Bessel. El número de fotones está relacionado a través del flujo, como:

$$N_\gamma(y) \equiv k \frac{dN_\gamma(k)}{dk}, \quad (9.8)$$

donde $k = 0.5M_\rho \exp(y)$ es la energía del fotón en el sistema de referencia con el factor de lorentz γ . La relación entre la rapidez y y la energía del centro de masa γp es:

$$W_{\gamma p}(y) = \sqrt{2E_p M_\rho \exp(y)}, \quad (9.9)$$

donde la rapidez y está medida en el sistema de referencia del laboratorio y M_{ρ^0} es la masa de la ρ^0 . La relación entre la sección eficaz UPC y la sección eficaz $\sigma_{\gamma p}$ es:

$$\frac{d\sigma_{PbP \rightarrow Pb\rho^0P}}{dy} = N_\gamma(y) \sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p}). \quad (9.10)$$

Donde $N_\gamma(y)$ es el número de fotones promedio. En el caso de colisiones p-Pb y Pb-p el flujo de fotones de parte del protón se ha considerado como despreciable frente al flujo de fotones generado por el núcleo del Plomo.

9.2. Resultados preliminares (Modelo de Söding)

Como mencionamos anteriormente el análisis de la muestra CCUP2 se ha dividido en dos casos: 1) el ajuste de la masa invariante del par de piones para siete regiones de la rapidez (ver tabla 9.1), el caso 2) con el fin de hacer un *cross check*, se extrae la señal en la misma región de la rapidez ($|y| < 0.5$) de las muestras CCUP2 y CINT1 obtenidas de las colisiones Pb-p y p-Pb, respectivamente. También mostramos resultados del parámetro $|B/A|$ en función del momento transversal. La sección 9.2.4 da los resultados de la determinación de la sección eficaz obtenidos de la parametrización de Söding.

9.2.1. Distribución de la masa invariante en siete regiones de la rapidez (CCUP2)

A continuación mostramos los parámetros para cada región de la rapidez, obtenidos de los ajustes de la masa invariante para la extracción de la señal en los rangos cinemáticos ($0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12$) GeV/ c^2 , ($53 < W_{\gamma p} < 124$) GeV y $|t| < 0.5$ GeV $^2/c^2$.

En las figuras 9.4 y 9.5 se muestran los espectros de la masa invariante para cada rango de la rapidez. El ajuste se hizo dentro del rango de la masa ($0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12$) GeV/ c^2 y extrapolado a una región $2M_{\pi} < M_{\pi\pi} < M_{\rho} + 5\Gamma_{\rho^0}$. Como mencionamos anteriormente, aún permanece una fracción del ruido disociativo, que es removido en mayor parte por el calorímetro ZDC. Los parámetros obtenidos de los ajustes se muestran en la siguiente tabla 9.1.

Parámetro	-0.8<y<-0.5	-0.5<y<-0.2	-0.2<y<0.0	0.0<y<0.2	0.2<y<0.4	0.4<y<0.6	0.6<y<0.9
χ^2/NDF	4.10/9	8.00/9	3.72/9	11.84/9	14.55/9	6.49/9	8.78/9
$A [\mu b^{1/2}]$	29.13 ± 0.70	26.51 ± 0.76	22.67 ± 0.80	20.83 ± 0.84	23.54 ± 0.57	23.18 ± 0.94	24.85 ± 1.27
$ B/A $ [(GeV/ c^2) $^{-1/2}$]	0.57 ± 0.10	0.87 ± 0.10	0.70 ± 0.22	1.10 ± 0.11	0.70 ± 0.12	1.05 ± 0.11	0.85 ± 0.18
M_{ρ} [GeV/ c^2]	0.770 ± 0.006	0.777 ± 0.005	0.767 ± 0.011	0.784 ± 0.005	0.767 ± 0.006	0.774 ± 0.005	0.769 ± 0.009
Γ_{ρ} [GeV/ c^2]	0.130 ± 0.012	0.158 ± 0.006	0.166 ± 0.017	0.179 ± 0.009	0.163 ± 0.010	0.164 ± 0.009	0.157 ± 0.011

Cuadro 9.1: Resultados de los ajustes de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ de las figuras 9.4 y 9.5 en las regiones cinemáticas ($0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12$) GeV/ c^2 , ($53 < W_{\gamma p} < 124$) GeV y $|t| < 0.5$ GeV $^2/c^2$ usando ec.(9.3). Los errores son de los ajustes.

La anchura del *bin* que se utilizó en los histogramas fue de $\Delta M_{\pi\pi} = 40$ GeV/ c^2 , los puntos negros representan los datos de la muestra del *trigger* CCUP2, la línea de puntos azules corresponde al modelo de Söding, la línea segmentada en verde corresponde a la función de Breit-Wigner relativista (contribución resonante), la línea de puntos con línea segmentada en

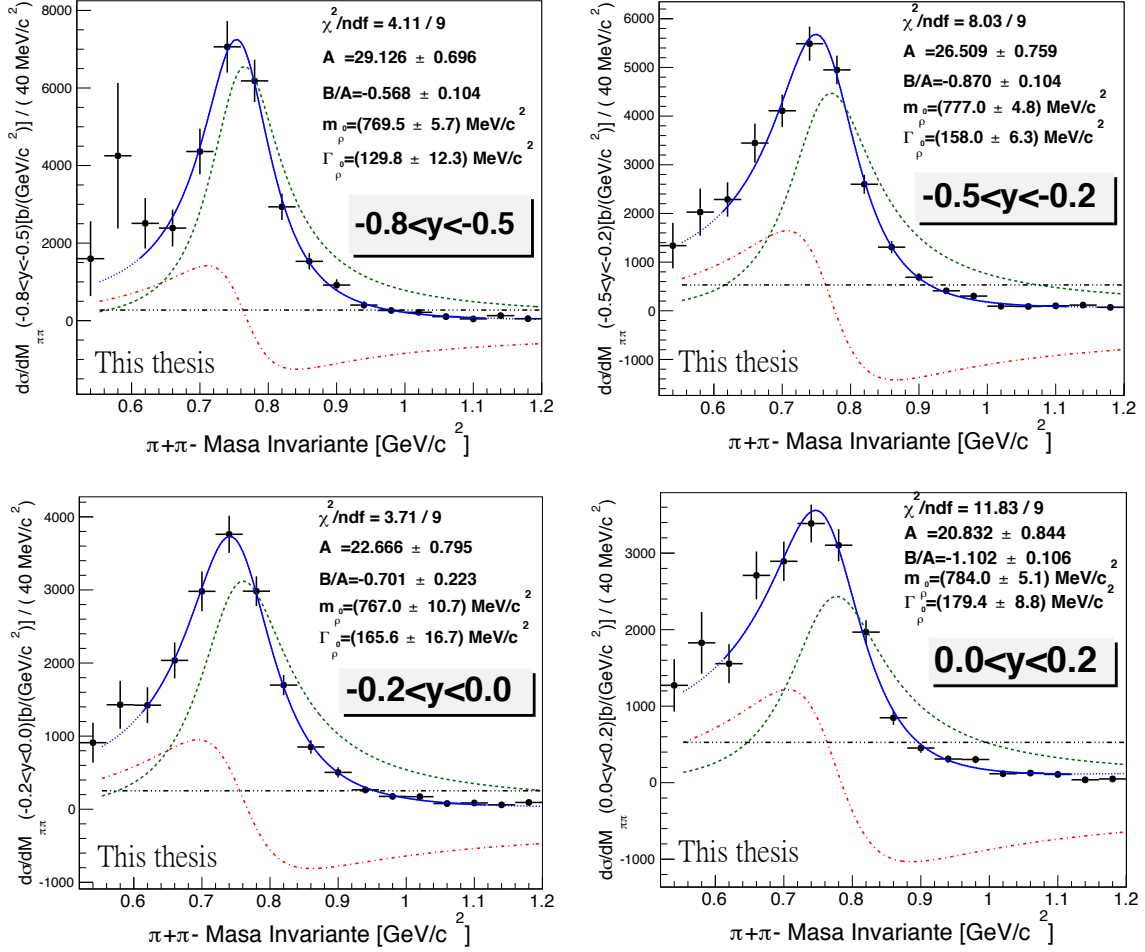


FIGURA 9.4. Distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ corregida por la aceptación y la eficiencia para los primeros cuatro de siete intervalos de la rapidez.

rojo corresponde al término de interferencia y la línea segmentada intercalados con tres punto en color negro representa contribución no resonante.

9.2.2. Comparación de las muestras CINT1 y CCUP2 en la región $|y| < 0.5$

En esta sección se hace una comparación de la sección eficaz obtenida de las muestras de los *triggers* CINT1 y CCUP2 en las regiones cinemáticas $|y| < 0.5$ (que corresponde a la región $61 < W_{\gamma p} < 101$ GeV), $(0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12)$ GeV/c^2 y con $|t| < 0.5$ GeV^2/c^2 . En figura 9.6 se muestran los espectros de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ correspondientes a la región de rapidez $|y| < 0.5$ de eventos de la muestra CINT1 y CCUP2, y en la tabla 9.1 sus correspondientes parámetros. Se puede observar que en la parte baja de la masa (por debajo de 500 MeV) hay una resonancia que no forma parte del espectro de ρ^0 , una posible explicación de esta podría ser el “reflejo de omega”

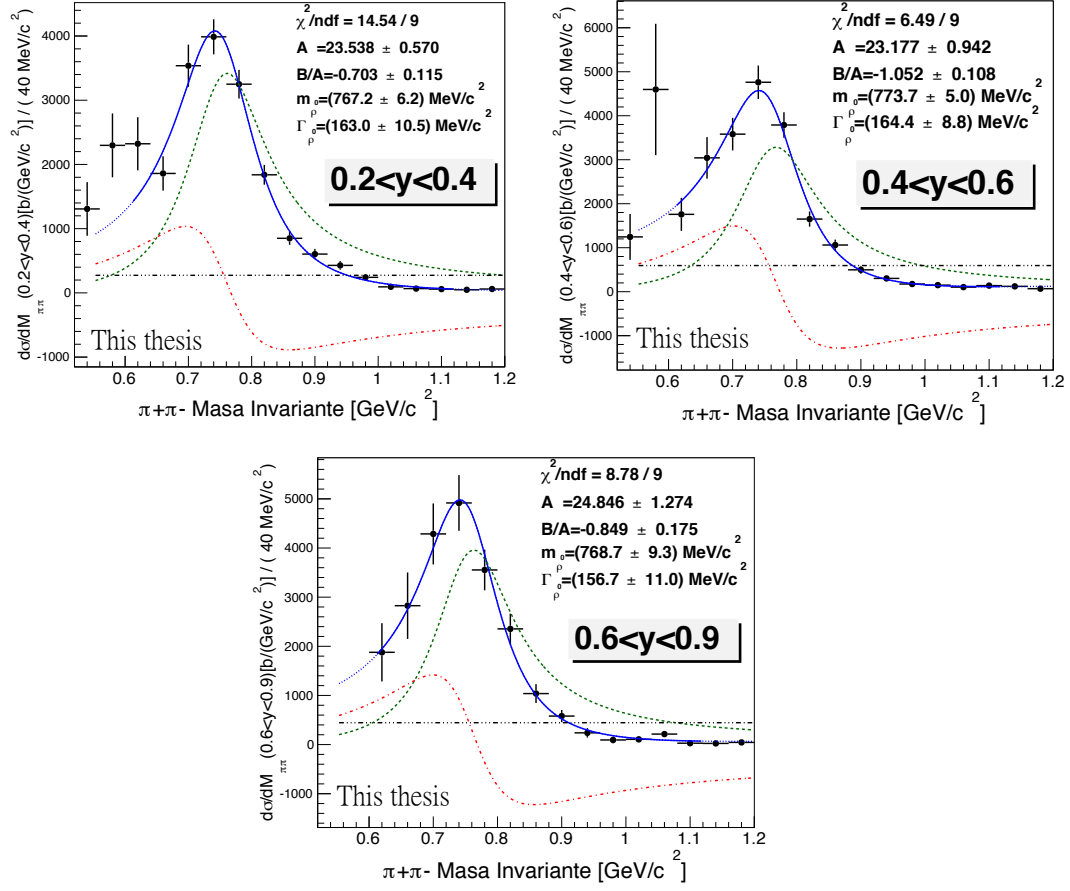


FIGURA 9.5. Distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ corregida por la aceptación y la eficiencia para los últimos tres de siete intervalos de la rapidez.

(*omega reflection*) es decir fotoproducción de una omega $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, donde π^0 está ausente y los dos piones son reconstruidos lo que sucede cuando la omega tiene alto p_T ($\sim 1 \text{ GeV}/c$) donde los pares $\pi^+\pi^-$ pueden alcanzar al trigger UPC y producir una señal.

Parámetro	CINT1	CCUP2
χ^2/NDF	11.71 / 9	9.30 / 9
$A [\mu b^{1/2}]$	7.79 ± 0.27	49.84 ± 1.04
$ B/A [(\text{GeV}/c^2)^{-1/2}]$	0.94 ± 0.12	0.89 ± 0.08
$M_\rho [\text{GeV}/c^2]$	0.777 ± 0.005	0.775 ± 0.003
$W_\rho [\text{GeV}/c^2]$	0.151 ± 0.008	0.173 ± 0.003

Cuadro 9.2: Parámetros del ajuste de la distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ en el rango cinemático $(0.61 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.12) \text{ GeV}/c^2$, $(61 < W_{\gamma p} < 101) \text{ GeV}$, y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$.

9.2. Resultados preliminares (Modelo de Söding)

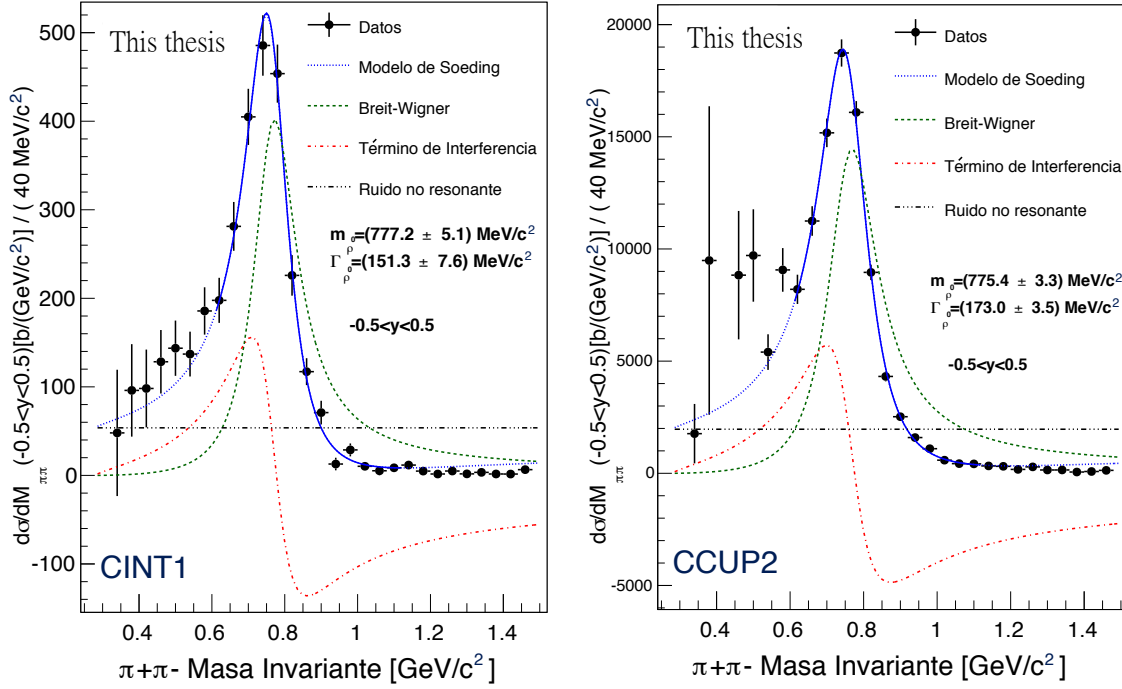


FIGURA 9.6. Distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ corregido por la aceptación y la eficiencia en el intervalo de la rapidez $|y| < 0.5$. Se puede observar que en la muestra del CCUP2 la presencia del ruido es mucho mayor que en la muestra del trigger CINT1, el ruido es una mezcla de los dos piones de ω más el ruido del protón disociativo.

9.2.3. Parámetros en función de p_T de la muestra CCUP2

Parámetro	$(0.0 < p_T < 0.1)$ [GeV/c]	$(0.1 < p_T < 0.2)$ [GeV/c]	$(0.2 < p_T < 0.3)$ [GeV/c]	$(0.3 < p_T < 0.4)$ [GeV/c]	$(0.4 < p_T < 0.5)$ [GeV/c]	$(0.5 < p_T < 0.6)$ [GeV/c]	$(0.6 < p_T < 0.7)$ [GeV/c]
χ^2/NDF	9.14/9	3.83/9	4.50/9	3.08/9	8.89/9	10.57/9	6.98/9
A [$\mu b^{1/2}$]	14.21 ± 0.45	20.21 ± 0.78	35.40 ± 0.82	24.94 ± 0.93	30.98 ± 0.89	17.47 ± 1.05	19.56 ± 0.49
$ B/A $ [(GeV/c ²) ^{-1/2}]	0.53 ± 0.16	0.79 ± 0.16	0.82 ± 0.09	0.97 ± 0.11	0.89 ± 0.09	0.76 ± 0.27	0.40 ± 0.11
M_ρ [GeV/c ²]	0.765 ± 0.008	0.768 ± 0.008	0.769 ± 0.004	0.773 ± 0.005	0.777 ± 0.005	0.776 ± 0.014	0.770 ± 0.009
Γ_ρ [GeV/c ²]	0.140 ± 0.020	0.170 ± 0.011	0.153 ± 0.005	0.160 ± 0.007	0.168 ± 0.006	0.202 ± 0.022	0.168 ± 0.018

Cuadro 9.3: Resultados de los ajustes de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ de las figuras D.4 y D.6 en las regiones cinemáticas $(0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12)$ GeV/c², $(53 < W_{\gamma p} < 124)$ GeV y en diferentes regiones del momento transversal de $\pi^+\pi^-$ usando ec.(9.3). Los errores son de los ajustes..

Con el fin de determinar el comportamiento del parámetro $|A/B|$ en función del momento transversal, se hizo un análisis en siete regiones del p_T en las siguientes regiones cinemáticas $(0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12) \text{ GeV}/c^2$, $(53 < W_{\gamma p} < 124) \text{ GeV}$, para la muestra del CCUP2. Los resultados se muestran en la tabla 9.3. Los ajustes de la masa invariante para cada región de p_T , están en el apéndice D.

9.2.4. Resultados

En la tabla 9.4 se muestran las diferentes regiones cinemáticas y y los correspondientes valores promedios de las energías del centro de masa $W_{\gamma p}$ en que se obtuvieron las secciones eficaces de fotoproducción elástica de ρ^0 . También se muestran el flujo de fotones y la secciones eficaces diferenciales correspondientes. Estas secciones eficaces se calcularon integrando la contribución resonante obtenida del ajuste con ec.(9.3), en las regiones cinemáticas $(0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12) \text{ GeV}/c^2$, $(53 < W_{\gamma p} < 124) \text{ GeV}$ y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$ y con una extrapolación del ajuste de la masa invariante a la región $(2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + 5\Gamma_\rho) \text{ GeV}/c^2$. El error de la sección eficaz que aparece en la tabla se debe a los errores de la integral de la función paramétrica de Söding en la región cinemática $(0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12) \text{ GeV}/c^2$ debido a la incertidumbre de los parámetros. En la figura 9.7 se muestra una gráfica de los valores de la sección eficaz diferencial UPC en función de la energía.

y	$\langle W_{\gamma p} \rangle$ [GeV]	No. de fotones	$d\sigma_{p\text{-Pb}}/dy [\mu b]$	Sección eficaz $\sigma_{\gamma p} [\mu b]$
(-0.8,-0.5)	59	155	1305.68 ± 60.30	8.44 ± 0.39
(-0.5,-0.2)	69	145	1310.37 ± 40.15	9.03 ± 0.28
(-0.2,0.0)	78	137	1370.25 ± 46.89	9.97 ± 0.34
(0.0,0.2)	86	131	1357.46 ± 44.69	10.35 ± 0.34
(0.2,0.4)	95	125	1480.50 ± 52.55	11.86 ± 0.42
(0.4,0.6)	105	119	1434.67 ± 56.72	12.09 ± 0.48
(0.6,0.9)	119	111	1020.19 ± 60.33	9.20 ± 0.54

Cuadro 9.4: En la tabla se muestran las secciones eficaces diferenciales UPC y las secciones eficaces de fotoproducción del mesón vectorial ρ^0 para diferentes regiones de la rapidez con las correspondientes energías promediadas del centro de masa $W_{\gamma p}$ y el número de fotones correspondientes, para eventos de la muestra CCUP2 (Pb-p). Sólo se muestran los errores estadísticos.

