



# Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

---

## Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas

---

Estudio de la correlación del parámetro de pendiente nuclear,  $B_{el}$ , y la sección eficaz elástica en colisiones protón-(anti)protón

Tesis presentada a:

**Posgrado en Física Aplicada  
de la Facultad de Ciencias Físico Matemáticas**

Como requisito para obtener el grado de:

**Maestra en Ciencias (Física Aplicada)**

Presenta:

**Cristal Robles Jacobo**

Asesora:

Dra. Irais Bautista Guzmán  
(FCFM BUAP, Cátedra CONACYT)

Puebla, Pue.

Diciembre de 2021

**Título:** Estudio de la correlación de parámetro de pendiente nuclear,  $B_{el}$ , y la sección eficaz elástica en colisiones protón-(anti)protón

**Autora:** Cristal Robles Jacobo

**Comité**

*Presidente:*

*Secretario:*

---

Dr. Arturo Fernández Téllez  
FCFM-BUAP

---

Dr. Cupatitzio Romero Ramírez  
FCFM-BUAP

*Vocal*

*Suplente:*

---

Dr. Hector Novales Sánchez  
FCFM-BUAP

---

Dr. Carlos Enrique Varela  
FCFM-BUAP

*Asesora:*

---

Dra. Irais Bautista Guzmán  
FCFM-BUAP  
Cátedra CONACYT

# Contenido

<b>Resumen</b>	<b>v</b>
<b>Introducción</b>	<b>vii</b>
<b>1 Marco Teórico</b>	<b>1</b>
1.1 Partículas elementales . . . . .	1
1.2 Cromodinámica Cuántica . . . . .	3
1.3 Colisiones relativistas . . . . .	5
1.4 Variables de Mandelstam . . . . .	7
<b>2 Dispersiones elásticas</b>	<b>9</b>
2.1 Modelo Óptico . . . . .	9
2.1.1 Teorema Óptico . . . . .	11
2.1.2 Condición de Unitaridad . . . . .	11
2.1.3 Amplitud de Dispersión Elástica . . . . .	12
2.2 Variables experimentales . . . . .	13
2.3 Función de Perfil y Representación Eikonal . . . . .	14
2.4 Teoría de Gribov-Regge . . . . .	15
2.5 Límite de Froissart-Lukaszuk-Martin . . . . .	15
2.6 El límite del Disco Negro . . . . .	16
<b>3 Evidencias del intercambio de Odderon</b>	<b>17</b>
3.1 Efectos Odderon en la sección eficaz diferencial de la dispersión elástica . . . . .	18
3.2 Relaciones de escala . . . . .	20
3.2.1 Propiedades de escala de los perfiles de sombra . . . . .	20
3.2.2 Funciones de escala para comprobar el límite del disco negro . . . . .	21
3.2.3 Variables de escala para el cono elástico . . . . .	23
3.2.4 Funciones de escala generalizadas . . . . .	25
<b>4 Resultados del escalamiento a energías del LHC</b>	<b>31</b>
4.1 Cuantificación con interpolaciones . . . . .	36
4.2 Extraprolación de las secciones eficaces diferenciales . . . . .	42
<b>5 Resultados</b>	<b>45</b>
5.1 Señales significativas de Odderon de las funciones de escala . . . . .	47
5.2 Comprobaciones cruzadas . . . . .	50
5.3 Comentarios . . . . .	52
5.4 Resultados modelo-dependientes . . . . .	55
<b>6 Conclusiones</b>	<b>57</b>

**Bibliografía**

**66**

# Resumen

En este trabajo de tesis se estudian las propiedades de escala de la sección eficaz total, elástica, inelástica y diferencial en colisiones protón-protón ( $pp$ ) y protón-antiprotón ( $p\bar{p}$ ) a altas energías. Se introduce una nueva función de escala, que escala, dentro de los errores experimentales, todos los datos de ISR sobre la dispersión elástica de  $pp$  desde  $\sqrt{s} = 23.5$  GeV hasta un comportamiento universal a altas energías. Se exploran las propiedades de escalamiento de las secciones eficaces diferenciales de las colisiones elásticas  $pp$  y  $p\bar{p}$  en un rango de energía de TeV limitado. Reescalando los datos de colisiones de  $pp$  en TOTEM a energías de  $\sqrt{s} = 7, 2.76$  TeV, y comparándolos con los datos de D0 de  $p\bar{p}$  a 1.96 TeV, los resultados proporcionan una evidencia de un intercambio de Odderon de canal  $t$  a energías de TeV.

Se completa el estudio de la correlación del parámetro  $B_{el}$  y la sección eficaz de colisiones de  $pp$  a muy altas energías, en el contexto del modelo de disco gris en el límite de la saturación gluónica hasta donde se predice la formación del disco negro y su indicativo comportamiento asintótico.



# Introducción

Conocer la estructura del protón es todo un desafío, que requiere de un conocimiento profundo en las técnicas de caracterización a través de modelos teóricos y fenomenológicos, con sus respectivas comparaciones con datos experimentales.

Las colisiones elásticas entre hadrones se caracterizan por ángulos de dispersión muy pequeños que dan lugar a una región de bajo momento transferido; entran dentro del régimen de la cromodinámica cuántica (QCD) no perturbativa o régimen infrarrojo; en esta región no es útil aplicar técnicas perturbativas de QCD ya que la constante de acoplamiento fuerte toma valores que producen divergencias[1].

Las características de la amplitud elástica, sus partes reales e imaginarias, llevan una gran cantidad de información sobre la estructura interna del protón, así como sobre las propiedades de la interacción de intercambio QCD a bajas transferencias de momento.

En esta región, la parte imaginaria de la amplitud de dispersión en la región frontal aumenta con la energía, lo cual implica que a muy altas energías la parte imaginaria de la amplitud domina sobre la parte real en la sección eficaz elástica, cuyo cuadrado se vuelve proporcional a la sección eficaz total. Haciendo que el comportamiento de la sección eficaz total sea definido por la sección eficaz elástica, lo cual es conocido como el límite de “disco negro”, que es generado por la saturación de gluones en este estado límite[2]. La cinemática del proceso y la expansión parcial de la onda pueden ser obtenidas de la amplitud elástica y principios generales como unitarización. El formalismo de este problema fue introducido por la teoría de Regge y el teorema de Pomeranchuk en las reglas de sumas de energía finita. Además del establecimiento de cotas superiores, como la analiticidad de la cota de Marcel Froissart, que fueron establecidas posteriormente[3, 4, 5].

Los resultados experimentales de la medición indirecta de sección eficaz de colisiones  $pp$  en los experimentos Pierre AUGER y el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) han mostrado que el protón se acerca al límite asintótico del disco negro a muy altas energías[6].

Los resultados recientes de la medición indirecta de sección eficaz de  $pp$  en los experimentos de AUGER y en los resultados recientes de LHC han incrementado el interés a la discusión de la posibilidad de alcanzar el límite asintótico de la formación de un disco negro.

La primera y más precisa medición de la sección eficaz total, elástica y diferencial en colisiones elásticas de  $pp$ , junto con el parámetro  $\rho$ , se han realizado recientemente por la colaboración TOTEM en el LHC del CERN en la frontera energética más alta de  $\sqrt{s} = 13$  TeV en TOTEM [7, 8, 9, 10]. Una interpretación teórica correcta de los datos del LHC, junto con los del Tevatrón de menor energía y los datos del ISR, es objeto de intensos debates y de un continuo desarrollo de la investigación en la literatura [11, 12]. Entre los importantes avances recientes, los datos de la Colaboración TOTEM [10] han indicado por primera vez la presencia de una contribución impar bajo el cruce “C-odd” (impar bajo conjugación de carga) a la amplitud de dispersión elástica conocida como Odderon [13]. En particular, una comparación de la Sección eficaz diferencial de la dispersión elástica protón-protón ( $pp$ ) obtenida por la Colaboración TOTEM a  $\sqrt{s} = 2,76$  TeV con los resultados de D0 sobre la dispersión elástica protón-antiprotón ( $p\bar{p}$ ) a 1,96 TeV [14] indican importantes diferencias cualitativas que pueden atribuirse al efecto Odderon [10, 15]. En el lenguaje más riguroso de QCD un intercambio de Odderon se asocia normalmente con un estado impar (por ejemplo de tres gluones) estado limitado como un *glueball* vectorial, y una vasta literatura está dedicada a la comprensión teórica de sus implicaciones. Un aumento de la sección eficaz total,  $\sigma_{tot}(s)$ , asociada con una disminución de la relación real-imaginaria,  $\rho(s)$ , con la energía, identificada por primera vez a  $\sqrt{s} = 13$  TeV [7, 8], también indica un posible efecto por Odderon.

Las mediciones de TOTEM han desencadenado recientemente intensos estudios teóricos en la literatura. En particular, la parametrización de Phillips-Barger de la amplitud elástica se ha encontrado para describir los datos recientes de  $pp$  en [16, 17]. Otras parametrizaciones de Regge también han sido encontradas para describir adecuadamente los datos del LHC [12, 18, 19], mientras que la dominancia del Pomerón ha sido explorada en una configuración genérica de la teoría Regge [20, 21]. En [11], se ha identificado una nueva característica del segundo cono difractivo en la sección eficaz diferencial de la dispersión elástica a grandes valores de  $t$  y  $s$ , se ha identificado argumentando sobre la existencia de dos puntos estacionarios en  $d\sigma/dt$  en las energías del LHC y relacionándolos con la estructura de dos escalas de los protones a estas energías. Esto ha descartado el predominio de los intercambios de gluones en el régimen perturbativo; que no interactúan apuntando hacia un núcleo similar a una subestructura descrita, también, en el marco de la llamada técnica de imágenes de Lévy [15, 22].

Los estudios basados en un análisis del Odderon en QCD teniendo en cuenta la evolución no lineal han aumentado recientemente [23, 24, 25, 26]). Importantes afirmaciones sobre la naturaleza máxima del efecto del Odderon se hicieron en las referencias [12, 27, 28, 29], pero aparentemente estos estudios aún carecen de un riguroso análisis de significancia estadística. Aunque la dependencia de  $s$  tanto de  $\sigma_{\text{tot}}(s)$  y  $\rho(s)$  es consistente con un efecto Odderon, aunque esto no es una señal exclusiva de Odderon, ya que el mismo efecto también puede atribuirse a los efectos secundarios de Reggeon [23], lo que refuerza la elusividad del Odderon. Como se argumentó en [30], cualquier conclusión sobre la magnitud de los efectos Odderon basada en la medición de  $\rho(s)$  por sí sola tiene que hacerse con especial cuidado debido a un cero en la parte real de la amplitud elástica a valores de  $t$  muy pequeños, ya que este último puede afectar a la región de Interferencia Coulomb-Nuclear (CNI) a altas energías.

En estudios anteriores [31, 32], las señales del Odderon han sido identificadas y descritas cualitativamente de forma independiente del modelo, utilizando la técnica de imágenes de Lévy [15]. Una de estas señales se refiere a la presencia de una estructura de caída y aumento en la sección eficaz diferencial de colisiones elásticas de  $pp$  y la falta de tal estructura en colisiones elásticas de  $p\bar{p}$ . Este último surge efectivamente en la dependencia de  $t$  de la pendiente elástica  $B(t)$ , que cruza cero para las colisiones  $pp$  elásticas y es no negativa para todos los valores de  $t$  en colisiones  $p\bar{p}$  elásticas. Asimismo, en [15] se observó que la posición del nodo de la fase nuclear  $\phi(t)$ , reconstruido con la ayuda del método de expansión de Lévy, es característicamente y cualitativamente diferente para las colisiones elásticas  $pp$  de las colisiones  $p\bar{p}$ , indicando así el intercambio Odderon. Además, se ha revelado la presencia de una subestructura más pequeña del protón en los datos que se imprimen en el comportamiento de la pendiente elástica dependiente de  $t$ ,  $B(t)$ , aparente en valores grandes de  $t$ . Adicionalmente, se han identificado dos subestructuras de dos tamaños distintos en los dominios de energía baja (unas decenas de GeV) y alta (unos pocos TeV) respectivamente [15, 22, 31, 32]. Y una nueva característica estadísticamente significativa en el perfil de sombra (o inelasticidad) dependiente del parámetro de impacto,  $b$ , se ha hallado a la máxima energía disponible  $\sqrt{s} = 13$  TeV y representa un efecto de oquedad, o “anillo negro”, que surge en lugar del régimen previsto convencionalmente de “disco negro” [22, 31].

En este trabajo, con el fin de desvelar aún más las importantes características de la dispersión elástica hadrón-hadrón, estudiamos las propiedades de escalado de los conjuntos de datos disponibles en los de los colisionadores ISR y Tevatron, así como los proporcionados por la Colaboración TOTEM en un rango de energía TeV [7, 8, 9, 10, 33]. Investigamos un comportamiento de escala genérico de la sección eficaz de dispersión diferencial elástica protón-(anti)protón, con el objetivo de transformar la variación trivial dependiente de la energía de colisión de los observables clave como el de las secciones eficaces total y elástica,  $\sigma_{\text{tot}}(s)$  y  $\sigma_{\text{el}}(s)$ , la pendiente elástica  $B(s)$  y la relación real-imaginaria  $\rho(s)$ . Buscamos una función de escala universal y el comportamiento de colapso de datos que es válido no sólo en el dominio de bajo  $-|t|$  sino también en la región *dip-and-bump*. Se discuten las implicaciones físicas de este comportamiento de escala y exploramos sus consecuencias para la comprensión del efecto Odderon, así como el comportamiento de alta energía de la estructura del protón.

# Capítulo 1

## Marco Teórico

A medida que los objetos de estudio son más pequeños, las escalas de energía se vuelven más grandes, en este sentido se busca la descripción de las partículas fundamentales con base en los experimentos que pueden alcanzar las más altas energías.

Las interacciones fundamentales se describen en El Modelo Estándar, que constituye uno de los enfoques más aceptados para describir este tipo de fenómenos observados en experimentos. Este modelo combina la teoría Electrodébil, que describe las interacciones electromagnéticas y nucleares débiles, con la Cromodinámica Cuántica (QCD), que estudia las interacciones nucleares fuertes.

### 1.1 Partículas elementales

El modelo estándar de partículas elementales puede ser construido con base al grupo de simetría de norma, que a una escala de energía se ve como  $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$  y se divide en tres subgrupos[34, 35]:

- $SU_C(3)$  el cual tiene asociados ocho campos gluónicos  $\mathcal{A}_\mu^a$ .
- $SU_L(2)$  tiene tres campos electrodébiles  $W_\mu^i$ .
- $U_Y(1)$  con el campo de hipercarga  $B_\mu$ .

El grupo electrodébil  $SU_L(2) \times U_Y(1)$ , compuesto por el grupo de matrices especiales unitarias de  $2 \times 2$  de isoespín (L) y el grupo de hipercarga (Y) unifica las interacciones electromagnéticas y nucleares débiles. El grupo restante es el de color, formado por las matrices especiales unitarias  $3 \times 3$ ,  $SU_C(3)$ , que es el objeto de estudio de la cromodinámica cuántica que caracteriza las interacciones fuertes. Mientras que la interacción fuerte es mediada por los gluones, la interacción débil resulta del intercambio de los bosones de norma (luego de un cambio de base) masivos  $W_\mu^\pm$  y  $Z_\mu^0$ , mientras que la interacción electromagnética es mediada por el campo del fotón  $A_\mu$ . Las partículas elementales son de dos tipos: fermiones y bosones.

#### Fermiones

Son los constituyentes fundamentales de la materia, descritos como partículas materiales de espín 1/2 en el sector fermiónico.

- *Leptones*: son partículas ligeras clasificadas en:
  - Cargados: son partículas que poseen carga negativa, con una unidad de carga  $-e$ , el electrón ( $e$ ), el muón ( $\mu$ ) y el tau ( $\tau$ ).
  - Neutros: partículas nuestras que corresponden a cada uno de los leptones cargados, neutrino del electrón ( $\nu_e$ ), del muón ( $\nu_\mu$ ) y del tau ( $\nu_\tau$ ).

- *Quarks*: clasificados también en dos tipos los cuales se diferencian por su familia (sabor):
  - Tipo *up*: cargados positivamente con carga  $2e/3$ , *up* ( $u$ ), *charm* ( $c$ ), *top* ( $t$ ).
  - Tipo *down*: con carga negativa  $-e/3$ , *down* ( $d$ ), *strange* ( $s$ ), *bottom* ( $b$ ).

A los estados ligados estables de quarks (partículas compuestas de quarks) se les denomina hadrones, los cuales pueden clasificarse en mesones y bariones dependiendo si se agrupan en pares quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ) para los mesones, o si son formados por tres quarks ( $qqq$ ).

Los fermiones respetan el principio de exclusión de Pauli, y son descritos por la estadística de Fermi y la regla de cuantización dada por la regla de anticonmutación:

$$\{\psi(\mathbf{r}), \Pi(\mathbf{r}')\} = i\hbar\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (1.1)$$

donde  $\Pi_\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \psi)}$  es su momento conjugado.

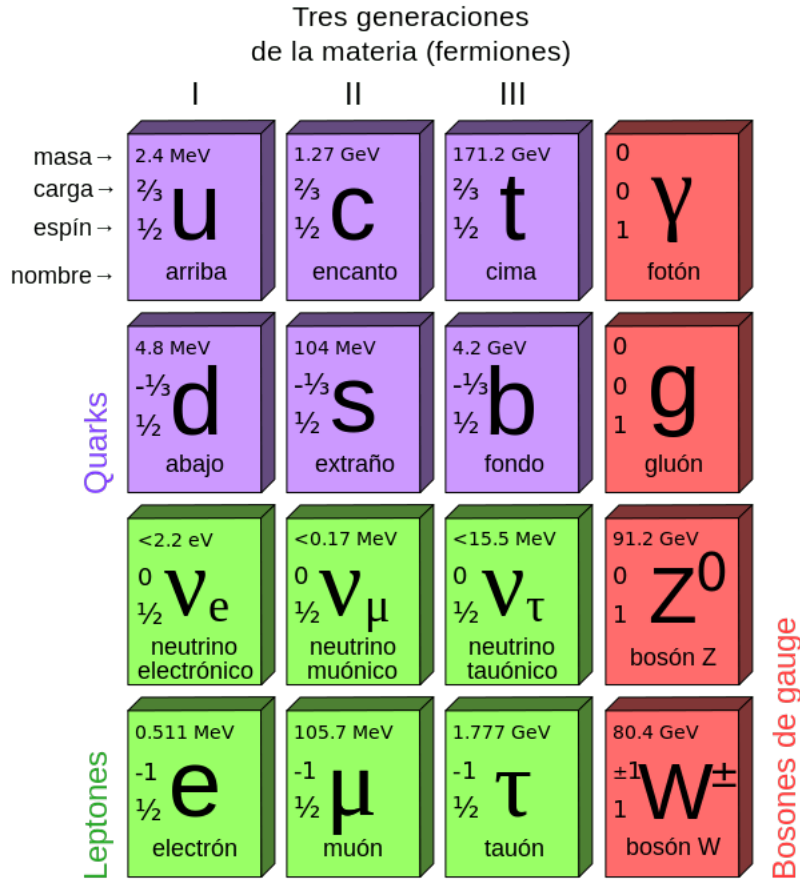


Figura 1.1: Partículas elementales de acuerdo al Modelo Estándar: 3 familias de fermiones y 5 especies de bosones fundamentales, se incluyen las antipartículas correspondientes (sean o no identificables en el caso de los neutrinos). La imagen es de dominio público.

## Bosones

Conocidas como partículas mediadoras de las interacciones (figura 1.1), dadas de acuerdo al intercambio en la correspondiente interacción, así como, a la cuantización del campo respectivo, se dividen en los bosones de norma (vectoriales) y hay un bosón escalar:

- A la interacción electromagnética, la cual es de rango infinito producida por la carga eléctrica, se le asocia un campo bosónico cuyo bosón es el fotón, con espín 1.
- A la interacción nuclear débil, la cual es de rango de  $10^{-18}\text{m}$  producida por la *carga débil*, se le asocian tres campos bosónicos cuyos bosones son el  $W^+$ , el  $W^-$  y el  $Z^0$ ; todos con espín 1.
- A la interacción nuclear fuerte, la cual es de rango  $\leq 10^{-15}\text{m}$  producida por la *carga de color*, se le asocian 8 campos gluónicos cuyos bosones son 8 gluones con espín 1.
- El bosón de Higgs, que es de naturaleza escalar tiene espín 0 y es el encargado de darle masa a los bosones  $W$  y  $Z$ .

Los bosones no respetan el principio de exclusión de Pauli y son descritos por la estadística de Bose-Einstein y la regla de cuantización dada por:

$$[\phi(\mathbf{r}), \pi(\mathbf{r}')] = i\hbar\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (1.2)$$

donde  $\pi_\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \phi)}$  es su momento conjugado.

## 1.2 Cromodinámica Cuántica

QCD es una representación teórica de campo para describir interacciones fuertes. QCD se basa en tres conceptos principales: (i) quarks, (ii) gluones y (iii) simetría de norma.

- (i) *Quarks*: son las partículas fundamentales de la materia y tienen varias propiedades intrínsecas, entre ellas espín semi entero, carga eléctrica, carga de color, y masa. Las cargas de color para los quarks son rojo, azul y verde<sup>1</sup>, mientras que para anti-quarks son anti-rojo, anti-azul y anti-verde. Los hadrones deben poseer carga de color neutra, lo cual se consigue con las combinaciones de los colores de los quarks que lo componen; por ejemplo, un mesón puede contener quarks azul y anti-azul para dar el color neutro, mientras que un barión está formado por los tres quarks con carga de color roja, azul y verde, cuya suma vectorial total también forma el color neutro[36, 37, 38].
- (ii) *Gluones*: son los mediadores de la interacción fuerte. Son bosones sin masa con spin 1. Hay ocho tipos de gluones. Esto se puede entender al combinar quarks con anti-quarks y ver que hay nueve maneras diferentes: un estado incoloro (singlete) y ocho estados del color (octeto) ( $3 \times \bar{3} = 1 + 8$ ). Los gluones no pueden aparecer en un estado singlete. Por lo tanto, solo puede haber ocho tipos de gluones.
- (iii) *Simetría de norma*: Significa que el lagrangiano es invariante bajo un grupo continuo de transformaciones locales. El grupo de norma correspondiente en QCD es  $SU(3)$  como se mencionó anteriormente.

El Lagrangiano invariante de norma de QCD que controla la dinámica de los quarks y gluones está descrito como

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_f \bar{\psi}^{(f)} [i(\gamma^\mu D_\mu) - m_f] \psi^{(f)} - \frac{1}{4} G_a^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^a, \quad (1.3)$$

cuyos elementos se definen a continuación.

- $\psi(x)^{(f)}$  son tripletes en la representación fundamental del grupo de norma  $SU(3)$  que representan a los campos de los diferentes sabores de quarks ( $f = u, d, s, c, t, b$ ) y se define como el hermitiano adjunto de Dirac  $\bar{\psi}(x)^{(f)} = \psi(x)^{\dagger(f)} \gamma^0$ .

---

<sup>1</sup>Tal y como los colores primarios de la luz

- $D_\mu$  es la derivada covariante del grupo[39]

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s \mathcal{A}_\mu^a \frac{\lambda_a}{2}. \quad (1.4)$$

- $\mathcal{A}_\mu^a(x)$  son los ocho campos asociados a cada gluón y las reglas para subir o bajar los índices de color  $a, b$ , o  $c$  son triviales, de modo que  $f^{abc} = f_{abc} = f_{bc}^a$ , mientras que para los índices  $\mu$  o  $\nu$  se tienen las reglas relativistas correspondientes a la métrica del espacio-tiempo plano de Minkowski.
- $\gamma^\mu$  son matrices de Dirac que conectan la representación espinorial con la representación vectorial del grupo de Lorentz[39].
- $G_{\mu\nu}^a$  representa el tensor de intensidad del campo gluónico, que viene dado por

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu \mathcal{A}_\nu^a - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu^a + g_s f^{abc} \mathcal{A}_\mu^b \mathcal{A}_\nu^c. \quad (1.5)$$

- $m_f$  y  $g_s$  corresponden a las masas de los quarks y a la constante de acoplamiento de la teoría, respectivamente[39].

Las transformaciones de norma de estos objetos son:

$$\begin{aligned} \psi_j^{(f)} &\rightarrow \psi_j^{\prime(f)} = \exp[ig_s \alpha^a(x) T_a] \psi_j^{(f)}, \\ \mathcal{A}_\mu^a &\rightarrow \mathcal{A}_{\mu\nu}^a = \mathcal{A}_{\mu\nu}^a - \partial_\mu \alpha^a(x) - g_s f_{bc}^a \alpha^b(x) \mathcal{A}_\mu^c. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Es importante notar que el grupo de norma  $SU(3)$  es no abeliano, dato que será de vital importancia para describir teóricamente el comportamiento de las constantes de acoplamiento en QCD[40].

### Constante de acoplamiento fuerte

La variación de la intensidad de las interacciones bajo cambios de escala se puede entender cualitativamente como el efecto de la excitación del vacío cuántico, del cual emergen partículas que interactúan disminuyendo o aumentando esta intensidad; es decir, en la vecindad de una carga, el vacío se polariza: partículas virtuales de carga opuesta son atraídas a la carga y partículas virtuales de carga semejante son rechazadas, de este modo, el campo se anula parcialmente a cualquier distancia finita. El efecto del vacío disminuye y aumenta la carga eficaz a medida que nos acercamos a la fuente. En QCD, aparecen pares virtuales quark-antiquark, que tienden a apantallar la carga de color. Sin embargo, existe un hecho adicional: las partículas portadoras de la fuerza, los gluones, tienen carga de color. Cada gluon lleva una carga del color y una carga de anti-color (de un color distinto). El efecto neto de la polarización de gluones virtuales en el vacío no es apantallar el campo, sino aumentarlo y afectar su color. Acercarse a un quark disminuye el efecto de *antiapantallamiento* de los gluones virtuales circundantes; por lo tanto, la contribución de este efecto es debilitar la carga eficaz de color de un quark con una disminución de distancia. Puesto que los quarks virtuales y los gluones virtuales contribuyen con efectos opuestos, los efectos que prevalecen dependen del número de sabores de quarks y de generadores del grupo de simetría. Este efecto es una propiedad fundamental en las teorías de Yang-Mills basadas en grupos de simetría no abelianos, donde las interacciones entre las partículas se vuelven asintóticamente más débiles a medida que aumenta la escala de energía. Mientras que, por otro lado, a medida que disminuye la escala de energía, la fuerza se incrementa proporcionando un estado de “confinamiento”.

La constante de acoplamiento,  $g$ , es un número que determina la intensidad de una interacción. En QCD, la constante de acoplamiento decrece logarítmicamente a altas energías, tal y como se muestra en la figura 1.2, lo cual se puede observar de las soluciones a distintos órdenes de  $\alpha_s = g^2/4\pi$ [42]. Este comportamiento se debe principalmente a la presencia de auto interacciones de los bosones de norma.

De la variación de la intensidad de las interacciones bajo cambios de escala surgen las dos propiedades de QCD más importantes. Para altos valores de momento transferido  $Q^2 \sim \mu^2$ , la constante de acoplamiento se hace

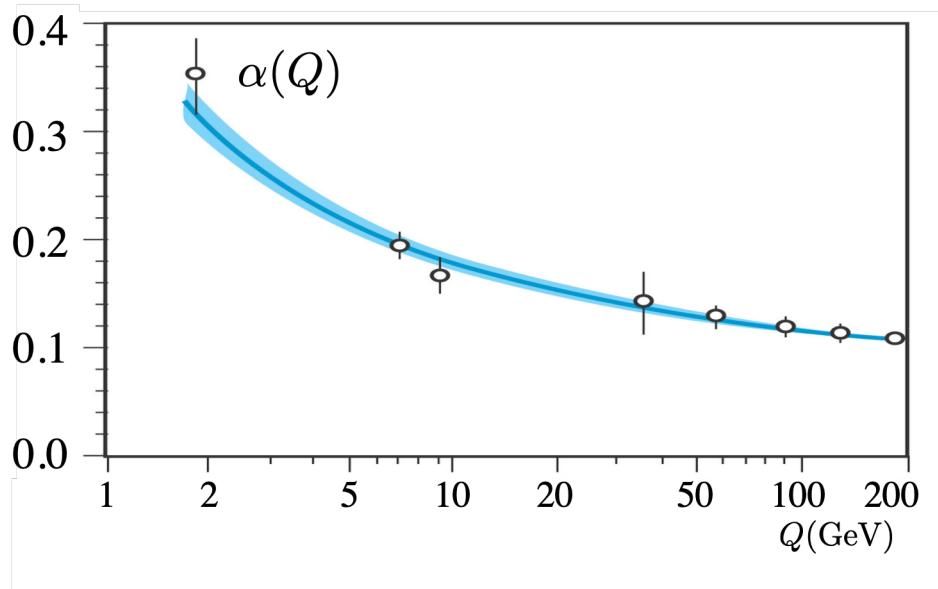


Figura 1.2: El valor de la constante de acoplamiento en función de la escala de energía  $E$ . La curva que se inclina hacia abajo es una predicción de la libertad asintótica en QCD, gráfica tomada de [41]

pequeña, esto da la propiedad de libertad asintótica, esta propiedad fue descubierta en 1973 por David Gross y Frank Wilczek[43], e independientemente por David Politzer en el mismo año[44]. Para valores pequeños de  $Q^2$ , la constante de acoplamiento tiende a infinito. Esta propiedad es conocida como “confinamiento de color” y es la razón por la cual nunca podemos observar quarks y gluones libres en la naturaleza, en lugar de esto, ellos forman “singletes” de color conocidos como hadrones. Como esta característica no se entiende completamente desde el punto de vista analítico, existen diferentes métodos que describen distintos dominios de QCD. A pequeñas distancias (altos valores de  $Q^2$ ) pueden ser aplicados los métodos perturbativos de QCD (pQCD), mientras que los modelos fenomenológicos son usados a largas distancias ( $Q^2$  pequeña).

### 1.3 Colisiones relativistas

Para describir una colisión relativista a altas energías es necesario introducir las variables cinemáticas que la caracterizan, para ello se usa el formalismo de relatividad especial. El cuadrivector de posición tiene como entradas  $x^\mu$  donde  $\mu = 0, 1, 2, 3$ <sup>2</sup>, con  $x^0$  la coordenada temporal y  $(x^1, x^2, x^3)$  las coordenadas espaciales cartesianas habituales. Las componentes del vector espacial  $\vec{x}$ , son  $x^j$  con  $j = 1, 2, 3$ <sup>3</sup> y se pueden reescribir agrupando dos de las componentes en  $(x_T, z)$ , donde  $x_T = \sqrt{(x^1)^2 + (x^2)^2}$  representa la coordenada espacial transversa al eje  $x^3 = z$ . Las componentes del cuadrivector de momento son  $(E/c, p_T, p_z)$ , donde  $E$  es la energía de la partícula y  $p_T = \sqrt{(p^1)^2 + (p^2)^2}$  es el momento transverso y  $p_z = p^3$  el momento longitudinal [45]. Por conveniencia, se considerarán unidades naturales en los sucesivos ( $c = 1$ ).