9.2. Resultados preliminares (Modelo de Söding)

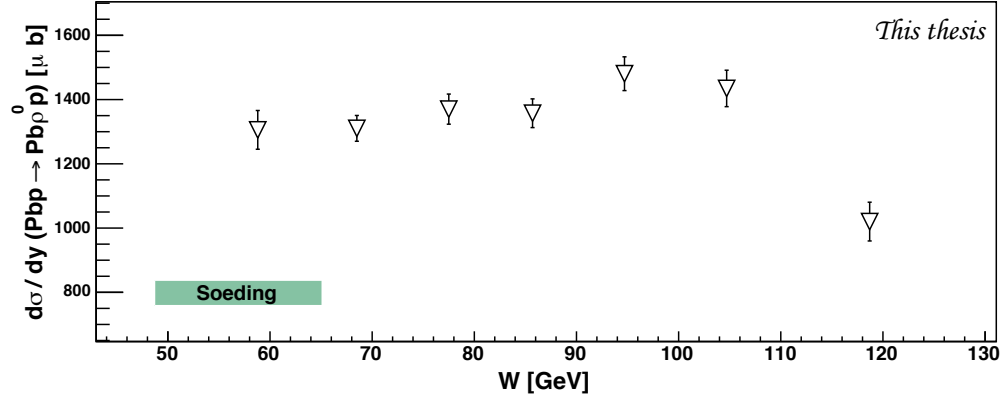


FIGURA 9.7. Valores de la sección eficaz diferencial de fotoproducción elástica de ρ^0 en función de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$. Los símbolos en triángulos representan las mediciones del experimento ALICE correspondientes a diferentes regiones de la rapidez y en los rangos cinemáticos $(0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12) \text{ GeV}/c^2$, $(53 < W_{\gamma p} < 124) \text{ GeV}$ y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$.

<i>trigger</i>	$\langle W_{\gamma p} \rangle$ [GeV]	No. de fotones	$d\sigma_{p\text{-Pb}}/dy [\mu b]$	Sección eficaz $\sigma_{\gamma p} [\mu b]$
CINT1	82	134	1502.26 ± 49.49	11.19 ± 0.37
CCUP2	82	134	1407.73 ± 21.94	10.49 ± 0.16

Cuadro 9.5: La sección eficaz total de fotoproducción $\sigma_{\gamma p}(|y| < 0.5)$ en función de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$, en el rango cinemático $(0.61 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.12) \text{ GeV}/c^2$, $(61 < W_{\gamma p} < 101) \text{ GeV}$, y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$, para las muestras CINT1 y CCUP2.

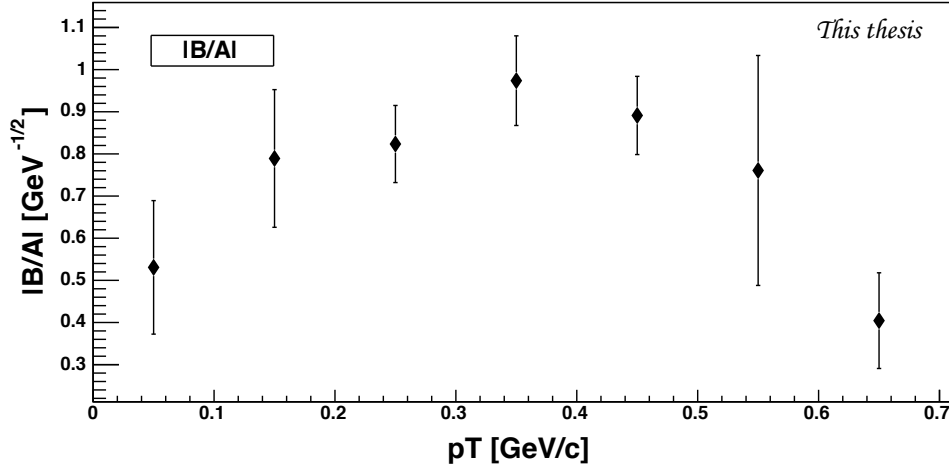


FIGURA 9.8. Las razones $|B/A|$ en función del momento transversal p_T de $\pi^+\pi^-$ para la reacción elástica $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^- p$ en los rangos cinemáticos $(0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12)$ GeV/ c^2 , $(53 < W_{\gamma p} < 124)$ GeV y $|t| < 0.5$ GeV²/ c^2 . Sólo se muestran el errores estadísticos.

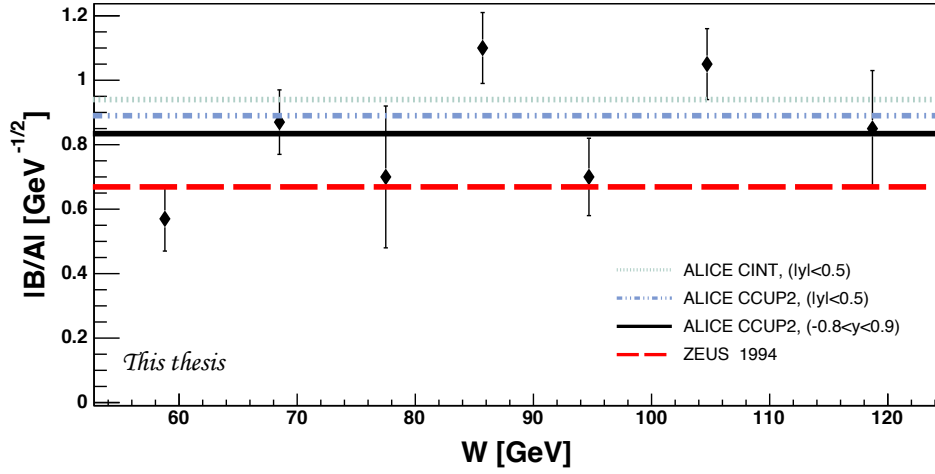


FIGURA 9.9. Los puntos negros representan las razones B/A obtenidas en función de la energía $W_{\gamma p}$ para la reacción elástica $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^- p$ en los rangos cinemáticos $(0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12)$ GeV/ c^2 , $(53 < W_{\gamma p} < 124)$ GeV y $|t| < 0.5$ GeV²/ c^2 . La sólida negra representa el promedio de estas mediciones para las colisiones Pb-p en el experimento ALICE. Sólo se muestran los errores estadísticos. Las líneas segmentada, puntos más líneas segmentadas y línea de puntos indican el valor promedio de $|B/A|$ en las regiones $(50 < W_{\gamma p} < 100)$ GeV en ZEUS y en $(61 < W_{\gamma p} < 101)$ GeV en ALICE para las dos últimas líneas mencionadas, respectivamente.

En la figura 9.9 se muestra una gráfica de las razones B/A obtenidas en función de la energía $W_{\gamma p}$ para la reacción elástica $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^- p$ en los rangos cinemáticos $(0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12)$ GeV/ c^2 ,

($53 < W_{\gamma p} < 124$) GeV y $|t| < 0.5$ GeV²/c² en ALICE. Sólo se muestran el errores estadísticos. Las líneas continuas indican el valor promedio de $|B/A|$. Puede observarse que $|B/A|$ en función del momento transversal p_T parece tener un máximo dentro del rango de la energía ($53 < W_{\gamma p} < 124$) GeV.

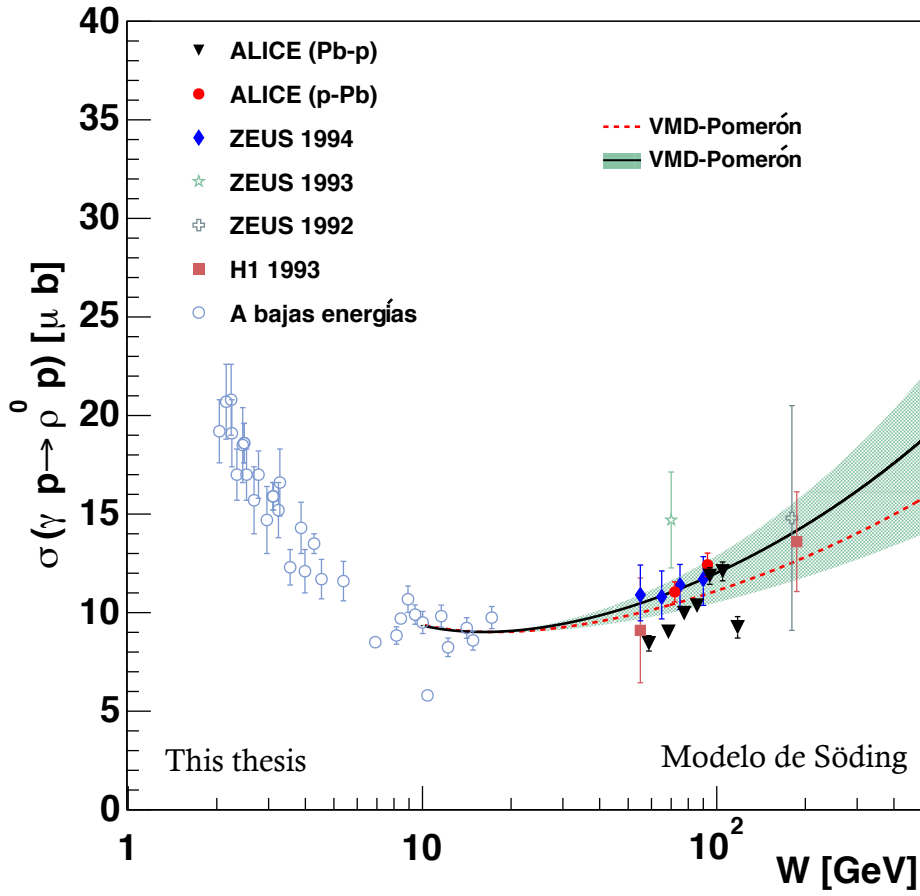


FIGURA 9.10. La sección eficaz total $\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}$ de fotoproducción elástica de ρ^0 en función de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$. Los siete símbolos en triángulos representan las mediciones del experimento ALICE en el rango de energía ($53 < W_{\gamma p} < 124$) GeV. Los puntos rojos corresponden a las mediciones de ALICE en las regiones ($-0.5 < y < 0.0$) y ($0.0 < y < 0.5$) que corresponden a la región de la energía del centro de masa ($61 < W_{\gamma p} < 101$) GeV. Se muestran también los resultados obtenidos en HERA y una compilación de baja energía [130–137], y los de los siguientes artículos [138–140]. La línea segmentada y continua son parametrizaciones [141] basada en la teoría de Regge que asume el valor de la intercepción de pomerón encontrado por Donnachie-Landshoff [142–144], y por Cudell et al. [146], respectivamente. La banda corresponde a la incertidumbre en la determinación de la intersección de pomerón [146]. En las mediciones de ALICE sólo se muestran los errores estadísticos.

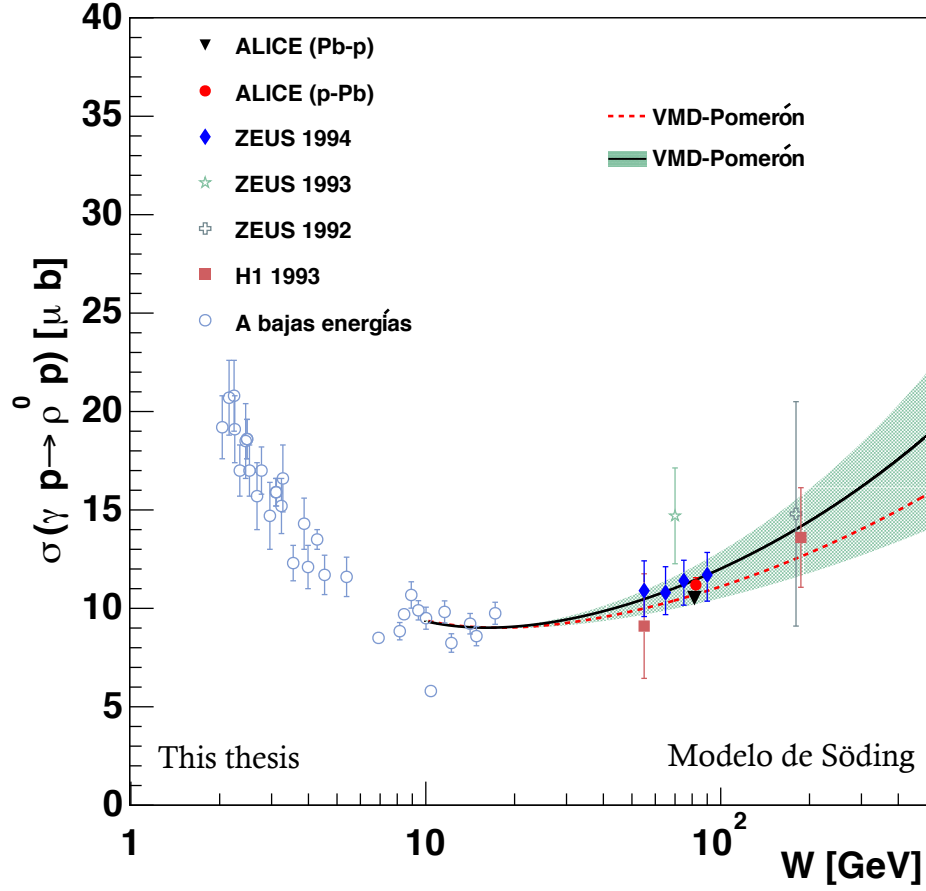


FIGURA 9.11. La sección eficaz total $\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}$ de fotoproducción elástica de ρ^0 en función de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$. El triángulo negro y el punto rojo representan las mediciones del experimento ALICE en el rango de energía ($61 < W_{\gamma p} < 101$) GeV con $\langle W_{\gamma p} \rangle = 82$ GeV de las muestras Pb-p y p-Pb respectivamente, en la región $|y| < 0.5$. Se muestran también los resultados obtenidos en HERA y una compilación de baja energía [130–137], y los de los siguientes artículos [138–140]. La línea segmentada y continua son parametrizaciones [141] basada en la teoría de Regge que asume el valor de la intercepción de pomerón encontrado por Donnachie-Landshoff [142–144], y por Cudell et al. [146], respectivamente. La banda corresponde a la incertidumbre en la determinación de la intersección de pomerón [146]. En las mediciones de ALICE sólo se muestran los errores estadísticos.

En las figuras 9.10 y 9.19 muestran las secciones eficaces ($\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$) en función de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$ medidos en diferentes experimentos a bajas y altas energías. Los resultados de ALICE en la figura 9.10 fueron medidos en diferentes regiones cinemáticas. Para la muestra de las colisiones Pb-p se dividió en siete regiones de la rapidez (ver la tabla 9.4). Una forma de estimar analíticamente el valor de la sección eficaz es utilizando VMD de la ecuación (2.47) y de los experimentos se asume un comportamiento exponencial de $\frac{d\sigma}{d|t|} \sim e^{-b|t|}$ por

9.3. Resultados preliminares (Modelo de Ross-Stodolsky)

lo tanto $\sigma^{\gamma p \rightarrow V p} \approx 4\pi\alpha \left(\sigma_{tot}^{Vp} \right)^2 / (f_V^2 16\pi b)$, con $\sigma_{tot}^{\rho^0 p} \approx 1/2(\sigma_{tot}^{\pi^+ p} + \sigma_{tot}^{\pi^- p})$ donde $s = W_{\gamma p}^2$, para calcular el factor b se utiliza la teoría de Regge [199]. Los parámetros ϵ de la función de parametrización de Donnachie-Landshoff [145] se obtienen del ajuste de las secciones eficaces de las colisiones hadrónicas $\pi^\pm p$ ($\epsilon = 0.0808$) y para datos más recientes se obtiene un buen ajuste en el rango $0.07 < \epsilon < 0.11$, para más detalles ver [141, 145, 146]. Por lo tanto la línea sólida en las figuras 9.10 y 9.19 corresponde a $\epsilon = 0.096$ [146] y los límites de la región de incertidumbre a $\epsilon = 0.07$ y $\epsilon = 0.11$ con los parámetros $X^{\pi^\pm p}$ y $Y^{\pi^\pm p}$ correspondientes [141]. La línea segmentada corresponde a $\epsilon = 0.0808$.

En la figura 9.10 podemos ver dos puntos rojos que corresponden a las mediciones de las colisiones p-Pb para dos regiones cinemáticas $61 < W_{\gamma p} < 79$ GeV y $79 < W_{\gamma p} < 101$ GeV que corresponden a las regiones $-0.5 < y < 0.0$ y $0.0 < y < 0.5$, respectivamente (ver el apéndice D). Los parámetros obtenidos de esta medición son:

Parámetro	$-0.5 < y < 0.0$	$0.0 < y < 0.5$
χ^2/NDF	15.94 / 8	6.21 / 9
$A [\mu b^{1/2}]$	5.51 ± 0.23	5.75 ± 0.22
$ B/A [(\text{GeV}/c^2)^{-1/2}]$	0.97 ± 0.13	0.67 ± 0.20
$M_\rho [\text{GeV}/c^2]$	0.783 ± 0.007	0.762 ± 0.010
$W_\rho [\text{GeV}/c^2]$	0.151 ± 0.011	0.145 ± 0.014

Cuadro 9.6: Parámetros del ajuste de la distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ para las regiones cinemáticas $61 < W_{\gamma p} < 79$ GeV y $79 < W_{\gamma p} < 101$ GeV y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$ para la muestra p-Pb (CINT1). Sólo se dividió en dos regiones de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$ por falta de estadística en la muestra p-Pb.

y	$\langle W_{\gamma p} \rangle$ [GeV]	No. de fotones	$d\sigma_{\text{p-Pb}}/dy [\mu b]$	Sección eficaz $\sigma_{\gamma p} [\mu b]$
$-0.5 < y < 0.0$	72	142	1569.41 ± 72.32	11.05 ± 0.51
$0.0 < y < 0.5$	93	127	1572.84 ± 74.87	12.43 ± 0.59

Cuadro 9.7: La sección eficaz total de fotoproducción $\sigma_{\gamma p}$ en función de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$ para las regiones cinemáticas $61 < W_{\gamma p} < 79$ GeV y $79 < W_{\gamma p} < 101$ GeV y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$ (ver el apéndice D).

9.3. Resultados preliminares (Modelo de Ross-Stodolsky)

Como mencionamos anteriormente otras parametrizaciones de la resonancia ρ^0 son posibles y como un *cross check* de la distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ fue también parametrizado con la función de Ross-Stodolsky [129], una parametrización de Breit-Wigner

relativista modificada por la fenomenología de Ross-Stodolsky en la región $(0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12)$ GeV/c², y extrapolado a la región $(2M_{\pi} < M_{\pi\pi} < M_{\rho} + 5\Gamma_{\rho})$ GeV/c², para la extracción de la señal.

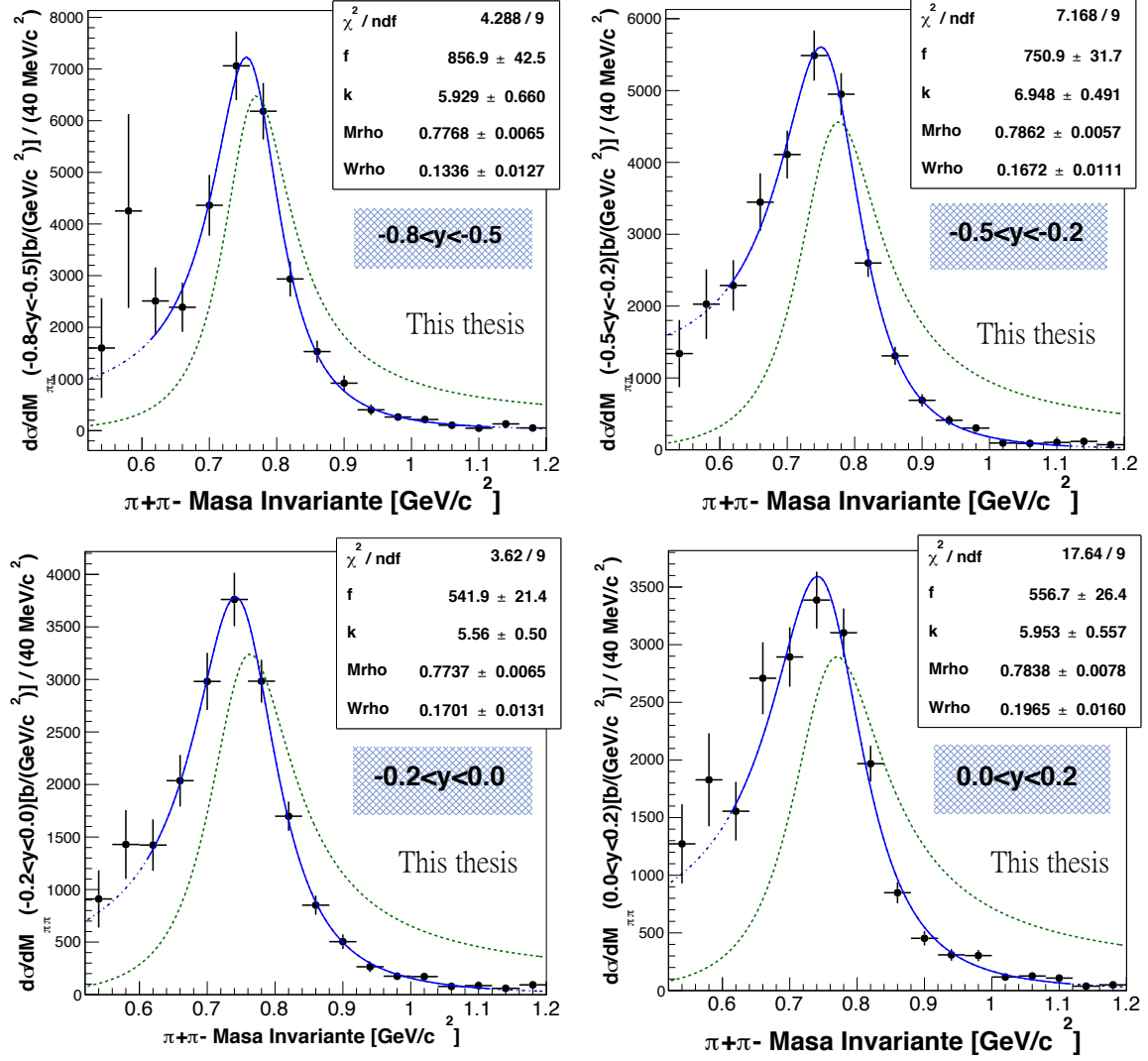


FIGURA 9.12. Distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ corregido por la aceptación y la eficiencia para los primeros cuatro de siete intervalos de la rapidez (ver también la figura 9.13).

9.3.1. Distribución de la masa invariante en siete regiones de la rapidez (CCUP2)

Siguiendo los mismos pasos de la sección 9.2.1 mostramos los resultados de los ajustes 9.12 y 9.13 en la tabla 9.8 para cada región de la rapidez, obtenidos de los ajustes de la masa invariante para la extracción de la señal en los rangos cinemáticos $(0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12)$ GeV/c²,

9.3. Resultados preliminares (Modelo de Ross-Stodolsky)

$(53 < W_{\gamma p} < 124) \text{ GeV}$ y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$.

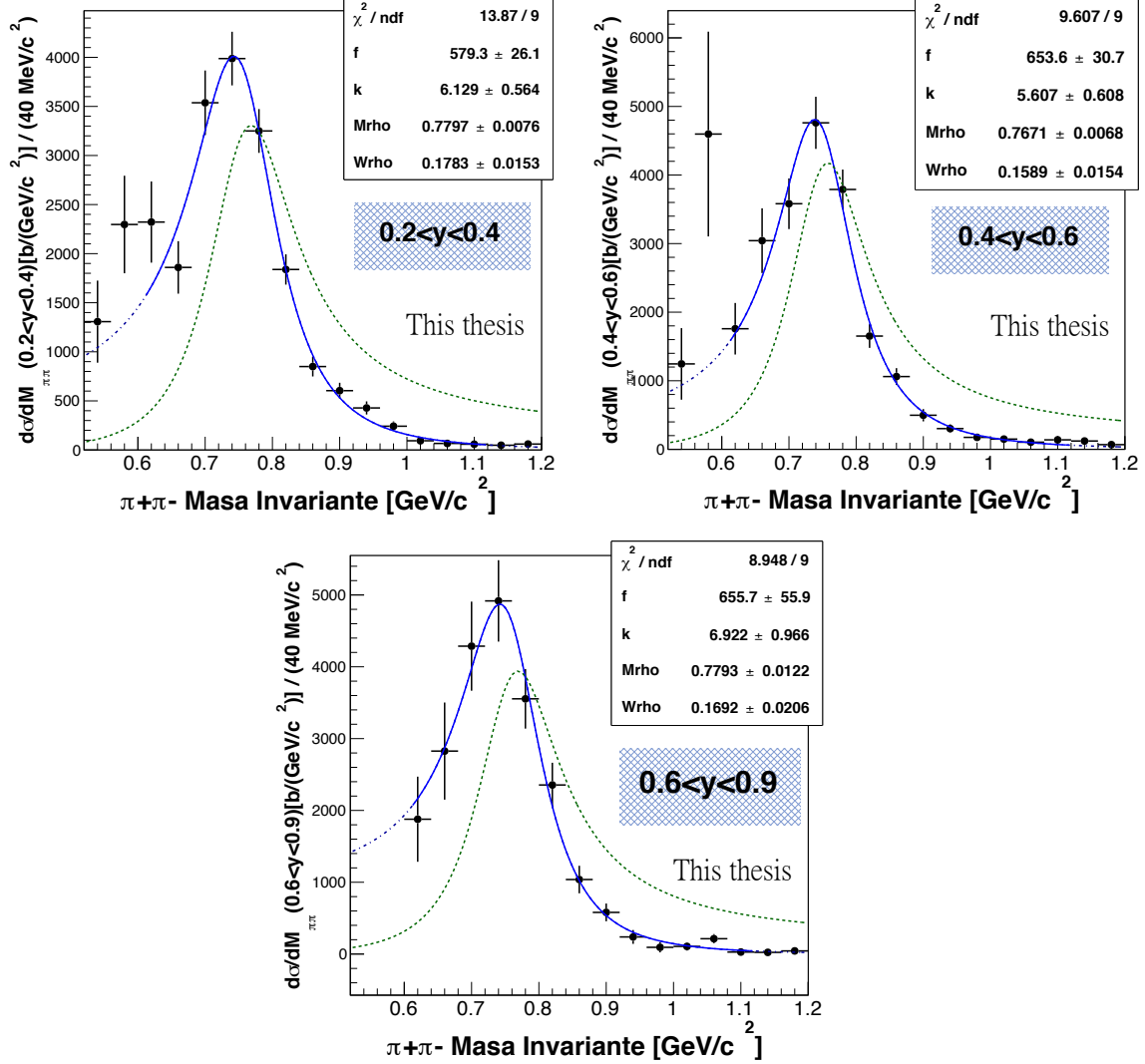


FIGURA 9.13. Distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ corregido por la aceptación y la eficiencia para los últimos tres de siete intervalos de la rapidez.

La anchura del *bin* que se utilizó en los ajustes fue de $\Delta M_{\pi\pi} = 40 \text{ GeV}/c^2$. La línea azul segmentada corresponde a la función de Ross-Stodolsky, la línea azul corresponde a la función de RS en la región del ajuste, y la línea verde segmentada es la función de Breit-Wigner. Los parámetros correspondientes se muestran en la tabla 9.8.

La diferencia de este modelo con respecto a la de Söding es que no considera la producción no resonante de $\pi^+\pi^-$, sólo introduce un acoplamiento fenomenológico $\gamma - \rho^0$ que cambia un fotón a una partícula ρ^0 con un cierto coeficiente sin alterar la “función de onda”[129].

Parámetro	-0.8<y<-0.5	-0.5<y<-0.2	-0.2<y<0.0	0.0<y<0.2	0.2<y<0.4	0.4<y<0.6	0.6<y<0.9
Chi2/NDF	4.29/9	7.17/9	3.62/9	17.64/9	13.87/9	9.61/9	8.95/9
f	856.86 ± 42.51	750.90 ± 31.67	541.94 ± 21.44	556.72 ± 26.37	579.34 ± 26.09	653.59 ± 30.65	655.73 ± 55.91
k	5.93 ± 0.66	6.95 ± 0.49	5.56 ± 0.50	5.95 ± 0.56	6.13 ± 0.56	5.61 ± 0.61	6.92 ± 0.97
M_ρ [GeV/c ²]	0.777 ± 0.007	0.786 ± 0.006	0.774 ± 0.007	0.784 ± 0.008	0.780 ± 0.008	0.767 ± 0.007	0.779 ± 0.012
Γ_ρ [GeV/c ²]	0.134 ± 0.013	0.167 ± 0.011	0.170 ± 0.013	0.197 ± 0.016	0.178 ± 0.015	0.159 ± 0.015	0.169 ± 0.020

Cuadro 9.8: Resultados de los ajustes de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ de las figuras 9.12 y 9.13 en las regiones cinemáticas ($0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12$) GeV/c², ($53 < W_{\gamma p} < 124$) GeV y $|t| < 0.5$ GeV²/c² usando ec.(9.5). Los errores son de los ajustes.

9.3.2. Comparación de las muestras CINT1 y CCUP2 en la región $|y| < 0.5$

Resultados del ajuste de la distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ en las regiones cinemáticas ($0.61 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.12$) GeV/c², ($61 < W_{\gamma p} < 101$) GeV, y $|t| < 0.5$ GeV²/c² con la parametrización de Ross-Stodolsky están en la tabla 9.9.

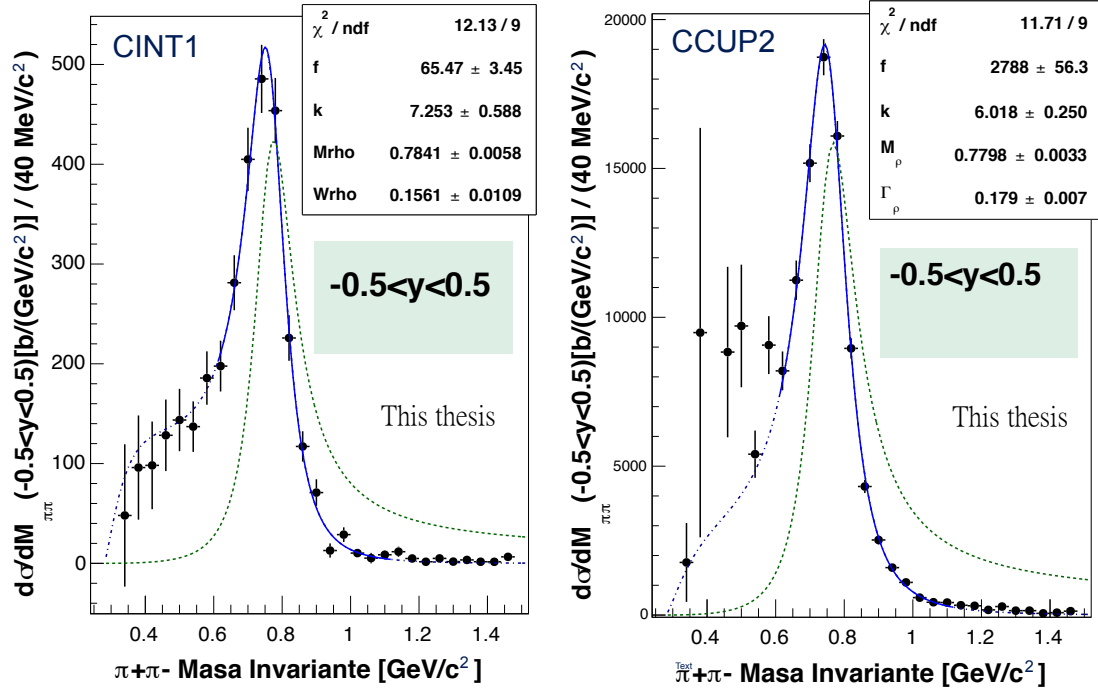


FIGURA 9.14. Distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ corregido por la aceptación y la eficiencia en el intervalo de la rapidez $|y| < 0.5$.

Los errores que se muestran en la tabla 9.9 son del ajuste. Donde M_ρ y Γ_ρ son la masa

9.3. Resultados preliminares (Modelo de Ross-Stodolsky)

invariante y la anchura de ρ^0 , f es el factor de normalización para la contribución de Breit-Wigner y k el factor de sesgo de R-S.

Parámetro	CINT1	CCUP2
χ^2/NDF	12.130 / 9	11.712 / 9
f	65.47 ± 3.45	2788.38 ± 56.35
k	7.25 ± 0.59	6.02 ± 0.25
M_ρ [GeV/ c^2]	0.784 ± 0.006	0.779 ± 0.003
W_ρ [GeV/ c^2]	0.156 ± 0.011	0.179 ± 0.007

Cuadro 9.9: Parámetros del ajuste de la distribución de la masa invariante de π^{+-} en las regiones cinemáticas ($0.61 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.12$) GeV/ c^2 , ($61 < W_{\gamma p} < 101$) GeV, y $|t| < 0.5$ GeV $^2/c^2$.

9.3.3. Parámetros en función de p_T de la muestra CCUP2

Se ha determinado también el comportamiento del parámetro de sesgo k en función del momento transversal p_T , para la muestra del *trigger* CCUP2, los resultados se muestran en la tabla 9.10. Los ajustes de la masa invariante para cada región de p_T se pueden ver en las figuras D.10 y D.10.

Parámetro	(0.0< p_T <0.1) [Gev/c]	(0.1< p_T <0.2) [Gev/c]	(0.2< p_T <0.3) [Gev/c]	(0.3< p_T <0.4) [Gev/c]	(0.4< p_T <0.5) [Gev/c]	(0.5< p_T <0.6) [Gev/c]	(0.6< p_T <0.7) [Gev/c]
Chi2/NDF	8.99/9	3.52/9	5.02/9	5.77/9	5.40/9	10.29/9	7.07/9
f	206.80 ± 14.01	438.78 ± 24.02	1331.57 ± 42.56	721.03 ± 32.54	1037.71 ± 50.26	339.87 ± 24.92	401.97 ± 22.13
k	5.28 ± 0.92	6.17 ± 0.64	6.56 ± 0.38	6.10 ± 0.58	7.07 ± 0.50	5.47 ± 0.92	3.84 ± 0.75
M_ρ [GeV/ c^2]	0.772 ± 0.008	0.778 ± 0.009	0.775 ± 0.004	0.771 ± 0.007	0.792 ± 0.007	0.792 ± 0.019	0.779 ± 0.010
Γ_ρ [GeV/ c^2]	0.146 ± 0.020	0.184 ± 0.018	0.158 ± 0.008	0.159 ± 0.013	0.191 ± 0.014	0.236 ± 0.047	0.184 ± 0.022

Cuadro 9.10: Resultados del ajuste de la distribución de la masa en distintas regiones del momento transversal en las regiones cinemáticas ($0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12$) GeV/ c^2 , ($53 < W_{\gamma p} < 124$) GeV.

9.3.4. Resultados

En la tabla 9.11 se muestran las diferentes regiones cinemáticas y y los correspondientes valores promedios de las energías del centro de masa $W_{\gamma p}$ en que se obtuvieron las secciones eficaces de fotoproducción elástica de ρ^0 . También se muestran el flujo de fotones y la secciones eficaces diferenciales correspondientes. Estas secciones eficaces se calcularon integrando la contribución resonante obtenida del ajuste con ec.(9.5), en las regiones cinemáticas ($0.61 < M_{\pi\pi} <$

1.12) GeV/c^2 , ($53 < W_{\gamma p} < 124$) GeV y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$ y con una extrapolación del ajuste de la masa invariante a la región ($2M_\pi < M_{\pi\pi} < M_\rho + 5\Gamma_\rho$) GeV/c^2 . El error de la sección eficaz que aparece en la tabla se debe a los errores de la integral de la función paramétrica de Ross-Stodolsky en la región cinemática ($0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12$) GeV/c^2 debido a la incertidumbre de los parámetros. En la figura 9.15 se muestra una gráfica de los valores de la sección eficaz diferencial UPC en función de la energía.

En la tabla 9.12 se muestran los resultados de los ajustes de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ de la figura 9.14, en los rangos cinemáticos ($0.61 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.12$) GeV/c^2 , ($61 < W_{\gamma p} < 101$) GeV , y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$, para las dos muestras CINT1 y CCUP2. Las dos secciones eficaces parecen ser consistentes. En la figura 9.16 el parámetro de sesgo k no parece depender de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$ mientras que la dependencia de p_T del parámetro k es notoria. En la figura 9.18 se hace una comparación de los resultados obtenidos aquí en esta tesis con los obtenidos en HERA por la colaboración ZEUS y H1.

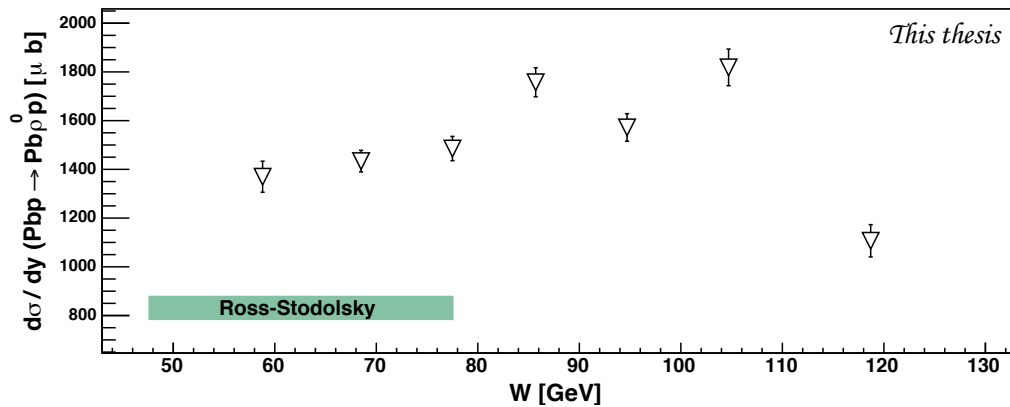


FIGURA 9.15. Valores de la sección eficaz diferencial de fotoproducción elástica de ρ^0 en función de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$. Los símbolos en triángulos representan las mediciones del experimento ALICE correspondientes a diferentes regiones de la rapidez y en los rangos cinemáticos ($0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12$) GeV/c^2 , ($53 < W_{\gamma p} < 124$) GeV y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$.

9.3. Resultados preliminares (Modelo de Ross-Stodolsky)

y	$\langle W_{\gamma p} \rangle$ [GeV]	No. de fotones	$d\sigma_{p-Pb}/dy$ [μb]	Sección eficaz $\sigma_{\gamma p}$ [μb]
(-0.8,-0.5)	59	155	1369.75 ± 63.78	8.86 ± 0.41
(-0.5,-0.2)	69	145	1433.76 ± 44.33	9.88 ± 0.30
(-0.2,0.0)	78	137	1485.38 ± 49.95	10.81 ± 0.36
(0.0,0.2)	86	131	1757.53 ± 59.69	13.41 ± 0.46
(0.2,0.4)	95	125	1572.18 ± 56.43	12.59 ± 0.45
(0.4,0.6)	105	119	1818.63 ± 75.27	15.33 ± 0.63
(0.6,0.9)	119	111	1106.82 ± 66.24	9.98 ± 0.60

Cuadro 9.11: Secciones eficaces para diferentes regiones de la rapidez con sus respectivas energías de centro de masa $W_{\gamma p}$ y el flujo de fotones, para eventos de la muestra CCUP2 obtenidos del modelo R-S.

$trigger$	$\langle W_{\gamma p} \rangle$ [GeV]	No. de fotones	$d\sigma_{p-Pb}/dy$ [μb]	Sección eficaz $\sigma_{\gamma p}$ [μb]
CINT1	82	134	1673.16 ± 55.13	12.46 ± 0.41
CCUP2	82	134	1617.06 ± 25.78	12.05 ± 0.19

Cuadro 9.12: La sección eficaz total de fotoproducción $\sigma_{\gamma p}(|y| < 0.5)$ en función de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$, en los rangos cinemáticos $(0.61 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.12)$ GeV/ c^2 , $(61 < W_{\gamma p} < 101)$ GeV, y $|t| < 0.5$ GeV $^2/c^2$, para las muestras CINT1 y CCUP2.

En la figura 9.18, mostramos la sección eficaz de fotoproducción elástica de ρ^0 , $\sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 p)$ en función de $W_{\gamma p}$ para mediciones de ALICE y para mediciones previas de H1 y ZEUS [128, 131].