<sup>2</sup>Los índices griegos corren de 0 a 3

<sup>3</sup>Los índices latinos corren de 1 a 3

El producto interno del cuadriespacio se define a través de la métrica plana de Minkowski,  $g = (g^{\mu\nu})_{4 \times 4}$ :

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.7)$$

que al operar sobre cuadvectores cambia de signo a las componentes espaciales y deja invariante a la parte temporal. De esta forma, el producto de cuadvectores se calcula:

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = g_{\mu\nu} A^\mu B^\nu = A^0 B^0 - \vec{A} \cdot \vec{B}. \quad (1.8)$$

Para el caso especial del cuadrimento de una partícula de masa  $m$  se tiene:

$$\mathbf{p}^2 = \mathbf{p} \cdot \mathbf{p} = E^2 - |\vec{p}|^2 = m^2, \quad (1.9)$$

que es un cuadvector del tipo “temporaloide”, ya que  $\mathbf{p}^2 = m^2 > 0$ , es decir, la parte temporal domina sobre la espacial, para el caso de cuadvectores con cuadrado negativo, decimos que son del tipo “espacialoides”, mientras que para aquellos con cuadrado estrictamente igual a cero, decimos que son cuadvectores del tipo “luminoides” [45].

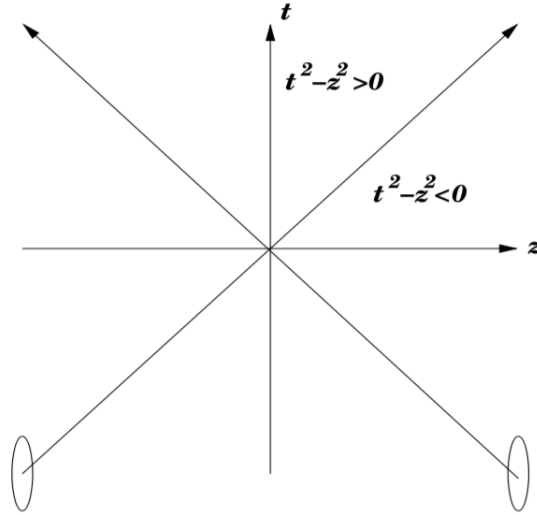


Figura 1.3: El eje de colisión que representa un espacio ( $z$ ) y una dimensión de tiempo. Se indican las regiones temporales ( $t^2 - z^2 > 0$ ) y espaciales ( $t^2 - z^2 < 0$ ) después de la colisión en  $t = z = 0$ .

La figura 1.3 muestra la colisión de dos partículas a energías ultrarelativistas. El eje vertical es la dirección del tiempo donde el medio plano inferior está antes de la colisión, mientras que el medio plano superior está después de la colisión. El proyectil viene de la izquierda ( $z < 0$ ) y sale a la derecha. El objetivo viene de la derecha ( $z > 0$ ) y se va hacia la izquierda. Las líneas diagonales donde  $t^2 - z^2 = 0$  a lo largo de la trayectoria del “proyectil” y el “objetivo” definen el “cono de luz”. La colisión ocurre a  $t = z = 0$ . La parte superior de la columna de luz, donde  $t^2 - z^2 > 0$ , es la región temporal. La producción de partículas en una colisión real ocurre en el medio plano superior dentro del cono de luz. Fuera del cono de luz, donde  $t^2 - z^2 < 0$ , es la región espacial. La mayoría de los experimentos se realizan con un haz en un objetivo fijo (marco de laboratorio) o en

un colisionador. Usamos el sistema de referencia del centro de masa  $(E^*, p_T^*, p_z^*)$ :

$$\begin{pmatrix} E^* \\ p_T^* \\ p_z^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_T \\ p_z \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

donde solo la energía y el momento longitudinal, son afectados por la transformación de Lorentz de modo que  $p_T^* = p_T$  es una cantidad invariante. La velocidad de la partícula se denota por  $\beta$  de modo que  $\vec{\beta} = \vec{p}/E$ . Al transformar los momentos del proyectil y el objetivo del laboratorio al marco del centro de masa, la partícula solo tiene una velocidad longitudinal y podemos escribir  $\beta = p_z/E$ . El factor  $\gamma$ , está relacionado con la velocidad por  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ , de modo que, después de sustituir  $\beta$ , tenemos  $\gamma = E/\sqrt{E^2 - p_z^2} = E/m$  ya que  $p_T = 0$ . Luego, definiendo  $\beta$  y  $\gamma$  como la velocidad y el factor de Lorentz del marco del laboratorio al marco del centro de masa, tenemos

$$\begin{aligned} E^* &= \gamma(E - \beta p_z), \\ p_z^* &= \gamma(p_z - \beta E). \end{aligned} \quad (1.11)$$

Ahora se definen dos variables útiles para la descripción cinemática de partículas, la masa transversa  $m_T$  y la rapidez  $y$ .  $m_T$  está relacionada con la diferencia entre los cuadrados de la energía y el momento longitudinal

$$m_T^2 = E^2 - p_z^2 = p_T^2 + m^2, \quad (1.12)$$

que es un invariante para este tipo de transformaciones[45]. La rapidez de una partícula se define en términos de su energía y momento longitudinal[45]:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (1.13)$$

Usando las funciones hiperbólicas se define la energía y el momento transverso en término de la masa transversa y la rapidez

$$\begin{aligned} E &= m_T \cosh y, \\ p_z &= m_T \sinh y. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Una ventaja de la rapidez sobre la velocidad es que se transforma directamente bajo los “boosts” de Lorentz. Ya que

$$y^* = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E^* + p_z^*}{E^* - p_z^*} \right) = y - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right). \quad (1.15)$$

Un límite bastante útil que se deriva de la ecuación 1.13 es cuando el momento de las partículas es muy alto en comparación con su masa ( $p \gg m$ ), en este caso podemos relacionar la rapidez con la *pseudorapidez*,  $\eta$ , y al ángulo de emisión,  $\theta$ . La pseudoapidez a menudo es una medida experimental más útil, especialmente si las partículas detectadas no son identificadas y sus masas son, por lo tanto, desconocidas. El ángulo de emisión relativo al eje  $z$  viene dado por  $\cos \theta = p_z/p$ [45], de esta forma

$$y \approx -\ln[\tan(\theta/2)] \equiv \eta. \quad (1.16)$$

## 1.4 Variables de Mandelstam

Debido a que el momento y la posición de una partícula no son cantidades invariantes, se buscan cantidades que no dependan del marco de referencia para hacer los cálculos de las secciones eficaces.

Un diagrama típico de dispersión de dos cuerpos se muestran en la figura 1.4, donde los invariantes son:

$$s = (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 = (\mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4)^2, \quad (1.17a)$$

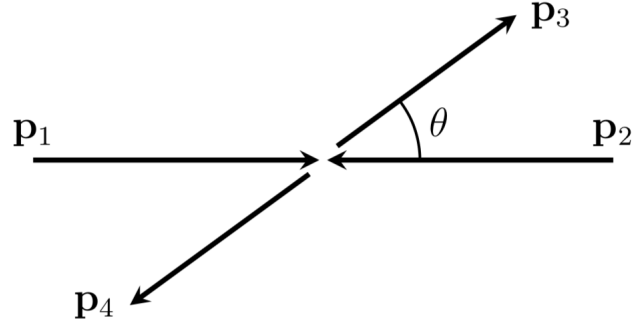


Figura 1.4: Un diagrama de dispersión típico  $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$  con 1 y 2 partículas entrantes mientras que 3 y 4 son salientes.

$$t = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_3)^2 = (\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_4)^2, \quad (1.17b)$$

$$u = (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_4)^2 = (\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3)^2, \quad (1.17c)$$

estas cantidades son conocidas como invariantes de Mandelstam[46].

El primero de estos solo depende del estado inicial o final, mientras que los otros dos mezclan el estado inicial y final. Se usa la raíz cuadrada del primer invariante, denotada por  $\sqrt{s}$ , para definir la “energía” total del centro de masa en una colisión. El cálculo de  $\sqrt{s}$  es sencillo en dos casos especiales: en el marco del centro de masa y en un marco en el que la partícula “objetivo” está en reposo, llamada marco objetivo[46]. En general

$$\begin{aligned} s &= (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 \\ &= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \\ &= m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2, \end{aligned} \quad (1.18)$$

En el marco de referencia del centro de masa  $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{0}$ , de modo que  $\sqrt{s} = E_1 + E_2$ . Mientras que en el marco objetivo  $\vec{p}_2 = \vec{0}$ , por lo que  $s = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1m_2$ .

Esta última relación es muy importante, ya que relaciona la energía medida desde el sistema de referencia objetivo  $E_1 = p_{\text{lab}}$  y la energía medida desde el centro de masa de la colisión, que es frecuentemente usada para comparar los datos de rayos cósmicos con datos de colisionadores, en el caso de colisiones  $pp$  se tiene:

$$\sqrt{s} = \sqrt{2m_p^2 + 2p_{\text{lab}}m_p} \simeq \sqrt{2p_{\text{lab}}m_p}. \quad (1.19)$$

## Capítulo 2

# Dispersiones elásticas

En física, la sección eficaz es una medida de probabilidad de que un proceso específico tenga lugar en una colisión de dos partículas. La sección eficaz, tal y como se toma en esta tesis, se denota comúnmente por la letra griega sigma,  $\sigma$ , y se expresa en términos del área transversal que la partícula incidente debe golpear para que ocurra el proceso dado.

Cuando dos partículas interactúan, su sección eficaz es el área transversal a su movimiento relativo dentro del cual deben reunirse para dispersarse entre sí. Si las partículas son esferas inelásticas duras que interactúan solo al contacto, su sección eficaz de dispersión está relacionada con su tamaño geométrico. Si las partículas interactúan a través de alguna fuerza de acción a distancia, como el electromagnetismo o la gravedad, su sección eficaz de dispersión es generalmente mayor que su tamaño geométrico. Cuando una sección eficaz se especifica como una función de alguna variable de estado final, como el ángulo de partículas o la energía, se denomina sección eficaz diferencial. Cuando una sección eficaz se integra sobre todos los ángulos de dispersión (y posiblemente otras variables), se denomina sección eficaz total[47, 48].

Las secciones eficaces de dispersión pueden definirse en física nuclear, atómica y de partículas para colisiones de haces acelerados de un tipo de partícula con objetivos (estacionarios o en movimiento) de un segundo tipo de partícula. La probabilidad de que ocurra cualquier reacción dada es proporcional a su sección eficaz. Por lo tanto, la especificación de la sección eficaz de una reacción dada es una tasa que indica la probabilidad de que ocurra un proceso de dispersión dado.

Las secciones eficaces de dispersión diferencial y total se encuentran entre las cantidades medibles más importantes en física nuclear, atómica y de partículas.

En colisiones de partículas a energías relativistas, las partículas o bien pueden sufrir un cambio en su momento que deje inalterada su estructura, o puede que la energía del estado inicial se transfiera a nuevas partículas caracterizadas en el estado final. En este último caso, las partículas que originalmente colisionaron pueden no aparecer en absoluto en el estado final, lo que se conoce como una colisión inelástica. Cualquiera de los escenarios está permitido siempre que no se violen las leyes de conservación, como la conservación energía, del momento, de la carga y del número bariónico. El caso de interés, es el de una colisión que no produce partículas adicionales a las del estado inicial, que se conoce como una colisión elástica, que representa entre el 20% y el 25% de las colisiones entre hadrones, en dichas colisiones los hadrones sufren pequeñas desviaciones con respecto a sus trayectorias iniciales, pero manteniendo la magnitud de su momento inicial y conservando todos sus números cuánticos.

### 2.1 Modelo Óptico

Podemos usar el punto de vista de dispersión de ondas planas para obtener las secciones eficaces total y elástica para las interacciones de dos hadrones. Esta técnica se conoce como el modelo de onda óptica y proporciona una descripción bastante general de la dispersión.

Se considera la parte espacial de una onda plana normalizada ,  $\psi_i = \exp(ikz)$ , donde  $k = 2\pi/\lambda$  con  $\lambda$  la longitud de onda de De Broglie. La onda plana se representa mediante una superposición de ondas esféricas entrantes y salientes[45]. A una gran distancia  $r$  desde el centro,  $kr \gg 1$ , la onda esférica tiene la forma  $\exp(\pm ikr)/kr$  para conservar la probabilidad. El flujo a través de una capa esférica de radio  $r$  es entonces independiente de  $r$ . La dependencia angular está determinada por los polinomios de Legendre,  $P_l(\cos \theta)$ , según corresponda para una expansión esférica. Por lo tanto, para  $kr \gg 1$ , la onda incidente puede expandirse como

$$\psi_i = \exp(ikz) = \frac{i}{2kr} \sum_l (2l+1) [(-1)^l \exp(-ikr) - \exp(ikr)] P_l(\cos \theta). \quad (2.1)$$

El primer término, proporcional a  $\exp(-ikr)$ , es el entrante y el segundo,  $\exp(ikr)$ , es la onda saliente. La onda saliente tiene más probabilidades de verse afectada por la dispersión. Por otro lado, la parte saliente cambia de fase y amplitud en  $2\delta_l$  y  $\eta_l$  ( $0 < \eta_l < 1$ ) respectivamente por lo que

$$\psi_{\text{total}} = \frac{i}{2kr} \sum_l (2l+1) [(-1)^l \exp(-ikr) - \eta_l \exp[i(2\delta_l + kr)]] P_l(\cos \theta). \quad (2.2)$$

La onda dispersada es la diferencia entre las ondas total e incidente. El primer término en cada uno, que representa la onda entrante, se cancela por resta, de modo que

$$\begin{aligned} \psi_{\text{scatt}} &= \psi_{\text{total}} - \psi_i \\ &= \frac{-i \exp(ikr)}{2kr} \sum_l (2l+1) [\eta_l \exp(2i\delta_l) - 1] P_l(\cos \theta) \\ &= \frac{\exp(ikr)}{r} F(\theta). \end{aligned} \quad (2.3)$$

La ecuación 2.3 representa la dispersión elástica ya que  $k$  no cambia. Y es estrictamente válida solo en el marco de referencia del centro de masa. En el marco del laboratorio, la ecuación 2.3 solo es cierta si el punto desde el que se dispersa la onda es infinitamente masivo[45]. El flujo saliente disperso a través de una superficie esférica de ángulo sólido  $d\Omega$  es

$$v_o |F(\theta)|^2 d\Omega = v_o \psi_{\text{scatt}}^* \psi_{\text{scatt}} r^2 d\Omega, \quad (2.4)$$

donde  $v_o$  es la velocidad de la onda saliente[45]. Por definición, el lado derecho de la ecuación 2.4 es el producto de la sección eficaz de dispersión elástica y el flujo incidente,  $v_i \psi_i^* \psi_i d\sigma_{\text{el}}$ . Para la dispersión elástica,  $v_i = v_o$ , entonces

$$v_o |F(\theta)|^2 d\Omega = v_o d\sigma_{\text{el}}, \quad (2.5)$$

de modo que

$$\frac{d\sigma_{\text{el}}}{d\Omega} = |F(\theta)|^2. \quad (2.6)$$

La sección eficaz de dispersión elástica total es la integral de la amplitud de dispersión  $F(\theta)$  sobre el ángulo sólido,

$$\sigma_{\text{el}} = \int d\Omega |F(\theta)|^2 = \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_l (2l+1) \left| \frac{\eta_l \exp(2i\delta_l) - 1}{2i} \right|^2. \quad (2.7)$$

La última igualdad proviene de reemplazar el número de onda  $k$  con la longitud de onda de De Broglie y usar la ortonormalidad de los polinomios de Legendre. Si la onda entrante no se absorbe,  $\eta_l = 1$ , en consecuencia

$$\sigma_{\text{el}} = \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_l (2l+1) \left| \frac{\exp(2i\delta_l) - 1}{2i} \right|^2 = \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_l (2l+1) \sin^2 \delta_l. \quad (2.8)$$

### 2.1.1 Teorema Óptico

Si el cambio de fase, denotado por  $\delta_l$ , es cero, significa que no existe potencial de dispersión y  $\sigma_{\text{el}} = 0$ . Si  $\eta_l < 1$ , entonces hay absorción y se calcula la contribución inelástica de la sección eficaz de reacción, utilizando la conservación de probabilidad. Dicha contribución es la diferencia entre los cuadrados de las funciones de onda entrantes y salientes pesadas por  $r^2$  e integradas en el ángulo sólido[45]. La función de onda inicial es el primer término en la onda incidente (eq 2.1) y la función de onda saliente es el segundo término en la función de onda total (eq 2.2)

$$\sigma_{\text{inel}} = \int d\Omega r^2 (|\psi_{\text{in}}|^2 - |\psi_{\text{out}}|^2) = \frac{\lambda^2}{4\pi} \sum_l (2l+1) (1 - \eta_l^2). \quad (2.9)$$

La sección eficaz total es la suma de las secciones eficaces elástica e inelástica, ahora con  $\eta_l \neq 1$ :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} &= \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{inel}} \\ &= \frac{\lambda^2}{4\pi} \sum_l (2l+1) (1 - \eta_l^2 + 1 + \eta_l^2 - 2\eta_l \cos 2\delta_l) \\ &= \frac{\lambda^2}{2\pi} \sum_l (2l+1) (1 - \eta_l \cos 2\delta_l). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Si comparamos esto con la expresión para  $F(\theta)$ , vemos que a la parte imaginaria de  $F(\theta)$  le corresponde

$$\text{Im } F(\theta) = \frac{1}{2k} \sum_l (2l+1) (1 - \eta_l \cos 2\delta_l) P_l(\cos \theta). \quad (2.11)$$

Si  $\theta = 0$ , se obtiene:

$$\text{Im } F(0) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}. \quad (2.12)$$

La relación entre la sección eficaz total y la parte imaginaria de la amplitud de dispersión directa se conoce como el teorema óptico.

### 2.1.2 Condición de Unitaridad

Las relaciones que hemos producido entre las secciones eficaces elástica, inelástica y total como funciones de  $\eta_l$  y  $\delta_l$  establecen límites impuestos por la conservación de la probabilidad. Esta conservación de probabilidad también se llama condición de unitaridad. Esta condición implica que la intensidad de la onda saliente no puede exceder la de la onda entrante[45]. Podemos ver esto definiendo la amplitud de dispersión elástica para la  $l$ -ésima onda parcial como

$$f(l) = \frac{\eta_l \exp(2i\delta_l) - 1}{2i} = \frac{i}{2} (1 - \eta_l \exp(2i\delta_l)), \quad (2.13)$$

entonces

$$\sigma_{\text{el}} = \frac{\lambda^2}{\pi} \sum_l (2l+1) |f(l)|^2. \quad (2.14)$$

La amplitud de onda parcial se puede trazar como un vector en el plano complejo ya que  $\text{Re}[f(l)] = (\eta_l/2)\text{sen}(2\delta_l)$  e  $\text{Im}[f(l)] = (1/2)(1 - \eta_l \cos(2\delta_l))$ . Cuando  $\eta_l = 1$ , el final del vector describe un círculo de radio 1/2 centrado en  $i/2$ . En  $\delta_l = 0$ ,  $\text{Re}[f(l)] = 0$  e  $\text{Im}[f(l)] = 1/2$  mientras que en  $\delta_l = \pi/2$ ,  $\text{Re}[f(l)] = 0$  e  $\text{Im}[f(l)] = 1$ . El final del vector se encuentra dentro del círculo unitario si  $\eta_l < 1$ , como se muestra en la figura 2.1. La sección eficaz de dispersión elástica máxima está en  $\delta_l = \pi/2$ ,

$$\sigma_{\text{el}} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \sum_l (2l+1), \quad (2.15)$$

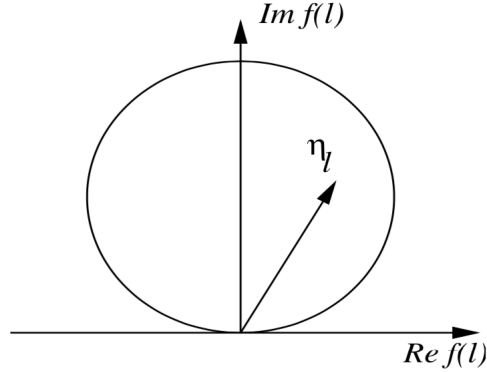


Figura 2.1: El círculo unitario descrito por la ecuación 2.13 Cuando  $\eta_l < 1$  el vector se encuentra dentro del círculo.

donde  $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}}$ [45]. Por otro lado, la sección eficaz inelástica es independiente de  $\delta_l$  pero tiene su máximo en  $\eta_l = 0$ ,

$$\sigma_{\text{inel}} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \sum_l (2l + 1), \quad (2.16)$$

de modo que  $\sigma_{\text{el}} = \sigma_{\text{inel}} = \sigma_{\text{tot}}/2$ . Cuando  $\eta_l = 1$ , la sección eficaz inelástica desaparece. La sección eficaz inelástica máxima se puede obtener clásicamente si suponemos que el momento angular orbital  $l$  corresponde al parámetro de impacto  $b = l\lambda/2\pi$ . Luego, las partículas con  $l \rightarrow l + 1$  son absorbidas por un anillo anular de área de sección eficaz

$$\sigma_{\text{inel}} = \pi (b_{l+1}^2 - b_l^2) = [(l + 1)^2 - l^2] \frac{\lambda^2}{4\pi} = \frac{\lambda^2}{4\pi} (2l + 1). \quad (2.17)$$

### 2.1.3 Amplitud de Dispersión Elástica

Tal y como se definió en la sección anterior, la amplitud de dispersión elástica,  $F$ , es una función compleja y en colisiones de partículas a energías relativista forma parte de los elementos de la matriz de dispersión,  $S$ , que es un invariante relativista. Como consecuencia, la amplitud de dispersión elástica debe escribirse en términos de invariantes relativistas, específicamente se utilizan  $s$  y  $t$  de los invariantes de Mandelstam (ecuaciones 1.17) de tal forma que  $F = F(s, t)$ [46].

Además de la invariancia de Lorentz, requerimos de tres postulados para la completa descripción de las amplitudes de dispersión elásticas[46], que son:

1. *Unitaridad*: se requiere que la matriz  $S$  sea un operador unitario, es decir,  $S^\dagger = S^{-1}$ , donde la operación  $\dagger$  es el conjugado hermitiano. Este postulado está directamente relacionado con la conservación de la probabilidad.
2. *Analiticidad*: Establece que las amplitudes son funciones analíticas de sus variables en el sentido del análisis complejo. Además, las amplitudes físicas son los límites de estas funciones cuando las variables se reducen a valores reales. Se supone que las únicas singularidades de estas funciones analíticas son las dictadas por la unitaridad, los polos y los puntos de ramificación son asociados con el intercambio de partículas.
3. *Simetría cruzada*: establece que una misma amplitud describe los tres canales diferentes discutidos en la sección anterior,  $s$ ,  $t$  y  $u$ , y las amplitudes para cada proceso se obtienen por medio de continuaciones analíticas de un dominio cinemático al otro.

## 2.2 Variables experimentales

Con estos postulados se puede definir la dispersión elástica de colisiones hadrónicas a altas energías. Sin tomar en cuenta los efectos del espín, se definen las siguientes cantidades a partir de la función de amplitud de dispersión[46]:

- **Sección Eficaz Elástica Diferencial:** se relaciona con la amplitud de dispersión a través del módulo al cuadrado:

$$\frac{d\sigma}{dt}(s, t) = \frac{1}{16\pi s^2} |F(s, t)|^2. \quad (2.18)$$

- **Sección Eficaz Elástica (Integrada):** la integral sobre la variable  $t$  de la sección eficaz diferencial proporciona una función que solo depende de la energía,  $s$ :

$$\sigma_{el}(s) = \int_{-\infty}^0 \frac{d\sigma(s, t)}{dt} dt = \int_0^{\infty} d|t| \frac{d\sigma(s, t)}{dt}. \quad (2.19)$$

- **Sección Eficaz Total:** El teorema óptico conecta la parte imaginaria de la amplitud de dispersión elástica frontal con la sección eficaz total ( $\sigma_{tot}$ ):

$$\sigma_{tot}(s) = \frac{\text{Im}F(s, 0)}{s}. \quad (2.20)$$

- **Sección Eficaz Inelástica:** La sección eficaz total está asociada con el número total de partículas dispersas en eventos elásticos e inelásticos:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{in}, \quad (2.21)$$

dicha relación va de acuerdo con el principio de unitaridad y, a partir de él, podemos determinar la sección eficaz inelástica:

$$\sigma_{in}(s) = \sigma_{tot}(s) - \sigma_{el}(s). \quad (2.22)$$

- **El punto óptico:** Al evaluar la sección eficaz elástica diferencial en  $t = 0$ , se obtiene:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} &= \frac{1}{16\pi s^2} |\text{Re} F(s, 0) + i \text{Im} F(s, 0)|^2 \\ &= \frac{[\text{Im} F(s, 0)]^2}{16\pi s^2} \left[ \left( \frac{\text{Re} F(s, 0)}{\text{Im} F(s, 0)} \right)^2 + 1 \right] \\ &= \frac{\sigma_{tot}^2 (1 + \rho_0^2)}{16\pi}, \end{aligned} \quad (2.23)$$

donde  $\rho(s)_0 = \frac{\text{Re}F(s, 0)}{\text{Im}F(s, 0)}$ , sirve como una fase que relaciona las partes real e imaginaria de la amplitud de dispersión.

- **Parámetro de pendiente:** El parámetro de pendiente dependiente de  $t$ ,  $B(s, t)$  se define como

$$B(s, t) = \frac{d}{dt} \left( \ln \frac{d\sigma(s, t)}{dt} \right), \quad (2.24)$$

que en la región de bajo- $t$  accesible experimentalmente se encuentra dentro de los errores como una constante. En este caso, se introduce un parámetro de pendiente  $B(s)$

$$B(s) \equiv B_0(s) = \lim_{t \rightarrow 0} B(s, t), \quad (2.25)$$

donde el límite  $t \rightarrow 0$  se toma dentro de la región experimental. En realidad, experimentalmente el punto óptico  $t = 0$  sólo puede aproximarse mediante extrapolaciones de las mediciones en varias regiones  $-t > 0$  cinemáticamente accesibles que dependen de la óptica y de varios ajustes de los aceleradores de partículas y haces de colisión.

El logaritmo de los datos de la sección eficaz diferencial en términos de  $t$ , se caracteriza por mostrar un pico directo agudo, denominado como *pico de difracción*. Empíricamente, se puede parametrizar (para valores pequeños de momentos transferidos) por

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} e^{-B|t|}, \quad (2.26)$$

donde  $B = B(s)$  se interpreta como una pendiente en las curvas de corte de  $t$  constante.

## 2.3 Función de Perfil y Representación Eikonal

La amplitud de dispersión elástica también se puede representar en el espacio del parámetro de impacto,  $b$ , mediante la función de perfil  $\Gamma(s, b)$ . Suponiendo simetría azimutal, la relación entre la función de perfil y la amplitud de dispersión está dada por la transformada de Fourier-Bessel[46]:

$$F(s, t) = 4\pi i s \int_0^\infty b db J_0(b\sqrt{-t}) \Gamma(s, b), \quad (2.27)$$

donde  $J_0$  es la 0-función Bessel de primer tipo.

En términos de la función de perfil, se reescriben las secciones eficaces:

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = 4\pi \int_0^\infty b db \text{Re} \Gamma(s, b), \quad (2.28a)$$

$$\sigma_{\text{el}}(s) = 2\pi \int_0^\infty b db |\Gamma(s, b)|^2. \quad (2.28b)$$

De la condición de unitaridad se define

$$G_{\text{inel}}(s, b) = 2 \text{Re} \Gamma(s, b) - |\Gamma(s, b)|^2, \quad (2.29)$$

de modo que

$$\sigma_{\text{inel}}(s) = 2\pi \int_0^\infty b db G_{\text{inel}}(s, b). \quad (2.30)$$

En la representación Eikonal, la función de perfil se expresa como

$$\Gamma(s, b) \equiv 1 - e^{i\xi(s, b)}, \quad (2.31)$$

donde  $\xi(s, b)$  es la llamada función Eikonal[46], luego, de la ecuación 2.29 se tiene

$$G_{\text{inel}}(s, b) = 1 - e^{-2\text{Im} \xi(s, b)}. \quad (2.32)$$

De la condición de unitaridad,  $\text{Im} \xi(s, b) \geq 0$ , tenemos  $G_{\text{inel}}(s, b) \leq 1$ , lo que permite una interpretación de probabilidad de la función de superposición inelástica:  $G_{\text{inel}}$  da la probabilidad de que ocurra un evento inelástico dados  $s$  y  $b$ . A partir de eso, también podemos asociar la parte imaginaria de  $\xi(s, b)$  con la absorción en el proceso de dispersión. Por esta razón, y usando una analogía óptica, se presenta la función de opacidad

$$\Omega(s, b) \equiv \text{Im} \xi(s, b). \quad (2.33)$$

Despreciando la parte real de la amplitud elástica, vemos que  $\Gamma(s, b)$  es se vuelve una función de valores reales:

$$\Gamma(s, b) = 1 - e^{-\Omega(s, b)}. \quad (2.34)$$

La función de perfil y la función de opacidad se relacionan por medio de la ecuación (2.34). Además, a primer orden se tiene que  $\Gamma(s, b) \simeq \Omega(s, b)$ .

## 2.4 Teoría de Gribov-Regge

Es el estudio de las propiedades analíticas de la dispersión como una función del momento angular, donde el momento angular no está restringido a ser un múltiplo entero de  $\hbar$  pero se le permite tomar cualquier valor complejo.

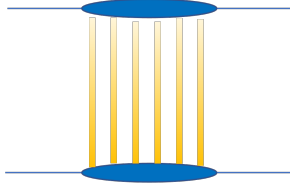


Figura 2.2: Hadrón-hadrón disperso en GRT. Las líneas amarillas representan el intercambio Pomeron entre los hadrones.

La teoría de Gribov-Regge es por construcción una teoría de dispersión múltiple. Las interacciones elementales son realizados por objetos complejos llamados “Pomeron”, de los cuales no conocemos su naturaleza exacta y por eso solo los parametrizamos: la amplitud elástica,  $T$ , correspondiente al intercambio de un solo Pomeron se da como:

$$T(s, t) \sim i s^{\alpha_0 + \alpha' t} \quad (2.35)$$

con un par de parámetros que se determinarán experimentalmente. Incluso en la dispersión hadrón-hadrón, varios de estos pomerones se intercambian en paralelo, ver figura 2.2. Usando reglas generales de teoría de campos (reglas de corte), se obtiene una expresión para la sección eficaz inelástica.

$$\sigma_{\text{inel}} = \int d^2b \{1 - \exp(-G(s, b))\} \quad (2.36)$$

donde  $G(s, b)$  es la función eikonal (proporcional a la transformada de Fourier de  $T(s, t)$ ) generaliza a las colisiones núcleo-núcleo, donde se pueden derivar las fórmulas correspondientes para la sección eficaz.

El ejemplo más simple de los polos de Regge lo proporciona el tratamiento mecánico cuántico del potencial de Coulomb  $V(r) \propto -e^2/r$  o, dicho de otra manera, por el tratamiento mecánico cuántico de la unión o dispersión de un electrón de masa  $m$  y carga eléctrica  $-e$  de un protón de masa  $M$  y carga  $+e$ . La energía  $E$  de la unión del electrón al protón es negativa, mientras que para la dispersión la energía es positiva. La fórmula de la energía de enlace es la conocida expresión:

$$E \rightarrow E_N = -\frac{2m'\pi^2 e^4}{h^2 N^2 (4\pi\epsilon_0)^2} = -\frac{13.6\text{eV}}{N^2}, \quad \text{y} \quad m' = \frac{mM}{M+m}. \quad (2.37)$$

## 2.5 Límite de Froissart-Lukaszuk-Martin

El límite Froissart-Lukaszuk-Martin (FLM) es uno de los resultados más importantes en la dispersión hadrónica. Fue derivado por Froissart usando la expansión de onda parcial para la amplitud[3], Martin lo derivó de dos formas; la primera usando estudios de analiticidad de la amplitud en la elipse de Lehmann ampliada [49] y la segunda en el contexto de la Teoría de campo axiomático[50]), afirmando que la sección eficaz total hadrónica puede crecer asintóticamente como máximo al cuadrado del logaritmo del centro de energía de masa, es decir:

$$\sigma_{\text{tot}}(s) \leq B_{\text{FLM}} \ln^2(s/s_0), \quad (s \rightarrow \infty), \quad (2.38)$$

donde  $s_0$  es una escala de energía indeterminada y el coeficiente  $B_{\text{FLM}}$  también está limitado, siendo su valor máximo obtenido por Martin y Lukaszuk[51]:

$$B_{\text{FLM}} \leq \frac{\pi}{m_\pi^2} \approx 60\text{mb}, \quad (2.39)$$

donde  $m_\pi$  es la masa del pión  $\pi^0$ .