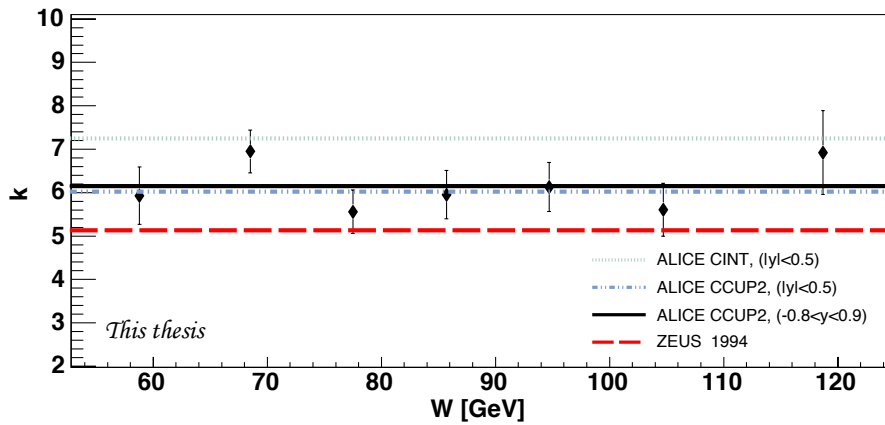


FIGURA 9.16. El parámetro de sesgo k obtenidas en función de la energía $W_{\gamma p}$ para la reacción elástica $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ en los rangos cinemáticos $(0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12)$ GeV/ c^2 , $(53 < W_{\gamma p} < 124)$ GeV y $|t| < 0.5$ GeV $^2/c^2$. Sólo se muestran los errores estadísticos. La línea continua indica el valor promedio de k .

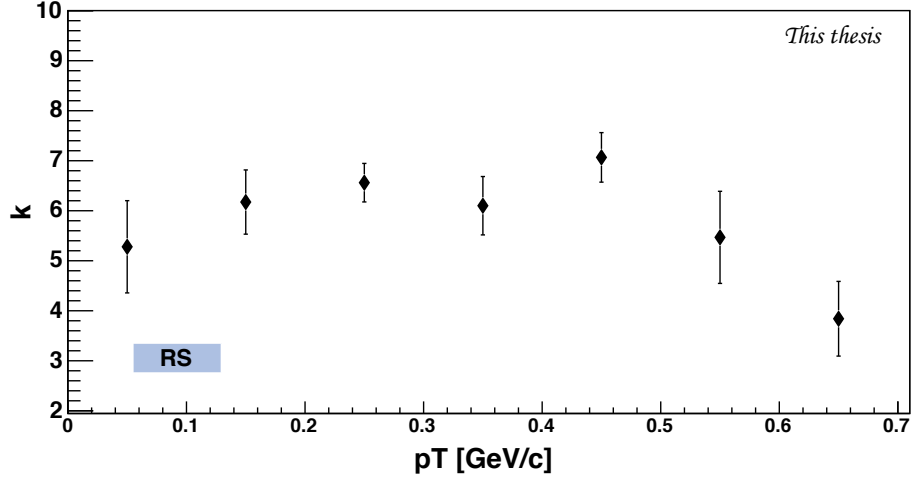


FIGURA 9.17. El parámetro de sesgo k en función del momento transversal p_T de $\pi^+\pi^-$ para la reacción elástica $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ en los rangos cinemáticos ($0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12$) GeV/ c^2 , ($53 < W_{\gamma p} < 124$) GeV y $|t| < 0.5$ GeV $^2/c^2$. Sólo se muestran los errores estadísticos.

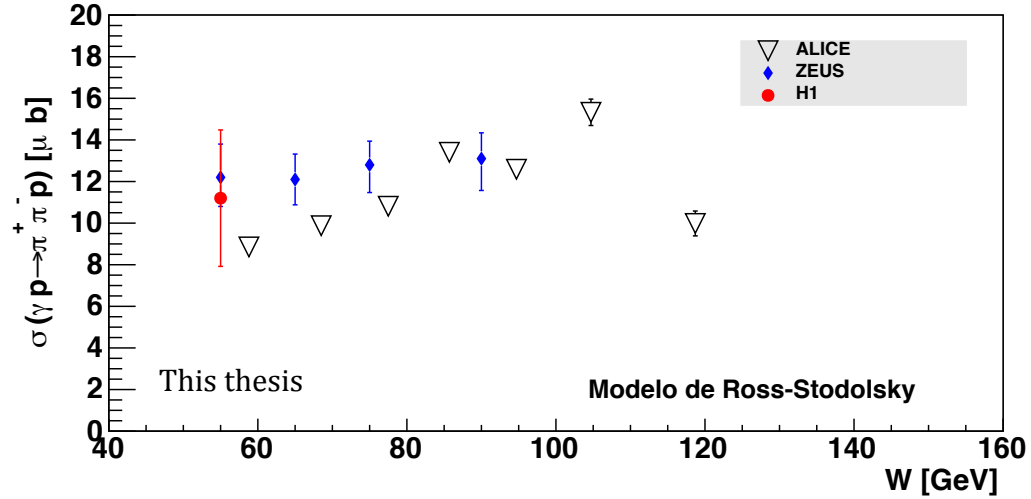


FIGURA 9.18. La sección eficaz total de fotoproducción elástica de ρ^0 en función de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$. Los símbolos en triángulos representan las mediciones del experimento ALICE en el rango de energía ($53 < W_{\gamma p} < 124$) GeV. Los símbolos en rombos representan las mediciones de ZEUS, los puntos rojos corresponden a las mediciones de la colaboración H1. En las mediciones de ALICE sólo se muestran los errores estadísticos.

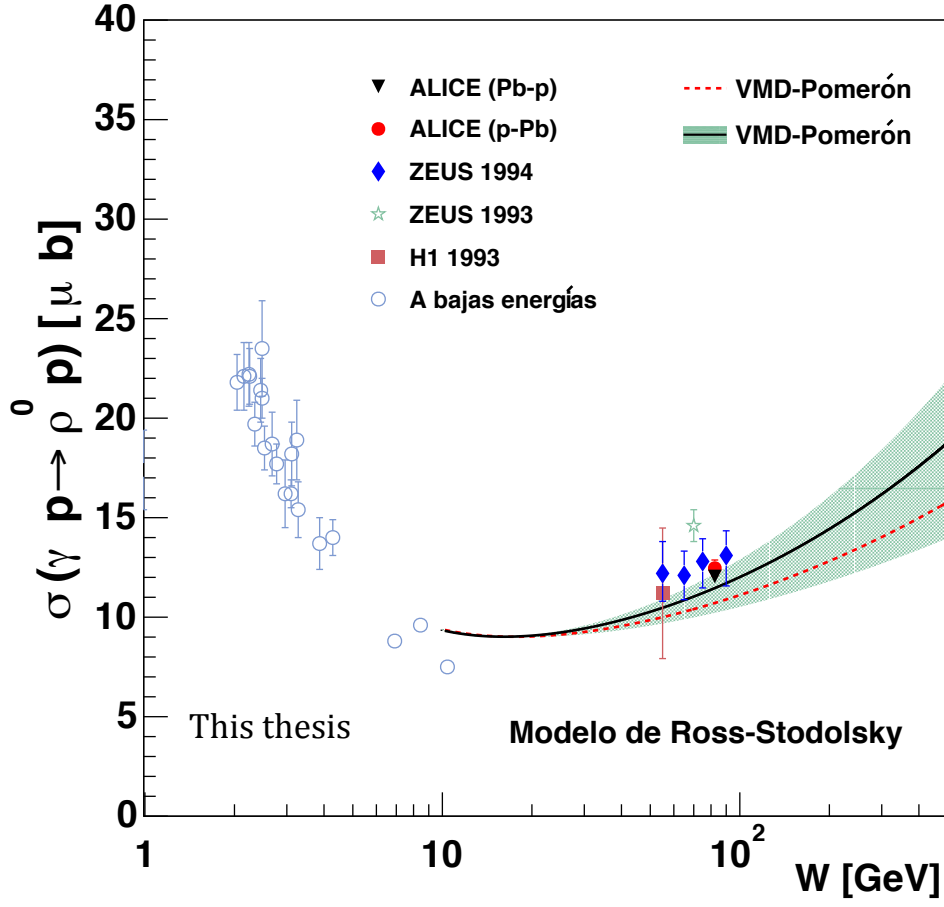


FIGURA 9.19. La sección eficaz total $\sigma_{\gamma p \rightarrow \rho^0 p}$ de fotoproducción elástica de ρ^0 en función de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$. El triángulo negro y el punto rojo representan las mediciones del experimento ALICE en el rango de energía ($61 < W_{\gamma p} < 101$) GeV con $\langle W_{\gamma p} \rangle = 82$ GeV de las muestras Pb-p y p-Pb respectivamente, en la región $|y| < 0.5$. Se muestran también los resultados obtenidos en HERA y una compilación de baja energía [130, 131, 133, 135–137], y los de los siguientes artículos [138, 140]. La línea segmentada y continua son parametrizaciones [141] basada en la teoría de Regge que asume el valor de la intercepción de pomerón encontrado por Donnachie-Landshoff [142–144], y por Cudell et al. [146], respectivamente. La banda corresponde a la incertidumbre en la determinación de la intersección de pomerón [146]. En las mediciones de ALICE sólo se muestran los errores estadísticos.

Conclusiones

Se han presentado las primeras mediciones del LHC en la fotoproducción de ρ^0 en las colisiones Pb-Pb, y p-Pb a energías del centro de masa de $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV y $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV, respectivamente. Se han mostrado los resultados preliminares de la sección eficaz de producción de ρ^0 de la muestra de datos tomados durante las colisiones p-Pb en 2013. Para la muestra de datos de las colisiones p-Pb (CINT1) se calcularon las secciones eficaces en dos regiones cinemáticas ($61 < W_{\gamma p} < 79$) GeV y ($79 < W_{\gamma p} < 101$) GeV en las regiones de la rapidez $-0.5 < y < 0.0$ y $0.0 < y < 0.5$, respectivamente y con $|t| < 0.5$ GeV²/c². Para la muestra Pb-p (CCUP2) se calcularon las secciones eficaces en siete regiones de la energía del centro de masa $W_{\gamma p}$ (ver la tabla 9.4) y en la región del momento transferido al vertice del protón $|t| < 0.5$ GeV²/c². Además para hacer una comparación se determinaron las secciones eficaces en las regiones de la rapidez $|y| < 0.5$ para ambas muestras (p-Pb y Pb-p). También se hizo una comparación con el modelo teórico VMD-Pomerón, basado en la teoría de Regge [199] que asume el valor de la intersección pomerón encontrado por Donnachie-Landshoff [142–144] y por Cudell et al. [146]. Los errores sistemáticos serán determinados durante los siguientes meses. Los resultados obtenidos en este análisis son consistentes con los resultados obtenidos por HERA [128, 131].

Para el caso de las colisiones Pb-Pb, las comparaciones con los cálculos de los modelos, muestran que la sección eficaz medido es consistente con las predicciones de STARLIGHT [78] y por Gonçalves y Machado (GM) [193], a pesar de las singularidades de los modelos mencionados anteriormente. El modelo de Glauber-Donnachie-Landshoff (GDL) [156, 196] sobre-predice la sección eficaz por un factor de 2. Comparaciones con los resultados de las colisiones Au-Au en las energías de RHIC indican que este factor de 2 es independiente de la energía de colisión en el rango $\sqrt{s_{NN}} = 62.2 - 2760$ GeV. Los rendimientos relativos de los diferentes escenarios de fragmentación son consistentes con las predicciones de los modelos de GDL y STARLIGHT. Esto

Capítulo 10. Conclusiones

es importante no sólo para confirmar las suposiciones en los dos modelos sino también porque algunos experimentos, por ejemplo PHENIX, se han basado en una señal en el calorímetro ZDC para disparar en colisiones ultraperiféricas. Para ser capaz de relacionar tales mediciones con una sección eficaz fotonuclear. Es esencial que las probabilidades para el intercambio de múltiples fotones sean bien comprendidas.

Se encontró que la sección eficaz total es aproximadamente la mitad de la sección eficaz inelástica hadrónica total. Éste es un aumento de alrededor de un factor de 5 las colisiones Au-Au en $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, donde la fracción fue de alrededor del 10%. Si el aumento de la sección eficaz de fotoproducción coherente de ρ^0 continúa, siguiendo a STARLIGHT, se puede esperar que supere la sección eficaz de producción hadrónica total de iones pesados como el plomo o el oro en $\sqrt{s_{NN}}$ alrededor de 20 TeV.



Aproximación de Weizsäcker-Williams

La densidad de fotones que rodea el núcleo puede ser calculada usando la aproximación de Weizsäcker-Williams. Esta aproximación relaciona el campo eléctrico de una carga puntual estacionaria al campo de fotones que surge en velocidades ultrarelativistas de la carga, la aproximación es semiclásica. Una transformada de Fourier de las ecuaciones de Maxwell es combinada con la ecuación de la mecánica cuántica para la energía del fotón. Los modos de frecuencia del campo electrostático son tratados como fotones. Dada una colisión definimos una *partícula incidente* y una *partícula-objetivo*, esta última es el sistema 'golpeado' por la *partícula incidente*. Los campos perturbadores de la *partícula incidente* son remplazados por un pulso equivalente de radiación que se analiza en un espectro de frecuencia del fotón virtual.

La suposición más importante del método de fotones virtuales es que el efecto de las diversas componentes de la frecuencia de la radiación equivalente se superponen incoherentemente. Por lo tanto, para determinar el flujo de fotones que rodea el *núcleo-incidente* emplearemos el método de aproximación de Weizsäcker-Williams.

La aproximación comienza con la ecuación para el campo eléctrico del *núcleo-incidente* en el sistema de referencia K (ver Fig.(A.1)). En el sistema de referencia K' , el punto P del observador (*núcleo-objetivo*), donde los campos serán evaluados, tiene como coordenadas a $x'_1 = -vt'$, $x'_2 = b$, $x'_3 = 0$, y está a una distancia $r' = \sqrt{b^2 + (-vt')^2}$ del *núcleo-incidente* q . Es necesario expresar r' en términos de las coordenadas en K , en este caso sólo necesitamos a $t' = \gamma[t - (v/c^2)x_1] = \gamma t$, dado que $x_1 = 0$ para el punto P en el sistema de referencia K .

En el sistema de referencia en reposo K' del *núcleo-incidente*, los campos eléctrico y

Apéndice A. Aproximación de Weizsäcker-Williams

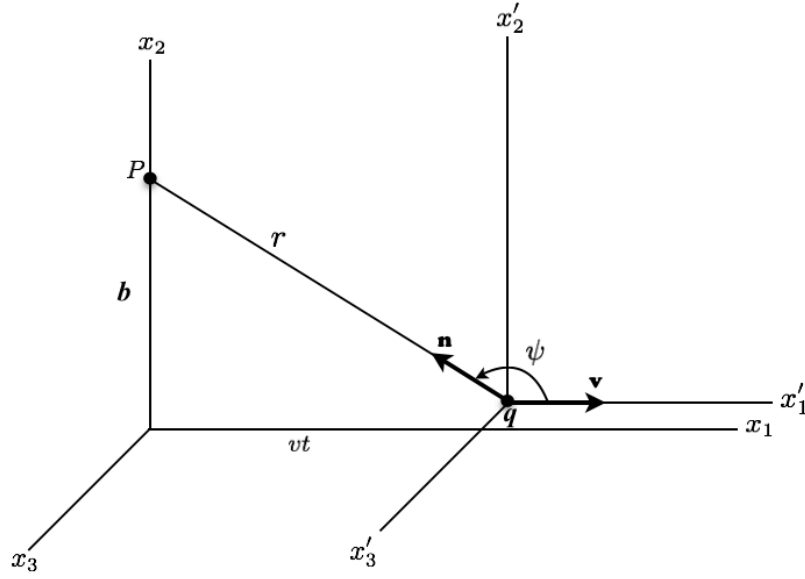


FIGURA A.1. Una partícula de carga q moviéndose a una velocidad constante \mathbf{v} pasa a un punto de observación P en el parámetro de impacto b [70].

magnético en el punto P (*núcleo objetivo*), son:

$$\vec{E}' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r'^3} (-vt' \hat{x}'_1 + b \hat{x}'_2), \quad \text{donde} \quad E'_3 = 0. \quad (\text{A.1})$$

En el sistema de referencia K' el campo magnético en el punto P es $\vec{B}' = 0$. El campo ec.(A.1) en términos de las coordenadas de K es

$$\vec{E}' = E'_1 \hat{x}'_1 + E'_2 \hat{x}'_2 = \left(\frac{eZ}{4\pi\epsilon_0 ((\gamma vt)^2 + b^2)^{3/2}} \right) (-\gamma vt \hat{x}'_1 + b \hat{x}'_2). \quad (\text{A.2})$$

Aquí b es el parámetro de impacto, definido como la distancia de separación más cercana entre los núcleos, v es la velocidad del *núcleo-incidente*, Z es el número de protones en el *núcleo-incidente* q y e es la carga del electrón. Debido a una elección adecuada de las coordenadas en la ec.(A.1), las ecuaciones se reducen a dos dimensiones. La transformación de Lorentz convierte a los campos electromagnéticos del sistema de coordenadas del *núcleo-incidente* K' al sistema de coordenadas de *núcleo-objetivo* K , y las transformaciones de cada componente son:

$$\begin{aligned} E'_1 &= E_1, & \gamma(E'_1/c + \beta B'_3) &= E_2/c, & \gamma(E'_3/c - \beta B'_2) &= E_3/c, \\ B'_1 &= B_1, & \gamma(B'_1 - \beta E'_3/c) &= B_2, & \gamma(B'_3 + \beta E'_2/c) &= B_3. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

De las ecs.(A.3), en nuestro problema $E'_3 = 0$ y $\vec{B}' = 0$ en el sistema de referencia K' y las ecuaciones se reducen en:

$$\begin{aligned} E_1 &= E'_1, & E_2 &= \gamma E'_2, & B_3 &= \gamma \beta E'_2/c = \beta E_2/c, \\ & & t' &= \gamma t & y & x' = -\gamma \beta ct. \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Finalmente se obtienen tres ecuaciones que relacionan los campos de un sistema de referencia K a un sistema de referencia K' . Por lo tanto los campos en el sistema de referencia del K donde el *núcleo-objetivo* está en reposo en el punto P (es decir, el observador) son:

$$\begin{aligned} E_1 &= \left(\frac{-vt\gamma eZ}{4\pi\epsilon_0 \left((\gamma vt)^2 + b^2 \right)^{3/2}} \right), & E_2 &= \left(\frac{\gamma eZb}{4\pi\epsilon_0 \left((\gamma vt)^2 + b^2 \right)^{3/2}} \right), \\ & & B_3 &= \left(\frac{\gamma \beta eZb}{4\pi c \epsilon_0 \left((\gamma vt)^2 + b^2 \right)^{3/2}} \right). \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Las ecs.(A.5) describen el comportamiento de los campos eléctrico y magnético transversales (E_2 y B_2) y el campo eléctrico longitudinal (E_1). Cuando $\beta \rightarrow 1$, lo que ve el observador en P son sólo los campos eléctrico y magnético transversales y mutuamente perpendiculares, casi no se distinguen de los campos de un pulso de radiación de polarización plana propagándose en la dirección x_3 . Mientras que el campo longitudinal no es detectable dado que éste varía rápidamente de positivo a negativo, tiene un integral de tiempo cero (ver [70]).

Cuando el parámetro de impacto b tiende a cero, el núcleo-objetivo se sitúa en la línea del *núcleo-incidente* y el denominador lleva un factor γ^2 . Cuando vt tiende a cero, la posición del *núcleo-incidente* se sitúa en el eje x_2 y el numerador lleva un factor γ .

A continuación seguimos en analogía con el método de Enrico Fermi [200], donde la separación del campo electromagnético en funciones pares e impares del tiempo simplifica la descomposición de las ecuaciones de campo en modos de frecuencia de Fourier. Los campos que corresponden a funciones pares son: E_2 y B_3 y el que corresponde a una función par del tiempo es E_1 . Las funciones pares se descomponen en funciones coseno y las funciones impares en seno. Por lo tanto, representando estos campos ec.(A.5) en integrales de Fourier, obtenemos

$$\begin{aligned} E_1(\omega) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{eZ}{4\pi\epsilon_0 b^2} \int_0^\infty \frac{(\gamma vt/b) \sin(\omega t)}{\left((\gamma vt/b)^2 + 1 \right)^{3/2}} dt, \\ E_2(\omega) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\gamma eZ}{4\pi\epsilon_0 b^2} \int_0^\infty \frac{\cos(\omega t)}{\left((\gamma vt/b)^2 + 1 \right)^{3/2}} dt, \\ B_3(\omega) &= \frac{\beta E_2(\omega)}{c}. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Apéndice A. Aproximación de Weizsäcker-Williams

Las soluciones de la ecuaciones (A.6) son [200]:

$$u = \frac{\gamma vt}{b}, \quad du \left(\frac{b}{\gamma v} \right) = dt, \quad \omega' = \frac{\omega b}{\gamma v}. \quad (\text{A.7})$$

$$\int_0^\infty \frac{u \sin(\omega' u)}{(u^2 + 1)^{3/2}} du = \omega' K_0(\omega') \quad \text{y} \quad \int_0^\infty \frac{\cos(\omega' u)}{(u^2 + 1)^{3/2}} du = \omega' K_1(\omega').$$

En ec. (A.7), la ω puede relacionarse con la energía de un fotón por $E = \hbar\omega$, las componentes del campo eléctrico en términos de ω son:

$$E_1(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{eZb\omega b}{4\pi\epsilon_0 b^2 \gamma v \gamma v} K_0\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \quad \text{y} \quad E_2(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\gamma eZb\omega b}{4\pi\epsilon_0 b^2 \gamma v \gamma v} K_1\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right). \quad (\text{A.8})$$

La componente x_2 del campo eléctrico no tiene un factor t en el numerador, ver ec. (A.6), por lo tanto el factor γ permanece afuera de la integral para las funciones Bessel en la ec. (A.8), donde tiene una factor adicional de γ en el numerador relativo a E_1 , por lo tanto en el caso cuando $\gamma \gg 1$, E_1 puede despreciarse. Cuando v se aproxima c , $\beta \approx 1$, la componente x_2 del campo eléctrico y la componente x_3 del campo magnético, están relacionados por un factor de c , $E_2/c = B_3$. E_2 es aproximadamente igual a γE_1 porque $K_0(\frac{\omega b}{\gamma v})$ es mucho mas pequeño que $K_1(\frac{\omega b}{\gamma v})$ para todo valor de $\frac{\omega b}{\gamma v}$. Las condiciones impuestas por el limite relativista se obtienen de las relaciones $\gamma \gg 1$ que implica $E_2 \gg E_1$. Por lo tanto, las seis componentes del campo electromagnético se reducen a una componente del campo eléctrico y a una componente del campo magnético perpendicular a la dirección del movimiento del *núcleo-incidente*. Esta radiación tiene una configuración idéntica de una onda plana. La energía por unidad de área y por unidad de tiempo transferido por el campo electromagnético, viene dada por el vector de Poynting. El vector de Poynting toma la forma simple de un pulso plano propagándose en la dirección x_1 , dado por la expresión:

$$\vec{S} \equiv \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B} = \left(\frac{1}{c\mu_0} E_2^2 \right) \hat{x}_1 = c\epsilon_0 E_2^2 \hat{x}_1 \quad (\text{A.9})$$

El vector de poynting relaciona al flujo (energía por unidad de área) por la expresión,

$$I(b) = \hat{x} \cdot \int_0^\infty \vec{S} d\omega = \int_0^\infty (c\epsilon_0 E_2^2) d\omega = \int_0^\infty \left(\frac{dI}{d\omega} \right) d\omega, \quad (\text{A.10})$$

y energía por unidad de área y por unidad de frecuencia, es dado por:

$$\frac{dI}{d\omega} = c\epsilon_0 E_2^2 = \frac{e^2 Z^2 c}{4\pi^3 b^2 v^2 \epsilon_0} \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right)^2 K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right). \quad (\text{A.11})$$

La ec. (A.11), muestra una relaciona entre la energía y la frecuencia. La ecuación de la mecánica cuántica, $E = \hbar\omega$, nos da la energía del fotón, que está relacionada con la ec. (A.11). La relación entre la densidad del numero de fotones y la ec. (A.11) es:

$$\frac{dI}{d\omega}d\omega = \hbar\omega N(\omega)d(\hbar\omega) \quad o \quad \frac{1}{\hbar^2\omega} \frac{dI}{d\omega} = N(\omega). \quad (\text{A.12})$$

Sustituyendo la ec. (A.11) en la ec. (A.12), obtenemos el flujo de fotones,

$$N(\omega, b) = \frac{\alpha}{\hbar\omega} \left(\frac{Z}{b\beta\pi} \right) \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right)^2 K_1^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right). \quad (\text{A.13})$$

Selección de eventos

Se incluyen en este apéndice los criterios que se tomaron para la selección de eventos y corridas en distintos periodos. En la primera sección se dan las condiciones que deben satisfacer las corridas que fueron analizadas. En la segunda sección mostraremos el número de eventos que se van obteniendo mientras se hacen los cortes de selección para obtener los candidatos a 4 piones en las colisiones ultraperiféricas p-Pb.

B.1. Colisiones Pb-Pb del periodo 2011

B.1.1. Selección de corridas para el análisis de ρ'

Las corridas contiene un cierto número de archivos ESDs (*Event Summary Data*) o AODs (*Analysis Object Data*). ALICE realiza varios pases de reconstrucción, en el primer pase (*pass1*) es una alineación de alta precisión y calibración de datos en el que se producen los primeros archivos ESDs y AODs. Las corridas que se registraron en el periodo correspondiente, en el que aparece el primer conjunto de archivos ESDs y AODs producidos. Para el segundo pase (*pass2*) se retroalimenta *pass1*.

La selección de corridas para el análisis de datos del periodo LHC11h (datos registrados en 2011) se hicieron bajo los siguientes criterios:

- ① Las corridas que no son para el análisis de la física: (169919, 169918 y 169914).
- ② Las corridas que aún no estaban listos para el análisis: (169236).
- ③ Las corridas que tenían muy poco eventos: (169143, 168984, 168461, 168212, 168104, 168103, 168068, 168066, 167986, 167909, 167903, 167902, 167713 y 167706.).
- ④ Las corridas que tienen una anomalía en en vertice-y: (168356, 168318 y 168213).

- ⑤ Las corridas que son malas para TOF y TPC: (167921).
- ⑥ Las corridas que son malas para el tiempo de arrastre de TPC: (167814 y 167806).
- ⑦ Las corridas que malas para TPC - DCA (Distance of Closest Approach): (167711).
- ⑧ Las corridas que no tienen el *trigger* UPC : (168177 y 167712).

Finalmente sólo se consideraron 58 corridas del periodo LHC11h para éste análisis: 169238, 169167, 169160, 169156, 169148, 169145, 169144, 169138, 169099, 169094, 169091, 169045, 169044, 169040, 169035, 168992, 168988, 168826, 168777, 168514, 168512, 168511, 168464, 168460, 168458, 168362, 168361, 168342, 168341, 168325, 168322, 168311, 168310, 168208, 168207, 168206, 168205, 168204, 168203, 168181, 168175, 168173, 168172, 168171, 168115, 168108, 168107, 168105, 168076, 168069, 167988, 167987, 167985, 167920, 167915, 167818, 167813, 167808 y 167807.

B.2. Colisiones p-Pb para el periodo 2013

Con el fin de entender el *trigger* CINT1 se procedió hacer un análisis de los datos registrados en 2013. El trabajo estuvo dividido en dos partes, el análisis de ρ^0 y el análisis del estado excitado de ρ^0 (ρ'), en donde estuvieron activos tres *triggers*, entre ellos CINT1, CCUP2 y CINT7.

B.2.1. Selección de corridas para el análisis de ρ'

En este análisis se consideraron 83 corridas del periodo LHC13f, resigistrados con el trigger CCUP7 (ver: 6.3.2) durante las colisiones p-Pb en 2013. Las corridas seleccionadas fueron : 197388, 197387, 197386, 197351, 197349, 197348, 197342, 197341, 197302, 197300, 197299, 197298, 197297, 197296, 197260, 197258, 197256, 197255, 197254, 197248, 197247, 197189, 197184, 197153, 197152, 197150, 197149, 197148, 197147, 197145, 197144, 197143, 197142, 197139, 197138, 197099, 197098, 197094, 197092, 197091, 197090, 197089, 197031, 197027, 197015, 197012, 197011, 197003, 196974, 196973, 196972, 196967, 196965, 196876, 196874, 196870, 196869, 196774, 196773, 196772, 196722, 196721, 196720, 196714, 196706, 196703, 196702, 196701, 196648, 196646, 196608, 196605, 196601, 196568, 196566, 196564, 196563, 196535, 196533, 196528, 196477, 196475 y 196474.

B.2.2. Selección de eventos para el análisis de ρ'

Los cortes de selección para estos datos se muestran en la tabla B.1

Cortes	Número de eventos
① Eventos que activaron los <i>triggers</i> .	1,040,559
② Eventos con vértice primario con al menos dos contribuyentes.	1,255,983
③ Eventos activados por el trigger CCUP7.	168,128
④ Eventos con el tiempo de ZDCA entre ± 10 ns.	150,055
⑤ Eventos con el tiempo de ZDCC entre ± 10 ns.	142,898
⑥ Eventos sin señal en cualquiera de los detectores de V0.	117,890
⑦ Eventos con una distancia entre el vértice SPD y el Primario, sobre el eje z menor a 0.3 cm.	115234
⑧ Eventos con 2 trazas de cargas opuestas.	74176
⑨ Eventos con PID de trazas por la TPC (piones)	56,843
⑩ Eventos con vértice primario con al menos cuatro contribuyentes.	34,776
①① Eventos donde la componente del vértice primario $V_z < 10$ cm con respecto al IP.	33,310
①② Eventos que cubren una rapidez de $ y < 0.5$.	28,811
①③ Eventos donde no hubo ninguna actividad en ningún calorímetro ZDC.	14942

Cuadro B.1: Cortes de selección para eventos de la muestra del *trigger* CCUP7 del periodo del 2013, mostrando el número de eventos obtenidos en cada corte.

B.2.3. La selección de corridas para el análisis de ρ^0

Una corrida es un conjunto de datos registrados en la base de datos de ALICE. Si, durante la toma de datos, uno de los detectores comienza a saturarse o a "fallar", se detiene la toma de datos. Por lo tanto, se reinicia la toma de datos, reseteando todos los detectores activos, para que vuelvan a funcionar correctamente. El conjunto de datos registrados hasta ese momento, es etiquetado por un número. Este conjunto de datos es conocido como una corrida. Las corridas que fueron seleccionadas para este análisis de datos, son aquellas en que los *triggers* CINT1 y CCUP2 estuvieron activos:

- 5 corridas para la muestra CINT1: 195391, 195389, 195351, 195346 y 195344.
- 27 corridas para la muestra CCUP2: 197031, 197027, 197015, 197012, 197011, 197003, 196974, 196973, 196972, 196967, 196965, 196876, 196870, 196869, 196774, 196773, 196772, 196722, 196721, 196720, 196714, 196706, 196703, 196702, 196701, 196648 y 196646.

Inicialmente, se habían considerado las corridas 195390 del *trigger* CINT1 y 196874 del *trigger* CCUP2, pero presentaron errores con respecto al buen funcionamiento del detector TPC. Otra de

las corridas que no se consideró para el análisis es 196433, se pueden observar anomalías en el número eventos cuando uno demanda el corte *primary vertex*, y después de una serie de análisis, en la que indica que los vértices primarios de los eventos no están bien reconstruidos.

B.2.4. Selección de eventos para el análisis de ρ^0

En la tabla B.2 mostramos los cortes con los respectivos números de eventos en cada corte, para el análisis de ρ^0 , para la muestra de CINT1 y CCUP2 *triggers* que estuvieron activos durante el periodo 2013.

Selección	Cortes	Eventos CINT1	Eventos CCUP2
Selección			
basica			
I.	Datos analizados por el LEGO-train	103359	48619
II.a	El tiempo del ZDC-A $<\pm 10s$	102400	43463
II.b	El tiempo del ZDC-C $<\pm 10s$	101488	40027
III.a	La decisión de V0A: nula	18783	38219
III.b	La decisión de V0C: nula	4169	35407
IV.a	Hay un vértice SPD.	3996	35065
IV.b	La distancia entre los vértices, primario y SPD es $<0.4cm$	3948	33770
V	Trazas con cargas opuestas	3497	27538
VI	PID de las trazas: piones	3351	25639
VII	Rango de la masa	3299	24859
VIII	Rango de la <i>rapidity</i>	2296	24855
Señal			
IX	Sin señal en el ZDC	1563	16324
Ruido			
X.a	Señal en ZDC-C y no en ZDC-A	526	2408
X.b	Señal en ZDC-A y no en ZDC-C	129	4849
X.c	Señales en ZDC-A y -C.	78	1274

Cuadro B.2: Estadística para cada *trigger* después de los cortes.

Luminosidad por corrida

En este apéndice mostramos la luminosidad por corrida para las muestras de los *triggers* CINT1 y CCUP2. La tabla C.1 recoge los valores para cada corrida obtenida de los archivos ESDs, que es una de las formas en que se determina la luminosidad para la muestra del *trigger* CINT1. Dado que CINT1 es un *trigger* muy sensible, se determinó por dos métodos, utilizando los archivos ESDs y AODs. La luminosidad total obtenida de los archivos AODs se mostró en la sección 7.4.1.1 y para los archivos ESDs en la sección 7.4.1.2. La tabla C.2 muestra la luminosidad para cada corrida obtenida de los archivos AODs y la tabla C.1 muestra la luminosidad para cada corrida obtenida de los archivos ESDs. La tabla C.3 muestra la luminosidad por corrida de los eventos CCUP2 determinados usando la sección eficaz visible de V0 y en la tabla C.4 muestra la luminosidad por corrida de los eventos CCUP2 determinados usando la sección eficaz visible de T0.

Corrida	CINT1	CINT1 and C0TVX	μ	L(1/mb)
195344	132154	91042	0.03947	57.3535
195346	447964	308969	0.03688	194.644
195351	543525	375142	0.03293	236.318
195389	686401	439968	0.00896	277.032
195391	1271659	811283	0.00940	510.871

Cuadro C.1: La luminosidad integrada de cada corrida de la muestra del *trigger* CINT1, se determinó usando la sección eficaz visible de T0. Los datos mostrados aquí corresponden a los eventos analizados en el nivel ESD.

Apéndice C. Luminosidad por corrida

Corrida	CINT1	CINT1 and C0TVX	μ	L(1/mb)
195344	198857	93079	0.03947	54.8751
195346	680340	315864	0.03688	186.891
195351	828885	383679	0.03293	228.458
195389	1495310	665725	0.00896	412.194
195391	1811440	808969	0.0094	500.533

Cuadro C.2: La luminosidad integrada de la muestra del trigger CINT1, se determinó usando la sección eficaz visible de T0. Los datos mostrados aquí corresponden a los eventos analizados en el nivel AOD.

Corrida	CCUP2 L2a	Analizado	\mathcal{L} visto (μb^{-1})	Tiempo de vida	μ	\mathcal{L} (μb^{-1})
196646	116905	82306	170.53	0.0890588	0.0482469	10.4365
196648	10197	8462	69.3938	0.0205976	0.0427687	1.16096
196701	7065	5020	72.9041	0.0106863	0.0582062	0.537616
196702	4068	2817	49.1309	0.00934004	0.057353	0.308742
196703	1388	1274	34.3034	0.00480804	0.0538924	0.147343
196706	12068	5092	174.946	0.00909977	0.0459501	0.656403
196714	13959	12625	88.708	0.0229642	0.0395088	1.80628
196720	21695	14437	152.122	0.0223719	0.0347222	2.22562
196721	13992	11008	88.1333	0.0267774	0.030064	1.82891
196722	6474	5190	40.2799	0.02827	0.0276749	0.900297
196772	29883	21829	362.997	0.00917636	0.0558048	2.36597
196773	5139	4655	48.2645	0.0138318	0.0467318	0.590693
196774	7880	6781	77.8271	0.0137084	0.0435312	0.898252
196869	11447	8441	179.802	0.00656611	0.0607468	0.844395
196870	4039	3807	36.9442	0.0113624	0.0603414	0.383846
196876	59553	43530	414.038	0.0201889	0.0388601	5.99201
196965	8215	6810	121.52	0.00680553	0.0626458	0.664317
196967	13871	10824	113.687	0.0131109	0.0592324	1.12901
196972	70992	43913	597.885	0.0158003	0.0437451	5.71653
196973	16518	12740	112.977	0.02411	0.0320595	2.06738
196974	9514	8281	65.0661	0.0253237	0.029181	1.41335
197003	35556	28327	288.973	0.0130069	0.0603499	2.90501
197011	17883	13502	150.058	0.0157336	0.0463453	1.74157
197012	17734	13602	175.1	0.0144838	0.0407141	1.90588
197015	8349	5764	103.498	0.0127088	0.0358296	0.891916
197027	13646	10251	76.9557	0.0292622	0.0319709	1.66475
197031	2849	2624	20.0016	0.0242042	0.0301394	0.439203

Cuadro C.3: La luminosidad de los eventos CCUP2, calculados usando la sección eficaz visible de V0.

Apéndice C. Luminosidad por corrida

Corrida	CCUP2 L2a	Analizado	\mathcal{L} visto (μb^{-1})	Tiempo de vida	μ	\mathcal{L} (μb^{-1})
196646	116905	81495	171.555	0.0890588	0.0361852	10.3337
196648	10197	8215	69.6743	0.0205976	0.032035	1.12567
196701	7065	5020	73.5753	0.0106863	0.0437418	0.538626
196702	4068	2817	49.5739	0.00934004	0.0430969	0.309298
196703	1388	1274	34.574	0.00480804	0.0404675	0.14751
196706	12068	5092	175.872	0.00909977	0.0344476	0.656134
196714	13959	11122	88.9681	0.0229642	0.0295722	1.58817
196720	21695	14437	152.259	0.0223719	0.0259514	2.21819
196721	13992	10994	88.0673	0.0267774	0.0224457	1.81855
196722	6474	5150	40.2201	0.02827	0.020653	0.889039
196772	29883	21721	366.476	0.00917636	0.0419656	2.36022
196773	5139	4516	48.5418	0.0138318	0.0350461	0.573015
196774	7880	6781	78.1936	0.0137084	0.032625	0.897634
196869	11447	8441	181.541	0.00656611	0.0456579	0.846101
196870	4039	3807	37.2725	0.0113624	0.0453196	0.384352
196876	59553	42443	414.951	0.0201889	0.0290672	5.82742
196965	8215	6672	122.108	0.00680553	0.0468435	0.649027
196967	13871	10824	114.12	0.0131109	0.0442636	1.12517
196972	70992	43913	598.261	0.0158003	0.0326489	5.68989
196973	16518	12194	112.813	0.02411	0.0239123	1.96824
196974	9514	8130	64.9385	0.0253237	0.0217622	1.37998
197003	35556	28124	292.224	0.0130069	0.0454346	2.8945
197011	17883	13502	151.208	0.0157336	0.0348258	1.74476
197012	17734	13462	176.106	0.0144838	0.030556	1.88749
197015	8349	5764	103.965	0.0127088	0.0268734	0.891953
197027	13646	10251	77.2265	0.0292622	0.0239667	1.66399
197031	2849	2611	20.064	0.0242042	0.02259	0.436755

Cuadro C.4: La luminosidad de los eventos CCUP2, calculados usando la sección eficaz visible de T0.



Gráficas de resultados de las colisiones Pb-p y p-Pb

Los resultados que se muestran en este apéndice vienen de los ajustes de las masas invariantes de las figuras 9.4, 9.5 para el modelo de Söding y de las figuras 9.12 y 9.13 para el modelo de Ross-Stodolsky en las regiones cinemáticas ($0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12$) GeV/c^2 , ($53 < W_{\gamma p} < 124$) GeV y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$. También se comparan con los resultados de los valores promedios de la masa invariante y de la anchura de ρ^0 obtenidos en la región cinemática ($61 < W_{\gamma p} < 101$) GeV que corresponde a la región $|y| < 0.5$ para las dos muestras CINT1 (p-Pb) y CCUP2 (Pb-p). En las figuras D.4 y D.6 (Söding) D.10 y D.11 (Ross-Stodolsky) se muestran los ajustes de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ en siete regiones del momento transversal con el fin de estudiar el comportamiento de los parámetros $|B/A|$ y k en función del momento transversal p_T .

D.1. Modelo de Söding

Las figuras D.1 y D.2 muestran los valores de las masas invariantes y de las anchuras de la resonancia ρ^0 , las barras de errores son de los ajuste. La línea sólida en las figuras representan el promedio de la distribución de los puntos negros y las líneas segmentadas representan el promedio para la región cinemática ($61 < W_{\gamma p} < 101$) GeV ($|y| < 0.5$) y el valor establecido por el PDG. Para mostrar la calidad de los ajustes hemos puesto los valores de la χ^2 normalizada (χ^2/NDF) en función de la energía en la figura D.3.