Todas estas derivaciones consideran el rango finito de la interacción fuerte, el principio de unitaridad y la suposición generalmente hecha de que la amplitud elástica tiene un límite polinómico en el límite asintótico[52]

$$F(s, t) \sim |s|^N, \quad s \rightarrow \infty, \quad (2.40)$$

donde  $N$  es una constante. Este supuesto es importante cuando se trata de relaciones de dispersión.

Uno de los cálculos más recientes con el menor número de supuestos involucra solo el principio de unitaridad y la ausencia de estados intermedios sin masa[53], en dicho trabajo de discuten las implicaciones de la violación del límite FLM, Azimov argumenta que la violación del límite de Froissart no está necesariamente relacionada con la violación del principio de unitaridad sino con la violación del límite polinómico en la región no física.

Independientemente de esto, recordamos que el límite FLM nos da dos límites: uno analítico y uno numérico, ambos hasta una escala de  $s_0$ . El límite analítico es con respecto a la tasa máxima de aumento de la sección eficaz total y está representado por el propio  $\ln^2 s$ . El numérico es la combinación del límite analítico y el valor máximo permitido para el coeficiente  $B_{\text{FLM}}$  dado por la ecuación 2.39. Para  $s_0 = 1\text{GeV}$ , la sección eficaz total máxima a 7TeV es 103mb, mientras que los datos experimentales son alrededor de 95mb[54]. Por lo tanto, incluso si tenemos un aumento más rápido que  $\ln^2 s$ , no necesariamente excedemos el límite numérico impuesto por el límite FLM. Por último, para mayor referencia, mencionamos que Martin ha derivado recientemente un límite similar a la sección eficaz inelástica[55]

$$\sigma_{\text{inel}}(s) \leq \frac{1}{4} \frac{\pi}{m_\pi^2} \ln^2(s/s_0), \quad (s \rightarrow \infty) \quad (2.41)$$

donde  $s_0$  queda indeterminado.

## 2.6 El límite del Disco Negro

El límite del disco negro representa una expectativa fenomenológica estándar. Es típico de los formalismos basados en la aproximación Eikonal, como los modelos tradicionales de Chou y Yang[56], Bourrely, Soffer y Wu[57, 58, 59], el enfoque de Block y Halzen[60] y una serie de modelos que se han perfeccionado continuamente[61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 68, 69].

Para comenzar a definir este límite se plantean dos primeros escenarios, desde la condición de unitaridad

$$\frac{\sigma_{\text{el}}}{\sigma_{\text{tot}}} + \frac{\sigma_{\text{inel}}}{\sigma_{\text{tot}}} = 1, \quad (2.42)$$

se impone una cota  $A$ , para la cual  $\sigma_{\text{tot}}/\sigma_{\text{el}} \leq 1/2$ .

A partir de las cotas dadas por el límite de Froissart, es decir, las ecuaciones (2.38, 2.39 y 2.41), se tiene que  $\sigma_{\text{tot}}/\sigma_{\text{el}} \leq 3/4$ .

Estos dos escenarios proporcionan distintas cotas para las cuales la sección eficaz total se describe a partir de la sección eficaz elástica en el límite de altas energías. Lo que veremos adelante es cómo nuestra parametrización proporciona una cota para la cual, en el límite de altas energías, la sección eficaz elástica alcanza la fracción máxima de la sección eficaz total y de esta forma se describe el comportamiento asintótico del Disco Negro.

## Capítulo 3

# Evidencias del intercambio de Odderon

A partir de este momento seguiremos la convención de los artículos [65, 70, 71, 72] para la amplitud de dispersión elástica, con las variables de Mandelstam  $s$  y  $t$  que ya hemos definido en secciones anteriores de acuerdo a las ecuaciones (1.17a) y (1.17b). Se introduce la función

$$T_{el}(s, t) = \frac{F(s, t)}{2s}, \quad (3.1)$$

como la nueva amplitud de dispersión elástica, a partir de la cual redefinimos las expresiones del capítulo 2.

La sección eficaz diferencial elástica (2.18) queda como

$$\frac{d\sigma(s, t)}{dt} = \frac{1}{4\pi} |T_{el}(s, \Delta)|^2, \quad \text{donde } \Delta = \sqrt{|t|}. \quad (3.2)$$

De la extrapolación de acuerdo al teorema óptico, la sección eficaz total (2.20) toma la forma

$$\sigma_{tot}(s) \equiv 2\text{Im}T_{el}(\Delta = 0, s). \quad (3.3)$$

La relación entre las partes reales e imaginarias de la amplitud elástica conserva la forma de su expresión

$$\rho(s, t) \equiv \frac{\text{Re} T_{el}(s, \Delta)}{\text{Im} T_{el}(s, \Delta)} \quad (3.4)$$

y su valor medido en  $t = 0$  se lee

$$\rho(s) \equiv \rho_0(s) = \lim_{t \rightarrow 0} \rho(s, t). \quad (3.5)$$

Aquí, el límite  $t \rightarrow 0$  se toma como una extrapolación en mediciones dedicadas de la sección eficaz diferencial a muy bajo  $-t$ , en las que el parámetro  $\rho_0$  puede medirse mediante diversos métodos CNI. La sección eficaz diferencial en el punto óptico se representa de acuerdo a la ecuación (2.23), que conserva la forma de su expresión

$$\left. \frac{d\sigma(s)}{dt} \right|_{t \rightarrow 0} = \frac{1 + \rho_0^2(s)}{16\pi} \sigma_{tot}^2(s). \quad (3.6)$$

En el espacio  $b$  de los parámetros de impacto, las siguientes relaciones:

$$t_{el}(s, b) = \int \frac{d^2\Delta}{(2\pi)^2} e^{-i\Delta \mathbf{b}} T_{el}(s, \Delta) = \frac{1}{2\pi} \int J_0(\Delta b) T_{el}(s, \Delta) \Delta d\Delta \quad (3.7)$$

$$\Delta \equiv |\Delta| \quad \text{y} \quad b \equiv |\mathbf{b}| \quad (3.8)$$

## CAPÍTULO 3. EVIDENCIAS DEL INTERCAMBIO DE ODDERON

### 3.1. EFECTOS ODDERON EN LA SECCIÓN EFICAZ DIFERENCIAL DE LA DISPERSIÓN ELÁSTICA

proporcionan distintas amplitudes elásticas transformadas mediante la técnica de Fourier  $t_{el}(s, b)$ , se obtiene una función de perfil análoga a (2.31). Esta última puede ser representada en la forma eikonal

$$t_{el}(s, b) = i \left[ 1 - e^{-\xi(s, b)} \right], \quad (3.9)$$

donde  $\xi(s, b)$  es la función eikonal introducida en el capítulo anterior. La función de perfil de sombra se define entonces como

$$P(s, b) = 1 - \left| e^{-\xi(s, b)} \right|^2. \quad (3.10)$$

Esta función también es conocida en el límite  $\xi(s, t) \rightarrow \Omega(s, t)$  como función de perfil de inelasticidad, ya que corresponde a la distribución de probabilidad de colisiones inelásticas protón-protón en el parámetro de impacto  $b$  con  $0 \leq P(b, s) \leq 1$ . Cuando se desprecia la parte real de la amplitud de dispersión,  $P(b, s)$  se denota  $G_{inel}(s, b)$  tal y como en la ecuación (2.32), ver por ejemplo las Refs. [73, 74, 75, 76, 77].

Esperemos que esta pequeña recapitulación de expresiones de importancia, que muestran el contraste entre referencias de la literatura, sea de utilidad para abordar el tratamiento formal que se llevó a cabo en este trabajo de tesis.

### 3.1 Efectos Odderon en la sección eficaz diferencial de la dispersión elástica

De acuerdo a [16, 78], la única forma directa de ver el Odderon es comparando la dispersión de partículas y antipartículas a energías suficientemente altas siempre que la amplitud de dispersión elástica de alta energía  $pp$  o  $p\bar{p}$  de alta energía es una suma o una diferencia de contribuciones de paridad  $C$  impares y pares, respectivamente,

$$T_{el}^{pp}(s, t) = T_{el}^+(s, t) - T_{el}^-(s, t), \quad (3.11)$$

$$T_{el}^{p\bar{p}}(s, t) = T_{el}^+(s, t) + T_{el}^-(s, t), \quad (3.12)$$

$$T_{el}^+(s, t) = T_{el}^P(s, t) + T_{el}^f(s, t), \quad (3.13)$$

$$T_{el}^-(s, t) = T_{el}^O(s, t) + T_{el}^\omega(s, t). \quad (3.14)$$

Aquí, la parte que se cruza por debajo de lo normal está formada por las trayectorias Pomeron  $P$  y las trayectorias de Reggeon  $f$ , mientras que la parte de cruce inferior impar contiene el Odderon  $O$  y una contribución del Reggeon  $\omega$ .

A energías de colisión suficientemente altas  $\sqrt{s}$ , las contribuciones relativas de las trayectorias secundarias de Regge se suprimen ya que decaen como potencias negativas de  $\sqrt{s}$ . En [16], los autores argumentaron que la escala de energía del LHC es ya lo suficientemente grande como para suprimir las contribuciones de Reggeon, y presentaron las contribuciones dependientes de  $(s, t)$  de un intercambio Odderon a las secciones eficaces diferenciales y totales a energías típicas del LHC. Más recientemente, esta observación fue confirmada [79], sugiriendo que efectivamente la contribución relativa de las trayectorias Reggeon está muy por debajo de la precisión experimental en la dispersión elástica  $pp$  en el rango de energía de TeV. El análisis de [16] se basa en una imagen fenomenológica dependiente del modelo, formulada en el marco del Phillips-Barger [80] y se centra principalmente en el ajuste de la región de inmersión de la dispersión elástica en colisiones  $pp$ , pero sin un análisis detallado de las regiones de punta y cono. En [79], un intercambio fenomenológico Reggeon + Pomeron + Odderon para estudiar, en particular, el posible efecto de vacío en las colisiones  $pp$  elásticas de alta energía. Un estudio similar del modelo Phillips-Barger se realizó en [17] utilizando los datos TOTEM más recientes sobre dispersión elástica de  $pp$ . De forma similar, en [81] se ha argumentado que la energía más alta del LHC actualmente,  $\sqrt{s} = 13$  TeV, es suficientemente para observar el efecto Odderon.

## CAPÍTULO 3. EVIDENCIAS DEL INTERCAMBIO DE ODDERON

### 3.1. EFECTOS ODDERON EN LA SECCIÓN EFICAZ DIFERENCIAL DE LA DISPERSIÓN ELÁSTICA

En este trabajo, se sigue el tratamiento de [16, 79, 81, 82] y suponemos que las contribuciones de Reggeon a las amplitudes de dispersión elástica para  $\sqrt{s} \geq 1.96$  TeV y a energías superiores son despreciables. Se busca una contribución de cruce impar de la amplitud de dispersión, de forma independiente del modelo, y que esa contribución que no desaparece esté presente a una escala de TeV, que se reconocerá como un efecto de intercambio de Odderon. La naturaleza de desaparición de las contribuciones de Reggeon ofrece una forma directa de extraer las contribuciones de Odderon y de Pomeron,  $T_{\text{el}}^O(s, t)$  y  $T_{\text{el}}^P(s, t)$ , respectivamente, a partir de los datos de dispersión elástica  $pp$  y  $p\bar{p}$  a energías de colisión suficientemente altas como sigue

$$T_{\text{el}}^P(s, t) = \frac{1}{2} (T_{\text{el}}^{pp}(s, t) + T_{\text{el}}^{p\bar{p}}(s, t)) \quad \text{para } \sqrt{s} \geq 1\text{TeV} \quad (3.15)$$

y

$$T_{\text{el}}^O(s, t) = \frac{1}{2} (T_{\text{el}}^{p\bar{p}}(s, t) - T_{\text{el}}^{pp}(s, t)) \quad \text{para } \sqrt{s} \geq 1\text{TeV} \quad (3.16)$$

Este tipo de estudios se basan en la extrapolación de los parámetros del modelo de las colisiones  $pp$  y  $p\bar{p}$  a una energía idéntica. Sin embargo, los datos de dispersión elástica de  $pp$  y  $p\bar{p}$  no se han medido a las mismas energías en la región de TeV hasta ahora. Otro problema es la falta de datos de precisión en la zona de bajo y alto valor de  $|t|$ , principalmente, en colisiones  $p\bar{p}$ . Recientemente, la Colaboración TOTEM señaló que “Bajo la condición de que los efectos debidos a la diferencia de energía entre TOTEM y D0 pueden ser despreciados, el resultado” (es decir, la sección eficaz diferencial medida por TOTEM a  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV) “proporciona evidencia de un intercambio de estado base incoloro unido a 3-gluones en el canal  $t$  de dispersión elástica en protón–protón” [10]. En otras palabras, si los efectos debidos a la diferencia de energía entre las mediciones TOTEM y D0 son despreciados, la comparación directa de la sección eficaz diferencial de la dispersión elástica de  $pp$  en  $\sqrt{s} = 2.76$  con la de la dispersión  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV proporciona una evidencia condicional de un intercambio de estados incoloros de tres gluones en el canal  $t$ .

A continuación se propone un nuevo tipo de relación de escalamiento, llamada como el escalamiento  $H(x)$ . Se probará este escalamiento en los datos experimentales y se mostrará su comportamiento en un rango de energía limitado.

Buscamos las contribuciones de los cruces pares e impares comparando las funciones de escala de las colisiones  $pp$  y  $p\bar{p}$  en el rango de energía TeV. En otras palabras, buscamos una prueba contundente del intercambio de Odderon en la diferencia de las funciones de escala de la sección eficaz elástica diferencial en colisiones  $pp$  y  $p\bar{p}$ . Se discutirán las características de Odderon que pueden extraerse de manera independiente del modelo comparando directamente los conjuntos de datos correspondientes entre sí.

Comencemos con tres observaciones generales como consecuencia directa de las ecuaciones (3.15) y (3.16):

- Si el efecto de intercambio de Odderon es insignificante (igual a cero dentro del error) o si no interfiere con el Pomeron a una energía dada, entonces las secciones eficaces diferenciales de la dispersión elástica  $pp$  y  $p\bar{p}$  tienen que ser iguales:

$$T_{\text{el}}^O(s, t) = 0 \implies \frac{d\sigma^{pp}}{dt} = \frac{d\sigma^{p\bar{p}}}{dt} \quad \text{para } \sqrt{s} \geq 1\text{TeV}. \quad (3.17)$$

- Si las secciones eficaces diferenciales de las colisiones elásticas  $pp$  y  $p\bar{p}$  son iguales dentro de los errores experimentales, esto no implica que la contribución de Odderon tenga que ser igual a cero. De hecho, la igualdad de las secciones eficaces no requiere la igualdad de las amplitudes complejas:

$$\frac{d\sigma^{pp}}{dt} = \frac{d\sigma^{p\bar{p}}}{dt} \quad \text{para } \sqrt{s} \geq 1\text{TeV} \not\Rightarrow T_{\text{el}}^O(s, t) = 0. \quad (3.18)$$

- Si las secciones eficaces diferenciales  $pp$  difieren de las de la dispersión  $p\bar{p}$  al mismo valor de  $s$  en un dominio de energía de TeV, entonces la contribución de Odderon a la amplitud de dispersión no puede ser igual a cero, es decir

$$\frac{d\sigma^{pp}}{dt} \neq \frac{d\sigma^{p\bar{p}}}{dt} \quad \text{para } \sqrt{s} \geq 1\text{TeV} \implies T_{\text{el}}^O(s, t) \neq 0. \quad (3.19)$$

Esta diferencia es una clara señal del intercambio de Odderon, si las secciones eficaces diferenciales se midieran a exactamente las mismas energías. Sin embargo, actualmente se carece de estos datos en el rango de energía de TeV. Nuestra estrategia de investigación en este trabajo consiste en escalar las dependencias  $s$  conocidas de la sección eficaz diferencial escalando sus dependencias de las funciones  $\sigma_{\text{tot}}(s)$ ,  $\sigma_{\text{el}}(s)$ ,  $B(s)$  y  $\rho(s)$ . Las funciones de escala residual se compararán para la dispersión elástica  $pp$  y  $p\bar{p}$  para ver si hay alguna diferencia.

## 3.2 Relaciones de escala

En esta sección, se investigan las propiedades de escala de los datos experimentales basados en un modelo Gaussiano simple elaborando la discusión presentada en [83]. La motivación de esta investigación es que nos gustaría elaborar una ley de escala que funcione al menos en la aproximación más simple, la del cono difractivo exponencial, y que elimine las dependencias triviales de la energía en  $\sigma_{\text{tot}}(s)$ ,  $\sigma_{\text{el}}(s)$ ,  $\rho(s)$ , y  $B(s)$ .

Experimentalmente, la parte de valores bajos de  $|t|$  de la distribución medida se suele aproximar con una exponencial

$$\frac{d\sigma}{dt} = A(s) \exp[B(s)t], \quad (3.20)$$

donde se indica explícitamente que tanto el parámetro de normalización parámetro  $A \equiv A(s)$  como el parámetro de pendiente nuclear  $B \equiv B(s)$  son funciones de la energía del centro de masa al cuadrado  $s$ . Si los datos se desvían de esa forma exponencial, eso puede describir si se permite una dependencia de  $t$ , del parámetro de pendiente  $B \equiv B(s, t)$  como se define en la Ecuación (2.24). Para simplificar, nos gustaría escalar la dependencia energética de la pendiente elástica  $B(s) \equiv B(s, t \equiv 0)$  de la sección eficaz diferencial de la dispersión elástica, junto con la dependencia energética de las secciones eficaces elástica y total,  $\sigma_{\text{el}}(s)$  y  $\sigma_{\text{tot}}(s)$ , como se detalla a continuación. Para ello, se sigue una derivación similar a la empleada en [79, 83].

Es evidente que la ecuación (3.20) corresponde a una aproximación exponencial “cono difractivo”, que puede ser válida sólo en el dominio de baja  $t$ . Esta ecuación corresponde a la llamada aproximación “*Grey Gaussian*” que sugiere una relación entre el parámetro de pendiente nuclear  $B(s)$ , la relación real-imaginaria  $\rho_0(s)$ , la sección eficaz total  $\sigma_{\text{tot}}(s)$  y la sección eficaz elástica  $\sigma_{\text{el}}(s)$  como sigue [79, 2, 84]:

$$A(s) = B(s)\sigma_{\text{el}}(s) = \frac{1 + \rho_0^2(s)}{16\pi} \sigma_{\text{tot}}^2(s), \quad (3.21)$$

$$B(s) = \frac{1 + \rho_0^2(s)}{16\pi} \frac{\sigma_{\text{tot}}^2(s)}{\sigma_{\text{el}}(s)}. \quad (3.22)$$

Estas relaciones para los parámetros  $A$  y  $B$  en términos de las secciones eficaces elástica y total son particularmente útiles cuando se estudia la función de perfil de sombra, como se detalla a continuación. Las relaciones anteriores, en una forma ligeramente modificada, han sido utilizadas por TOTEM para medir la sección eficaz total a  $\sqrt{s} = 2.76, 7, 8$  y  $13$  TeV en [7, 85, 86, 87]. En lo que sigue, no suprimimos la dependencia de  $s$  de los observables, es decir,  $\sigma_{\text{tot}} \equiv \sigma_{\text{tot}}(s)$ ,  $\sigma_{\text{el}} \equiv \sigma_{\text{el}}(s)$ .

### 3.2.1 Propiedades de escala de los perfiles de sombra

En la aproximación exponencial dada por las ecuaciones (3.20, 3.21 y 3.22), la función de perfil de sombra introducida en la ec. (3.10) tiene un comportamiento de escala notable y muy interesante[79]:

$$P(b, s) = 1 - \left[ 1 - r(s) \exp\left(-\frac{b^2}{2B(s)}\right) \right]^2 - \rho_0^2(s) r^2(s) \exp\left(-\frac{b^2}{B(s)}\right), \quad (3.23)$$

$$r(s) \equiv 4 \frac{\sigma_{\text{el}}(s)}{\sigma_{\text{tot}}(s)}. \quad (3.24)$$

Así, el perfil de sombra en el centro,  $P_0(s) \equiv P(b = 0, s)$  se lee como

$$P_0(s) = \frac{1}{1 + \rho_0^2(s)} - [1 + \rho_0^2(s)] \left[ r(s) - \frac{1}{1 + \rho_0^2(s)} \right]^2, \quad (3.25)$$

que no puede llegar a ser de máxima absorción (o negra), es decir  $P_0(s) = 1$  no se alcanza en esas energías de colisión, donde  $\rho_0$  no es despreciable. La absorción máxima corresponde a  $P_0(s) = 1/[1 + \rho_0^2(s)]$  que es bastante independiente de la forma detallada dependiente de  $b$  de las colisiones inelásticas [79], se consigue cuando  $r(s)$  de la ec. (3.24) se aproxima al valor  $r(s) = 1/[1 + \rho_0^2(s)]$ . Así, en dicho umbral, tenemos el siguiente valor crítico de la relación

$$\left. \frac{\sigma_{\text{el}}(s)}{\sigma_{\text{tot}}(s)} \right|_{\text{threshold}} = \frac{1}{4[1 + \rho_0^2(s)]}. \quad (3.26)$$

Como  $\rho_0 \leq 0.15$  para las mediciones existentes y  $\rho_0(s)$  parece disminuir con energías crecientes al menos en la región de  $8 \leq \sqrt{s} \leq 13$  TeV, el valor crítico de la relación entre la sección eficaz elástica y total (3.26) corresponde, aproximadamente a  $\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{tot}} \approx 24.5\text{-}25.0\%$ . Evaluando la segunda derivada de  $P(b, s)$  en  $b = 0$ , también se puede observar que cambia de signo de negativo a uno positivo exactamente en el mismo umbral dado por la ec. (3.26). Este cambio de signo puede interpretarse como un inicio del efecto de vacuidad [79]. La investigación de dicha oquedad en  $b = 0$  es un tema muy debatido en la literatura. Para los primeros trabajos sobre esta característica fundamental de la dispersión  $pp$  en el LHC y energías asintóticas, ver las Refs. [74, 75, 84, 88, 89, 90, 91], así como las Refs. [79, 73, 76, 77, 92, 93, 94, 95, 96, 97, 98, 99] para discusiones teóricas más recientes.

Como se señala en la Ref. [83], el umbral (3.26), dentro de errores, se alcanza aproximadamente ya en  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV. El comportamiento del umbral se satura en algún punto entre 2.76 y 7 TeV y puede ocurrir una transición alrededor de la energía umbral de  $\sqrt{s_{th}} \approx 2.76\text{-}4$  TeV. La relación entre la sección eficaz elástica y la total se vuelve significativamente mayor que el valor del umbral a  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Como resultado, la función de perfil de sombra del protón experimenta un cambio cualitativo en la región de  $2.76 < \sqrt{s} < 7$  energías TeV. A altas energías, con  $\sigma_{\text{el}} \geq \sigma_{\text{tot}}/4$ , el efecto de oquedad puede convertirse en una propiedad genérica de la distribución de los parámetros de impacto de las inelásticas. Sin embargo, la expansión a bajos parámetros de impacto corresponde a la región de valores grandes de  $|t|$  de la dispersión elástica, donde la aproximación del cono difractivo de las ecuaciones (3.20, 3.21 y 3.22) se rompe técnicamente, y son necesarios estudios más refinados. Para el análisis más reciente, significativo e independiente del modelo del efecto vacío en el LHC y su extracción directamente de los datos de TOTEM, ver Ref. [22].

### 3.2.2 Funciones de escala para comprobar el límite del disco negro

Una de las primeras propuestas para el escalamiento de los datos experimentales fue la propiedad de escalamiento geométrico de la función de superposición inelástica [100, 101]. El concepto de escala geométrica se basa en una relación insignificante de las partes real e imaginaria de la amplitud de la dispersión en  $t = 0$ ,  $\rho_0 \leq 0.01$  y da lugar a una relación independiente de  $s$  de las secciones eficaces elástica y total,  $\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{tot}} \approx \text{const}(s)$ , mientras que en las energías del LHC,  $\rho_0$  no es despreciable y la relación entre la sección eficaz elástica y la total es una función creciente de  $s$ . Aquí, sólo señalamos sobre el escalamiento geométrico como una de las primeras propuestas para tener un comportamiento de colapso de datos en la dispersión elástica, pero buscamos en detalle otro tipo de leyes de escalamiento que están más en armonía y consistentes con las recientes medidas del LHC [83].

Detallemos primero las siguientes dos funciones de escala adimensional denotadas como  $F(y)$  y  $G(z)$  en lo que sigue [72]. Estas funciones de escala se introdujeron con el fin de comprobar si las colisiones  $pp$  elásticas en el LHC se acercan al llamado límite del disco negro. En un sentido fuerte, el límite del disco negro corresponde al perfil de sombra  $P(b) = \theta(R_b - b)$  que resulta en  $\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{tot}} = 1/2$ , independientemente del radio del disco negro  $R_b$ . Está claro que este límite aún no se aproxima a las energías del LHC pero, en un sentido débil, se considera que también se alcanza un límite de disco negro si la función de perfil de sombra en  $b = 0$  alcanza la unidad,

es decir,  $P(b=0) = 1$ , lo que corresponde a la dispersión del disco negro a un parámetro de impacto cero [65]. En el trabajo de licenciatura se estudió a profundidad este límite a las energías del LHC, incluyendo datos de experimentos de rayos cósmicos donde se alcanzan energías de centro de masa equivalentes a  $\sqrt{s} = 57$  TeV, en donde aún se buscan señales para determinar el rango de energía en donde se alcanza.

La primera función de escala de la sección eficaz diferencial se define como sigue:

$$F(y) = \frac{|t|}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma}{dt}, \quad (3.27)$$

$$y(t) = |t| \sigma_{\text{tot}}. \quad (3.28)$$

En la aproximación del cono difractivo, la dependencia de  $s$  en  $F(y)$  no se cancela, pero puede escribirse aproximadamente como

$$F(y) \simeq \frac{1 + \rho_0^2(s)}{16\pi} \exp \left[ -\frac{1 + \rho_0^2(s)}{16\pi} \frac{\sigma_{\text{tot}}(s)}{\sigma_{\text{el}}(s)} y \right] \quad (3.29)$$

$$B(s)t = -\frac{B(s)}{\sigma_{\text{tot}}(s)} y. \quad (3.30)$$

Este resultado indica claramente que en el cono difractivo, generalmente el escalamiento de  $F(y)$  es violado por factores dependientes de la energía, mientras que en el límite de disco negro de la dispersión elástica, correspondiente a  $\sigma_{\text{tot}}(s)/\sigma_{\text{el}}(s) \rightarrow 2$  y  $\rho_0(s) \rightarrow 0$ , el escalado de  $F(y)$  se hace válido como se detalla y discute en la Ref. [72]. De hecho, el objetivo de introducir la función de escala  $F(y)$  era aclarar que incluso en las energías más altas del LHC no alcanzamos el límite del disco negro (en el sentido fuerte). Como se ha comentado en la sección anterior, las desviaciones del límite del disco negro podrían deberse a los efectos de la parte real y la oquedad, es decir, alcanzar un límite de anillo negro en lugar de uno de disco negro a las energías máximas del LHC.

Dado que en la función de escala  $F(y)$  la posición del mínimo de difracción (dip) sigue dependiendo de  $s$ , se propuso otra función de escala denominada  $G(z)$  para eliminar la dependencia de  $s$  de la inclinación [72]:

$$G(z) = \frac{z |t_{\text{dip}}(s)|}{\sigma_{\text{tot}}(s)} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=z|t_{\text{dip}}(s)|}, \quad (3.31)$$

$$z = \frac{t}{|t_{\text{dip}}(s)|}. \quad (3.32)$$

En principio, todas las dispersiones del disco negro, independientemente del valor de la sección eficaz total, deberían mostrar un comportamiento de colapso de datos a la misma función de escala  $G(z)$  [72], esta forma asintótica de la función de escalado de  $G(z)$  se aproxima mejor a las energías del LHC en comparación con las energías más bajas del ISR, pero todavía no se reproduce exactamente. Este es uno de los principales indicios de que el límite del disco negro en la dispersión elástica  $pp$  no se alcanza en el LHC, a energías de  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Esto puede tener otras implicaciones importantes. Por ejemplo, este resultado indica que en simulaciones de colisiones relativistas de iones pesados en energías LHC, hay que utilizar funciones de perfil más realistas para describir la dependencia de los parámetros de impacto de las colisiones inelásticas  $pp$ : una simple aproximación de disco gris o negro para las interacciones inelásticas descuida las características clave de las colisiones elásticas  $pp$  en las escalas de energía de TeV.

Una de las ventajas de las variables de escala  $y$  y  $z$  mencionadas anteriormente es que son adimensionales. Numéricamente,  $G(z)$  corresponde a la función  $F(y)$  si la variable de escala  $y$  se reescala a  $z$ . Como se indica en la fig. 3.1, la principal diferencia entre  $F(y)$  y  $G(z)$ , es que el mínimo difractivo se reescala en  $G(z)$  a la posición  $z = 1$ , por lo que  $G(z)$  tiene una menor evolución con  $s$  en comparación con  $F(y)$ . Sin embargo, como se desprende de la discusión anterior, la función

$$G(z) \simeq \frac{\sigma_{\text{el}}(s)}{\sigma_{\text{tot}}(s)} B(s) z |t_{\text{dip}}(s)| \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=z|t_{\text{dip}}(s)|}, \quad (3.33)$$

$$B(s)t = B(s)t_{\text{dip}}(s)z, \quad (3.34)$$

está bien definida sólo para la dispersión elástica  $pp$ , en la que se observa experimentalmente una única estructura de inmersión.

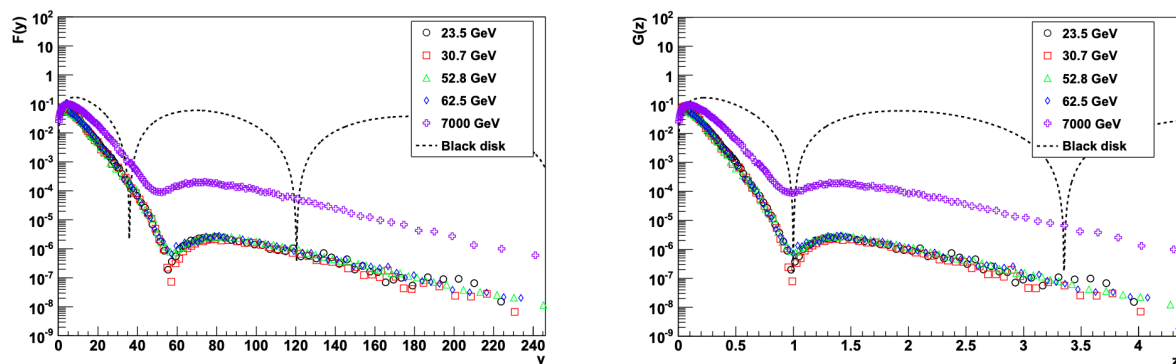


Figura 3.1: Funciones de escala  $F(y)$  y  $G(z)$  para datos de ISR y TOTEM, incluyendo su comportamiento en el límite del disco negro[72].