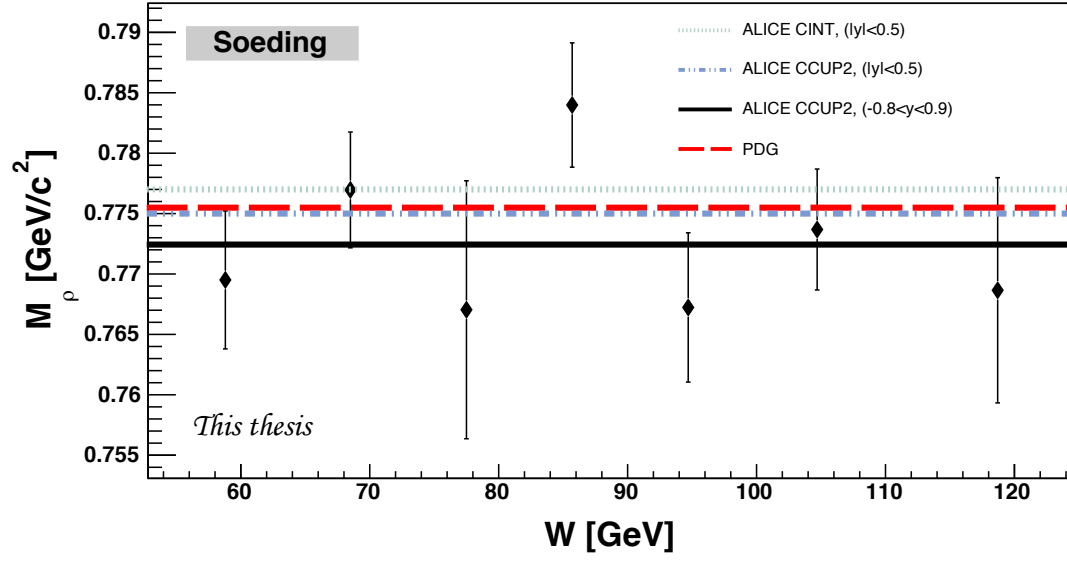


FIGURA D.1. Los puntos negros representan la masa invariante del mesón vectorial ρ^0 en distintas regiones de la energía $W_{\gamma p}$ para la reacción elástica $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ ($\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) en el rango cinemático $0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12 \text{ GeV}/c^2$, $53 < W < 124 \text{ GeV}$ y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$. Sólo se muestran los errores estadísticos. La línea continua y las segmentadas indican los valores promedios (ver el texto).

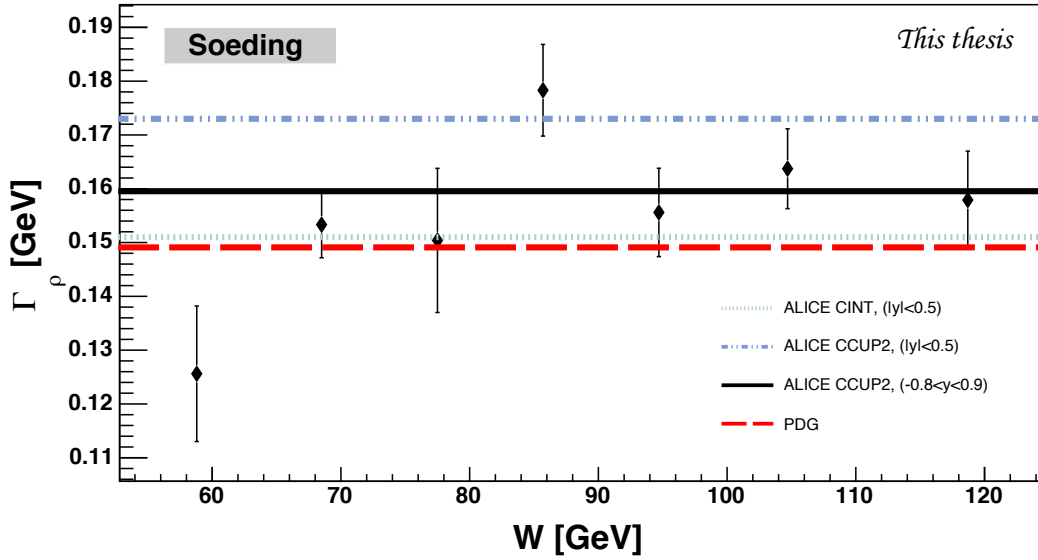


FIGURA D.2. Los puntos negros representan el ancho del mesón vectorial ρ^0 en distintas regiones de la energía $W_{\gamma p}$ para la reacción elástica $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ ($\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) en el rango cinemático $0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12 \text{ GeV}/c^2$, $53 < W < 124 \text{ GeV}$ y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$. Sólo se muestran los errores estadísticos. La línea continua y las segmentada indican los valores promedios (ver el texto).

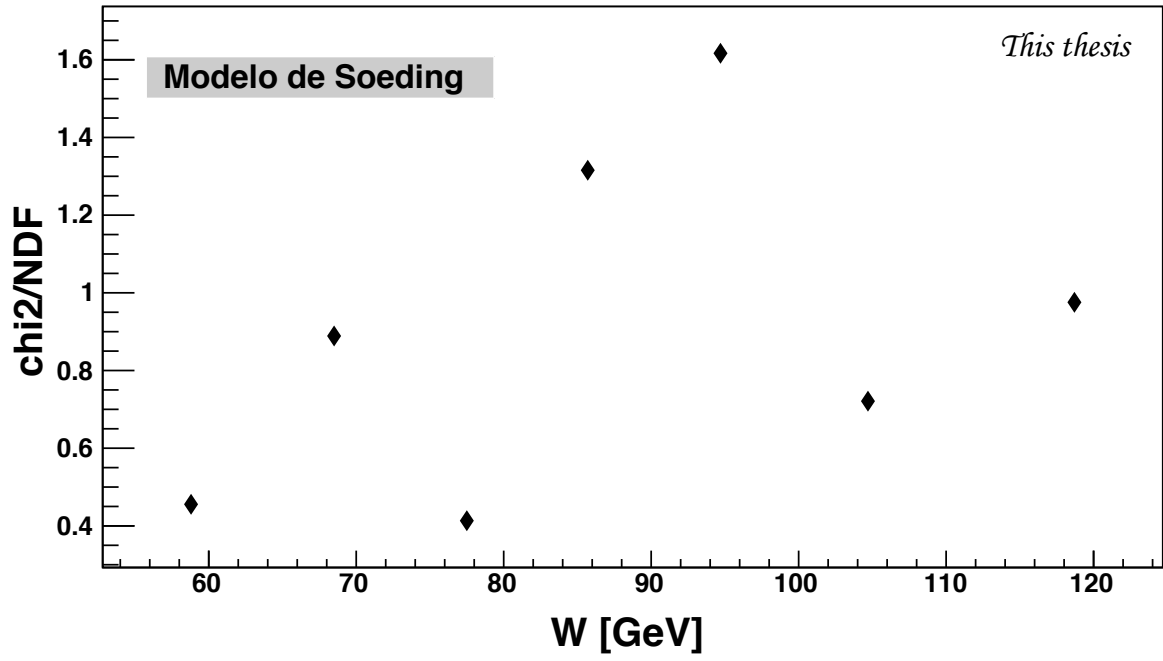


FIGURA D.3. Valores de χ^2/NDF obtenidos en el ajuste de la distribución de la masa con el modelo de Söding, en función de la energía $W_{\gamma p}$.

Apéndice D. Gráficas de resultados de las colisiones Pb-p y p-Pb

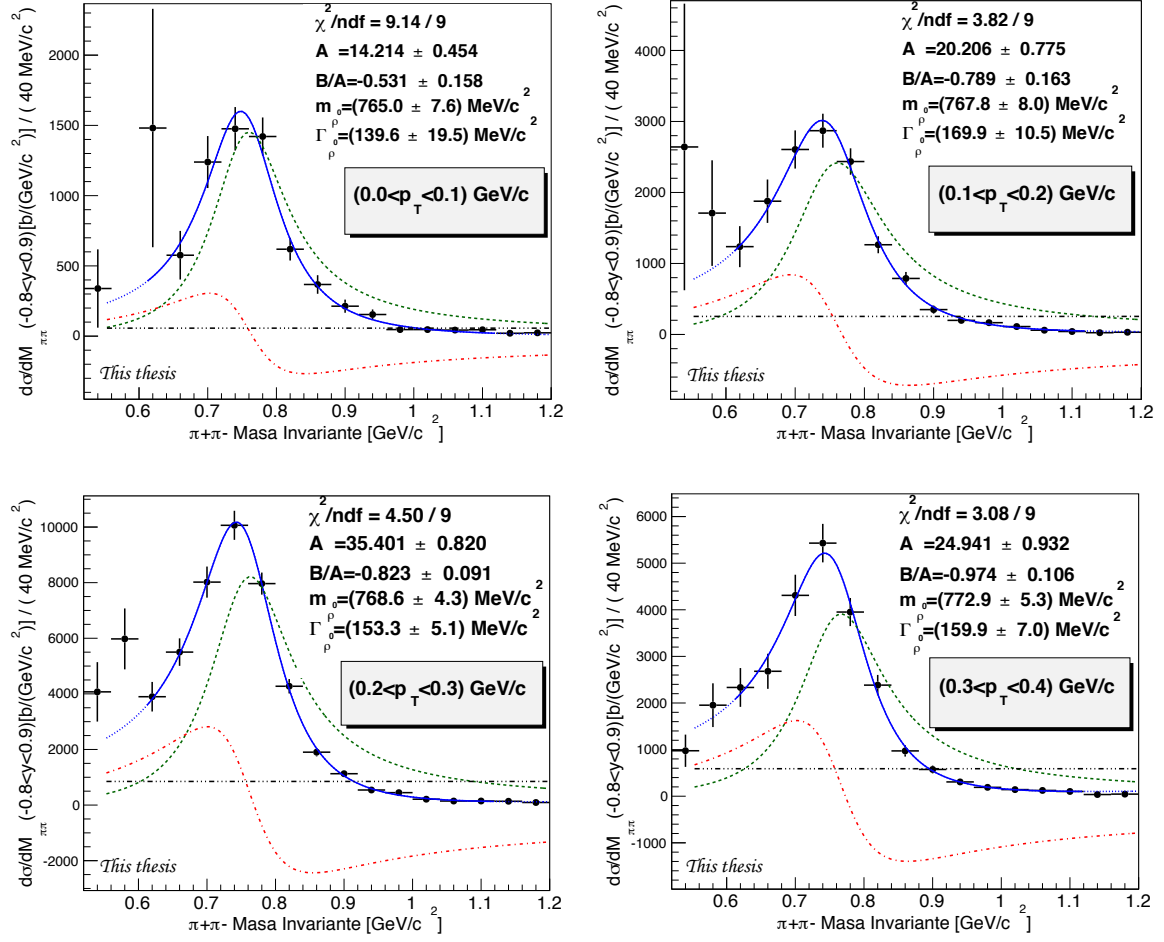


FIGURA D.4. Distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ corregida por la aceptación y la eficiencia para los primeros cuatro intervalos del momento transversal p_T .

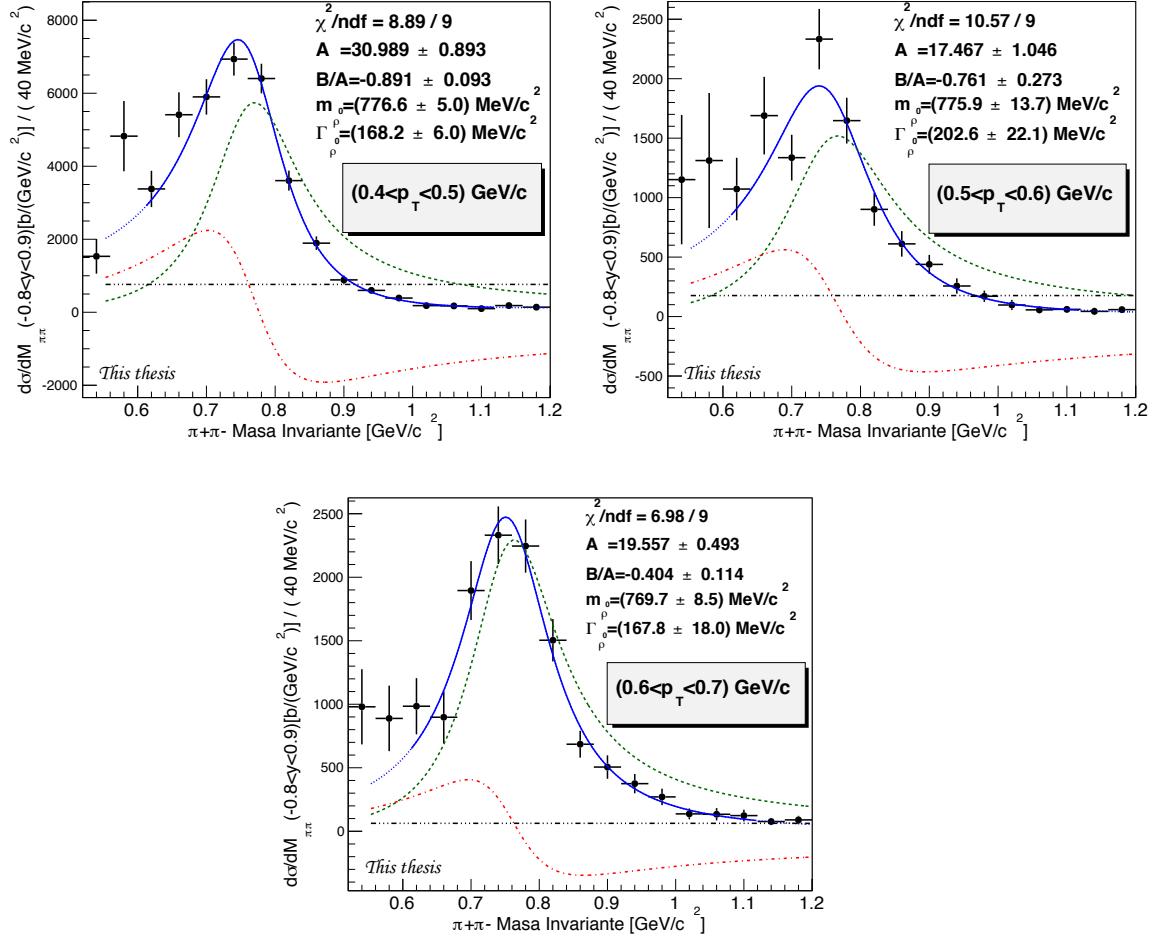


FIGURA D.5. Distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ corregida por la aceptación y la eficiencia para los tres últimos de siete intervalos del momento transversal p_T .

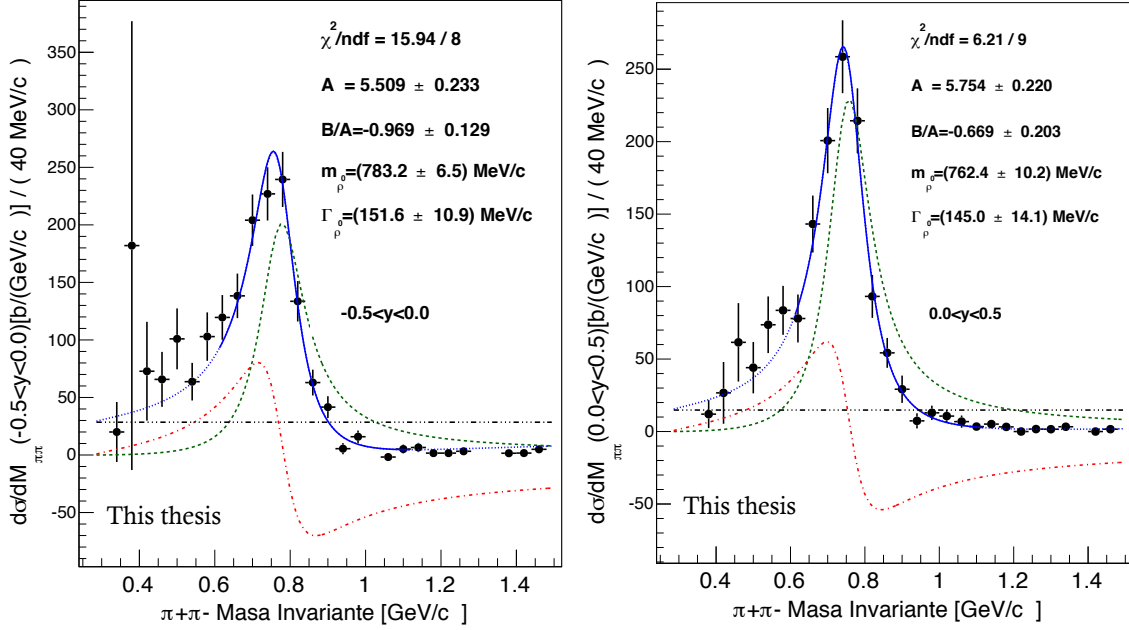


FIGURA D.6. Distribuciones de la masa invariante del sistema $\pi^+\pi^-$ para las regiones cinemáticas $61 < W_{\gamma p} < 79$ GeV y $79 < W_{\gamma p} < 101$ GeV que corresponden a las regiones $-0.5 < y < 0.0$ y $0.0 < y < 0.5$, respectivamente y $|t| < 0.5$ GeV²/c².

D.2. Modelo de Ross-Stodolsky

Aquí se muestran algunos de los resultados de la parametrización de Ross-Stodolsky. En las figuras D.7 y D.8 se muestran las distribuciones de los valores de las masas invariantes y de las anchuras del mesón vectorial ρ^0 , la línea sólida representa el promedio de la distribución de los puntos negros y las líneas segmentadas representan el promedio para la región cinemática ($61 < W_{\gamma p} < 101$) GeV ($|y| < 0.5$) y el valor establecido por el PDG. En la figura D.9 se muestran las distribuciones la χ^2 normalizada y la amplitud f de la función de Ross-Stodolsky.

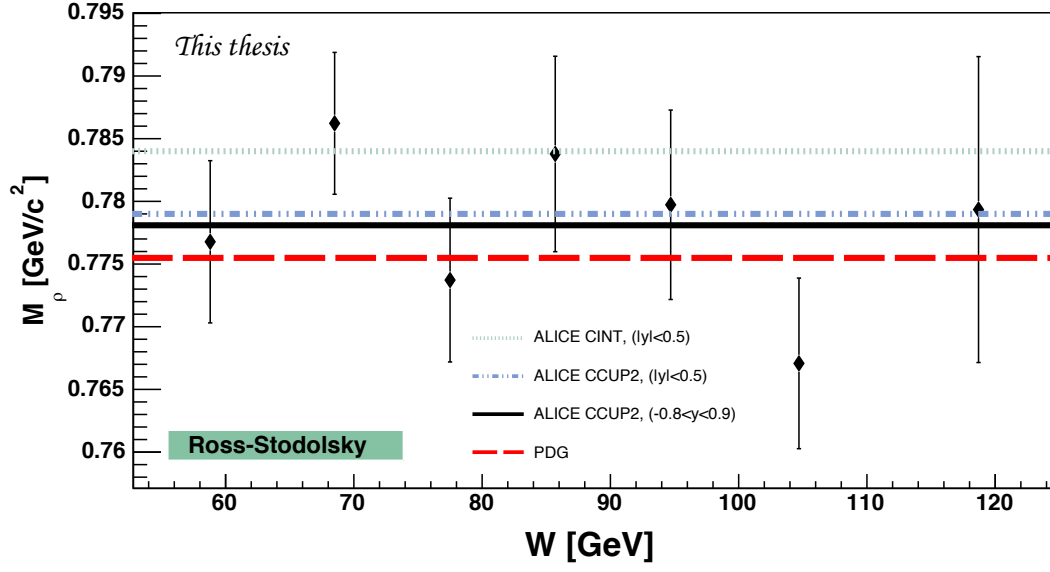


FIGURA D.7. Los puntos negros representan la masa invariante del mesón vectorial ρ^0 en distintas regiones de la energía $W_{\gamma p}$ para la reacción elástica $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ ($\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) en el rango cinemático $0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12 \text{ GeV}/c^2$, $53 < W < 124 \text{ GeV}$ y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$. Sólo se muestran los errores estadísticos. La línea continua y las segmentadas indican los valores promedios (ver el texto).

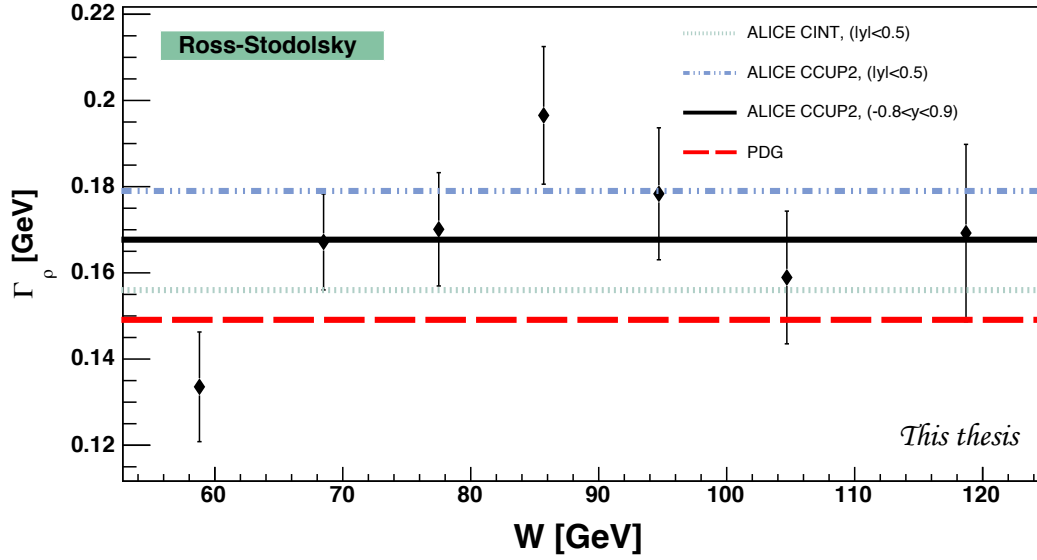


FIGURA D.8. Los puntos negros representan el ancho del mesón vectorial ρ^0 en distintas regiones de la energía $W_{\gamma p}$ para la reacción elástica $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ ($\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) en el rango cinemático $0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12 \text{ GeV}/c^2$, $53 < W < 124 \text{ GeV}$ y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$. Sólo se muestran los errores estadísticos. La línea continua y las segmentadas indican los valores promedios (ver el texto).

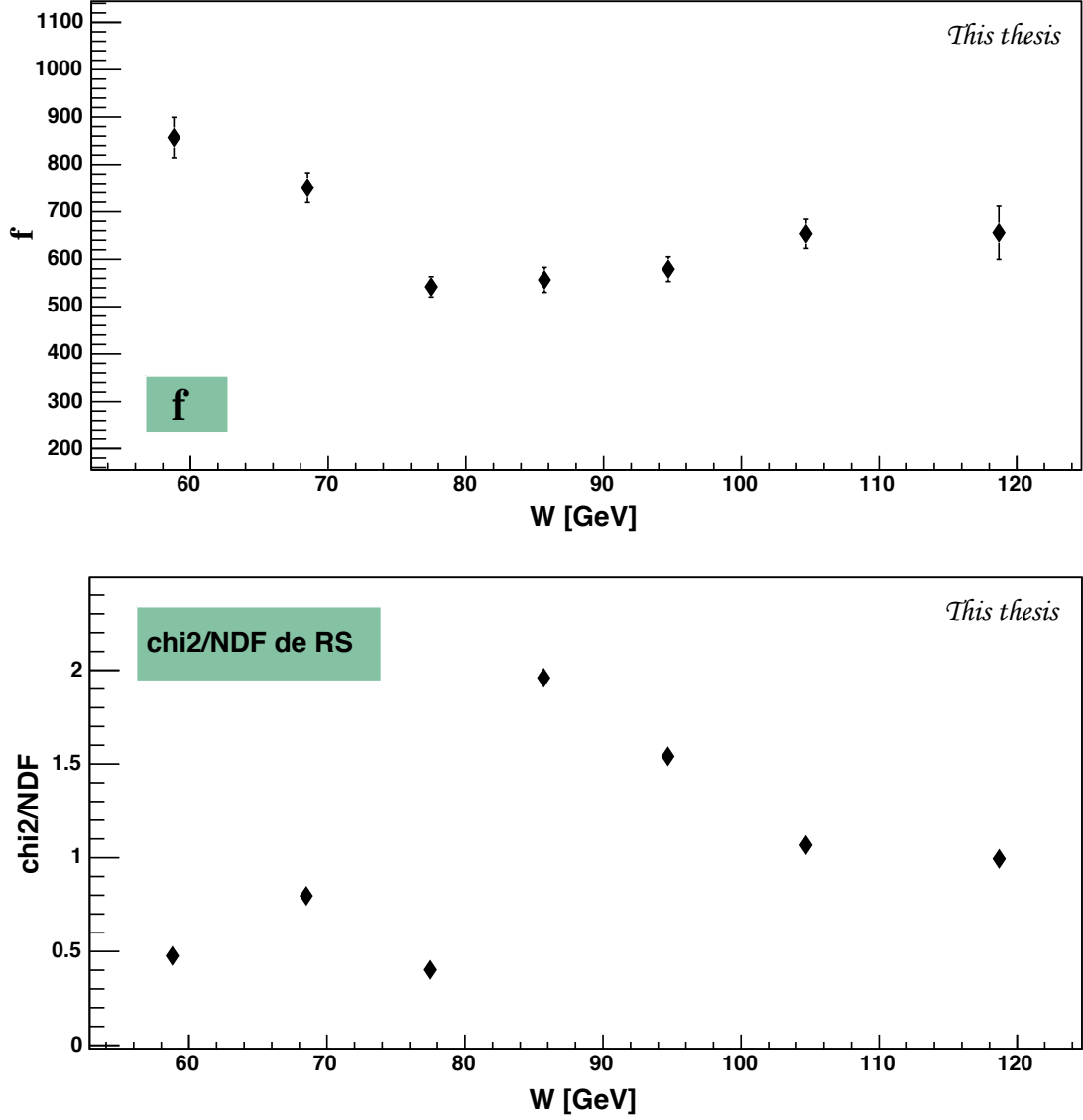


FIGURA D.9. El parámetro f y χ^2/NDF en función de la energía $W_{\gamma p}$ para la reacción elástica $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ ($\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) en el rango cinemático $0.61 < M_{\pi\pi} < 1.12 \text{ GeV}/c^2$, $53 < W < 124 \text{ GeV}$ y $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$. Sólo se muestran el errores estadísticos.

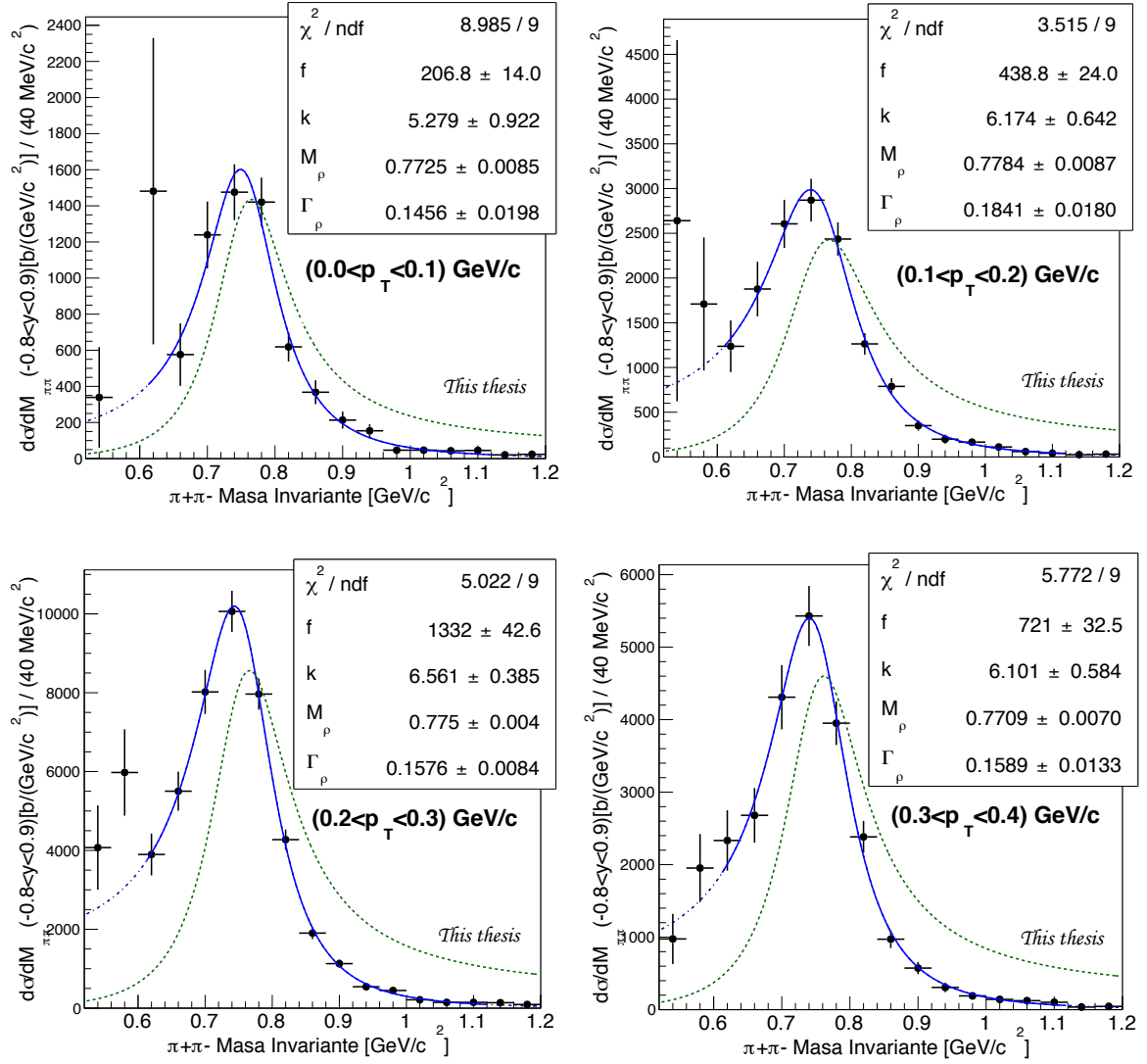


FIGURA D.10. Distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ corregida por la aceptación y la eficiencia para los primeros cuatro intervalos del momento transversal p_T .

Apéndice D. Gráficas de resultados de las colisiones Pb-p y p-Pb

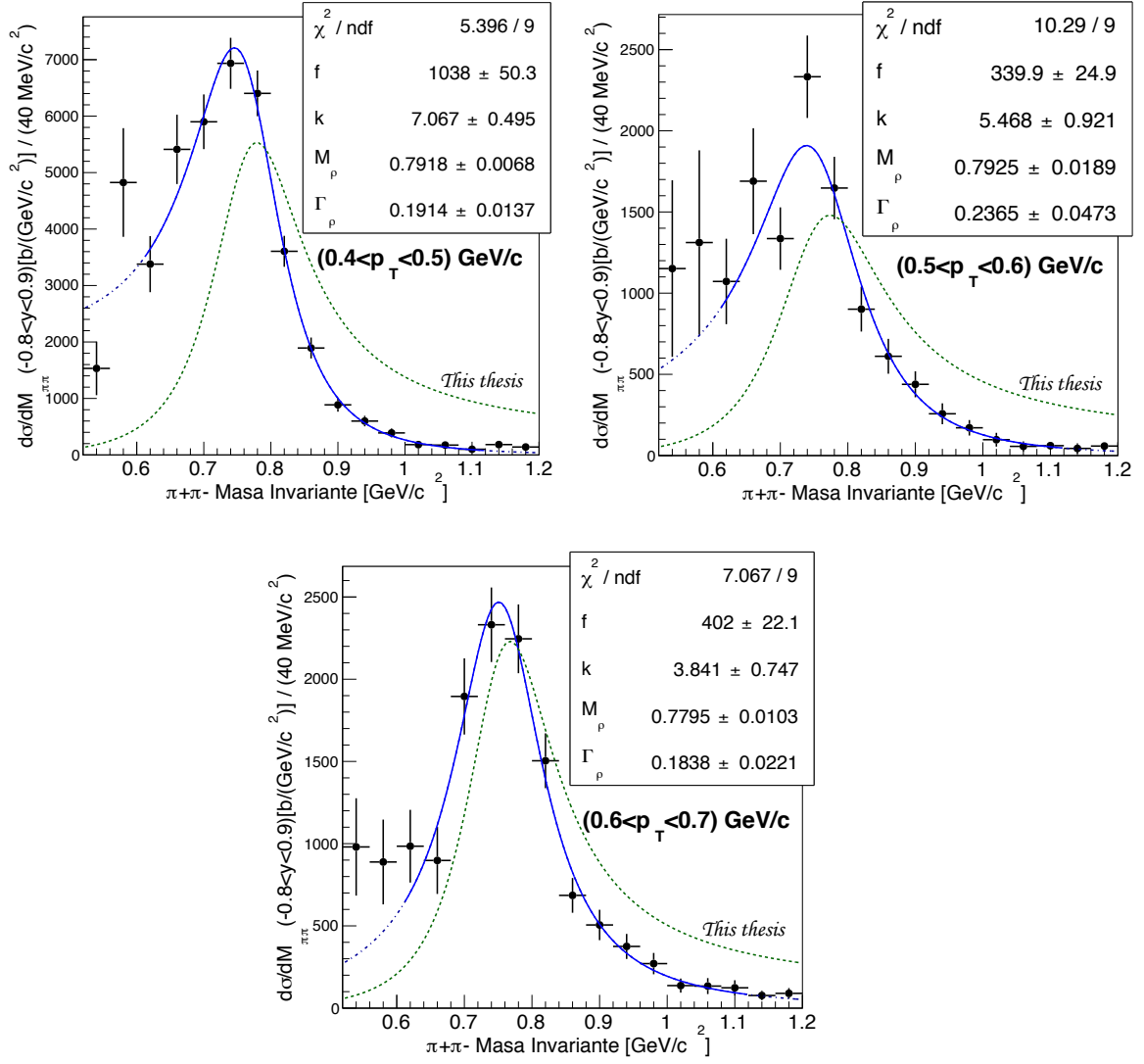


FIGURA D.11. Distribución de la masa invariante de $\pi^+\pi^-$ corregida por la aceptación y la eficiencia para los tres últimos de siete intervalos del momento transversal p_T .

Bibliografía

- [1] J. Chadwick; Possible Existence of a Neutron, *Nature*, p.312, 1932.
- [2] W. Heisenberg; Über de Bau der Atomkern, *Zeits. f. Physik*, 77, p.1, 1932; D. M. Brink; *Nuclear Forces* (Oxford, 1965).
- [3] F. L. Wilson; Fermi's Theory of Beta Decay, *American Journal of Physics*, 36, p.1150, 1968.
- [4] Wolfgang Pauli; Liebe Radioaktive Damen und Herren, *Physikalisches Institut der Eidg. Technischen Hochschule Zürich*, 1930.
- [5] H. A. Bethe; The meson Theory of Nuclear Forces, *Physical Review*, 57, p.260, 1939.
- [6] J. C. Street and E. C Stevenson, *Physical Review*, 52, pag.1003, 1937; *Physical Review* 51, p.1005, 1937.
- [7] S. H. Neddermeyer and C. D. Anderson, *Rev. Mod. Phys.*, 11, p.191, 1939.
- [8] A. J. Ruhlig and H. R. Crane, *Phys. Rev.*, 53, p.266, 1938.
- [9] Y. Nishina, M. Takeuchi and T. Ichimiya, *Phys. Rev.*, 55, p.585, 1939.
- [10] W. E. Lamb and L. I. Schiff, *Phys. Rev.*, 53, p.651, 1938.
- [11] H. Yukawa, S. Sakata and M. Taketani, *Proc. Phys. Math. Soc. Japan*, 20, p.319, 1938.
- [12] H. Froehlich, W. Heitler and N. Kemmer, *Proc. Roy. Soc.*, 166, p.154, 1938.
- [13] N. Kemmer, *Proc. Roy. Soc.*, 166, p.127, 1938.
- [14] H. J. Bhaba, *Nature*, 141, p.117, 1938.
- [15] H. J. Bhaba, *Proc. Roy. Soc.*, 166, p.501, 1938.
- [16] R. E. Marshak, and H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, 72, p.506, 1947.
- [17] R. E. Marshak, and H. A. Bethe, *Prog. Theo. Phys.*, 1, p.143, 1946.
- [18] M. Taketani et al., *Phys. Rev.*, 1, p.143, 1949.
- [19] E. Fermi and C. N. Yang, *Phys. Rev.*, 76, p.1739, 1949.
- [20] C. F. Powell et al., *Phil. Mag.*, 42, p.1040, 1951.

Bibliografía

- [21] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.*, 92, p.833, 1953.
- [22] T. Nakano and K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys. (Kyoto)*, 10, p.581, 1953.
- [23] A. Pais and R. Jost, *Phys. Rev.*, 87, 5, p.871, 1952.
- [24] K. Nishijima, *Prog. Theor. Phys.*, 13, pag.285, 1955.
- [25] M. Gell-Mann, *Nuovo. Cimento*, IV, pag.848, 1956.
- [26] S. Sakata, *Progr. Theor. Phys.*, 16, pag.686, 1956.
- [27] M. Gell-Mann; *The Eightfold Way*, Synchrotron Laboratory Report CTSL-20, *American Journal of Physics*, pag.11, 1961.
- [28] Y. Ne'eman; Derivation of strong interactions from gauge invariance *Nuclear Physics*, 26, p.222, 1961.
- [29] M. Gell-Mann; A schematic model of baryons and mesons, *Phys. Lett.*, 8, 3, p.214-215, 1964.
- [30] G. Zweig; An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking; CERN - Geneve, *American Journal of Physics*, p.8182 - TH.401, 1964.
- [31] Sheldon L. Glashow; Partial-symmetries of weak interactions *Nucl. Phys.*, 22, 4, p.579-588, 1961.
- [32] Nicola Cabibbo; Unitary Symmetry and Leptonic Decays, *Phys. Rev. Lett.*, 10, p.531, 1963.
- [33] McMillan, Peterson, and Khite; Production of Mesons by X-Rays, *Science*, 110, p.579, 1949.
- [34] J. C. Barton, E. P. George and A. C. Jason; Observations of Slow Mesons and Nuclear Disintegrations in Photographic Plates exposed under Carbon Absorbers, *Proceedings of the Physical Society. Section A*, 64, p.175, 1950.
- [35] J. J. Sakurai, *Phys. Rev. Lett.*, 22, p.981, 1969.
- [36] J. J. Sakurai; Theory Of Strong Interactions, *Annals Of Physics*, 11, p.1-48, 1960.
- [37] Ya. Klopot, A. Oganessian and O. Teryaev, *JETP Letters*, 99, 12, p.679-684, 2014.
- [38] S. Mandelstam, *Phys. Rev.*, 115, p.1741-1752, 1959.
- [39] S. Mandelstam, *Phys. Rev.*, 112, p.1344, 1958.
- [40] Y. V. Kovchegov, E. Levin; Quantum Chromodynamics at High Energy, *Cambridge University Press*, 2012.
- [41] A. O. Barut, *Phys. Rev.*, 130, p.436, 1963.
- [42] M. E. Peskin, D. V. Schroeder; A Introduction to Quantum Field Theory, *Perseus Books*, 1995.
- [43] M. Thomson; Modern particle physics *Cambridge University Press*.