La región de inmersión (dip) no siempre es medible en colisiones  $pp$  si la aceptación experimental se limita a la región del cono, que es una condición suficiente para las mediciones de la sección eficaz total. Si la aceptación no es lo suficientemente grande en  $|t|$  para observar el mínimo difractivo, o, en el caso de que el mínimo difractivo no existía claramente, entonces las funciones de escala  $F(y)$  y  $G(z)$  no serían de utilidad. Esa es la principal desventaja de estas funciones de escala para extraer las señales del Odderon a partir de los datos, por esa razón en las colisiones  $p\bar{p}$  la colaboración D0 no se ha encontrado ningún mínimo difractivo significativo a 1.96 TeV [14]. Además, aunque la variable  $z$  estuviera definida, las expresiones anteriores indican, de acuerdo con fig. 3.1, que la función de escala  $G(z)$  tiene una evolución no trivial dependiente de la energía en el cono ( $z \ll 1$ ) en la región del cono. Debido a estas razones, las variables  $z$  y  $y$  no son variables de escala apropiadas para un análisis invariante de escala de las violaciones de la simetría de cruce a altas energías.

Tras recapitular las consideraciones de [83], con énfasis en la dependencia de  $s$  de los parámetros, veamos ahora como estas dependencias de  $s$ , pueden ser escaladas a valores bajos de  $|t|$ , donde la aproximación del cono de difracción es válida, evaluando las propiedades de escala de los datos experimentales sobre las secciones eficaces elásticas diferenciales  $pp$  y  $p\bar{p}$ . Para ello, estudiaremos las propiedades de escalado de las secciones eficaces diferenciales y sus implicaciones relacionadas con el descubrimiento del Odderon [82].

### 3.2.3 Variables de escala para el cono elástico

En la región del cono elástico, todas las secciones eficaces  $pp$  y  $p\bar{p}$  se pueden reescalar a una línea recta en un gráfico lineal en la escala logarítmica, cuando el eje horizontal se escala por el parámetro de la pendiente, considerando la variable adimensional  $-tB(s)$ , mientras que el eje vertical se reescala por  $B(s)\sigma_{\text{el}}(s)$ , obteniendo otra variable adimensional. Lo que corresponde a una gráfica en el plano

$$\frac{1}{B(s)\sigma_{\text{el}}(s)} \frac{d\sigma}{dt} = \exp[tB(s)] \quad \text{vs.} \quad x = -tB(s). \quad (3.35)$$

Esta representación, en el cono de difracción, escala las  $s$  de la sección eficaz total y elástica,  $\sigma_{\text{tot}}(s)$  y  $\sigma_{\text{el}}(s)$ , y también la del parámetro de la pendiente,  $B(s)$ . Como función de la variable de escala  $x = -tB$ , corresponderá a la gráfica de  $\exp(-x)$ , es decir, una línea recta con pendiente -1 en un gráfico lineal-logarítmico. Es bien sabido que la dispersión elástica es aproximadamente exponencial en el cono de difracción, pero si se elimina esta

característica exponencial se pueden ver más claramente las violaciones de la escala en el cono difractivo. Tal escalamiento de los términos triviales dependientes de la energía puede ser utilizado como un método riguroso en la búsqueda de los elusivos efectos del Odderon en la comparación de datos en las colisiones elásticas  $pp$  y  $p\bar{p}$  en el rango de energía de TeV.

En lo que sigue, investigamos las propiedades de escala de la nueva función de escala,

$$H(x) \equiv \frac{1}{B(s)\sigma_{\text{el}}(s)} \frac{d\sigma}{dt}, \quad (3.36)$$

$$x = -tB(s). \quad (3.37)$$

Esta función tiene cuatro ventajas que se resumen como sigue:

1. En primer lugar, satisface una regla de suma o condición de normalización de forma bastante trivial,

$$\int dx H(x) = 1, \quad (3.38)$$

como se deduce de la definición de la sección eficaz elástica.

2. En segundo lugar, si casi todas las partículas dispersadas elásticamente pertenecen al cono difractivo, la sección eficaz diferencial en el punto óptico viene dada también por

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} = A(s) = B(s)\sigma_{\text{el}}(s), \quad (3.39)$$

y en estos casos realizados experimentalmente tenemos otra condición de normalización (aproximada) de  $H(0) = 1$ .

3. En tercer lugar, en el cono de difracción, toda la dependencia energética se elimina de esta función, es decir,

$$H(x) = \exp(-x), \quad (3.40)$$

que aparece como una línea recta en un gráfico lineal-logarítmico con una pendiente trivial de -1.

4. Por último, pero no menos importante, el parámetro de pendiente  $B(s)$  es fácilmente obtenido no sólo para las colisiones  $pp$  sino también para las  $p\bar{p}$ , por lo que los datos de  $pp$  y  $p\bar{p}$  pueden ser escalados a la misma curva sin ninguna dificultad experimental.

Se utilizan primero los datos del ISR en el rango de energía de  $\sqrt{s} = 23.5$  a  $62.5$  GeV. Los resultados se muestran en la fig.3.2, que indican que los datos del ISR muestran efectivamente un comportamiento de colapso de datos.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\sigma_{\text{el}}$ (mb)	$B$ (GeV <sup>-2</sup> )
23.5	$6.73 \pm 0.08$	$11.8 \pm 0.3$
30.7	$7.16 \pm 0.09$	$12.14 \pm 0.35$
44.7	$7.17 \pm 0.09$	$12.8 \pm 0.2$
52.8	$7.45 \pm 0.09$	$13.18 \pm 0.3$
62.5	$7.66 \pm 0.11$	$13.64 \pm 0.35$

Tabla 3.1: Valores de la sección eficaz elástica y el parámetro de pendiente medidos en colisiones elásticas  $pp$  a las energías del ISR[102, 103], estos valores sirven para re-escalar los datos de la sección eficaz diferencial al espacio  $(x, H(x))$ .

En valores bajos de  $x$ , la función de escalamiento es, en efecto, aproximadamente,  $H(x)\exp(-x)$ , que sigue siendo una aproximación válida a lo largo de cinco órdenes de magnitud en la disminución de la sección

eficaz diferencial. Sin embargo, en las energías ISR, la escala parece ser válida, dentro de las incertidumbres experimentales, no sólo en valores bajos de  $x = -Bt$ , sino que se extiende a toda la región de transferencia de cuatro momentos, incluyendo la región de inmersión (dip) y la región de baches ( $15 \leq x \leq 30$ ). Incluso con un tamaño grande de  $|t|$  después de la región de la protuberancia, correspondiente a  $x \geq 30$ , los datos pueden aproximadamente ser escalados a la misma función de escala no exponencial:  $H(x) \neq \exp(-x)$  en las puntas de la distribución. Por lo tanto, la fig. 3.2 indica efectivamente un comportamiento de colapso de datos no trivial a la misma función de escala no trivial en el rango de energía del ISR ( $\sqrt{s} = 23.5\text{-}62.5$  GeV).

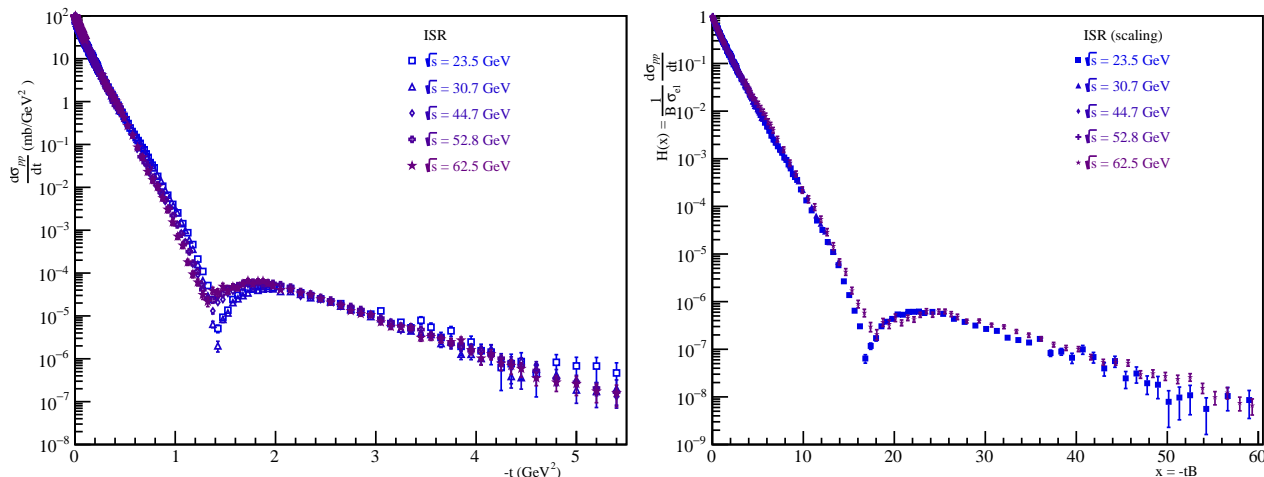


Figura 3.2: Comportamiento de la sección eficaz diferencial  $d\sigma/dt$  de colisiones  $pp$  elásticas en el rango de energía ISR de  $\sqrt{s} = 23.5\text{-}62.5$  GeV. Los datos de la sección eficaz diferencial medida se han tomado de la Ref. [102] y sus referencias. En el panel derecho los datos se re-escalan a  $H(x) = (1/B\sigma_{el})d\sigma/dt$  como una función de  $x = -tB$ . Esta figura indica un claro colapso de datos a un comportamiento universal independiente de la energía. Los parámetros de pendiente y sección eficaz elástica usados se presentan en la tabla 3.1.

A continuación generalizamos la derivación presentada anteriormente en esta sección, a funciones de escala no exponencial positivamente definidas arbitrarias  $H(x)$ . Dicha generalización se realiza en la siguiente subsección, con el fin de dar una posible explicación del comportamiento de colapso de datos en la fig. 3.2.

### 3.2.4 Funciones de escala generalizadas

En esta sección, se busca un nuevo tipo de funciones de escalamiento de datos de colisiones elásticas  $pp$  que pueden ser válidos no sólo en el cono difractivo sino también en la región crucial después del dip, en donde se percibe una curva de aumento. En la fig. 3.2, hemos observado que el comportamiento de colapso de los datos puede extenderse mucho más allá de la región de valores pequeños de  $x = -tB$ , significativamente más allá del máximo difractivo, lo que indica una clara desviación de la función de escala  $H(x)$  de la forma exponencial.

Además, un reciente estudio detallado del comportamiento a bajo  $|t|$  de la sección eficaz diferencial elástica de colisiones  $pp$  a  $\sqrt{s} = 8$  TeV observó una desviación de más de  $7\sigma$  de la forma exponencial [104, 105], que también corresponde a una no exponencialidad en la función de escala  $H(x)$  incluso en el rango de bajo  $|t|$ , o en el rango de  $x$  pequeño.

Ahora generalizamos aún más la derivación de la función de escala  $H(x) = \exp(-x)$ , para permitir funciones arbitrarias positivamente definidas con  $H(x = 0) = 1$ , y desarrollar una interpretación física de las observaciones experimentales.

Comenzando con la derivación a partir de la relación de la amplitud de dispersión elástica en el espacio de parámetros de impacto  $t_{\text{el}}(s, b)$  y la función de opacidad compleja  $\xi(s, b)$  basada en la ec. (3.9) utilizando la misma notación que en [65]:

$$t_{\text{el}}(s, b) = i \left[ 1 - \exp(-i \text{Im} \xi(s, b)) \sqrt{1 - \tilde{\sigma}_{\text{in}}(s, b)} \right]. \quad (3.41)$$

La función de perfil de sombra  $P(s, b)$  es igual al perfil de dispersión inelástica  $\tilde{\sigma}_{\text{in}}(s, b)$  como se deduce de la ec. (3.10),  $P(s, b) = \tilde{\sigma}_{\text{in}}(s, b)$ . La parte imaginaria de la función de opacidad generalmente no se conoce o está menos restringida por los datos, pero se sabe experimentalmente que  $\rho_0(s)$  es relativamente pequeña a energías altas, en todas las energías medidas del LHC y por debajo,  $\rho_0 \leq 0.15$ , por tanto,  $\rho^2 \leq 2.3\%$ .

Siguiendo el ansatz [65]:

$$\text{Im} \xi(s, b) = -\frac{\rho_0(s)}{2} \tilde{\sigma}(s, b), \quad (3.42)$$

se tiene una descripción satisfactoria de los datos experimentales en la región de  $-t \leq 2.5 \text{ GeV}^2$ , con un pequeño coeficiente de proporcionalidad por el parámetro  $\alpha \propto \rho_0$ [65]. Este ansatz supone que las colisiones inelásticas a transferencias de quadri-momentos bajas corresponden a los casos en que los partones del protón sufren una dispersión elástica pero estos partones son dispersados en diferentes direcciones, no paralelas entre sí. Esta interpretación física se debe en realidad a  $\rho_0 \ll 1$  y  $\text{Im} \xi(s, b) \ll 1$ . A continuación veremos que la función de escala  $H(x)$  puede tener formas más complejas, que difieren de  $H(x) = \exp(-x)$ .

Basándonos en los resultados de la sección anterior obtenidos en el cono de difracción en el  $\rho_0 \ll 1$  y  $\tilde{\sigma}(s, b) \ll 1$ , tenemos la siguiente propiedad de escalado de la función de opacidad:

$$\text{Re} \exp[-\xi(s, b)] = 1 - r(s)E(\tilde{x}), \quad (3.43)$$

$$\text{Im} \exp[-\xi(s, b)] = \rho_0(s)r(s)E(\tilde{x}), \quad (3.44)$$

$$\tilde{x} = b/R(s), \quad (3.45)$$

$$R(s) = \sqrt{B(s)}, \quad (3.46)$$

donde  $r(s)$  es cuatro veces la relación entre la sección eficaz elástica y la total, como se indica en la ec. (3.24), y  $E(\tilde{x})$  describe la distribución de las colisiones inelásticas en función del parámetro adimensional de impacto  $b$ , normalizado a  $\sqrt{B(s)}$ , la escala de longitud característica de las colisiones  $pp$  a un valor dado de la energía del centro de la masa  $\sqrt{s}$ .

Este ansatz permite una forma general de la amplitud de dispersión dependiente del parámetro de impacto  $b$ , que conduce a una escala de  $H(x)$ . Bajo la suposición de que la dependencia de  $b$  puede ocurrir sólo a través de la variable de escalamiento bidimensional  $\tilde{x}$ , descrita por la función de escalamiento  $E(\tilde{x})$ ,

$$t_{\text{el}}(s, b) = (i + \rho_0(s))r(s)E(\tilde{x}), \quad (3.47)$$

se puede obtener una forma general del escalamiento de  $H(x)$ . En este caso asumimos que  $E(\tilde{x})$  es una función real que depende del módulo del parámetro adimensional de impacto  $\tilde{x} = b/R(s)$ . Para la normalización, elegimos que la transformada de Fourier  $\tilde{E}(0) = 1$ , que también corresponde a la condición

$$\int d^2 \tilde{x} E(\tilde{x}) = 1, \quad (3.48)$$

teniendo en cuenta que tenemos una transformada de Fourier bidimensional que en el punto cero es igual a la integral sobre las dos direcciones diferentes en el espacio de los parámetros de impacto.

A continuación se muestran las consecuencias de la escala de la ec. (3.47) para la función de perfil de sombra  $P(s, b)$ . El álgebra es realmente muy similar a la de la aproximación exponencial del cono elástico que se implementó anteriormente. Obteniendo:

$$P(s, b) = \frac{1}{1 + \rho_0^2(s)} - (1 + \rho_0^2(s)) \left[ r(s)E\left(\frac{b}{R(s)}\right) - \frac{1}{1 + \rho_0^2(s)} \right]^2. \quad (3.49)$$

Evaluando la relación anterior en  $b = 0$  y utilizando la condición de normalización  $E(0) = 1$ , obtenemos de nuevo que el perfil de sombra en el valor cero del parámetro de impacto tiene un máximo que es ligeramente inferior a la unidad:  $P(s, 0) \leq 1/(1 + \rho_0^2)$ . Es interesante observar que el máximo de la función de perfil se alcanza en el mismo umbral (3.26) que en el caso de la aproximación exponencial, que corresponde a

$$r(s)|_{\text{threshold}} = \frac{1}{1 + \rho_0^2(s)}, \quad (3.50)$$

$$\frac{\sigma_{\text{el}}}{\sigma_{\text{tot}}}\Big|_{\text{threshold}} = \frac{1}{4(1 + \rho_0^2(s))}. \quad (3.51)$$

Por lo tanto, parece que se produce un comportamiento de cruce de umbrales si la relación entre elasticidad y sección eficaz total supera el 0.25. Notablemente, en el ámbito de validez de nuestra derivación, este umbral es independiente de la forma detallada de la función  $H(x)$  para una amplia clase de modelos. Sin embargo también se desprende de la ec. (3.49) que la forma de la función  $E(\tilde{x})$  juega un papel importante en la determinación del efecto de oquedad, por lo que es necesario un análisis detallado de la forma de precisión para obtener la importancia de este efecto.

Partiendo de la definición, la ec. (3.2), la amplitud de dispersión en el espacio  $b$  (3.47) produce la siguiente forma de la sección eficaz diferencial en el espacio de momentos:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1 + \rho_0^2(s)}{4\pi} r^2(s) R^4(s) |\tilde{E}(R(s)\Delta)|^2. \quad (3.52)$$

Utilizando la ec. (3.46), encontramos que esta forma de la sección eficaz diferencial depende de la transferencia de cuadri-momentos al cuadrado,  $t$ , sólo a través de la variable  $x \equiv -B(s)t = R^2(s)\Delta^2$ , por lo que es un candidato prometedor para ser una variable de escala. Ahora, si consideramos la función (3.52) en el punto óptico  $t = 0$ , encontramos

$$A(s) = \frac{d\sigma}{dt}\Big|_{t=0} = \frac{1 + \rho_0^2(s)}{4\pi} r^2(s) R^4(s) |\tilde{E}(0)|^2. \quad (3.53)$$

Si la amplitud elástica dependiente del parámetro de impacto tiene una escala intrínseca dependiente de  $s$ , se obtenemos la siguiente relación de escala generalizada para amplitudes arbitrarias de amplitudes de dispersión elástica que satisfacen la ec. (3.47):

$$\frac{1}{A(s)} \frac{d\sigma}{dt} \equiv H(x) = \frac{|\tilde{E}(\sqrt{x})|^2}{|\tilde{E}(x=0)|^2}. \quad (3.54)$$

Esta escala se deriva para  $\rho_0 \leq 1$  y  $\sigma(s, b) \leq 1$ , e indica que la  $H(x)$  con una función de escalamiento no exponencial es una posibilidad teórica muy interesante.

Otras generalizaciones de esta derivación son posibles e interesantes aunque objetivos que no están incluidos en este trabajo de tesis, en donde se pretende buscar los efectos del Odderon utilizando la información experimentalmente disponible sobre este escalamiento de  $H(x)$ , sus posibles violaciones y explorar el comportamiento asintótico del disco negro.

Además de proporcionar una visión del significado del comportamiento no exponencial en la región de la interferencia (después del dip) la derivación anterior también aclara el significado de la normalización de  $H(x)$ . En particular, la normalización de  $H(x)$  en el lado izquierdo de la ec. (3.54) debe ser, por el valor de la sección eficaz diferencial en el punto óptico, ( $t = 0$ ), tal como se indica en la ec. (3.53). Este valor para secciones eficaces

diferenciales con cono difractivo casi exponencial es aproximadamente igual a  $A(s) = B(s)\sigma_{\text{el}}(s)$ . En este caso, se mantiene la condición de normalización  $H(0) = 1$ , mientras que la integral de  $H(x)$  se convierte en unidad sólo para secciones eficaces diferenciales dominadas por el cono exponencial (es decir, cuando la contribución integral de las “colas” no exponenciales, es varios órdenes de magnitud menor en comparación con la integral de la región del cono).

Para la sección eficaz total, encontramos a partir de la ec. (3.3)

$$\sigma_{\text{tot}}(s) = 2r(s)R^2(s)\tilde{E}(0) = \sqrt{\frac{16\pi A(s)}{1 + \rho_0^2(s)}}. \quad (3.55)$$

Aquí se ha indicado la normalización sólo por claridad, pero hay que tener en cuenta que en nuestra normalización,  $\tilde{E}(0) = 1$ , y correspondientemente,  $H(x = 0) = 1$  por definición.

Como se aclara en la ec. (3.54), la función de escala  $H(x)$  coincide con el módulo al cuadrado de la transformada de Fourier normalizada de la función de escala  $E(\tilde{x})$ , si la amplitud elástica depende del parámetro de impacto  $b$  sólo a través de su escala combinación invariante  $x = b/R(s)$  y si  $\rho(s, t) \equiv \rho_0(s)$ . En este caso, la escala de  $H(x)$  está directamente conectada con la dependencia del parámetro de impacto de la amplitud elástica y transforma las dependencias triviales de  $s$  procedentes de  $\sigma_{\text{tot}}(s)$ ,  $\sigma_{\text{el}}(s)$ ,  $B(s)$  y  $\rho_0(s)$ . Esta aproximación nos ha permitido establecer las posibles razones físicas de este nuevo escalamiento, y derivar formas no exponenciales para la función de escalamiento  $H(x)$  y conectar las violaciones de la escala  $H(x)$  con el efecto de vacío en la función de perfil de sombra del protón a energías ultra altas.

La derivación anterior también indica que es una posibilidad prometedora para evaluar la función de escala  $H(x)$  directamente a partir de los datos experimentales. Tiene una clara condición de normalización,  $H(0) = 1$ . Además, en el cono difractivo, para distribuciones casi exponenciales del cono,  $H(x) \approx \exp(-x)$ . Incluso si se desprecia la posible dependencia de  $t$  de  $\rho(s, t)$ , se pueden introducir funciones de escalamiento  $H(x)$  si la amplitud elástica es un producto de funciones dependientes de  $s$ , y su dependencia del parámetro de impacto se origina sólo a través de una variable de escala dependiente de  $s$  que puede definirse convenientemente como  $\tilde{x}^2 = b^2/B(s)$ . Así, las violaciones del escalamiento  $H(x)$  pueden ocurrir si no sólo el parámetro de pendiente  $B(s)$ , la relación real-imaginaria  $\rho_0(s)$  y las secciones eficaces elástica y total integradas  $\sigma_{\text{el}}(s)$  y  $\sigma_{\text{tot}}(s)$  dependen de  $s$ , sino también la dependencia de  $b$  de la amplitud de dispersión elástica comienza a cambiar notablemente. En concreto, el escalamiento de  $H(x)$  se rompe si la relación  $t_{\text{el}}(b, s) = C(s)E(b/R(s))$  se viola en el caso mencionado.

Observemos también que la forma exponencial de orden principal de  $H(x) \approx \exp(-x)$  puede derivarse como consecuencia de la analiticidad de  $T_{\text{el}}(s, \Delta)$  en  $\Delta = 0$  correspondiente al punto óptico  $t = 0$ , como sigue.

El orden principal se refiere al resultado de una expansión en serie de Taylor de primer orden en  $x = 0$ , de modo que  $H(x) \approx \exp(-x) \approx 1 - x$ , aunque más allá de esta aproximación el comportamiento funcional de  $H(x)$  no se puede determinar por analiticidad. Si  $T_{\text{el}}(s, \Delta)$  es una función analítica en  $\Delta = 0$ , entonces su comportamiento de orden principal es  $T_{\text{el}}(s, 0) + c(s)\Delta$ , donde  $c(s)$  es un coeficiente complejo que depende en general de  $s$ . Por tanto en esta aproximación la sección eficaz diferencial se comporta como  $d\sigma/dt \simeq A(s)\exp(B(s)t) \approx A(s)(1 + B(s)t + \dots)$  correspondiente a la función de escala  $H(x) \approx \exp(-x)$  en el cono de difracción. Consideraciones similares, relacionadas con la (no) analiticidad de las amplitudes del módulo al cuadrado y las distribuciones de fuentes estables de Lévy se han introducido en las correlaciones Bose-Einstein en física de altas energías [106].

El análisis de las secciones eficaces elásticas diferenciales en el rango de energía del LHC [15, 31] sugiere que la aproximación  $H(x) \approx \exp(-x)$  se desvía, ya que TOTEM observó un comportamiento no exponencial en el cono de difracción. En este caso, a valores bajos de  $|t|$ , se pueden introducir distribuciones de fuentes casi estables de Lévy que conducen a un valor aproximado de  $H(x) \propto \exp(-x^\alpha)$ , donde  $\alpha = \alpha_{\text{Levy}}/2 \leq 1$ . En este caso, el comportamiento de orden principal es no analítico,  $H(x) \approx 1 - x^\alpha$ . A bajos valores de  $|t|$ , tal forma exponencial con  $\alpha \simeq 0.9$  describe los datos de dispersión elástica desde el ISR hasta las energías del LHC razonablemente bien en un rango de energía muy amplio desde 23.5 GeV hasta 13 TeV [15, 31].

La principal limitación de la derivación anterior es que aunque conduce a un escalamiento de  $H(x)$ , la relación real-imaginaria  $\rho(s, t) \rightarrow \rho_0(s)$  es independiente de  $t$  en esta aproximación. Así que consideremos una

generalización, donde la relación  $\rho$  no sólo depende de  $s$  sino también de  $t$ . Tal dependencia de  $t$  de  $\rho(s, t)$  se puede ver en mayor detalle en modelos particulares, que tiene un límite de escalamiento de tipo  $H(x, s)$  y las violaciones de escalamiento dependientes de  $s$  están relacionadas con la dependencia de  $s$  del parámetro de opacidad, por ejemplo en el llamado modelo real extendido de Bialas-Bzdak (ReBB) [65, 70, 72, 107, 108, 109, 110].

Una vez introducidos los resultados sobre las posibles generalizaciones del escalamiento de los datos de la sección eficaz diferencial en colisiones elásticas de  $pp$ , en distintas regiones de  $|t|$ , se introducen los resultados relevantes a energías del LHC.



## Capítulo 4

# Resultados del escalamiento a energías del LHC

En la sección anterior se argumentó por que el escalamiento de  $H(x)$  se mantiene dentro de los errores experimentales en las energías del centro de masa del ISR que varían de 23.5 a 62.5 GeV, es decir, menos de un factor de tres. Investigaremos ahora la misma función de escala en las energías del LHC, donde las mediciones de TOTEM abarcan, en una escala logarítmica, un rango de energía similar, de 2.76 a 13 TeV, es decir, un poco más de un factor de cuatro [7, 33, 10].

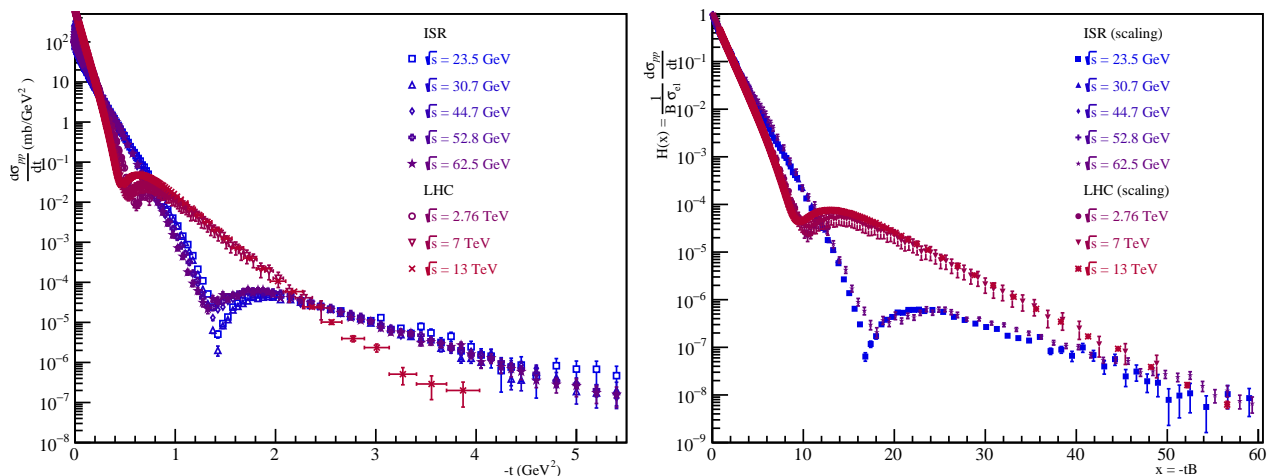


Figura 4.1: Se incluye el comportamiento de la sección eficaz diferencial  $d\sigma/dt$  de las colisiones elásticas  $pp$  desde el ISR hasta las energías del LHC. Y su re-escalamiento a la derecha usando los datos de la tabla 4.1

Los posibles términos que violan la escala son pequeños en la región de  $\sqrt{s} = 2.76 - 7$  TeV y se encuentran dentro de los errores estadísticos, cuando se incrementa  $\sqrt{s}$  de 2.76 a 7 TeV, es decir, en un factor de 2.5 aproximadamente. Se investiga si el escalamiento de  $H(x)$  es válido hasta la energía máxima del LHC de  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Ya que los términos que violan la escala comienzan a ser significativos a esa energía, en particular, cerca de la región de inmersión difractiva.

$\sqrt{s}$ (TeV)	$\sigma_{el}$ (mb)	$B$ ( $\text{GeV}^{-2}$ )
2.76	$21.8 \pm 1.4$	$17.1 \pm 0.3$
7	$25.43 \pm 1.02$	$19.89 \pm 0.272$
13	$30.85 \pm 1.7$	$20.4 \pm 0.012$

Tabla 4.1: Valores de la sección eficaz elástica y el parámetro de pendiente medidos en colisiones elásticas  $pp$  a las energías del LHC [7, 9, 33, 10].

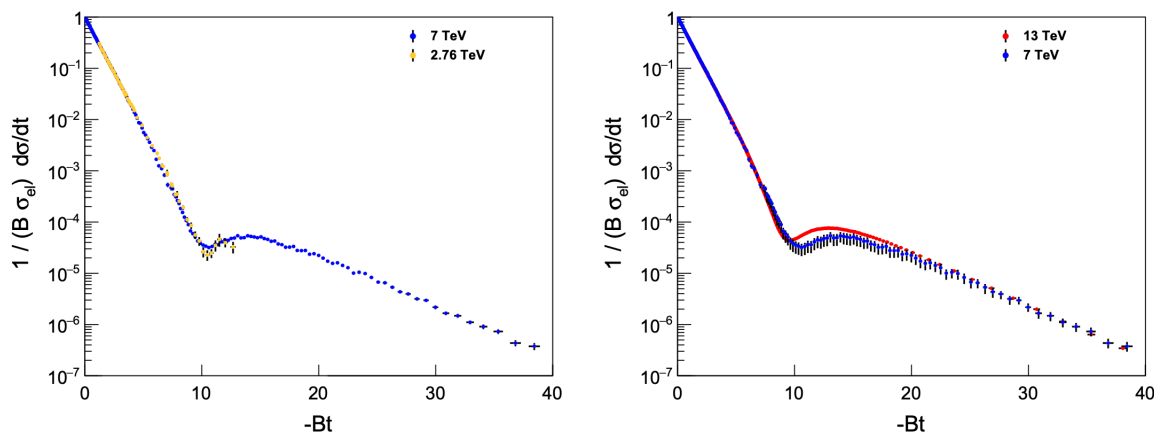


Figura 4.2: Comportamiento de la escala de la sección eficaz diferencial  $d\sigma/dt$  de colisiones elásticas  $pp$  a energías del LHC. Los datos de dispersión elástica son medidos por la Colaboración TOTEM a  $\sqrt{s} = 13$  TeV [7, 9], a  $\sqrt{s} = 7$  TeV [33], y a  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV [10]. El panel de la izquierda muestra los puntos de datos de 2.76 y 7 TeV con errores estadísticos solamente, mientras que el panel de la derecha muestra los puntos de datos de 7 y 13 TeV con errores estadísticos y sistemáticos dependientes de  $t$  añadido en cuadratura. El panel de la izquierda indica que la escala de  $H(x)$  está dentro de los errores estadísticos válidos entre  $\sqrt{s} = 2.76$  y 7 TeV, por lo que el  $H(x)$  funciona desde 7 TeV hacia abajo. El panel derecho indica que el escalamiento de  $H(x)$  se viola, cuando la energía de colisión se incrementa de  $\sqrt{s} = 7$  a 13 TeV: el panel de la derecha indica violaciones de la escala que van mucho más allá de los errores estadísticos y sistemáticos combinados

El panel izquierdo de la fig. 4.2 indica que el escalamiento de  $H(x)$  es válido dentro de los errores estadísticos en el rango de energía  $\sqrt{s} = 2.76$ -7 TeV de energía. El nivel de confianza de esta comparación corresponde a un  $CL = 99\%$  (sólo errores estadísticos). El panel derecho de la fig. 4.2 indica que este escalamiento se viola, más allá de errores sistemáticos, si se incluyen también los datos de  $\sqrt{s} = 13$  TeV en esta comparación: la violación del escalamiento de  $H(x)$  por los datos de 13 TeV se concentra en la región de la caída difractiva. Sin embargo, en la región de  $x < 10$ , el escalamiento de  $H(x)$  es aproximadamente válido en cada una de estas energías del LHC de  $\sqrt{s} = 2.76$ , 7 y 13 TeV. En lugar de ser aproximadamente válido en toda la región  $x$  medible, en el LHC este escalamiento sigue siendo válido en estas tres energías del LHC sólo a través de unos 3 ó 4 órdenes de magnitud en la sección eficaz diferencial en valores bajos de  $x$ . El llamado efecto "swing" se hace claro a partir de  $\sqrt{s} = 13$  TeV: la función de escalamiento empieza a disminuir más rápido que la exponencial antes del mínimo difractivo, y también el mínimo difractivo se desplaza a valores más bajos de  $x$  en comparación con su posición a energías más bajas del LHC. Este efecto de oscilación, aparente en la fig. 4.2, puede ser interpretado en términos de los cambios en el perfil de sombra de los protones en las energías del LHC a medida que el rango de energía aumenta de 2.76 a 7 a 13 TeV. De hecho, estas pequeñas violaciones de escala dependientes de  $s$  en la función de escalamiento de  $H(x)$  muestran la misma imagen cualitativa que la observada por la reconstrucción directa de los perfiles de sombra de  $P(s, b)$  en el rango de energía de TeV [76, 77, 111, 15, 31, 65].

Observando el panel izquierdo de la fig. 4.2, encontramos que las funciones de escala de  $H(x)$  coinciden con

errores estadísticos, si la energía de colisión se incrementa de  $\sqrt{s} = 2.76$  a 7 TeV. El panel derecho de la misma figura muestra que estos datos cambian significativamente si la energía de colisión aumenta aún más hasta  $\sqrt{s} = 13$  TeV. Esto implica que los posibles términos que violan la escala son pequeños ya que están dentro de los errores estadísticos, al aumentar  $\sqrt{s}$  de 2.76 a 7 TeV, en un factor de 2.5. Los datos preliminares de TOTEM a  $\sqrt{s} = 8$  TeV también satisfacen este escalamiento de  $H(x)$  [112, 113].

Sin embargo, esta escala de  $H(x)$  es violada por términos dependientes de  $s$  al aumentar  $\sqrt{s}$  de 7 a 13 TeV, y dicha violación de la escala es significativamente mayor que los errores sistemáticos, estadísticos y dependientes de  $t$  añadidos cuadráticamente (al máximo), como se indica en el panel derecho de la fig. 4.2.

Este comportamiento puede deberse a la aproximación a un nuevo dominio, donde la función de perfil de sombra de la dispersión  $pp$  cambia de una forma casi Gaussiana a una forma saturada, que, a su vez, puede desarrollar una oquedad a 13 TeV y energías más altas. Los indicios experimentales de este comportamiento de cruce de umbral se resumieron recientemente en [83]. Un nuevo dominio puede ser indicado por un cambio repentino de  $B(s)$  entre 2.76 y 7 TeV e igualmente, el cruce de la línea crítica  $\sigma_{el}(s)/\sigma_{tot}(s) = 1/4$  en el rango de energías de varios TeV, entre 2.76 y 7 TeV.

Desde el punto de vista teórico, se observa un cambio drástico en el tamaño de la subestructura del protón entre los dominios de energía del ISR y del LHC, de una subestructura de tipo quark vestido a una de tipo di-quark vestido [15, 31] que puede estar, en principio, relacionada con ese cambio tan dramático en el comportamiento de la escala de la sección eficaz elástica.

En la fig. 4.1 comparamos directamente las funciones de escala de  $H(x)$  de las secciones eficaces diferenciales, utilizando los mismos datos del ISR y del LHC, como en las Figs. 3.2 y 4.2, respectivamente. Este rango de datos abarca ahora un factor de casi 500, lo que supone un aumento de unos tres órdenes de magnitud en el rango de energías de colisión disponibles, desde 23.5 GeV hasta 13 TeV. Como se puede ver en la correspondiente fig. 4.1, el escalamiento funciona aproximadamente en el cono de difracción, sin embargo, la función de escalamiento de  $H(x)$  no puede considerarse como una constante aproximada si se produce un cambio tan grande en las energías de colisión. Comparando las Figs. 3.2, 4.2 y 4.1 encontramos que la dependencia de  $s$  de las funciones de escala de  $H(x)$  es bastante débil si  $s$  cambia dentro de un factor de dos, sin embargo, hay cambios muy significativos cambios si el rango de energías cambia por un factor de unos cientos, desde el rango de energía de ISR de  $\sqrt{s} = 23.5$  GeV  $\rightarrow$  62.5 GeV al rango de energía del LHC de 2.76 TeV  $\rightarrow$  7 TeV  $\rightarrow$  13 TeV.

En el panel izquierdo de la fig. 4.3, la función  $H(x)$  del conjunto de datos  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV del conjunto de datos TOTEM de la Ref. [10] se compara con la función de las colisiones  $p\bar{p}$  medidas por la colaboración D0 a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV de energía del Tevatrón [14]. El panel derecho de la fig. 4.3 compara las funciones de escalamiento  $H(x)$  de las colisiones  $pp$  elásticas a  $\sqrt{s} = 7$  TeV del LHC [33, 114] con la de las colisiones elásticas  $p\bar{p}$  en la energía del Tevatrón,  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. En ambos paneles, los errores estadísticos y los errores sistemáticos dependientes de  $t$  han sido añadidos. Se muestran líneas correspondientes a los ajustes con la serie de Lévy independiente del modelo estudiados [15, 31].

La escala  $H(x)$  de la sección eficaz diferencial  $d\sigma/dt$  de las colisiones elásticas de  $pp$  se compara en las energías cercanas  $\sqrt{s} = 2.76$  y 7 TeV del LHC en la fig. 4.4. Estos gráficos son similares a los paneles de la fig. 4.3. Las funciones de escalamiento de  $H(x)$  son notablemente similares, son las mismas dentro de los errores estadísticos de estas mediciones. Debido a su gran similitud, es importante cuantificar con precisión la importancia estadística de su diferencia.

Destacamos en particular que las posibles violaciones de la escala son pequeñas, aparentemente dentro de los errores estadísticos, cuando los resultados de  $pp$  se comparan con las energías del LHC y se aumenta  $\sqrt{s}$  de 2.76 a 7 TeV, en aproximadamente un factor de 2.5. Esto hace que sea muy interesante comparar las secciones eficaces diferenciales de  $pp$  y  $p\bar{p}$  de dispersión elástica a las energías medidas más cercanas en el rango TeV, donde las componentes de cruce-impar están asociados a los efectos del Odderon. La mayor energía,  $\sqrt{s}$ , de datos de dispersión elástica  $p\bar{p}$  es de 1.96 TeV [14] mientras que en el LHC el conjunto de datos públicos sobre la dispersión elástica  $pp$  está disponible a  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV [10], lo que corresponde a un cambio en  $\sqrt{s}$  por un factor de  $2.76/1.96 \approx 1.4$ . Este es un factor multiplicativo bastante pequeño en la escala logarítmica, relevante para describir cambios tanto en colisiones  $pp$  como  $p\bar{p}$  de alta energía. Dado que la función de escalamiento  $H(x)$  es casi constante entre 2.76 y 7 TeV dentro de los errores estadísticos de estos conjuntos de datos, se busca una diferencia significativa entre la función de escalamiento de  $H(x)$  de las colisiones  $pp$  elásticas a  $\sqrt{s} = 2.76$

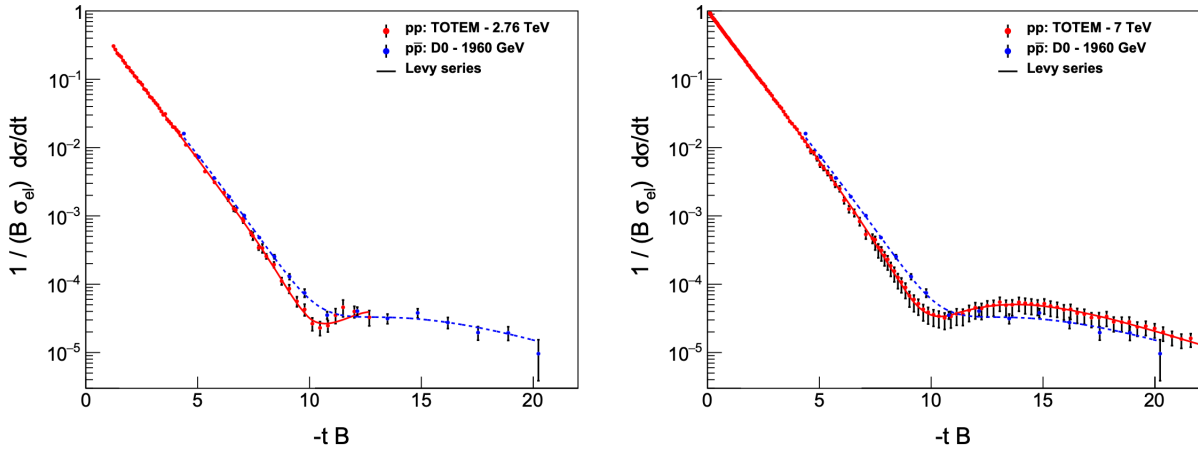


Figura 4.3: Panel izquierdo: Función de escala  $H(x) = 1/B\sigma_{\text{el}} d\sigma/dt$  de la sección eficaz diferencial de las colisiones elásticas de  $pp$  a  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV del LHC (rojo), comparada con la de las colisiones  $p\bar{p}$  elásticas a la energía del Tevatrón de  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV (azul), mostrada como función de  $x = -tB$ . Panel derecho: Igual que el panel de la izquierda, pero ahora utilizando datos de  $pp$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV (rojo), en comparación con las colisiones elásticas  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV (azul). En ambos paneles se incluyen los errores estadísticos y los errores sistemáticos dependientes de  $t$ . Se muestran líneas correspondientes a los ajustes con las series de Lévy independientes del modelo [15, 31]

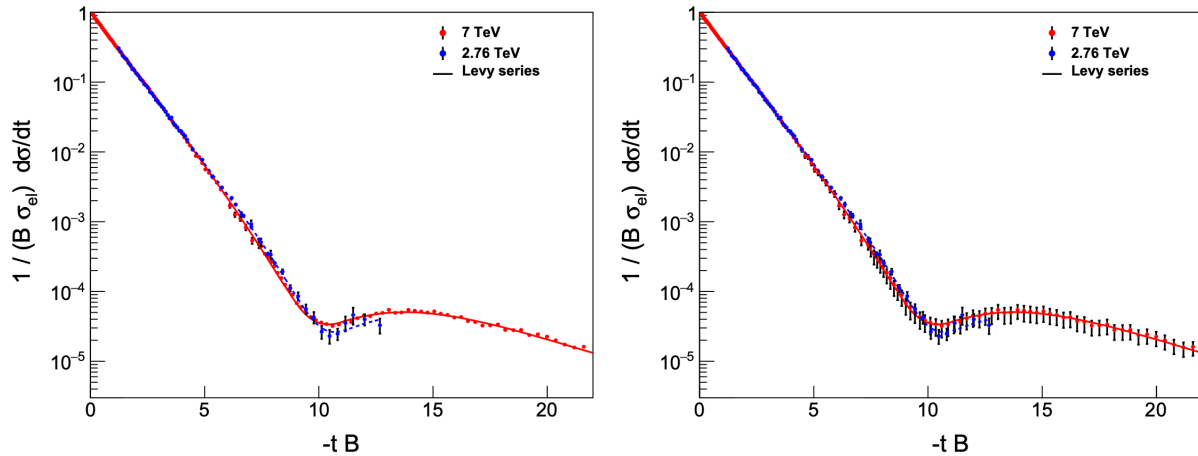


Figura 4.4: Igual que la fig. 4.3, pero ahora la escala  $H(x)$  de la sección eficaz diferencial  $d\sigma/dt$  de las colisiones  $pp$  elásticas se compara en las energías cercanas  $\sqrt{s} = 2.76$  y 7 TeV del LHC. El panel izquierdo muestra los datos con errores estadísticos solamente, mientras que en el panel de la derecha, los errores estadísticos y los errores sistemáticos dependientes de  $t$  se añaden en cuadratura. Las dos funciones de escala de  $H(x)$  son, dentro de los errores estadísticos, aparentemente las mismas.

y 7 TeV así como la dispersión elástica  $p\bar{p}$  en  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Si tal diferencia se observa, entonces debe haber un componente de cruce-impar (Odderon) en la amplitud de dispersión de colisiones elásticas  $pp$  y  $p\bar{p}$ .

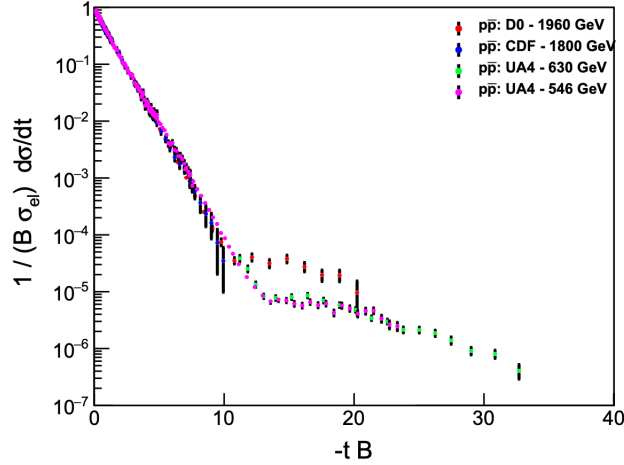


Figura 4.5: Aproximación de  $H(x) = (1/B\sigma_{el})d\sigma/dt$  de la sección eficaz diferencial  $d\sigma/dt$  de colisiones elásticas  $p\bar{p}$  a las energías  $\sqrt{s} = 0.546$  a 1.96 TeV. El comportamiento de escalamiento es válido en la región del cono exponencial, con la función de escalamiento  $H(x) = \exp(-x)$ . El dominio de escalamiento comienza en  $x = 0$  y se extiende hasta  $x = -tB \simeq 10$ . Las violaciones de la escala son evidentes en la región de  $-tB \geq 10$ , cuando la energía de colisión aumenta de 546 GeV a 1.96 TeV, casi por un factor de cuatro.

Consideremos ahora la fig. 4.5. Este gráfico compara las funciones de escala de  $H(x)$  para colisiones  $p\bar{p}$  a varias energías desde  $\sqrt{s} = 546$  GeV a 1.96 TeV. Dentro de los errores experimentales se observa un cono exponencial que se extiende hasta  $x = -tB \approx 10$  en cada una de las energías medidas, mientras que para valores mayores de  $x$  la ley de escalamiento se rompe de manera dependiente de la energía. En energías más bajas, la región exponencial se extiende a valores más grandes de  $x \approx 13$ , y las regiones de muy alto  $|t|$  están aparentemente cambiando con la variación de las energías de colisión. Debido a esta razón, en este no escalamos la sección eficaz diferencial de la colisión elástica<sup>1</sup>.

Esta propiedad de las colisiones  $p\bar{p}$  elásticas contrasta con la de las colisiones elásticas de  $pp$ , en las que hemos demostrado en las Figs. 3.2, 4.2 que en un rango de energía limitado entre  $\sqrt{s} = 23.5$  y 62.5 GeV, así como en el LHC en el rango de energía entre  $\sqrt{s} = 2.76$  y 7 TeV, el escalamiento de  $H(x)$  funciona bien. Debido a estos hechos experimentales y a las aparentes violaciones del escalamiento de  $H(x)$  para colisiones  $p\bar{p}$  en la región de  $x = -tB \geq 10$ .

Tras la discusión cualitativa anterior sobre el escalamiento de  $H(x)$ , para las colisiones  $pp$  como para las  $p\bar{p}$  elásticas, a continuación se trabajará en los detalles de la posibilidad de re-escalar las secciones eficaces diferenciales medidas a otras energías en el dominio donde  $H(x)$  indica un comportamiento de escalamiento dentro de los errores experimentales.

El panel izquierdo de la fig. 4.6 indica el resultado del re-escalamiento de las secciones eficaces diferenciales de la dispersión elástica de  $pp$  desde la energía más baja de  $\sqrt{s} = 23.5$  GeV a la más alta de 62.5 GeV de ISR utilizando la ec. (4.13). Se ha evaluado el nivel de concordancia de los datos  $pp$  re-escalados de 23.5 GeV con los datos  $pp$  medidos de 62.5 GeV con la ayuda de la Ecuación (4.5). El resultado indica que los datos medidos a  $\sqrt{s} = 23.5$  GeV y debidamente re-escalados a 62.5 GeV son, dentro de los errores de las mediciones, consistentes con la sección eficaz diferencial de colisiones elásticas  $pp$  elástica medida a  $\sqrt{s} = 62.5$  GeV. Esto demuestra que el método también puede utilizarse para extrapolar las secciones eficaces diferenciales a otras

<sup>1</sup>Es muy interesante comparar las secciones eficaces diferenciales de colisiones  $p\bar{p}$  a diferentes valores de  $\sqrt{s}$  ya que esto no puede hacerse independientemente del modelo.

energías mediante el re-escalamiento, siempre que no se viole el escalamiento de  $H(x)$  en ese rango de energía y que la pendiente nuclear y las secciones eficaces elásticas reconozcan a una nueva energía, así como a la energía en la que se inicia dicho re-escalamiento.

Un método similar se aplica a las energías del LHC en el panel central de la fig. 4.6. Este gráfico también indica una clara concordancia entre los datos de 2.76 TeV y los datos re-escalados de 7 TeV que corresponde a un  $\chi^2/\text{NDF} = 39.3/63$ , un CL del 99.2% y una desviación sólo en el nivel de  $0.01\sigma$ [82].

Esto sugiere que, efectivamente, el re-escalamiento de la sección eficaz diferencial de la dispersión elástica puede utilizarse no sólo en el rango de unas decenas de GeV sino también en el rango de energía de unos pocos TeV. Lo más importante es que este gráfico indica que existe un régimen de escalamiento en colisiones elásticas  $pp$ , que incluye las energías de  $\sqrt{s} = 2.76$  y 7 TeV en el LHC, donde el escalamiento de  $H(x)$  está dentro de errores, no se viola. Esto contrasta cualitativamente con las colisiones elásticas  $p\bar{p}$  en energías TeV, donde la validez de la escala  $H(x)$  se limita sólo a la región del cono difractivo con  $x \leq 10$ , mientras que a valores mayores de  $x$ , el escalamiento de  $H(x)$  se viola.

El panel derecho de la fig. 4.6 indica un acuerdo sorprendente después de re-escalar la sección eficaz diferencial de colisiones elásticas  $pp$  de 2.76 a 1.96 TeV, no se encuentra diferencia significativa entre los datos  $pp$  re-escalados de 2.76 TeV con los datos  $p\bar{p}$  a la misma energía,  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. La concordancia entre las colisiones  $pp$  extrapoladas y las secciones eficaces diferenciales  $p\bar{p}$  medidas que corresponden a una concordancia en CL del 7.9%, es decir, una acuerdo sorprendente en el nivel de  $1.76\sigma$ [82]. Se puede ver en panel derecho de la fig. 4.6 que en la región de oscilación, antes de la la sección eficaz diferencial de  $pp$  re-escalada parece diferir cualitativamente con los datos de colisiones  $p\bar{p}$ . Sin embargo, según el análisis  $\chi^2$  que también tiene en cuenta los errores horizontales de los datos de TOTEM, se encuentra que esta aparente diferencia cualitativa entre estos dos conjuntos de datos no es cuantitativamente significativa: se caracteriza por una concordancia de menos de  $2\sigma$ [82].

Estos gráficos sugieren que las funciones de escala de  $H(x)$  de colisiones  $pp$  elásticas y  $p\bar{p}$  difieren a energías similares, mientras que las mismas funciones de escala para colisiones  $pp$  elásticas son similares a energías similares, por lo que la comparación de las funciones de escala de  $H(x)$  de las colisiones  $p\bar{p}$  elásticas es un candidato prometedor para la búsqueda de las señales del Odderon. Por esta razón, es importante cuantificar la importancia de esta diferencia, dado que las funciones de escala de  $H(x)$  escalan los términos dominantes dependientes de  $s$  que surgen de las funciones  $\sigma_{\text{el}}(s)$  y  $B(s)$  dependientes de la energía.

Al comparar la función de escala de  $H(x)$  de la sección eficaz diferencial de colisiones  $pp$  elásticas a energías de colisión de 2.76 y 7 TeV, no se muestra diferencia cualitativa alguna. Por extrapolación, se espera que la función de escala  $H(x)$  puede ser aproximadamente independientemente de la energía en un intervalo un poco más amplio, que se extiende hasta 1.96 TeV. Esta falta de evolución energética de la función de escalamiento  $H(x)$  de las colisiones  $pp$  contrasta cualitativamente con la evolución de las funciones de escalamiento  $H(x)$  de las colisiones  $p\bar{p}$  a energías de  $\sqrt{s} = 0.546$ -1.96 TeV, donde se observa una evolución cualitativa y significativa en el rango cinemático  $x = -tB > 10$ .

## 4.1 Cuantificación con interpolaciones

Investigamos ahora cómo comparar las funciones de escala  $H(x) = (1/B\sigma_{\text{el}}) d\sigma/dt$  con  $x = -tB$  introducidas anteriormente, medidas a dos energías distintas. En esta sección se determina si dos mediciones diferentes corresponden a funciones de escala  $H(x)$  significativamente diferentes o no. A continuación se introduce y describe un método independiente del modelo, sencillo y robusto, que permite cuantificar la diferencia de conjuntos de datos o mediciones de  $H(x)$ . El método propuesto tiene en cuenta el hecho de que las dos mediciones distintas pueden tener una aceptación parcialmente aceptada en  $x$  y su binaje<sup>2</sup> puede ser diferente, por lo que los conjuntos de datos pueden corresponder a dos conjuntos diferentes de valores de  $x$ .

Consideremos, en primer lugar, dos conjuntos de datos diferentes denotados como  $D_i$ , con  $i = 1, 2$ . En el caso considerado,  $D_i = \{xi(j), Hi(j), ei(j)\}$ ,  $j = 1, \dots, n_i$  consiste en un conjunto de puntos de datos situados en el eje horizontal en  $n_i$  diferentes valores de  $x_i$ , ordenados como  $x_i(1) < x_i(2) < \dots < x_i(n_i)$ ,  $H_i(j) \equiv H_i(x_i(j))$

---

<sup>2</sup>Intervalos definidos en la variable horizontal para juntar estadística.

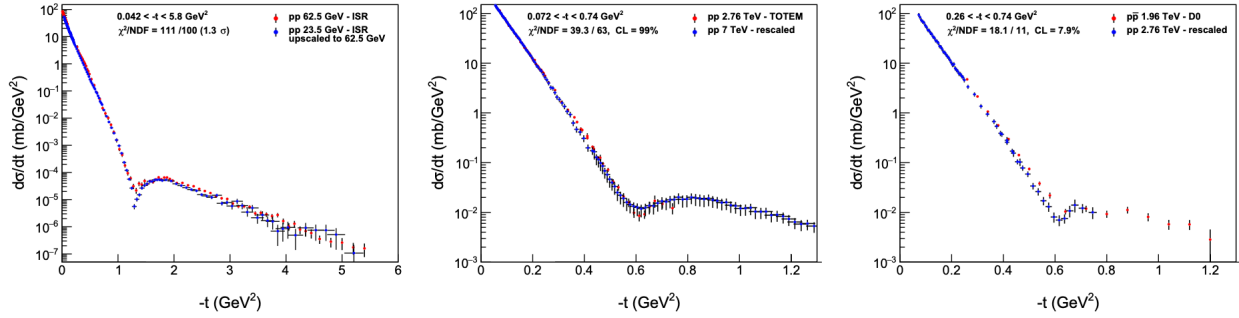


Figura 4.6: Reescalamiento de la sección eficaz diferencial de las colisiones  $pp$  elásticas a las energías del ISR y del LHC, utilizando la ec. (4.13). Esto demuestra que el método aplicado también puede utilizarse para obtener las secciones eficaces diferenciales a otras energías mediante este procedimiento de re-escalamiento, siempre que la pendiente nuclear y las secciones eficaces elásticas se conozcan tanto en la nueva energía así como en la energía a partir de la cual se comienza el re-escalamiento de la sección eficaz diferencial. En todos los paneles se evalúa el nivel de acuerdo entre los datos re-escalados y los medidos con la ayuda de la ec. (4.5). Panel izquierdo: Re-escalamiento de las secciones eficaces diferenciales desde la energía más baja de ISR de  $\sqrt{s} = 23.5$  GeV a la energía ISR más alta de 62.5 GeV. El nivel de concordancia entre los datos  $pp$  re-escalados de 23.5 GeV y los datos de  $pp$  de 62.5 GeV medidos corresponde a  $\chi^2/\text{NDF} = 111/110$  con un  $\text{CL} = 21.3\%$ , lo que indica un acuerdo dentro de  $1.3\sigma$  [82]. Medio panel: Re-escalamiento de la sección eficaz diferencial de colisiones  $pp$  elásticas desde la energía de  $\sqrt{s} = 7$  TeV [33, 114] hasta 2.76 TeV [10]. El nivel de concordancia entre los datos  $pp$  re-escalados de 7 TeV y los datos  $pp$  medidos de 2.76 TeV corresponde a  $\chi^2/\text{NDF} = 39.3/63$  con un  $\text{CL} = 99.2\%$ , lo que indica una concordancia, dentro de  $0.01\sigma$ , que corresponde a una desviación casi nula [82]. Panel derecho: Re-escalamiento de la sección eficaz diferencial de colisiones  $pp$  elásticas a partir de la energía de  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV, medida por TOTEM [10], hasta 1.96 TeV, donde se compara con el conjunto de datos D0 [14]. El nivel de acuerdo entre los datos de  $pp$  reescalamientos 2.76 TeV y los datos de  $p\bar{p}$  medidos en 1.96 TeV se cuantifica mediante un  $\chi^2/\text{NDF} = 18.1/11$  y un  $\text{CL} = 7.9\%$ , lo que indica un acuerdo dentro de  $1.76\sigma$  [82].

son los valores medidos de  $H(x)$  en  $x = x_i(j)$  puntos, y  $e_i(j) \equiv e_i(x_i(j))$  es el correspondiente error encontrado en el punto  $x_i(j)$ .

En general, dos mediciones diferentes tienen puntos de datos en diferentes valores de  $x$ . Denotemos como  $X_1 = \{x_1(1), \dots, x_1(n_1)\}$  el dominio de  $D_1$ , y análogamente  $X_2 = \{x_2(1), \dots, x_2(n_2)\}$  representa el dominio de  $D_2$ . Elijamos el conjunto de datos  $D_1$  que corresponde a  $x_1(1) < x_2(1)$ . En otras palabras,  $D_1$  es el conjunto de datos que comienza con un valor menor de la variable de escala  $x$  en comparación con el segundo conjunto de datos  $D_2$ . Si el primer conjunto de datos termina antes que el segundo, es decir, cuando  $x_1(n_1) < x_2(1)$  sus aceptaciones no se solapan. En este caso límite los dos conjuntos de datos no pueden compararse con este método. Afortunadamente, los datos de D0 sobre colisiones  $p\bar{p}$  elásticas a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV tienen una aceptación que se superpone en  $x$  con las colisiones  $pp$  elásticas de TOTEM a  $\sqrt{s} = 2.76, 7$  y  $13$  TeV. Así que a partir de ahora consideramos el caso con  $x_1(n_1) > x_2(1)$ .

Si el último punto de datos en  $D_2$  satisface  $x_2(n_2) < x_1(n_1)$ , entonces  $D_2$  está dentro de la aceptación de  $D_1$ . En este caso, se introduce  $f_2 = n_2$  como el último punto con el mayor valor de  $x_f$  de  $D_2$ . Si  $D_2$  tiene  $x_2(n_2) > x_1(n_1)$ , entonces la aceptación de la superposición termina en el mayor valor (final) del índice  $f_2$  tal que  $x_2(f_2) < x_1(n_1) < x_2(f_2 + 1)$ . Esto significa que el punto  $f_2$  de  $D_2$  está por debajo del mayor valor de  $x$  en  $D_1$ , pero el siguiente punto de  $D_2$  ya está por encima del mayor valor final de  $x(n_1)$  en  $D_1$ .

El inicio de la aceptación de la superposición se puede encontrar de manera similar. Debido a la elección de  $D_1$  como un conjunto de datos que comienza en un valor inferior,  $x_1(1) < x_2(1)$ , se determina el punto inicial  $i_1$  en  $D_1$  que ya pertenece a el dominio de aceptación de  $D_2$ . Esto viene impuesto por el criterio que  $x_1(i_1 - 1) < x_2(1) < x_1(i_1)$ .

Ahora se comparan los conjuntos de datos  $D_1$  y  $D_2$  en la región de su aceptación superpuesta, definida anteriormente, ya sea en un método de proyección unidireccional o en un método de proyección bidireccional. La proyección  $1 \rightarrow 2$  tiene el número de grados de libertad NDF( $1 \rightarrow 2$ ) igual al número de puntos de  $D_2$  en la aceptación superpuesta. Para cualquiera de esos puntos  $x_i(2)$ , utilizamos la interpolación lineal de los puntos más cercanos de  $D_1$  tales que  $x_j(1) < x_i(2) \leq x_{j+1}(1)$  con el fin de evaluar los datos y los errores de  $D_1$  en este valor de  $x = x_i(2)$ . Esto se hace empleando una escala predeterminada (lineal, exponencial) en el plano  $(x, H(x))$ , que se espera que funcione bien en el cono de difracción, donde se comporta como una línea recta en la escala logarítmica. Sin embargo, por seguridad y debido a la desconocida estructura exacta en la región del dip y posterior, se prueba la interpolación lineal utilizando las escalas (lineal, lineal) en el plano  $(x, H(x))$ .