- [44] Ta-You Wu, Takashi Ohmura; Quantum theory of scattering *Prentice hall international, series in physics*.
- [45] E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, G. Miller, I. W. Mo, and R. E. Taylor, *Phys. Rev. Lett.*, 23, p.930, 1969.
- [46] M. Breidenbach, J. I. Friedman, and H. W. Kendall, *Phys. Rev. Lett.*, 23, p.935, 1969.
- [47] R. E. Taylor; Deep Inelastic Scattering: The Early Years, *Nobel Lecture*, 1990.
- [48] J. I. Friedman; Deep Inelastic Scattering: Comparisons with the Quark Model, *Nobel Lecture*, 1990.
- [49] Richard P. Feynman; Very high-energy collisions of hadrons, *Phys. Rev. Lett.*, 23, p.1415, 1969.
- [50] J. D. Bjorken and E. A. Paschos; Inelastic Electron-Proton and γ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon, *Phy. Rev.*, 185, 5, p.1975-1982, 1969.
- [51] J. D. Bjorken ; Current Algebra at small Distances, *Lecture given at International School of Physics "Enrico Fermi"*, XLI Course, Varenna, Italy, Selected Topics in Particle Physics, SLAC, July 17 - 29, 1967.
- [52] Rudolph C Hwa, Xin-Nian Wang; Quark-Gluon Plasma 3, *World Scientific Publishing*, 2004.
- [53] J. D. Jackson; Classical Electrodynamics, *J. Wiley*, March, 1998.
- [54] P. A. M. Dirac; Forms of Relativistic Dynamics, *Reviews of Modern Physics*, 21, p.392-399, 1949.
- [55] Thomas Heinzl; Light-Cone Quantization: Foundations and Applications, *ArXiv*, 2000, <http://arxiv.org/pdf/hep-th/0008096.pdf>.
- [56] Stanley J. Brodsky and Hans Christian Pauli; Light-Cone Quantization of Quantum Chromodynamics *Invited lectures presented at the 30th Schlading Winter School in Particle Physics: Field Theory Schlading, Austria*, March, 1991.
- [57] J. D. Bjorken; In Conclusion: A Collection of Summary Talks in High Energy Physics, *World Scientific, Series in 20th Century Physics Vol. 32*, 2003.
- [58] M. H. Seymour; Quantum ChromoDynamics, *ArXiv*, *CERN-PH-TH/2009-194, MAN/HEP/2009/35*, <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0505192v2>.
- [59] A. Fresnel; Memoire sur las diffraction de la lumiere, *Annales de chimie et de physique*, 1818.
- [60] E. Feinberg and I. Pomerancuk; High energy inelastic diffraction phenomena, *Il Nuovo Cimento*, 3, p.652-671, 1956.
- [61] Particle Data Group Collaboration, K. Nakamura et al.; Review of Particle Physics, *J. Phys. G: Nuclear and particle physics*, 37, p.1422, 2010.

Bibliografía

- [62] M. L. Good and W. D. Walker, *Phys. Rev.*, 120, 1960.
- [63] E. Predazzi, *Diffraction: past, present and future*, Lectures given at Hadrons VI, Florianopolis, Brazil,
<http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9809454v1.pdf>.
- [64] J. Nystrand, 2013,
<http://arxiv.org/pdf/1303.2009.pdf>.
- [65] Richard Nisius; The photon structure from deep inelastic electron-photon scattering, *Physics Reports*, 332 165 317, CERN, CH-1211, 2000.
- [66] B. Abelev et al.; Exclusive J/ψ photoproduction off protons in ultraperipheral p-Pb collisions at 5.02 TeV, *Phys. Rev. Lett.*, 113, p.232504-1, 2014.
- [67] David d’Enterria for the PHENIX Collaboration, *Coherent photo production of J/ψ and High-Mass e^+e^- pairs in ultra-peripheral Au-Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, arXiv, p.1-6, 2005.
- [68] G. A. Schuler and T. Sjöstrand, *Nucl. Phys. B*, 407, p.539-605, 1993.
- [69] Gerhard Baur, Kai Hencken, Dirk Trautmann, Serguei Sadovsky, Yuri Kharlov; Coherent gamma-gamma and gamma-A interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders, *Physics Reports*, 364, Issue 5, p.359-450, 2002.
<https://arxiv.org/abs/hep-ph/0112211>
- [70] J. D. Jackson; Classical Electrodynamics, *John Wiley Sons, New York 2nd Ed*1998.
- [71] C. A. Bertulani and G. Baur; Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions, *Phys. Rep.*, 163, p.299-408, 1988.
- [72] G. Baur, K. Hencken, D. Trautmann, S. Sadovsky, and Y. Kharlov, *Phys. Rep.*, 364, p.259, 2002.
- [73] F. Krauss, M. Greiner, and G. Soff, *Prog. Nucl. Part. Phys.*, 39, p.503, 1997.
- [74] C. Bertulani, S. R. Klein, and J. Nystrand, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 55, p.271, 2005.
- [75] T. H. Bauer et al., *Rev. Mod. Phys.*, 50, p.261, 1978.
- [76] Gerhard A. Schuler and Torbjorn Sjostrand, *Nuclear Physics B*, 407, 1993.
- [77] Stephen D. Holmes, Wonyong Lee, James E. Wiss; High-Energy photoproduction of charmed states, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 35, 1985.
- [78] Spencer R. Klein and J. Nystrand; Exclusive vector meson production in relativistic heavy ion collisions, *Phys. Rev. C*, 60, p.014903–8, 1999.
- [79] J. J. Sakurai and D. Schildknecht; , *Phy. Lett. B*, 40, 1972.
- [80] ALICE Collaboration; Performance of the ALICE experiment at the CERN LHC, *International Journal of Modern Physics A*, 29, 24, p.1430044-1, 2014. DOI: 10.1142/S0217751X14300440,
<http://www.worldscientific.com/doi/pdf/10.1142/S0217751X14300440>

- [81] ALICE Collaboration; ALICE high-momentum particle identification: *Technical Design Report, CERN-LHCC-98-019*, 1998,
<http://cdsweb.cern.ch/record/381431>.
- [82] ALICE Collaboration; *Technical design report of the photon spectrometer, CERN-LHCC-99-004*, 36, 1998,
<http://cdsweb.cern.ch/record/381432>.
- [83] ALICE Collaboration; ALICE Zero-Degree Calorimeter (ZDC): *Technical Design Report, CERN-LHCC-99-005*, 1999,
<http://cdsweb.cern.ch/record/381433>.
- [84] ALICE Collaboration; ALICE dimuon forward spectrometer: *Technical Design Report, CERN-LHCC-99-022*, 1999,
<http://cdsweb.cern.ch/record/401974>,
<http://cdsweb.cern.ch/record/494265>.
- [85] F. L. Wilson; ALICE Collaboration; ALICE Inner Tracking System (ITS): *Technical Design Report, CERN-LHCC-99-012*, 1999,
<http://edms.cern.ch/file/398932/1>.
- [86] ALICE Collaboration; ALICE Photon Multiplicity Detector (PMD): *Technical Design Report, CERN-LHCC-99-032*,
<http://cdsweb.cern.ch/record/451099>, 1999,
<http://cdsweb.cern.ch/record/642177>, 2003.
- [87] ALICE Collaboration; ALICE time projection chamber: *Technical Design Report, CERN-LHCC-2000-001*, 2000,
<http://cdsweb.cern.ch/record/451098>.
- [88] ALICE Collaboration; ALICE Time-Of-Flight system (TOF): *Technical Design Report, CERN-LHCC-2000-012*,
<http://cdsweb.cern.ch/record/430132>, 2000,
<http://cdsweb.cern.ch/record/545834>, 2002.
- [89] ALICE Collaboration; ALICE transition-radiation detector: *Technical Design Report, CERN-LHCC-2001-021*, 2001,
<http://cdsweb.cern.ch/record/519145>.
- [90] ALICE Collaboration; ALICE trigger data-acquisition high-level trigger and control system: *Technical Design Report, CERN-LHCC-2003-062*, 2004,
<http://cdsweb.cern.ch/record/684651>.
- [91] ALICE Collaboration; ALICE forward detectors: FMD, TO and VO: *Technical Design Report, CERN-LHCC-2004-025*, 2004,
<http://cdsweb.cern.ch/record/781854>.
- [92] ALICE Collaboration; ALICE computing: *Technical Design Report, CERN-LHCC-2005-018*, 2005,
<http://cdsweb.cern.ch/record/832753>.

Bibliografía

- [93] K. Aamodt et al.; ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST 3 (2008) S08002.
- [94] ALICE Collaboration; Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC, *Int.J.Mod.Phys. A*, (2014), 1430044; <http://arxiv.org/abs/1402.4476> .
- [95] F. Carminati et al.; ALICE:Physics Performance Report, volume I, *J. Phys. G*, 30, p.1517, 2004.
- [96] D. Antonczyk et al.; For the ALICE TPC Collaboration, Performance studies with an ALICE TPC prototype, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 12, 565, p.551–560, 2006.
- [97] C. Lippmann; Performance of the ALICE Time Projection Chamber, *Physics Procedia - Elsevier*, 37, 2012, <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S187538921201721X>.
- [98] C. Lippmann; For the ALICE Collaboration, The ALICE Transition Radiation Detector, *SNIC Symposium, Stanford, California*, p.3-6, 2006.
- [99] The ALICE Collaboration; The ALICE experiment at the CERN LHC, *Published by Institute of physics publishing and SISSA*, 2008.
- [100] ALICE Collaboration; Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC, <http://arxiv.org>, 2015. <http://arxiv.org/pdf/1402.4476.pdf>
- [101] K. Skjerdal; Photoproduction of ρ^0 and Two-photon Production of Lepton Pairs in Ultra-peripheral Pb-Pb Collisions at the CERN LHC, *University of Bergen: Department of Physics and Technology*, 2014.
- [102] F. Carena et al.; The ALICE data acquisition system, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 741, p.130-162, 2014.
- [103] A. J. Baltz, S. R. Klein and J. Nystrand, *Phys. Rev. Lett.*, 012301-4, Coherent Vector-Meson Photoproduction with Nuclear Breakup in Relativistic Heavy-Ion Collisions, 89, 1, 2002.
- [104] L. Frankfurt, M. Strikman, and M. Zhalov, *Phys. Rev. C*, 67, 034901, 2003.
- [105] V. P. Gonçalves and M. V. T. Machado, *Eur. Phys. J. C*, 40, p.519, 2005.
- [106] T. H. Bauer, *Rev. Mod. Phys.*, 50, p.261, 1978.
- [107] C. Bertulani and G. Baur, *Phys. Rep.*, 163, p.299, 1988.
- [108] V. P. Goncalves and C. A. Bertulani ;Peripheral heavy ion collisions as a probe of the nuclear gluon distribution, *Phys. Rev. C*, 65, 2002.
- [109] A. Donnachie and P. Landshoff; *Z. Phys.*, C 61, p.139, 1994.
- [110] The E665 Collaboration; *Phys. Rev. D*, 54, 3006, 1996.

- [111] M. Glųck, E. Reya, and A. Vogt, *Z. Phys. C* 48, 471, (1990); C 53, 127, (1992); C 67, 433, (1995).
- [112] J. A. Crittenden; Exclusive Production of Neutral Vector Mesons at the Electron-Proton Collider HERA, *arxiv*, 1997,
<http://arxiv.org/pdf/hep-ex/9704009.pdf>
- [113] The ZEUS Collaboration, *Z. Phys. C* 69, 607, 1996.
- [114] The ZEUS Collaboration, *Z. Phys. C* 65, 379, 1995.
- [115] The H1 Collaboration, *Z. Phys. C* 69, 27, 1995.
- [116] The ZEUS Collaboration, *Z. Phys. C* 63, 391, 1994.
- [117] The NMC Collaboration, *Phys. Lett. B* 364, 107, 1995.
- [118] The BCDMS Collaboration, *Phys. Lett. B* 223, 485, 1989.
- [119] The E665 Collaboration, *Phys. Rev. D* 54, 3006, 1996.
- [120] D.O. Caldwell et al., *Phys. Rev. Lett.* 40, 1222, 1978;
S. I. Alekhin et al., CERN-HERA 87-001 (1987).
- [121] The ZEUS Collaboration; *PA02025, XXVIII International Conference on High Energy Physics*, Warsaw, Poland, July 25-31, 1996.
- [122] ZEUS Collab., M. Derrick et al.; The ZEUS Detector, *Status Report, DESY*, 65, 1993.
- [123] C. Alvisi et al.; The ZEUS Detector, *Nucl. Instr. Meth.*, A305, p.30, 1991.
- [124] M. Derrick et al.; The ZEUS Detector, *Nucl. Instr. Meth.*, A309, p.77, 1991.
- [125] A Bamberger et al.; report DESY, *DESY*, p. 97-157, 1997.
- [126] ZEUS Collab. J Breitweg et. al., *Z. Phys.*, C75, p.421, 1997.
- [127] ZEUS Collab., M Derrick et. al., *Z. Phys.*, C73, p.253, 1997.
- [128] ZEUS Collab., J. Breitweg et. al.; Elastic and proton dissociative ρ^0 photoproduction at HERA, *Eur. Phys. J.*, C2, p.247-267, 1998.
- [129] M. Ross and L. Stodolsky, *Phys. Rev.*, 149, p.1172, 1966.
- [130] ZEUS Collab., M. Derrick et al.; Measurement of elastic ρ^0 photoproduction at HERA, *Z. Phys.*, C69, p.39, 1995.
- [131] H1 Collab., S. Aid et al.; Elastic Photoproduction of ρ^0 Mesons at HERA, *Nucl. Phys.*, B463, p.3-32, 1996,
<http://arxiv.org/pdf/hep-ex/9601004.pdf>.
- [132] C. Berger et al., *Phys. Lett.*, 39B, p.659, 1972.
- [133] SWT Collab., Y. Eisenberg et al., *Phys. Rev.*, D5, p.15, 1972.

Bibliografía

- [134] J. Park et al., *Nucl. Phys.*, B36, p.404, 1972.
- [135] SBT Collab., J. Ballam et al., *Phys. Rev.*, D5, p.545, 1972.
- [136] SBT Collab., J. Ballam et al., *Phys. Rev.*, D7, p.3150, 1973.
- [137] G.E. Gladding et al., *Phys. Rev.*, D8, p.3721, 1973.
- [138] W. Struczinski et al., *Nucl. Phys.*, B108, p.45, 1976.
- [139] R. M. Egloff et al., *Phys. Rev. Lett.*, 43, p.657, 1979.
- [140] OMEGA Photon Collab., D. Aston et al., *Nucl. Phys.*, B209, p.56, 1982.
- [141] J. Grosse-Knetter; Measurement of Elastic Omega Photoproduction at HERA, *Hamburg University*, 1997,
cern.ch/jgrosse/mypub/thesis.ps.gz.
- [142] A. Donnachie and P.V. Landshoff, *Phys. Lett.*, B185, p.403, 1987.
- [143] A. Donnachie and P. V. Landshoff, *Nucl. Phys.*, B311, p.509, 1989.
- [144] P.V. Landshoff, *Nucl. Phys. B, (Proc. Suppl.)*, 18C, p.211, 1990.
- [145] A. Donnachie and P.V. Landshoff, *Phys. Lett.*, B296, p.227, 1992.
- [146] J.R. Cudell et al., *preprint hep-ph*, 9601336, p.95-103, 1996.
- [147] M. Anderson et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*, 499, p.659, 2003.
- [148] F. S. Bieser et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*, p.766, 2003.
- [149] C. Adler et al., *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*, 470, p488, 2001.
- [150] B. I. Abelev et al., *Physical Review C*, 77, 034910, 2008.
- [151] P. S oding, *Phys. Lett.*, 19, p.702, 1966.
- [152] J. J. Sakurai, *Ann. Phys.*, 11, p.1, 1960.
- [153] C. Adler et al., *Phys. Rev. Lett.*, 89, 272302, 2002.
- [154] G. Agakishiev et al., *Phys. Rev. C*, 85, 014910, 2012.
- [155] S. R. Klein and J. Nystrand, *Phys. Rev. Lett.*, 84, 2330, 2000.
- [156] L. Frankfurt, M. Strikman, and M. Zhalov, *Phys. Lett.*, B537, p.51, 2002.
- [157] S. Afanasiev, et al., *Phys. Lett. B*, 679, p.321-329, 2009.
- [158] L. V. Gribov, E. M. Levin, and M. G. Ryskin, *Phys. Rep.*, 100, p.1, 1983.
- [159] A. H. Mueller, *Nucl. Phys.*, B335, p.115, 1990.
- [160] ZEUS Collaboration; S. Chekanov et al., *Eur. Phys. J. C.*, 24, p.345, 2002.

- [161] A. Aktas et al. (H1 Collaboration), *Eur. Phys. J. C.*, 46, p.585, 2006.
- [162] C. Alexa et al. (H1 Collaboration), *Eur. Phys. J. C.*, 73, p.2466, 2013.
- [163] L. Frankfurt M. Strikman, and M. Zhalov; The ALICE analysis train system, *Phys. Lett. B*, 162, p. 640.
- [164] V. Guzey and M. Zhalov, *J. High Energy Phys.*, 02, 36, p.046, 2014,
[http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(75\)90009-5](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(75)90009-5).
- [165] J. Gaiser, *SLAC Stanford*, SLAC-255, p.194, 82, REC.JUN.83.
- [166] M. G. Ryskin, *Z. Phys. C*, 57, p.89, 1993.
- [167] F. D. Aaron et al. (H1 and ZEUS Collaboration), *J. High Energy Phys.*, 01, p.109, 2010.
- [168] R. Aaij et al. (LHCb Collaboration), *J. Phys. G.*, 41, 055002, 2014.
- [169] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, 102, 242001, 2009.
- [170] A. J. Schramm and D. H. Reeves, *Phys. Rev. D.*, 55, p.7312, 1997.
- [171] C. Amsler and C. Hanhart; Non- $q\bar{q}$ Mesons *PDG*, p.1-15, 2015,
<http://pdg.lbl.gov/2015/reviews/rpp2015-rev-non-qqlbar-mesons.pdf>.
- [172] C. Amsler et al., *Phys. Lett. B*, 667, p.1, 2008.
- [173] T. Barnes F. E. Close, P. R. Page and E. S. Swanson, *Phys. Rev. D*, 55, p.4157, (1997);
F. E. Close and P. R. Page, *Phys. Rev. D*, 56, p.1584, (1997);
A. Donnachie and Yu. S. Kalashnikova, *Phys. Rev. D* 60, 114011 (1999).
- [174] B. I. Abelev et al., *Phys. Rev. C*, 81, 044901, 2010.
- [175] F. L. Wilson; C. Erkal, M. Olsson, *Z. Phys. C*, 31, p.615, 1986.
- [176] A. Donnachie and A.B. Clegg, *Z. Phys. C*, 51, p.689, 1991.
- [177] A.B. Clegg and A. Donnachie, *Z. Phys. C*, 40, p.689, 1988.
- [178] A.B. Clegg and A. Donnachie, *Z. Phys. C*, 62, p.455, 1994.
- [179] D. P. Barber et al., *Z. Phys.*, C4, p.169, 1980.
- [180] J. Adam, et al.; Coherent ρ^0 photoproduction in ultra-peripheral Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV, *Journal of High Energy Physics*, 095, p.1-26, 2015.
- [181] A. J. Baltz, Y. Gorbunov, S. R. Klein and J. Nystrand; Two-photon interactions with nuclear breakup in relativistic heavy ion collisions, *Phys. Rev. C.*, 80, p.044902-8, 2009.
- [182] M. Zimmermann; The ALICE analysis train system, *ArXiv, CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland*,
<http://arxiv.org/pdf/1502.06381v1.pdf>.
- [183] STAR Collaboration, R. Debbé, *J. Phys. Conf. Ser.* , 389, 012042, 2012.

Bibliografía

- [184] S. Van Der Meer, *ISR-PO/68-31*, KEK68-64.
- [185] B. Abelev et al., ALICE Collaboration, *Phys. Rev. Lett.*, 109, 2012.
- [186] W. Herr and B. Muratori; Concept of luminosity, *CERN, Geneva, Switzerland*,
<https://cds.cern.ch/record/941318/files/p361.pdf>.
- [187] Michele Floris; Physics Selection;
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/ALICE/PWG1EvSelDocumentation>.
- [188] G. McClellan et al., *Phys. Rev. D*, 4, 2683, 1971.
- [189] G. Agakishiev et al., (STAR Collaboration), *Phys. Rev. C*, 85, 014910, 2012.
- [190] STAR Collaboration, C. Adler et al., *Phys. Rev. Lett.*, 89, 272302, 2002.
- [191] STAR Collaboration, B. I. Abelev et al., *Phys. Rev. C*, 77, 034910, 2008.
- [192] R. Barlow; Asymmetric systematic errors, *physics/0306138 [INSPIRE]*, 2003.
- [193] V. P. Goncalves and M. V. T. Machado; Vector meson production in coherent hadronic interactions: an update on predictions for RHIC and LHC, *Phys. Rev. C*, 84, 2011.
- [194] S. D. Drell; *Phys. Rev. Lett.*, 5, p.278, 1960.
- [195] S. D. Drell; *Rev. Mod. Phys.*, 33, p.458, 1961.
- [196] V. Rebyakova, M. Strikman and M. Zhalov, *Phys. Lett. B*, 710, p.647, 2012.
- [197] G. Sampaio dos Santos and M. V. T. Machado, *Phys. Rev. C*, 91, 2015.
- [198] A. Bunyatyan; *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 69, p.179-180, (2008).
- [199] T. Regge; *Nuovo Cimento* 14, p.951, 1959; T. Regge; *Nuovo Cimento* 18, p.947, 1960; P. D. B. Collins "An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics"(Cambridge University Press, Cambridge 1977).
- [200] E. Fermi, *Zeitschrift fur Physik*, 29:315, p.044902-8, 1924.