Del mismo modo, la proyección  $2 \rightarrow 1$  tiene el número de grados de libertad NDF( $2 \rightarrow 1$ ) como el número de puntos del conjunto de datos  $D_1$  que cayeron en la aceptación común superpuesta. Se utilizó una extrapolación lineal para cada uno de los puntos  $x_i(1)$  en esta aceptación solapada, de modo que  $x_j(2) < x_i(1) \leq x_{j+1}(2)$ , utilizando tanto escalas (lineales, exponenciales) como (lineales, lineales) en el plano  $(x, H(x))$ . Para las proyecciones bidireccionales, por ejemplo  $1 \leftrightarrow 2$ , el número de grados de libertad es la suma de los puntos de  $D_1$  y  $D_2$  en la aceptación superpuesta, definida como  $\text{NDF}(1 \leftrightarrow 2) = \text{NDF}(1 \rightarrow 2) + \text{NDF}(2 \rightarrow 1)$ .

Describamos las proyecciones bidireccionales con más detalle ya que las proyecciones unidireccionales pueden considerarse como casos especiales de este método. Un dominio común  $X_{12} = \{x_{12}(1), \dots, x_{12}(n_{12})\}$  en la región de solapamiento de los dominios  $X_1$  y  $X_2$  puede introducirse como sigue. Tome los puntos de datos en el intervalo  $[i_1 \dots n_1]$  del conjunto  $D_1$  y los puntos de datos en el intervalo  $[1 \dots f_2]$  del conjunto  $D_2$ . Este procedimiento de selección proporciona un total de  $n_{12} = n_1 + f_2 - i_1 + 1$  puntos. Ordenando este nuevo conjunto de puntos y denominándolo como  $X_{12}$ . Este dominio corresponde a una región común de aceptación que tiene  $n_{12}$  puntos de datos en el eje horizontal denotados como  $\{x_{12}(1), \dots, x_{12}(n_{12})\}$ .

Para comparar los conjuntos de datos  $D_1$  y  $D_2$ , es necesario construir dos conjuntos de datos análogos que se extrapolen al mismo dominio común  $X_{12}$  partiendo de  $D_1$  y  $D_2$  como si los datos de ambos conjuntos de datos se midieran con los mismos valores de  $x$ . Hasta ahora, tanto  $D_1$  como  $D_2$  tienen algún valor de datos en cualquier elemento del dominio  $X_{12}$ , pero sólo uno de ellos está determinado.

Tomemos primero los puntos de  $X_{12}$  que pertenecen a  $D_1$  y los etiquetamos con el índice  $j$ . Hay  $n_1 - i_1 + 1$  puntos de este tipo. Para estos puntos, los datos y las barras de error del conjunto de datos extrapolados  $D_{12}$  se tomarán de  $D_1$ :  $d_{12}(x_{12}(j)) = d_1(x_1(j))e_{12}(x_{12}(j) = e_1(x_1(j))$ . Los datos de  $D_2$  y sus errores pueden interpolarse utilizando métodos de interpolación lineal o más sofisticados. Si el binaje es lo suficientemente fino, se puede utilizar la interpolación lineal entre los puntos de datos vecinos.

En este punto, consideremos que en el cono difractivo cuando una aproximación exponencial a la sección eficaz diferencial puede ser validada, la forma de la función de escalamiento es conocida como  $H(x) \approx \exp(-x)$ . Esta función es un gráfico (lineal, logarítmico) de  $(x, H(x))$ . En lo que sigue, se probará tanto una interpolación (lineal, exponencial) en  $(x, H(x))$  (que se espera que dé los mejores resultados en el cono difractivo) y una interpolación (lineal, lineal) que tiene las menores suposiciones y que puede funcionar mejor que la técnica de interpolación (lineal, exponencial) alrededor del mínimo difractivo. Estos dos métodos de interpolación diferentes también nos permiten estimar el error sistemático que proviene del propio procedimiento de interpolación. Si los puntos de datos se miden con suficiente densidad en el gráfico  $(x, H(x))$ , se espera que ambos métodos den resultados similares.

Supongamos que para el punto  $j$ -ésimo del conjunto de datos  $D_{12}$  y para algún valor  $i$  de  $D_2$ ,  $x_2(i) < x_{12}(j) < x_2(i+1)$ . Entonces se realiza una interpolación lineal entre el  $i$ -ésimo y el  $i+1$ -ésimo punto de  $D_2$ , lo que da lugar a la siguiente fórmula:

$$d_{12}(j) = d_2(i) + (d_2(i+1) - d_2(i)) \frac{x_{12}(j) - x_2(i)}{x_2(i+1) - x_2(i)}. \quad (4.1)$$

Del mismo modo, los errores también se determinan por interpolación lineal como

$$e_{12}(j) = e_2(i) + (e_2(i+1) - e_2(i)) \frac{x_{12}(j) - x_2(i)}{x_2(i+1) - x_2(i)}. \quad (4.2)$$

De este modo, se extiende  $D_2$  al dominio  $X_{12}$ , correspondiente a la aceptación superpuesta de dos medidas. Si hay un valor medido en  $D_2$ , utilizamos ese valor y su barra de error. Si no hay ninguna medición en  $D_2$  precisamente en ese valor determinado de  $x$  que forma parte de la aceptación de traslape (correspondiente a un valor  $x$  de  $D_1$ ) entonces utilizamos los dos puntos vecinos de  $D_2$  y utilizamos una interpolación (lineal) para estimar el valor en este punto intermedio. Este método funciona si ambos conjuntos de datos son lo suficientemente finos como para que las estructuras no lineales estén bien resueltas.

De esta forma, para aquellos  $j = 1, \dots, n_1 - i_1 + 1$  puntos de  $X_{12}$  que pertenecían a  $D_1$ , hemos definido los valores de los datos de  $D_1$  por identidad y hemos definido los puntos de datos de  $D_2$  por interpolación lineal de los *bines* vecinos, por lo que para estos puntos se definen ambos conjuntos de datos.

Un procedimiento similar funciona para los puntos restantes de  $D_{12}$  que se originan en  $D_2$ . El número de estos puntos es  $f_2$ . Vamos a indexarlos con  $k = 1, \dots, f_2$ . Para estos puntos, los datos y las barras de error del conjunto de datos extrapolados  $D_{12}$  se toman de  $D_2$ :  $d_{21}(x_{12}(k)) = d_2(x_2(k))$ , mientras que los errores se dan como  $e_{21}(x_{12}(k)) = e_2(x_2(k))$ . Sin embargo, para los mismos puntos,  $D_1$  no tiene ningún valor medido. Como tenemos que comparar los datos de  $D_1$  y  $D_2$  en valores comunes de  $x$ , para estos puntos los datos de  $D_1$  y los errores pueden extrapolarse utilizando los métodos de interpolación lineal o métodos de interpolación más sofisticados basados en los puntos medidos más cercanos. Si el binaje es lo suficientemente fino, la interpolación lineal entre los puntos de datos vecinos puede utilizarse adecuadamente. En el caso de bins más amplios, también se pueden utilizar técnicas de interpolación más sofisticadas que tengan en cuenta interpolaciones no lineales basadas en más de dos bins cercanos, por ejemplo, interpolaciones utilizando las técnicas de expansión de series de Levy [15].

Considerando ahora que para el  $k$ -ésimo punto del conjunto de datos  $D_{12}$  y para algún valor  $l$ -ésimo de  $D_2$ ,  $x_1(l) < x_{12}(k) < x_1(l+1)$ . Entonces la interpolación lineal entre el  $l$ -ésimo y el  $l+1$ -ésimo punto de  $D_2$  da lugar a la siguiente fórmula:

$$d_{21}(k) = d_1(l) + (d_1(l+1) - d_1(l)) \frac{x_{12}(k) - x_1(l)}{x_1(l+1) - x_1(l)}. \quad (4.3)$$

Del mismo modo, los errores también se pueden determinar por interpolación lineal como

$$e_{21}(k) = e_1(l) + (e_1(l+1) - e_1(l)) \frac{x_{12}(k) - x_1(l)}{x_1(l+1) - x_1(l)}. \quad (4.4)$$

De manera que, utilizando las técnicas de interpolación lineal entre los puntos de datos vecinos, ahora podemos comparar los extendidos  $D_1$  y  $D_2$  con su rango cinemático común:  $D_1$  se incrustó y extrapoló a los puntos de datos y errores  $d_{12}(x_{12})$  y  $e_{12}(x_{12})$ , mientras que  $D_2$  se incrustó y se extrapoló a los puntos de datos y errores denotados como  $d_{21}(x_{12})$  y  $e_{21}(x_{12})$ , respectivamente. Se observa que el dominio de ambos estos conjuntos de datos extendidos es el mismo dominio  $X_{12}$ . El índice “12” indica que  $D_1$  se extendió a  $X_{12}$ , mientras que el índice “21” indica que  $D_2$  se extendió al dominio  $X_{12}$ .

$$\chi^2 \equiv \chi_A^2 = \sum_{j=1}^{n_{12}} \frac{(d_{12}(j) - d_{21}(j))^2}{e_{12}^2(j) + e_{21}^2(j)}. \quad (4.5)$$

En esta comparación, no hay parámetros libres, por lo que el número de grados de libertad es  $\text{NDF} = n_{12} = n_1 + f_2 - i_1 + 1$ , el número de puntos de datos en la muestra de datos unificada.

Basándonos en la anterior ec. (4.5) obtenemos el valor de  $\chi^2$  y NDF, que pueden utilizarse para evaluar el valor  $p$ , o el nivel de confianza (CL), de la hipótesis de que los dos conjuntos de datos representan la misma función de escala  $H(x)$ . Si CL satisface el criterio de que  $\text{CL} \geq 0.1\%$ , los dos conjuntos de datos no difieren significativamente. En el caso contrario, si  $\text{CL} < 0.1\%$  la hipótesis de que las dos mediciones diferentes corresponden a la misma función de escala  $H(x)$  a priori, puede rechazarse.

La ventaja de la anterior definición de  $\chi^2$  mediante la ec. (4.5) es que es fácil de aplicar, pero tiene el inconveniente de que no especifica cómo tratar los errores correlacionados dependientes de  $t$  o  $x = -tB$ , y los errores horizontales de  $x$ .

El método más efectivo para establecer las correlaciones entre los valores medidos y los errores medidos consiste en utilizar la matriz de covarianza completa de los datos de la sección eficaz diferencial medida. Sin embargo, esta matriz de covarianza es típicamente desconocida o inédita, con la excepción de la medición de  $\sqrt{s} = 13$  TeV  $pp$  elástica medida por TOTEM [9]. Dado que esta medición de TOTEM de  $d\sigma/dt$  a 13 TeV indica la presencia de pequeños términos que violan la escala en  $H(x)$  según la fig. 4.2, el conjunto de datos de 13 TeV no puede ser utilizado directamente en este análisis enfocado a las señales del Odderon, que se basa en la independencia de la función de escala de la sección eficaz elástica diferencial  $pp$ ,  $H(x) = H(x, s)$  en un rango limitado que incluye  $\sqrt{s} = 2.76$  y 7 TeV, pero no se extiende hasta 13 TeV. Sin embargo, podemos utilizar esta medida TOTEM de  $d\sigma/dt$  a 13 TeV, para probar el método de diagonalización de la matriz de covarianza que se aplica en el análisis final de la significancia del Odderon.

El método de la matriz de covarianza con base en lo desarrollado por la Colaboración PHENIX [115], se basa en la siguiente separación de los distintos tipos de incertidumbres experimentales:

- Los errores de tipo A son incertidumbres punto a punto sistemáticas no correlacionadas.
- Los errores de tipo B son incertidumbres sistemáticas variables punto a punto pero correlacionadas, la correlación punto a punto es del 100%, ya que la parte no correlacionada se separa y se añade a los errores de tipo A.
- Los errores sistemáticos de tipo C son incertidumbres sistemáticas globales, independientes de los puntos sistemáticos, que escalan todos los puntos de datos hacia arriba y por exactamente el mismo factor independiente.
- Los errores de tipo D son errores estadísticos variables punto a punto. Son errores estadísticos no correlacionados, por lo que pueden añadirse a los errores sistemáticos de tipo A.

Se aplica este método para comparar dos funciones de escala  $H(x)$  diferentes, añadiendo un quinto tipo de error, el tipo E, que corresponde a la incertidumbre teórica que se identifica con el error de la interpolación de uno de los conjuntos de datos (proyectados) a los valores de  $x$  que se comparan en algunos valores (medidos) de  $x$  con un determinado punto de datos medidos en un valor medido de  $x$ . Este error de tipo E se identifica con el valor calculado a partir de la interpolación lineal, descrita anteriormente, tal y como se da para cada tipo de error A, B, C y D de forma similar por la ec. (4.4). Los errores de tipo D se añaden en cuadratura a los

errores de tipo tipo A, y en lo que sigue se indexan estos errores con el índice del punto de datos así como con los subíndices a, b y c, respectivamente.

Utilizando esta notación, de la ecuación [115]

$$\tilde{\sigma}_i = \sigma_i \left( \frac{y_i + \epsilon_b \sigma_{b_i} + \epsilon_c y_i \sigma_c}{y_i} \right), \quad (4.6)$$

se obtiene la siguiente definición  $\chi^2$ , adecuada para la proyección del conjunto de datos  $D_2$  a  $D_1$ , o  $2 \rightarrow 1$ :

$$\tilde{\chi}^2(2 \rightarrow 1) = \sum_{j=i_1}^{f_1} \frac{(d_1(j) - d_{21}(j) + \epsilon_{b,1} e_b(j) + \epsilon_{c,1} d_1(j) e_c)^2}{\tilde{e}_{a,1}^2(j)} + \epsilon_{b,1}^2 + \epsilon_{c,1}^2, \quad (4.7)$$

donde  $\tilde{e}_{a,12}(j)$  es la incertidumbre de tipo A del punto de datos  $j$  del conjunto de datos unido  $D_{12}$  escalamiento por un factor multiplicativo tal que la incertidumbre fraccional no cambia bajo multiplicación por un factor variable punto a punto:

$$\tilde{e}_{a,1}(j) = e_{a,1}(j) \left( \frac{d_1(j) + \epsilon_{b,1} e_b(j) + \epsilon_{c,1} d_1(j) e_c}{d_1(j)} \right). \quad (4.8)$$

En estas sumas, hay  $\text{NDF}_1 = f_1 - i_1 - 1$  número de puntos de datos en la aceptación superpuesta del conjunto de datos  $D_1$ . Una suma similar describe la proyección unidireccional  $1 \rightarrow 2$ , pero hay  $\text{NDF}_2 = f_2$  puntos en la aceptación común. Para las proyecciones bidireccionales, no sólo el número de grados de libertad se suman,  $\text{NDF}_{12} = \text{NDF}_1 + \text{NDF}_2$ , sino que también los valores  $\chi^2$  se suman como  $\chi^2(1 \leftrightarrow 2) = \chi^2(1 \rightarrow 2) + \chi^2(2 \rightarrow 1)$ .

Observemos en este punto, que  $H(x)$  es una función de escala proporcional a la sección eficaz diferencial normalizada por la sección eficaz integrada. En esta relación, los errores de normalización globales, independientes del punto C, multiplican tanto el numerador como el denominador, por lo que estos errores de tipo C se cancelan en  $H(x)$ . Dado que estos errores de tipo C suelen ser bastante grandes, por ejemplo, el 14.4% para la medición de D0 [14], es una ventaja importante en el cálculo de la significancia que utilizemos una función de escala normalizada  $H(x)$ . Por lo tanto, en lo que sigue, establecemos  $\epsilon_{c,1} = 0$  y reescribimos la ecuación de la definición de  $\chi^2$  en consecuencia. Este efecto aumenta la significancia de una prueba de escala  $H(x)$ .

El precio que tenemos que pagar por esta ventaja es que se debe tomar en cuenta los errores horizontales en  $x$  para para no sobre-estimar la significancia de nuestra prueba  $\chi^2$ . En este paso seguimos la propagación del error horizontal a la  $\chi^2$  tal y como lo utiliza el llamado método de la varianza efectiva del programa de análisis de datos del CERN ROOT. Esto da lugar a la siguiente definición de  $\chi^2$  que hemos utilizado en nuestro análisis de significancia para el caso de errores simétricos en  $x$ :

$$\tilde{\chi}^2(2 \rightarrow 1) = \sum_{j=1}^{n_{12}} \frac{(d_1(j) - d_{21}(j) + \epsilon_{b,1} e_b(j))^2}{\tilde{e}_{a,1}^2(j) + (\delta x_1(j) d_1'(j))^2} + \epsilon_{b,1}^2, \quad (4.9)$$

donde  $\delta x_{12}(j)$  es el error (simétrico) de  $x$  en el  $j$ -ésimo punto de datos del conjunto de datos  $D_1$ , y  $d_1''(j)$  es la derivada evaluada numéricamente del valor extrapolado del punto de datos proyectados obtenidos con la ayuda de una interpolación lineal utilizando la Ecuación (4.3). Esta definición es válida cuando los errores de tipo B son conocidos y son simétricos para el conjunto de datos  $D_1$  y los errores en  $x$  también son simétricos. Cuando el conjunto de datos  $D_1$  correspondiente de los datos de colisiones elásticas  $p\bar{p}$  de D0 [14], tenemos que tener en cuenta que D0 no publicó los errores sistemáticos separados, estadísticos y  $|t|$ -dependientes, sino que decidió publicar sus valores añadidos en cuadratura. Así que utilizamos estos errores como errores de tipo A y con este método, subestimamos la importancia de los resultados, ya que ignoramos las correlaciones entre los errores de los puntos de datos en el conjunto de datos de D0. TOTEM publicó los errores estadísticos de tipo D dependientes de  $|t|$  y los errores sistemáticos dependientes de  $|t|$  tanto para las medidas de 2.76 y 7 TeV de las secciones eficaces diferenciales [10, 33, 114], con la nota de que los errores sistemáticos dependientes de  $|t|$  están casi totalmente correlacionados. En estos trabajos, TOTEM no separó la parte no correlacionada que varía punto a punto de los errores sistemáticos dependientes de  $|t|$ . Por lo tanto, estimamos los errores de tipo A por los errores estadísticos de estas mediciones TOTEM, entonces los subestimamos ligeramente, por lo tanto

sobreestimamos  $\chi^2$  y la diferencia entre los conjuntos de datos comparados. Dado que están casi totalmente correlacionados, estimamos los errores de tipo B por los errores sistemáticos casi totalmente correlacionados publicados por TOTEM. Hemos probado este esquema evaluando el  $\chi^2$  de un de una matriz de covarianza completa y del método PHENIX de diagonalizar la matriz de covarianza a  $\sqrt{s} = 13$  TeV, utilizando el método de expansión de Lévy [15]. Se encuentra que el ajuste con la matriz de covarianza completa da como resultado el mismo mínimo dentro de una desviación estándar de los parámetros de ajuste, por lo tanto la misma importancia que el ajuste con el método PHENIX [115].

Así se valida el método PHENIX [115] para la aplicación del análisis de la sección eficaz diferencial a  $\sqrt{s} = 13$  TeV, junto con el método de la varianza efectiva de ROOT. Esta validación es importante ya que la matriz de covarianza completa de las medidas de  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV y 7 TeV realizadas por TOTEM no están publicada, pero el método PHENIX, junto con la instrucción de ROOT de varianzas efectivas puede utilizarse para diagonalizar la matriz de covarianza y obtener resultados similares dentro de los errores del análisis.

## 4.2 Extrapolación de las secciones eficaces diferenciales

En esta sección, se discute la forma de extrapolar los puntos de datos a las energías en las que faltan las mediciones. Se hace hincapié en que este método no evalúa de la mejor manera presencia de señales del Odderon.

Esto debido a que un gran error tipo C, correlacionado en general, del 14.4%, de la señal del Odderon, el error tipo C de la medición D0, no se cancela de las secciones eficaces diferenciales, mientras que simplemente se cancela de las funciones de escala  $H(x)$  que están normalizadas a la integral de la sección eficaz diferencial.

Esta sección sirve para introducir un estudio más exhaustivo que busca entender cómo extrapolar las secciones eficaces diferenciales a una nueva energía no medida en un dominio de  $(s, t)$  donde se sabe que el escalamiento  $H(x)$  es válido a partir de mediciones ya realizadas.

Se encuentra que en el rango de energía del ISR, de  $\sqrt{s} = 23.5$ -62.5 GeV, la función de escala  $H(x)$  es aproximadamente independiente de  $\sqrt{s}$  dentro de los errores, y con una posible excepción en una pequeña región alrededor del mínimo difractivo. Se muestra cómo extrapolar puntos de datos a energías no medidas, bajo la condición de que en un determinado rango de energía,  $H(x)$  sea independiente de la energía de colisión,  $H(x) = H(x, s)$ . En general, esta característica debe establecerse o comprobarse experimentalmente. Este caso es importante, dado que  $H(x)$  para colisiones  $pp$  permanece independiente de la energía dentro de errores entre las energías del LHC de  $2.76 \text{ TeV} \leq \sqrt{s} \leq 7 \text{ TeV}$  (Fig 4.4). Además, para colisiones  $pp$ ,  $H(x) = H(x, s)$  en el rango de energía de  $0.546 \leq \sqrt{s} \leq 1.96 \text{ TeV}$ , como se indica en la fig. 4.5.

Denotemos dos energías de centro de masa diferentes,  $\sqrt{s_1}$  y  $\sqrt{s_2}$ , entre las cuales  $H(x) = \text{const}(\sqrt{s})$  dentro de los errores experimentales. De forma análoga, denotamos varias observables como  $B_i \equiv B(s_i)$ ,  $\sigma_i \equiv \sigma_{el,i} \equiv \sigma_{el}(s_i)$ ,  $x_i \equiv B_i t$ .

La independencia energética de la función de escala  $H(x)$  puede escribirse formalmente como

$$H_1(x_1) = H_2(x_2) = H(x), \quad \text{si } x_1 = x_2. \quad (4.10)$$

Esta simple afirmación tiene enormes implicaciones experimentales. La igualdad  $x_1 = x_2$  significa que la función de escala es la misma, si a la energía del centro de la masa  $\sqrt{s_1}$  se mide en  $t_1$  y a la energía  $\sqrt{s_2}$  se mide en  $t_2$ , por lo que

$$t_1 B_1 = t_2 B_2, \quad \text{si } x_1 = x_2. \quad (4.11)$$

La igualdad  $H_1(x_1) = H_2(x_2) = H(x)$  se expresa como

$$\frac{1}{B_1 \sigma_1} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t_1=x/B_1} = \frac{1}{B_2 \sigma_2} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t_2=x/B_2}. \quad (4.12)$$

**CAPÍTULO 4. RESULTADOS DEL ESCALAMIENTO A ENERGÍAS DEL LHC**  
**4.2. EXTRAPOLACIÓN DE LAS SECCIONES EFICACES DIFERENCIALES**

---

Al juntar estas ecuaciones, esto implica que los datos experimentales pueden ser escalados a otras energías en un rango de energía donde  $H(x)$  resulta ser independiente de  $\sqrt{s}$  de la siguiente manera

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t_1} = \frac{B_1\sigma_1}{B_2\sigma_2} \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t_2=t_1 B_1/B_2}. \quad (4.13)$$

Con esta ecuación, los puntos de datos de las secciones eficaces diferenciales pueden ser escalados a diferentes energías de colisión, siempre que en una determinada región de energía el escalamiento  $H(x)$  se mantenga dentro de los errores experimentales. En otras palabras, la sección eficaz diferencial puede re-escalarse de  $\sqrt{s_1}$  a  $\sqrt{s_2}$  re-escalando la variable  $|t|$  utilizando la relación  $B_1/B_2 = B(s_1)/B(s_2)$ , y multiplicando la sección eficaz con la relación  $B_1\sigma_1/B_2\sigma_2$ .



# Capítulo 5

## Resultados

En esta sección, presentamos los resultados cerrando la brecha de energía tanto como sea posible, sin una medición directa entre los datos de TOTEM y D0 aplicando la ec. (4.13). Tras el procedimiento de re-escalamiento, el conjunto de datos resultante a la nueva energía se compara con los datos medidos cuantitativamente con la ayuda de la ec. (4.5).

Se emplea la ecuación de re-escalamiento (4.13), para probar y comprobar si el re-escalamiento de los datos de  $\sqrt{s} = 23.5$  GeV ISR a otras energías ISR funciona o no. El panel izquierdo de la fig. 4.6 indica que dicho re-escalamiento de las secciones eficaces diferenciales desde la energía ISR más baja de  $\sqrt{s} = 23.5$  hasta la energía ISR más alta de 62.5 GeV funciona realmente bien. El nivel de concordancia de los datos  $pp$  re-escalamientos de 23.5 GeV con los datos de  $pp$  de 62.5 GeV medidos se ha evaluado usando la ec. (4.5).

Se encuentra una concordancia con un  $\chi^2/\text{NDF} = 111/100$ , lo que corresponde a un  $\text{CL} = 21.3\%$  y una diferencia en el nivel de  $1.25\sigma$  solamente. Este resultado demuestra que el método de re-escalamiento también puede utilizarse para obtener las secciones eficaces diferenciales a otras energías, siempre que se conozcan la pendiente nuclear y las secciones eficaces elásticas tanto en la nueva energía como en la energía desde la que se parte el proceso de re-escalamiento.

Posteriormente, se puede hacer un re-escalamiento para los datos de TOTEM de  $\sqrt{s} = 2.76$  o 7 a 1.96 TeV, dado que  $H(x)$  es (dentro de errores) independiente de la energía en el rango de 2.76-7 TeV, lo que corresponde a un cambio de casi un factor de 2.5 en  $\sqrt{s}$ , mientras que el cambio en  $\sqrt{s}$  de 1.96 a 2.76 TeV es sólo un factor de 1.4.

El panel derecho de la fig. 4.6 indica que el cambio de escala de la sección eficaz elástica diferencial de  $pp$  de  $\sqrt{s} = 2.76$  a 1.96 TeV también da resultados valiosos. Se ha evaluado el nivel de confianza de la comparación de los datos  $pp$  de 2.76 TeV  $pp$  re-escalados con los datos  $p\bar{p}$  de 1.96 TeV con la ayuda de la ec. (4.5). En donde se ha encontrado un sorprendente acuerdo con un  $\chi^2/\text{NDF} = 18.1/11$ , que corresponde a un  $\text{CL} = 7.93\%$ , y una diferencia a nivel de  $1.75\sigma$ .

	$\sqrt{s}$ (TeV)	$\sigma_{\text{el}}$ (mb)	$B$ ( $\text{GeV}^{-2}$ )
$p\bar{p}$	1.96	$17.6 \pm 1.1$ [116] $20.2 \pm 1.4$ [14]	$16.86 \pm 0.2$ [14]
$pp$	2.76	$21.8 \pm 1.4$ [85]	$17.1 \pm 0.3$ [10]
$pp$	7	$25.43 \pm 1.02$ [86]	$19.89 \pm 0.272$ [33]

Tabla 5.1: Secciones eficaces elásticas  $\sigma_{\text{el}}$ , los parámetros de pendiente nuclear elástica  $B$  y sus fuentes.

Otro resultado importante se ilustra en la fig. 5.1. Esta comparación indica una diferencia entre la sección eficaz elástica  $pp$  re-escalada de  $\sqrt{s} = 7$  TeV [33, 114] a la energía  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV y a los datos correspondientes de  $p\bar{p}$  medidos a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV [14]. Para obtener una primera estimación esta diferencia se cuantifica con la ayuda de la Ecuación (4.5), dando como resultado un  $\text{CL}$  de 5.13 - 10-7%, que corresponde a una diferencia en

el nivel de  $5.84\sigma$ . Como este método añade los errores estadísticos y los errores sistemáticos variables de punto a punto, subestima la importancia real de la diferencia entre los dos conjuntos de datos. Aunque esta estimación ya proporciona un efecto significativo superior a  $5\sigma$  para la observación de efecto del Odderon que corresponde a una diferencia significativa de  $5.84\sigma$  entre el conjunto de datos  $pp$  y el conjunto de datos  $p\bar{p}$  de 1.96 TeV, sin embargo, la evaluación de esta significancia no tiene en cuenta todavía el gran error de normalización global del 14.4% que ha sido publicado por la colaboración D0.

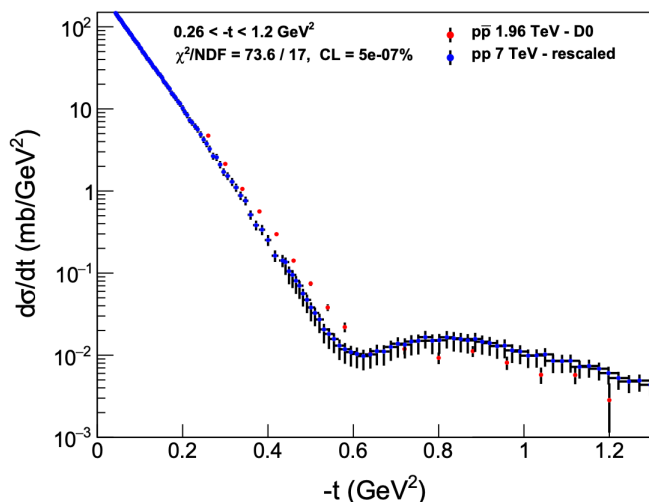


Figura 5.1: Re-escalamiento de la sección eficaz diferencial de colisiones elásticas  $pp$  desde la energía de  $\sqrt{s} = 7$  a 1.96 TeV utilizando la ec. (4.13). Se evaluó el nivel de confianza de la comparación entre el conjunto de datos  $pp$  a 7 TeV re-escalados y el conjunto de datos  $p\bar{p}$  de 1.96 TeV con la ayuda de la ec. (4.5), que no tiene en cuenta los errores horizontales de  $x$  procedentes de las pendientes  $B$  y los errores correlacionados punto a punto de tipo C en la escala vertical. Sin estos importantes efectos, la diferencia entre los conjuntos de datos proporciona un  $\chi^2/\text{NDF} = 73.6/17$ , equivalente a un nivel de confianza nivel de  $\text{CL} = 5.13 \times 10^{-7}\%$  y un efecto estadísticamente significativo, de  $5.84\sigma$ .

La fig. 5.1 indica que no sólo la interferencia difractiva, la región de inmersión y el posterior aumento en la tasa  $d\sigma/dt$  pueden llevar una señal de Odderon, sino también la llamada región de oscilación, donde la sección eficaz diferencial de  $pp$  se dobla por debajo del cono difractivo exponencial recto del resultado  $p\bar{p}$ .

Se puede ver en la fig. 5.1 que en la región de oscilación, la sección eficaz diferencial  $pp$  re-escalada difiere significativamente de la de las colisiones  $p\bar{p}$ . Se observa que la región de oscilación y las regiones de interferencia difractiva (caída y aumento), ambas parecen aportar una contribución importante. Las estimaciones de significancia estadística que se dan en a continuación se basan en una prueba  $\chi^2$  que incluye los errores estadísticos dependientes de  $|t|$  y los errores sistemáticos dependientes de  $|t|$  añadidos en cuadratura. Por lo tanto, los valores de  $\chi^2/\text{NDF}$  y significancia que se proporcionan sólo pueden considerarse como estimaciones. De hecho, aunque los errores sistemáticos dependientes de  $|t|$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV están casi totalmente correlacionados, la matriz de covarianza no está disponible públicamente al momento. Está claro que se espera que  $\chi^2$  aumente si se tiene en cuenta la matriz de covarianza, y este efecto aumentaría el desacuerdo entre las secciones eficaces diferenciales de  $p\bar{p}$  medidas y las de  $pp$  extrapoladas a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV.

Por lo tanto, esto indica que tenemos que considerar el método de re-escalamiento lo más conservador posible, que permita tener en cuenta los errores sistemáticos, estadísticos y los errores sistemáticos correlacionados dependientes de  $|t|$ , así como los errores sistemáticos correlacionados independientes de  $|t|$ .

## 5.1 Señales significativas de Odderon de las funciones de escala

En esta sección se estima una significancia preliminar de  $6.55\sigma$  para la señal del Odderon comparando las funciones de escala de  $H(x)$  de las colisiones  $pp$  y  $p\bar{p}$ .

Se encuentra una señal significativa de Odderon comparando las funciones de escalamiento  $H(x)$  de la sección eficaz diferencial de colisiones  $pp$  elásticas con  $\sqrt{s} = 7$  TeV con la de colisiones  $p\bar{p}$  con  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, como se indica en la fig. 5.3. La comparación se realiza de las dos formas posibles, comparando los datos de  $pp$  con los datos de  $p\bar{p}$ , y viceversa. La diferencia entre estos dos conjuntos de datos corresponde al menos a un  $\chi^2/\text{NDF} = 84.6/17$  dando lugar a un CL de  $5.8 \times 10^{-9}\%$  y a una  $6.55\sigma$  de significancia, obtenida con la ayuda de la ec. (4.9). El error de normalización global, independiente de  $|t|$ , del 14.4% en el conjunto de datos de D0 se cancela a partir de este  $H(x)$ .

Estos resultados se obtienen para el valor  $\sigma_{\text{el}} = 17.6 \pm 1.1$  mb de la sección eficaz elástica de  $p\bar{p}$  en  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, y para la interpolación lineal-exponencial en  $(x, H(x))$ . Los puntos más cercanos se conectaron con una gráfica lineal-exponencial, que corresponde a una recta en un gráfico lineal-logarítmico en  $(x, H(x))$ . Se han utilizado los valores publicados de las secciones eficaces diferenciales  $d\sigma/dt$ , el parámetro de pendiente nuclear  $B$  y el valor medido de la sección eficaz elástica  $\sigma_{\text{el}}$  para colisiones elásticas  $pp$  de 7 TeV. Para la sección eficaz elástica de las colisiones  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, se ha integrado numéricamente la sección eficaz diferencial con una aproximación exponencial a muy bajo  $|t|$  que proporciona un valor de  $\sigma_{\text{el}} = 20.2 \pm 1.4$  mb.

Se ha comprobado sistemáticamente el efecto de las variaciones en el método de interpolación pasando de la interpolación (lineal-exponencial) en  $(x, H(x))$  a una lineal-lineal, cambiando el valor de las colisiones elásticas  $p\bar{p}$  de el valor de la sección eficaz diferencial integrada numéricamente de  $\sigma_{\text{el}} = 20.2 \pm 1.4$  mb<sup>1</sup>, al valor de  $\sigma_{\text{el}} = 17.6 \pm 1.1$  mb, que corresponde a la tendencia publicada por el Grupo de Datos de Partículas (PDG) [116].

Los valores de entrada de la pendiente nuclear  $B$  y de la sección eficaz elástica  $\sigma_{\text{el}}$  se resumen en la Tabla 5.1, los resultados correspondientes se muestran en las Tablas 5.2, 5.3, 5.4 y 5.5.

Adicionalmente se ha cambiado la dirección de la proyección. Los resultados se resumen en la Tabla 5.2. Indican que la versión mejorada de la fig. 5.1 mostrada en el panel superior izquierdo de la fig. 5.3 y evaluada con la con la ayuda de la definición  $\chi^2$  mejorada de la ec. (4.9) corresponde a un caso conservador de observación de Odderon a  $\sqrt{s} = 7$  TeV, en datos de TOTEM y los datos a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV de D0. Este panel indica que la señal de Odderon se observa en esta comparación con una significancia preliminar, al menos de  $6.55\sigma$ , lo que indica la potencia del método de Odderon.

Se comprueba la solidez de este resultado para posibles variaciones de la definición de  $\chi^2$ . La consideración que más éxito ha tenido en la disminución de esta significancia fue relacionada con el hecho de que, a diferencia del método original de PHENIX [115], que fue elaborado para una comparación de teoría con datos, aquí se han comparado datos con datos. Por lo tanto, se adapta el método PHENIX en [115], desde una situación en la que había una función teórica sin errores comparada con datos con errores a una situación en la que se comparan dos conjuntos de datos y ambos tienen el mismo tipo de errores. Esto disminuyó ligeramente la importancia de la señal de Odderon, desde el valor preliminar de  $6.55\sigma$  al valor final de  $6.26\sigma$ . Esto aún permanece en el umbral de descubrimiento de  $5\sigma$ , por lo que las conclusiones serán de gran impacto.

Las figuras detalladas, que muestran las funciones  $\chi^2(\epsilon_b)$  para cada uno de estos casos se resumen en los paneles izquierdo y derecho de la fig. 5.2 para la comparación del conjunto de datos TOTEM de 7 TeV con el conjunto de datos D0 de 1.96 TeV. Cada gráfico indica un claro un mínimo casi cuadrático. Los valores de  $\chi^2$  en los mínimos se resumen en la Tabla 5.2, junto con otras características de significancia, como el nivel de confianza y la significancia en términos de variaciones estándar. Del mismo modo, las funciones  $\chi^2(\epsilon_b)$  para la comparación del conjunto de datos TOTEM de 2.76 TeV con el conjunto de datos D0 de 1.96 TeV se resumen en la fig. 5.4. Los valores de  $\chi^2$  en los mínimos se dan en la Tabla 5.3, junto con con otras características relevantes.

Como se resume en la fig. 5.3, una señal significativa de Odderon se encuentra en la comparación de las funciones de escala  $H^{pp}(x)$  (a  $\sqrt{s} = 7$  TeV) frente a  $H^{p\bar{p}}(x)$  (a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV). Las barras de error horizontales se indican mediante una línea horizontal debidamente escalada o “—” en el punto de datos. Los

<sup>1</sup>Este es un valor inusualmente grande, pero equivalente, dentro del error sistemático del 14.4%

$\sigma_{el}(\text{mb})$	Interpolación	Energías comparadas	$\chi^2$	NDF	CL[%]	Significancia (Odderon)
$17.6 \pm 1.1$	lin-exp	$7 \rightarrow 1.96 \text{ TeV}$	84.6	17	$5.8 \times 10^{-9}$	$6.55\sigma$
		$1.96 \rightarrow 7 \text{ TeV}$	289	65	$5.3 \times 10^{-28}$	$11.38\sigma$
	lin-lin	$7 \rightarrow 1.96 \text{ TeV}$	91.1	17	$3.8 \times 10^{-10}$	$6.94\sigma$
		$1.96 \rightarrow 7 \text{ TeV}$	314	65	$2.6 \times 10^{-32}$	$12.22\sigma$
$20.2 \pm 1.4$	lin-exp	$7 \rightarrow 1.96 \text{ TeV}$	90	17	$6.1 \times 10^{-10}$	$6.88\sigma$
		$1.96 \rightarrow 7 \text{ TeV}$	309	65	$1.9 \times 10^{-31}$	$12.05\sigma$
	lin-lin	$7 \rightarrow 1.96 \text{ TeV}$	96.2	17	$4.5 \times 10^{-11}$	$7.24\sigma$
		$1.96 \rightarrow 7 \text{ TeV}$	335	65	$5.4 \times 10^{-36}$	$12.89\sigma$

Tabla 5.2: Resumen de la señal significativa del Odderon en la comparación en un solo sentido de las funciones de escala  $H(x)$  de colisiones elásticas de  $pp$  a  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  medidas por el experimento TOTEM en el LHC, y colisiones elásticas de  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  medidas por el experimento D0 en el Tevatron. Para la proyección  $1.96 \rightarrow 7 \text{ TeV}$ , se obtienen niveles de confianza muy pequeños con  $\text{CL} < 10^{-27}\%$ , y debido a los diferentes errores de redondeo de los dos softwares (Root & Excel), se observan pequeñas e insignificantes desviaciones entre esta tabla y los valores más precisos indicados en la fig. 5.3. Esta tabla indica que la señal del Odderon se observa en esta comparación con al menos  $6.55\sigma$  de importancia.

$\sigma_{el}(\text{mb})$	Interpolación	Energías comparadas	$\chi^2$	NDF	CL[%]	Significancia (Odderon)
$17.6 \pm 1.1$	lin-exp	$2.76 \rightarrow 1.96 \text{ TeV}$	7.64	11	74.5	$0.33\sigma$
		$1.96 \rightarrow 2.76 \text{ TeV}$	20.30	27	81.8	$0.23\sigma$
	lin-lin	$2.76 \rightarrow 1.96 \text{ TeV}$	7.90	11	72.2	$0.36\sigma$
		$1.96 \rightarrow 2.76 \text{ TeV}$	24.50	27	60.2	$0.52\sigma$
$20.2 \pm 1.4$	lin-exp	$2.76 \rightarrow 1.96 \text{ TeV}$	3.85	11	97.4	$0.03\sigma$
		$1.96 \rightarrow 2.76 \text{ TeV}$	15.40	27	96.3	$0.05\sigma$
	lin-lin	$2.76 \rightarrow 1.96 \text{ TeV}$	4.32	11	96.0	$0.05\sigma$
		$1.96 \rightarrow 2.76 \text{ TeV}$	18.20	27	89.7	$0.13\sigma$

Tabla 5.3: Resumen de la búsqueda de una señal de Odderon en la comparación unidireccional de las funciones de escalamiento  $H(x)$  de colisiones  $pp$  a  $\sqrt{s} = 2.76 \text{ TeV}$  medidas por el experimento TOTEM en el LHC, y colisiones  $p\bar{p}$  elásticas a  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  medidas por el experimento D0 en el Tevatron

errores estadísticos (tipo A, fluctuantes punto a punto) se indican por el tamaño de las barras de error verticales ( $|$ ), mientras que las cajas sombreadas indican el tamaño de los errores (asimétricos) de tipo B (punto a punto variable, correlacionado). Los errores generales de normalización (independientes de  $|t|$ , errores de tipo C) se cancelan de las funciones de escala  $H(x)$ , ya que multiplican el numerador y el denominador de  $H(x)$  de la misma manera. El coeficiente de correlación de los errores sistemáticos dependientes de  $|t|$ ,  $\epsilon_b$ , se optimiza para minimizar el  $\chi^2$  basado en la ecuación (4.9), y los valores indicados en la fig. 5.3 corresponden a el mínimo de la  $\chi^2(\epsilon_b)$ . La ubicación de estos mínimos y los mejores valores de  $\epsilon_b$  dependen del dominio en  $x$  o del rango de  $x$  desde el que se suman las contribuciones a la  $\chi^2(\epsilon_b)$ . Estos valores de  $\chi^2$ , así como los números de grados de libertad (NDF) y los correspondientes niveles de confianza (CL) se indican en ambos paneles de la fig. 5.3, para ambas proyecciones. Las funciones  $\chi^2(\epsilon_b)$  se resumen en la fig. 5.2. La proyección  $7 \text{ TeV} \rightarrow 1.96 \text{ TeV}$  tiene una significancia estadística preliminar de  $6.55\sigma$  de una señal Odderon, lo que corresponde a un  $\chi^2/\text{NDF} = 84.6/17$  y  $\text{CL} = 5.78 \times 10^{-9}\%$ .

La figura 5.3 ilustra algunos de los resultados de nuestros estudios sistemáticos en cuatro paneles diferentes que se describen a continuación. El panel superior izquierdo de esta figura utiliza una interpolación lineal-exponencial en el plano  $(x, H(x))$  y utiliza el valor de  $17.6 \pm 1.1 \text{ mb}$  para la sección eficaz elástica  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ . Este caso da la menor significancia ( $6.55\sigma$ ) para la observación de Odderon de entre los posibles casos que hemos considerado en la fig. 5.3. El panel superior derecho es similar pero para una interpolación lineal en  $(x, H(x))$ . El panel inferior izquierdo es similar al panel superior izquierdo, pero ahora utilizando  $20.2 \pm 1.4 \text{ mb}$

$\sigma_{el}(\text{mb})$	interpolación	Energías comparadas	$\chi^2$	NDF	CL[%]	Significancia (Odderon)
$17.6 \pm 1.1$	lin-exp	$7 \leftrightarrow 1.96$ TeV	373.6	82	$8.3 \times 10^{-37}$	$13.03\sigma$
	lin-lin	$7 \leftrightarrow 1.96$ TeV	405.1	82	$3 \times 10^{-42}$	$13.95\sigma$
$20.2 \pm 1.4$	lin-exp	$7 \leftrightarrow 1.96$ TeV	399	82	$3.5 \times 10^{-41}$	$13.78\sigma$
	lin-lin	$7 \leftrightarrow 1.96$ TeV	431.2	82	$7.7 \times 10^{-47}$	$14.69\sigma$

Tabla 5.4: Resumen de la búsqueda de una señal Odderon en la comparación de dos vías, para la significancia de una señal Odderon en la comparación de las funciones de escalamiento  $H(x)$  de colisiones  $pp$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV medidas por el experimento TOTEM en el LHC, y colisiones  $p\bar{p}$  elásticas a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, medidas por el experimento D0 en el Tevatrón. Esta tabla indica que la señal de Odderon se observa con al menos una significancia de  $13\sigma$ , cuando se combinan ambas proyecciones de la tabla anterior 5.2, sumando los valores de  $\chi^2$  y de NDF de ambas direcciones de las comparaciones. Estos resultados son notablemente estables con respecto a la elección de la sección eficaz elástica integrada desconocida a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, y también con respecto a la elección de las interpolaciones linear-exponenciales o lineales. Esto indica efectivamente que la importancia combinada del descubrimiento de Odderon es al menos un efecto de  $13\sigma$

$\sigma_{el}(\text{mb})$	interpolación	Energías comparadas	$\chi^2$	NDF	CL[%]	Significancia (Odderon)
$17.6 \pm 1.1$	lin-exp	$2.76 \leftrightarrow 1.96$ TeV	27.9	38	88.4	$0.15\sigma$
	lin-lin	$2.76 \leftrightarrow 1.96$ TeV	32.4	38	72.6	$0.35\sigma$
$20.2 \pm 1.4$	lin-exp	$2.76 \leftrightarrow 1.96$ TeV	19.3	38	99.5	$0.01\sigma$
	lin-lin	$2.76 \leftrightarrow 1.96$ TeV	22.5	38	97.8	$0.03\sigma$

Tabla 5.5: Resumen de la búsqueda de una señal de Odderon en la comparación bidireccional de las funciones de escalamiento  $H(x)$  en colisiones  $pp$  a  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV, medidas por el experimento TOTEM en el LHC, y colisiones  $p\bar{p}$  elásticas a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, medidas por el experimento D0 en el Tevatrón. El valor más bajo de significancia en esta comparación es de  $0.01\sigma$ , lo que significa que las funciones de escalamiento  $H(x)$  de 1.96 TeV ( $p\bar{p}$ ) y 2.76 TeV ( $pp$ ) son casi iguales dentro de los errores. El nivel de diferencia máxima es mucho menor que un efecto de  $3\sigma$  que no alcanza la significancia estadística de un efecto de descubrimiento en esta comparación.

para la sección eficaz elástica  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV y utilizando también una interpolación lineal-exponencial en  $(x, H(x))$ . El panel inferior derecho es similar al panel inferior izquierdo, pero utilizando un método de interpolación lineal-lineal.

Los resultados de los estudios de escalamiento para una comparación de colisiones  $pp$  elásticas a  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV, medidas por el experimento TOTEM en el LHC [10] con el de las colisiones  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, medidas por D0 en el Tevatron [14] se resumen en las Figs. 5.4 y 5.5. El panel superior izquierdo de la Fig 5.5 utiliza  $\sigma_{el} = 17.6 \pm 1.1$  mb y un método de interpolación lineal-exponencial en  $(x, H(x))$ . El panel superior derecho es el mismo que el panel superior izquierdo, pero para una interpolación lineal-exponencial en  $(x, H(x))$ . El panel inferior izquierdo es casi igual que el panel superior derecho, pero para una interpolación lineal en  $(x, H(x))$ , pero para  $\sigma_{el} = 20.2 \pm 1.4$  mb. El panel inferior derecho es el mismo que el panel inferior izquierdo, pero para una interpolación lineal en  $(x, H(x))$ . Ninguna de estas comparaciones muestra una diferencia significativa entre la función de escala de  $H(x)$  de las colisiones  $pp$  elásticas a  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV en comparación con la de las colisiones  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Parece que la razón principal de esta falta de significancia es la limitación de aceptación del conjunto de datos TOTEM en  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV, que se extiende hasta  $x = -tB \approx 13$ , en contraste con la aceptación de la medida TOTEM a 7 TeV que se extiende hasta  $x = -tB \approx 20$ . Se ha comprobado esto limitando el conjunto de datos de 7 TeV también a la misma región de aceptación de  $4.4 < -Bt < 12.7$  que la del conjunto de datos de 2.76 TeV. Esta limitación artificial ha dado lugar a una profunda pérdida de significancia, hasta  $\chi^2/\text{NDF} = 25.7/11$ , que corresponde a un CL = 0.71% y a una desviación en el nivel de  $2.69\sigma$  sólo en el nivel. Este resultado indica que si limitamos la aceptación de la medida TOTEM de 7 TeV a la aceptación de la medida de TOTEM de 2.76 TeV, la significancia de la observación del Odderon disminuye muy por debajo del umbral de descubrimiento de  $5\sigma$ . Este resultado puede entenderse si consideramos que

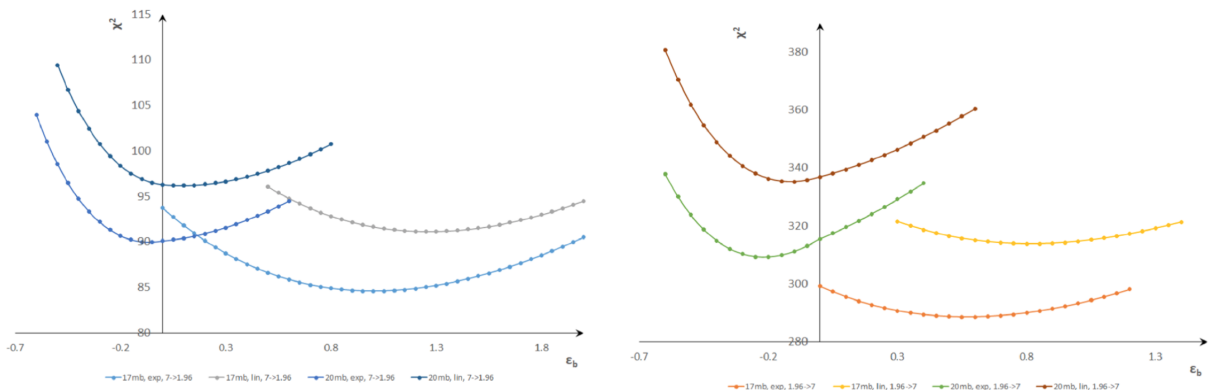


Figura 5.2: Dependencia de  $\chi^2$  del coeficiente de los errores sistemáticos correlacionados pero variables punto a punto,  $\epsilon_b$ , para la comparación de las funciones de escala  $H(x)$  de colisiones  $p\bar{p}$  elásticas a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV con la de colisiones  $pp$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Se muestran cada uno de los cuatro casos juntos correspondientes a la dirección de la proyección. El panel izquierdo indica los resultados de la proyección de  $1.96 \rightarrow 7$  TeV. El panel derecho indica los resultados de la proyección de  $7 \rightarrow 1.96$  TeV. En ambos casos indican cuatro curvas  $\chi^2(\epsilon_b)$  correspondientes a la elección de interpolaciones lineal-lineal o lineal-exponencial en  $(x, H(x))$ , así como a la elección de la sección eficaz elástica de  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV ( $20.2 \pm 1.4$  mb frente a  $17.6 \pm 1.1$  mb). Se observa una estructura parabólica en cada caso con un claro mínimo, y la calidad del ajuste correspondiente a estos mínimos en  $\epsilon_b$  se se resume en la Tabla 5.2.

el máximo difractivo (“bump”) se localiza, si la escala  $H(x)$  es válida, en  $x \approx 13$ , que es muy cercano, pero está ligeramente por encima del valor del límite superior de  $x_{\text{max}}x = 12.7$  de la aceptación en  $x$  de los datos de TOTEM de [10]. La fig. 4.1 indica que, efectivamente, la localización precisa de el máximo difractivo no puede determinarse a partir de estos datos de TOTEM, puede estar justo cerca del límite superior de la TOTEM en  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV.

## 5.2 Comprobaciones cruzadas

En esta sección, resumimos algunas de las comprobaciones más importantes que se han expuesto.

Se ha comprobado lo que ocurre si se re-escala la sección eficaz diferencial de la dispersión elástica  $pp$  desde la energía ISR más baja de  $\sqrt{s} = 23.5$  GeV a la energía ISR superior de  $\sqrt{s} = 62.5$  GeV. Como puede esperarse basándose en la igualdad aproximada de todas las funciones de escalamiento  $H(x)$  en las energías ISR como se indica en el panel izquierdo de la fig. 4.6, los datos re-escalados de 23.5 GeV  $pp$  coinciden con los datos medidos de 62.5 GeV  $pp$ . El resultado  $\chi^2/\text{NDF} = 111/100$  corresponde a un CL = 21.3%, o una falta de diferencia significativa, un efecto de  $1.3\sigma$ . Dentro de los errores, el análisis cuantitativo indica que los dos conjuntos de datos a las energías ISR de 23.5 y 62.5 GeV corresponden a la misma función de escala de  $H(x)$ , pero con posibles pequeñas desviaciones en una pequeña región  $x$  alrededor de la posición de inmersión. Esto indica que el método que aplicamos para extrapolar los conjuntos de datos de 2.76 y 7 TeV a energías más bajas satisfizo las comprobaciones cruzadas en las energías de ISR.

Se ha validado el método PHENIX [115] implementado en la forma de la definición  $\chi^2$  de la ec. (4.9) para la diagonalización de la matriz de covarianza en los ajustes a los datos  $\sqrt{s} = 13$  TeV TOTEM [9]. Este método PHENIX dio como resultado, dentro de una desviación estándar, el mismo mínimo, y por tanto las mismas significancias estadísticas que el uso de la matriz de covarianza completa en colisiones  $pp$  elásticas de  $\sqrt{s} = 13$  TeV. En las energías más bajas del LHC de  $\sqrt{s} = 2.76$  y 7 TeV, debido a la falta de información disponible públicamente sobre la matriz de covarianza, sólo el método PHENIX de la Ref. [115] estaba disponible para el

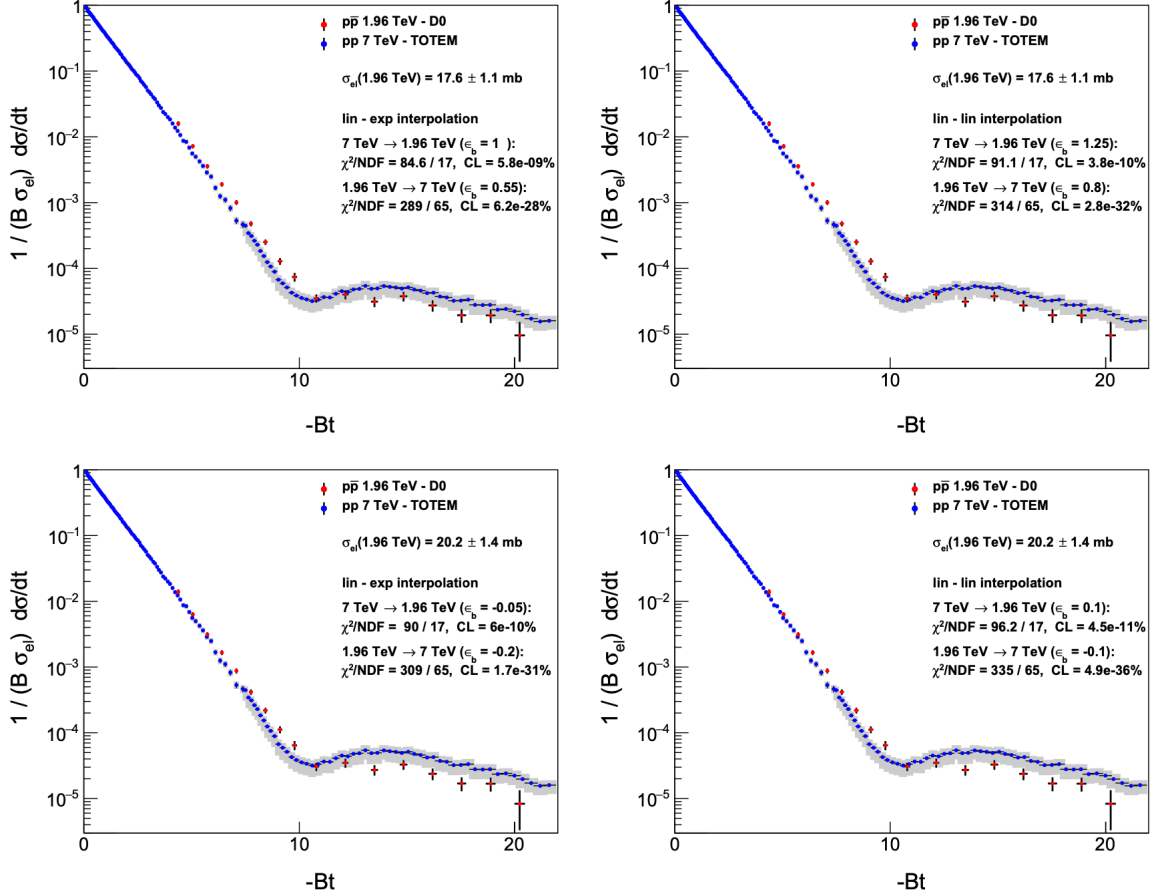


Figura 5.3: Odderon en la comparación de las funciones de escalamiento  $H(x)$  en colisiones  $pp$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV, medidas por el experimento TOTEM en el LHC [33, 114], y en colisiones elásticas de  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV medidas por el experimento D0 en el Tevatron [14]. Los resultados de esta observación de señales de Odderon se indican en los gráficos, donde el CL se evalúa sin el redondeo de los valores de  $\chi^2$  al nivel de precisión impreso. Los valores redondeados de  $\chi^2$  y los correspondientes CL se resumen en la Tabla 5.2. Panel superior izquierdo: Esta comparación utiliza  $17.6 \pm 1.1$  mb para la sección eficaz elástica  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, y técnica de interpolación lineal-exponencial en  $(x, H(x))$ . Esto corresponde a la menor diferencia entre los dos conjuntos de datos. Panel superior derecho: Igual que el panel superior izquierdo, pero para las interpolaciones lineal-lineal en las direcciones horizontal y vertical. Para estas interpolaciones, los puntos de datos más cercanos se conectan con líneas que corresponden a una línea recta en un gráfico lineal. Panel inferior izquierdo: Igual que el panel superior izquierdo pero ahora utilizando  $20.2 \pm 1.4$  mb para la sección eficaz elástica  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Panel inferior derecho: Igual que el panel inferior izquierdo pero utilizando un método de interpolación lineal-lineal.

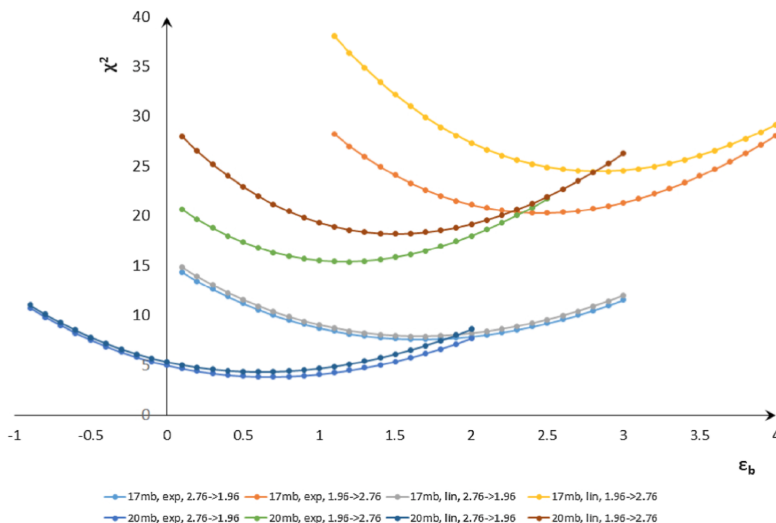


Figura 5.4: Dependencia de  $\chi^2$  del coeficiente de los errores sistemáticos correlacionados que varían de punto a punto,  $\epsilon_b$ , para la comparación de las  $H(x)^{pp}$  con  $H(x)^{p\bar{p}}$ . Se muestran los ocho casos juntos correspondientes a la elección de interpolaciones lineales-lineales o lineales-exponenciales en  $H(x)$ , a una elección diferente de la sección eficaz elástica de las colisiones  $p\bar{p}$  en  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV ( $20.2 \pm 1.4$  mb frente a  $17.6 \pm 1.1$  mb), y a la dirección de la proyección ( $1.96 \rightarrow 2.76$  TeV, o  $2.76$  TeV  $\rightarrow 1.96$  TeV). Una clara estructura parabólica en cada caso y la calidad de ajuste de los resultados que pertenecen a estos mínimos en  $\epsilon_b$  se resume en la Tabla 5.3.

análisis de significancia final.

También se ha explorado la razón principal de la observación de una señal significativa del Odderon en la comparación de las funciones de escala de  $H(x)$  de colisiones  $pp$  elásticas a  $\sqrt{s} = 7$  TeV con la de las colisiones  $p\bar{p}$  elásticas a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV.

La cuestión es intrigante; ya que no se ha encontrado diferencia significativa entre las funciones de escala de  $H(x)$  de las colisiones elásticas  $pp$  a  $\sqrt{s} = 2.76$  y  $7$  TeV. Al mismo tiempo, la comparación del conjunto de datos  $pp$  de  $2.76$  TeV con el conjunto de datos  $p\bar{p}$  de  $1.96$  TeV no indica un efecto del Odderon significativo. La señal de Odderon desaparece de la comparación de los conjuntos de datos de  $pp$  de  $7$  TeV y  $p\bar{p}$  de  $1.96$  TeV si limitamos el efecto de Odderon a los conjuntos de datos de  $p\bar{p}$ . Si limitamos la aceptación del conjunto de datos de  $7$  TeV a la aceptación en  $x = -tB$  como la del conjunto de datos  $pp$  de  $2.76$  TeV: la importancia de la observación de Odderon disminuye de un efecto de descubrimiento de al menos  $6.26 \sigma$ , a un nivel de concordancia de  $2.69\sigma$ . Consistente con una señal de la contribución del Odderon [16].

La Tabla 5.4 resume la búsqueda de una señal de Odderon en la comparación de las funciones de escala de  $H(x)$  de colisiones  $pp$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV y colisiones  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Aplicando este método se observa la señal Odderon con al menos una significancia de  $13\sigma$ , cuando se combinan ambas proyecciones de la Tabla 5.2, sumando los valores de  $\chi^2$  y de NDF de ambas direcciones de las comparaciones.

### 5.3 Comentarios

Se han explorado las propiedades de escalamiento de las secciones eficaces elásticas diferenciales a varias energías, desde la ISR hasta hasta la energía más alta del LHC. Las propuestas anteriores para las funciones de escalamiento  $F(y)$  y  $G(z)$  fueron útiles para explorar si la dispersión elástica de protones en el rango de energía del LHC está cerca del límite del disco negro o no. Después de investigar varias posibles variables de escala adimensionales y candidatas a funciones de escala, para buscar violaciones de escala en el rango cinemático bajo

$|t|$ , correspondiente al cono de difracción, es aconsejable escalar todos los conos difractivos a la misma función de escala adimensional,  $H(x) \approx \exp(-x)$ .

Esta función puede obtenerse como la sección eficaz diferencial normalizada a su valor en el punto óptico  $x = -tB = 0$ , que para distribuciones casi exponenciales es igual a la sección eficaz elástica  $\sigma_{\text{el}}$  multiplicada por el parámetro de pendiente  $B$ . Ambas son fácilmente medibles en colisiones elásticas  $pp$  y  $p\bar{p}$ , mientras que otras variables de escala pueden depender de los valores de,  $t_{\text{dip}}$ , la localización del mínimo difractivo. Este último, sin embargo, no es fácilmente accesible ni en las colisiones elásticas  $p\bar{p}$  (donde no hay una caída significativa) ni en la sección eficaz elástica  $pp$  limitada por la aceptación (donde el dip puede estar situado fuera del rango de aceptación del experimento para ese conjunto de datos en particular).

La función de escala  $H(x)$  de la dispersión elástica protón-(anti)protón transforma la dependencia energética de la pendiente elástica  $B_{\text{el}}(s)$  y la sección eficaz elástica  $\sigma_{\text{el}}(s)$ , y debido a la relación  $[1 + \rho_0^2(s)]\sigma_{\text{tot}}^2(s) = 16\pi\sigma_{\text{el}}(s)$  también escalan una combinación de las secciones eficaces totales y la relación real-imaginaria. Como se discutió anteriormente, para las amplitudes de dispersión analíticas y para las secciones eficaces diferenciales que comienzan con un cono difractivo en valores bajos de  $x = -tB$  la función de escalamiento tendrá una forma universal,  $H(x) \approx \exp(-x)$ . El precio de la eliminación de estas dependencias triviales de la función de escala se paga con un dominio de validez dependiente de  $s$  validez dependiente de  $s$ ,  $x_{\text{max}}(s)$  que se encuentra típicamente por encima de la posición de la región de interferencia difractiva. Sin observaciones experimentales directas, o sin cálculos teóricos dependientes del modelo, no es posible determinar de forma independiente del modelo esta función  $x_{\text{max}}(s)$ , el límite superior dependiente de  $s$  del dominio de validez de esta función de escala  $H(x)$ .

Las figuras 5.1 y 5.3 indican claramente una componente de cruce-impar de la amplitud de dispersión elástica. En la escala de energía de  $\sim 2$  TeV donde las contribuciones de Reggeon a la amplitud de dispersión son suprimidas por sus decaimientos de ley de potencia, esto es aparentemente un claro efecto Odderon, una diferencia característica en la forma de la función de escala de la dispersión elástica entre colisiones  $pp$  y  $p\bar{p}$  a energías logarítmicamente similares de 7 y 1.96 TeV, respectivamente.

Los efectos debidos a la diferencia inducida por la energía entre conjuntos de datos de TOTEM y D0 pueden ser estimados por la falta de cambio de la función de escala  $H(x)$  para la dispersión de  $pp$  entre 2.76 TeV y 7 TeV, dentro de los errores estadísticos de estos conjuntos de datos de TOTEM. Sin embargo, la función de escalamiento  $H(x)$  de la dispersión elástica de  $pp$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV es significativamente diferente del resultado correspondiente de la dispersión elástica de  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Estas diferencias cualitativas y cuantitativas, en primer lugar, aparecen muy por debajo del mínimo difractivo de la dispersión elástica en colisiones  $pp$ , es decir, la función  $H(x)$  para colisiones  $pp$  indica un fuerte efecto de “oscilación” o disminución más rápida que la exponencial, antes de desarrollar un patrón de interferencia característico consistente en un mínimo difractivo y un máximo posterior. Por el contrario, los datos de D0 de la dispersión elástica de  $p\bar{p}$  presentan una disminución exponencial sin estructura que a su vez cambia a una estructura en forma de meseta o de hombro a valores más altos de la variable de escala  $x$ . No se observa una indicación clara de un máximo difractivo en los datos de dispersión elástica de  $p\bar{p}$ . [14], mientras que los conjuntos de datos TOTEM en cada una de las energías del LHC de 2.76, 7 y 13 TeV indican claramente un mínimo difractivo seguido de una parte creciente de la sección eficaz diferencial antes de que se alcance el límite de aceptación de TOTEM, respectivamente [9, 10, 114].

Estas diferencias cualitativas y cuantitativas entre las funciones de escala  $H(x)$  de las dispersiones elásticas  $pp$  y  $p\bar{p}$  proporcionan una evidencia clara y estadísticamente significativa para un componente de cruce-impar en la amplitud de dispersión en el rango de energía de TeV. Esto corresponde a la observación del intercambio de Odderon en el canal  $t$  de la dispersión elástica. En este contexto, el Odderon es una componente de cruce-impar de la amplitud de la dispersión elástica  $pp$  y  $p\bar{p}$ , que sigue siendo significativa incluso en el límite de valores grandes de  $s$ . En la fenomenología de Regge, el Odderon es una trayectoria que en  $J = 1$  contiene un  $J^{PC} = 1^{--}$  glueball vectorial, así como otros estados de glueball con mayor momento angular. Por lo tanto, una de las implicaciones de los resultados es que no sólo uno sino varios estados de glueball deberían existir en la Naturaleza [117].

La aceptación actual de TOTEM (el extremo superior del último bin de los datos TOTEM publicados) termina en  $-tB \approx 13$  a  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV. Este valor casi coincide con la posición del crecimiento (*bump*) de la función de escalamiento  $H(x)$ . Parece que la inclusión, de al menos un punto de D0, a la comparación de las funciones de escalamiento  $H(x)$  de los datos  $pp$  y  $p\bar{p}$  por encima de la posición de la protuberancia  $x = 13$  es

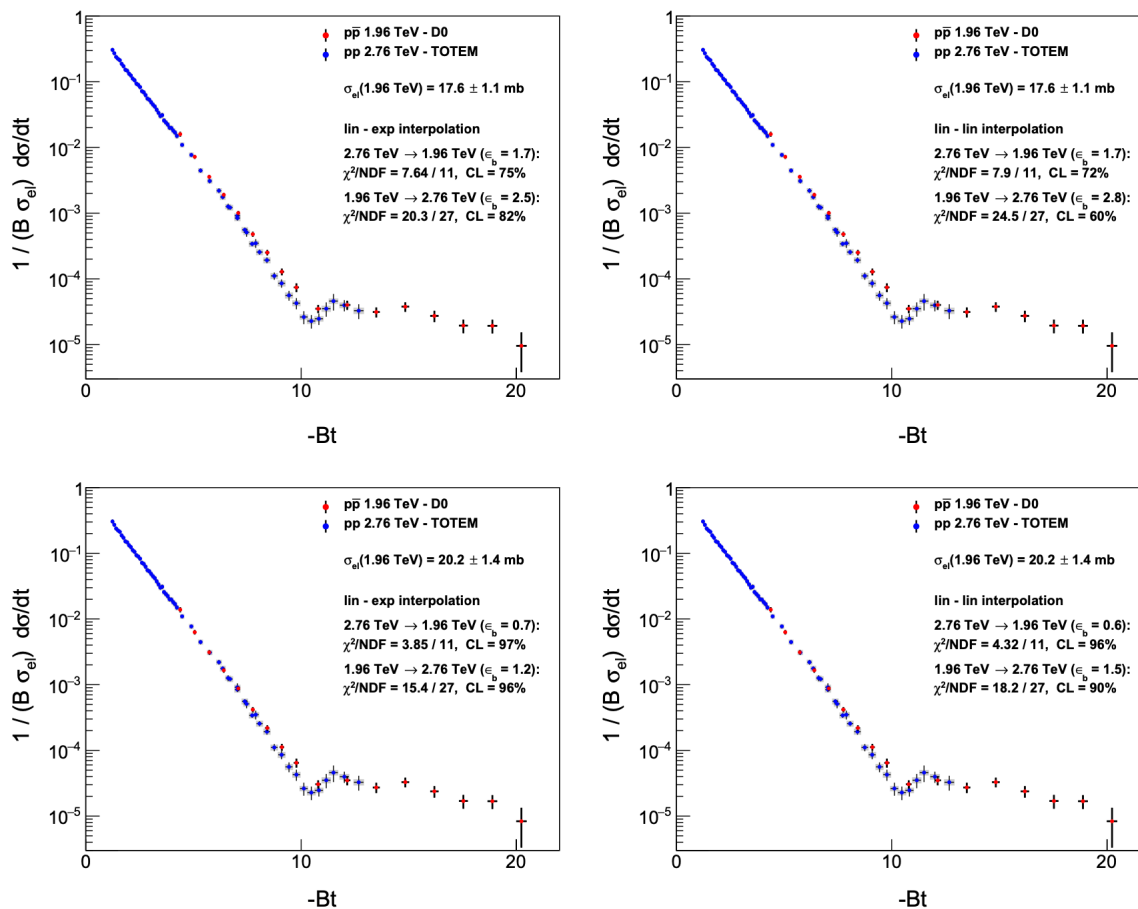


Figura 5.5: Ausencia de una señal significativa de Odderon en la comparación de las funciones de escala de  $H(x)$  de la sección eficaz diferencial de colisiones elásticas  $pp$  elásticas con  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV, medidas por el TOTEM [10], con la de colisiones  $p\bar{p}$  con  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, medida por D0 [14]. El coeficiente de correlación de los errores sistemáticos dependientes de  $|t|$  b, se optimiza para minimizar el  $\chi^2$  basado en la ec. (4.9), y el valor indicado en el gráfico corresponde al mínimo de  $\chi^2(b)$ . Los resultados de nuestro Odderon se resumen en la Tabla 3. Véase también la Tabla 5 para un resumen de los resultados de las comparaciones bidireccionales de estas funciones de escala  $H(x)$ . Panel superior izquierdo: Utilizando  $\sigma_{el} = 17.6 \pm 1.7$  mb y un método de interpolación lineal-exponencial. Panel superior derecho: Igual que el panel superior izquierdo pero para una interpolación lineal-lineal en  $(x, H(x))$ . Panel inferior izquierdo: Igual que el panel superior izquierdo, pero para una interpolación lineal en  $(x, H(x))$ . panel superior izquierdo pero para  $\sigma_{el} = 20.2 \pm 1.4$  mb. Panel inferior derecho: Igual que el panel inferior izquierdo pero para una interpolación lineal-lineal en  $(x, H(x))$ .

suficiente para alcanzar una significancia de al menos  $5\sigma$  para el Odderon.

Los nuevos datos de dispersión elástica de  $pp$  alrededor de  $\sqrt{s} \approx 4-5$  TeV podrían ser especialmente útiles para determinar con mayor precisión de cualquier posible dependencia residual de estos efectos del Odderon como función de  $\sqrt{s}$ .

## 5.4 Resultados modelo-dependientes

El límite superior del dominio de validez de la escala  $H(x)$ , el  $x_{\max}(s)$  como función de  $s$  no puede determinarse de forma independiente del modelo, sino que deben tomarse extrapolaciones entre diferentes puntos medidos, o bien partir de cálculos teóricos dependientes de modelo. Uno de los rasgos más interesantes y característicos de la dispersión elástica  $pp$  a energías de TeV es la presencia de un único mínimo y máximo difractivo en los datos experimentales de la sección eficaz diferencial de la dispersión elástica  $pp$  a energías de TeV. En términos de la teoría de difracción múltiple se obtiene un único mínimo difractivo si las estructuras de dispersión tienen una estructura interna de dos componentes [118]. El modelo que hemos utilizado para la evaluación de  $x_{\max}(s)$  se basa en [70, 107, 108], donde se supone que el protón tiene una estructura de quarks-diquarks,  $p = (q, d)$  y en una variante de esta imagen, el diquark se resuelve además como una estructura correlacionada  $d = (q, q)$ , correspondiente a  $p = (q, (q, q))$ . Este escenario da demasiados mínimos de difracción en la aceptación experimental, por lo que puede excluirse [65]. Así, los resultados dependientes del modelo revelan los tamaños efectivos de los quarks y diquarks constituyentes (vestidos) quarks y diquarks dentro de los protones.

En cuanto a los tamaños de los quarks y diquarks, observemos que los valores están en acuerdo cualitativo con los obtenidos primero por Bialas y Bzdak [70, 107, 108] en las energías del ISR. Ya en esos artículos, la energía de enlace del diquark era insignificante y correspondía a la relación de masa de los quarks a los diquarks que es de 1:2. En el modelo, esta relación de masas se refleja en un valor fijo para el parámetro  $\lambda = 12$ , que determina la ubicación del centro de masa respecto al centro del protón. El movimiento correlacionado del quark y el diquark proporciona una importante contribución a la descripción de la sección eficaz diferencial de la dispersión elástica en colisiones  $pp$ , ya que el modelo  $p = (q, q, q)$  de tres quarks no correlacionados dentro del protón está en desacuerdo con los datos experimentales.

El tamaño y la existencia de los diquarks es una controversia bien conocida en la literatura, relacionada con la interpretación de los diquarks. Se teoriza que los diquarks no deberían considerarse como partículas. Aunque pueden contener dos quarks correlacionados, no son de color neutro y, por tanto, no pueden existir como estados ligados aislados. Así que en su lugar tienden a flotar libremente dentro de los protones como entidades compuestas; Mientras flotan libremente tienen un tamaño del orden de  $1 \text{ fm}^2$ . Otros teóricos que analizan la dispersión elástica  $pp$  en el rango de energía de  $\sqrt{s} = 23.5-62.5$  GeV sugieren que el tamaño del diquark es mucho menor en comparación con el tamaño de los protones [119].

Otros resultados sugieren [22], como se sugiere en el trabajo de licencitatura, que dentro de los protones, la subestructura aumenta de tamaño escalando con la energía del centro de masa de la colisión. Así que parte de la diferencia del tamaño del diquark mostrado y los tamaños obtenidos en [119] pueden deberse a la diferencia del rango de energía investigado,  $\sqrt{s} = 23.5-62.5$  GeV frente a la escala de energía de TeV. Otra parte de estas diferencias cuantitativas puede ser debido al nivel más preciso, cuantitativo y estadísticamente significativo en el nivel de descripción de los datos que se presentan. La comparación de los tamaños de los diquarks es una cuestión cuantitativa, y es difícil hacer una comparación cuantitativa con modelos fenomenológicos, sin pretender una descripción de los datos a nivel estadísticamente aceptable y significativo.

---

<sup>2</sup>1 fm es el tamaño promedio del protón que se reporta en la literatura



# Capítulo 6

## Conclusiones

Se ha introducido directamente una nueva función de escala  $H(x)$  de la dispersión elástica protón-(anti)protón. Esta función de escala transforma los factores triviales dependientes de la energía, y en particular, los efectos debidos a las dependencias de  $s$  que provienen de la pendiente elástica  $B(s)$ , de la relación real-imaginaria  $\rho_0(s)$ , así como de las secciones eficaces total y elástica,  $\sigma_{\text{tot}}(s)$  y  $\sigma_{\text{el}}(s)$ , respectivamente. En el análisis numérico de los datos TOTEM publicados, la función  $H(x)$  se observa a partir de una comparación de los datos de dispersión elástica de  $pp$  a  $\sqrt{s} = 2.76$  y  $7$  TeV, sin supuestos teóricos. Los datos preliminares de TOTEM a  $\sqrt{s} = 8$  TeV están también en el límite de escala, sin embargo, los datos TOTEM publicados a  $\sqrt{s} = 13$  TeV indican violaciones significativas de este nuevo escalamiento. El trasfondo teórico de esta ley de escalamiento es simple y directo en el cono de difracción, donde  $H(x) \approx \exp(-x)$ , como se detalla en la Sec. 3.2.3. Sin embargo, el rango de validez de este escalamiento se extiende mucho más allá del cono de difracción ya en energías ISR, como se muestra en la fig. 3.2. Una derivación teórica directa para las funciones de escalamiento no exponenciales  $H(x)$  no exponencial se presentó en la Sec. 3.2.4.

Al comparar la función de escalamiento  $H(x)$  de la sección eficaz diferencial de colisiones  $pp$  elásticas a  $\sqrt{s} = 2.76$  y  $7$  TeV, no se encontraron diferencias cualitativas. En las energías ISR, en una región de energía limitada de  $23.5 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 62.5 \text{ GeV}$ , las curvas de escala de  $H(x)$  son aproximadamente independientes de  $s$ , con una posible pequeña violación de la escala en la región del mínimo difractivo.

Esta falta de evolución energética de la función de escala  $H(x)$  de las colisiones  $pp$ , incluso fuera del cono de difracción contrasta cualitativamente con la evolución de las funciones de escala de  $H(x)$  de las colisiones  $p\bar{p}$  a energías de  $\sqrt{s} = 0.546\text{-}1.96$  TeV, donde se observa una evolución cualitativa y significativa de la energía en el rango cinemático  $x = -tB > 8$  para todas las energías contempladas. De este modo, se encuentra una diferencia cualitativa entre las colisiones elásticas  $pp$  y  $p\bar{p}$  en términos de sus funciones de escala  $H(x, s)$ : estas funciones no son independientes de  $s$  fuera del cono de difracción para las colisiones  $p\bar{p}$ , mientras que son aproximadamente independientes de  $s$  en las colisiones elásticas  $pp$  incluso fuera del cono de difracción.

Esta falta de evolución energética de la función de escalamiento de  $H(x)$  de las colisiones  $pp$ , como propiedad de los datos en el rango de energía de unos pocos TeV proporciona una fuerte restricción en la construcción de modelos. Varios modelos simples, como la amplitud eikonal de simple de intercambio de un Pomeron conducen a la violación de dicho escalamiento  $H(x)$ . Se deduce que en el rango de energía de unos pocos TeV, donde el escalamiento  $H(x)$  es válido, el intercambio de un Pomeron no puede ser la única contribución a la amplitud de dispersión.

Por tanto, se trata de cuantificar esta señal cualitativa de Odderon, para determinar si es estadísticamente significativa, o no.

Las figuras 5.1 y 5.3 ilustran claramente una diferencia cualitativa y cuantitativa entre las propiedades de escalamiento de las colisiones elásticas  $pp$  y  $p\bar{p}$ , correspondientes a una componente de cruce-impar de la amplitud de dispersión elástica en la escala de energía de TeV. Como en esta región cinemática las contribuciones de Reggeon a la amplitud de dispersión están suprimidas por sus decaimientos como una ley de potencia, una

diferencia característica significativa entre las funciones de escala  $H(x)$  de las colisiones elásticas  $pp$  y  $p\bar{p}$  a las energías logarítmicamente similares de 7, 2.76 y 1.96 TeV es un claro efecto Odderon, porque las dependencias energéticas triviales de  $\sigma_{el}(s)$  y  $B(s)$ , así como la de  $(1 + \rho_0^2(s))\sigma_{tot}^2(s)$  se eliminan de  $H(x)$  por definición.

Una comparación en la fig. 5.3 indica una diferencia significativa entre el conjunto de datos  $pp$  re-escalados de 7 TeV con los correspondientes datos  $p\bar{p}$  medidos a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Los datos de D0 y TOTEM analizados, junto con con la independencia energética verificada de la función de escalamiento  $H(x)$  en el rango de energía de  $\sqrt{s} = 2.76-7$  TeV suponen un cierre de la brecha energética entre 2.76 y 1.96 TeV de manera independiente del modelo, tanto como sea razonablemente posible sin una medición directa, siempre que la escala  $H(x)$  sea válida para la dispersión de colisiones  $pp$  en el rango cinemático, donde D0 mide la sección eficaz diferencial de la dispersión elástica de  $p\bar{p}$  en  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV.

Para determinar de dónde proceden las contribuciones importantes a esta señal, hemos dividido el  $0 < x \leq 20.2$  rango cinemático de aceptación en cuatro regiones, el cono difractivo, la oscilación, la interferencia difractiva y la cola, correspondientes a  $0 < x \leq 5.1$ ,  $5.1 < x \leq 8.4$ ,  $8.4 < x \leq 13.5$  y  $13.5 < x \leq 20.2$ , respectivamente, con 2 puntos de D0 asociados al cono difractivo, y 5-5 puntos en cada una de las tres restantes regiones.

Se muestra que el error tipo B, dependiente del punto pero con correlación global de errores y su coeficiente de correlación juega un papel importante en este análisis y que el mejor valor del coeficiente de correlación depende del rango de  $x$ . Esto significa que desplazando localmente los puntos de datos hacia arriba o hacia abajo en un intervalo específico se puede mejorar la concordancia entre las mediciones de  $pp$  y  $p\bar{p}$  en ese intervalo concreto. Se han realizado las optimizaciones dependientes del intervalo y se ha encontrado que las contribuciones optimizadas localmente de la oscilación y de la cola no son tan importantes como las contribuciones de la región de interferencia difractiva, que incluye el mínimo y el máximo difractivo.

La segunda contribución más importante proviene de la región de oscilación, donde la función de escala de  $H(x)$  para las colisiones  $pp$  elásticas se dobla por debajo de la exponencial. Si consideramos que las interpolaciones necesarias para comparar las funciones de escalamiento  $H(x)$  de forma independiente del modelo a diferentes energías se comportan como curvas teóricas (es decir, tienen un solo tipo de error) entonces se obtiene la significancia de al menos  $6.55\sigma$ . Esta importancia disminuye aún más a  $6.26\sigma$  si consideramos que estas líneas de interpolación no tienen errores de tipo teórico sino tanto de tipo A como de tipo B, punto a punto fluctuante y punto a punto correlacionado contando errores experimentales sistemáticos también. La única manera de disminuir la importancia de la señal de Odderon es limitar el rango cinemático de la comparación a rangos cada vez más estrechos rangos en  $x = -tB$ .

Destaquemos, en aras de la exhaustividad, que encontramos una interesante jerarquía de significados.

Basándose en consideraciones dependientes del modelo, el rango  $x$  de los datos  $p\bar{p}$  del experimento D0 podría reducirse y, en consecuencia, la significancia puede disminuir, a medida que se eliminan más y más puntos de datos. Dependiendo del modelo, se estima que la escala de  $H(x)$  puede ser válida a la energía D0 de  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV hasta  $x_{max} = 15.1$ . En el rango  $0 < x \leq 14.8$ , teóricamente limitado a  $x$ , la señal de Odderon sigue siendo mayor de  $5.3\sigma$ . Se ha investigado hasta qué punto se puede estrechar este dominio bajo la condición de que la señal de Odderon siga siendo mayor que un efecto de  $5\sigma$ . Encontrando que en el dominio más estrechado desde abajo y desde arriba, correspondiente al  $7 < x \leq 13.5$  que incluye sólo 8 de los 17 puntos de D0, la señal de Odderon que se analiza tiene una significancia que es mayor que un efecto de  $5\sigma$ . Este intervalo está muy por debajo de el límite  $x_{max} = 15.1$  estimado teóricamente.

La unitariedad de la matriz  $S$  restringe fuertemente la posible forma de la dependencia del parámetro de impacto del Pomeron, y la dependencia del parámetro de impacto de las amplitudes de Pomeron y Odderon.

Si se permite un análisis dependiente del modelo, la significancia alcanza un valor de  $7.08\sigma$ [120]. Hay un efecto de compensación en el fondo de esto. Los cálculos modelo-dependientes conducen a una reducción de la significancia a 1.96 TeV, ya que la extrapolación de la sección eficaz diferencial  $pp$  se vuelve más incierta, en comparación con la extrapolación con la ayuda del escalamiento  $H(x)$ . Sin embargo, esta pérdida de significancia se ve compensada por la ganancia en la posibilidad de extrapolar las secciones eficaces diferenciales  $p\bar{p}$  hacia arriba en energía. Si se utiliza sólo el escalamiento de  $H(x)$ , se permite comparar datos de  $pp$  con datos de  $p\bar{p}$  a energías decrecientes, pero los datos de  $p\bar{p}$  no obedecen a una ley de escalamiento  $H(x)$ , por lo que no puede utilizarse para compararlos con los datos de  $pp$  a 2.76 TeV. Pero esta extrapolación se hace posible con la ayuda de un modelo de cálculo y resulta en un enorme aumento de la significancia de una señal de Odderon [120].

Los datos de TOTEM sobre una relación aproximadamente independiente de la energía de la sección eficaz diferencial en el máximo y el mínimo de difracción [121] indican que el límite superior esperado para el dominio de validez de la escala de  $H(x)$  es de al menos 13.5 a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Esta visión experimental también sugiere que el dominio de validez del escalamiento  $H(x)$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV incluye el dominio de  $7 < x \leq 13.5$ . Estas observaciones combinadas con los estudios de estabilidad en el rango  $x$  independientes del modelo indican que en este dominio la importancia de la observación de Odderon es de al menos  $5\sigma$ .

Este intervalo de  $7.0 < x \leq 13.5$  comienza físicamente con la “oscilación”, donde la sección eficaz diferencial de la dispersión elástica de  $pp$  comienza a doblarse por debajo de la forma exponencial y termina justo después del máximo difractivo o “bump”, situado en  $x_{\text{bump}} \approx 13$ .

Recientemente, la colaboración STAR midió la sección eficaz diferencial de las colisiones  $pp$  elásticas a  $\sqrt{s} = 200$  GeV [122]. Esta medición dio como resultado una sección eficaz diferencial exponencial recta en el rango de  $0.045 \leq -t \leq 0.135 \text{GeV}^2$ . Este rango es el rango en el que  $H(x) = \exp(-x)$  y las condiciones de validez del escalamiento de  $H(x)$  se cumplen en este conjunto de datos, que sin embargo está limitado a un rango  $-t$  bastante bajo. Por lo tanto, se trata de una comprobación experimental muy interesante e importante de la validez de la escala  $H(x)$ , para impulsar el análisis de datos experimentales de colisiones  $pp$  elásticas a la energía máxima del RHIC de  $\sqrt{s} = 510$  GeV incluyendo, si es posible, un rango de  $-t$  más amplio extendiéndose al dominio no exponencial de  $d\sigma/dt$ .

En conclusión, se encuentra, a partir de un análisis independiente del modelo de las propiedades de escala de las secciones eficaces diferenciales de los conjuntos de datos D0 y TOTEM publicados, un efecto estadísticamente significativo, más de un  $6.26\sigma$  de señal de Odderon basado en la suposición de la validez del escalamiento  $H(x)$  en  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV en el rango cinemático  $0 < x \leq 20.2$ . Se estima teóricamente que el dominio de validez del escalamiento  $H(x)$  a esta energía particular podría ser en realidad más pequeño,  $0 < x \leq 15.1$ . Así que también se ha determinado cuál es el tamaño mínimo del dominio de validez de la escala de  $H(x)$  que corresponde al nivel  $5\sigma$  en cuanto a significancia de Odderon. Y cualquier intervalo que incluya completamente el intervalo de  $7 < x \leq 13.5$  da como resultado un nivel de  $5\sigma$ , de descubrimiento de la señal de Odderon. La independencia energética observada experimentalmente [10, 83] de la relación máxima-mínima difractiva  $R(s)$  también apoya que el dominio de la escala  $H(x)$  en  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV se extiende por encima de el máximo difractivo, que se encuentra en  $x_{\text{bump}} = 13$  en este límite de escalamiento.

Así se encuentra una señal estadísticamente significativa, mayor de  $5\sigma$ , de intercambio Odderon en el canal  $t$ , que es contundente para la variación del límite inferior o superior del dominio de validez de la escala de  $H(x)$  en  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Se destaca, también, una jerarquía de significancia, incluyendo resultados experimentales y teóricos, dependientes del modelo también. Si la modelación teórica también se tiene en cuenta, la significancia combinada de la observación de Odderon aumenta hasta al menos  $7.08\sigma$ [82].

Independientemente de los análisis, la importancia de la observación de Odderon se mantiene con seguridad por encima del umbral de descubrimiento de  $5\sigma$ . Un análisis de estabilidad en el rango  $x$ , indica que la única manera de disminuir esta señal es disminuir el rango  $-t = x/B(s)$  de la comparación es decir, eliminando datos de la región de la señal[82].

Se valida el sorprendente dominio de  $H(x)$  con datos publicados tanto en colisiones elásticas protón-protón como en colisiones protón-antiprotón y se planea un estudio más detalla incluyendo los próximos resultados de la colaboración STAR para probar el escalamiento en colisiones protón-protón elásticas a la energía máxima del RHIC de  $\sqrt{s} = 510$  GeV.

Además, se planea introducir el escalamiento a energías de dispersiones elásticas provenientes de mediciones experimentales de rayos cósmicos e implementar el uso de MonteCarlos tales como CORSIKA para la completa descripción de este tipo de fenómenos.



# Lista de Figuras

1.1	Partículas elementales de acuerdo al Modelo Estándar: 3 familias de fermiones y 5 especies de bosones fundamentales, se incluyen las antipartículas correspondientes (sean o no identificables en el caso de los neutrinos). La imagen es de dominio público. . . . .	2
1.2	El valor de la constante de acoplamiento en función de la escala de energía $E$ . La curva que se inclina hacia abajo es una predicción de la libertad asintótica en QCD, gráfica tomada de [41] . . .	5
1.3	El eje de colisión que representa un espacio ( $z$ ) y una dimensión de tiempo. Se indican las regiones temporales ( $t^2 - z^2 > 0$ ) y espaciales ( $t^2 - z^2 < 0$ ) después de la colisión en $t = z = 0$ . . . . .	6
1.4	Un diagrama de dispersión típico $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ con 1 y 2 partículas entrantes mientras que 3 y 4 son salientes. . . . .	8
2.1	El círculo unitario descrito por la ecuación 2.13 Cuando $\eta_l < 1$ el vector se encuentra dentro del círculo. . . . .	12
2.2	Hadrón-hadrón disperso en GRT. Las líneas amarillas representan el intercambio Pomeron entre los hadrones. . . . .	15
3.1	Funciones de escala $F(y)$ y $G(z)$ para datos de ISR y TOTEM, incluyendo su comportamiento en el límite del disco negro[72]. . . . .	23
3.2	Comportamiento de la sección eficaz diferencial $d\sigma/dt$ de colisiones $pp$ elásticas en el rango de energía ISR de $\sqrt{s} = 23.5-62.5$ GeV. Los datos de la sección eficaz diferencial medida se han tomado de la Ref. [102] y sus referencias. En el panel derecho los datos se re-escalan a $H(x) = (1/B\sigma_{el})d\sigma/dt$ como una función de $x = -tB$ . Esta figura indica un claro colapso de datos a un comportamiento universal independiente de la energía. Los parámetros de pendiente y sección eficaz elástica usados se presentan en la tabla 3.1. . . . .	25
4.1	Se incluye el comportamiento de la sección eficaz diferencial $d\sigma/dt$ de las colisiones elásticas $pp$ desde el ISR hasta las energías del LHC. Y su re-escalamiento a la derecha usando los datos de la tabla 4.1 . . . . .	31
4.2	Comportamiento de la escala de la sección eficaz diferencial $d\sigma/dt$ de colisiones elásticas $pp$ a energías del LHC. Los datos de dispersión elástica son medidos por la Colaboración TOTEM a $\sqrt{s} = 13$ TeV [7, 9], a $\sqrt{s} = 7$ TeV [33], y a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV [10]. El panel de la izquierda muestra los puntos de datos de 2.76 y 7 TeV con errores estadísticos solamente, mientras que el panel de la derecha muestra los puntos de datos de 7 y 13 TeV con errores estadísticos y sistemáticos dependientes de $t$ añadido en cuadratura. El panel de la izquierda indica que la escala de $H(x)$ está dentro de los errores estadísticos válidos entre $\sqrt{s} = 2.76$ y 7 TeV, por lo que el $H(x)$ funciona desde 7 TeV hacia abajo. El panel derecho indica que el escalamiento de $H(x)$ se viola, cuando la energía de colisión se incrementa de $\sqrt{s} = 7$ a 13 TeV: el panel de la derecha indica violaciones de la escala que van mucho más allá de los errores estadísticos y sistemáticos combinados . . . . .	32

- 4.3 Panel izquierdo: Función de escala  $H(x) = 1/B\sigma_{el} d\sigma/dt$  de la sección eficaz diferencial de las colisiones elásticas de  $pp$  a  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV del LHC (rojo), comparada con la de las colisiones  $p\bar{p}$  elásticas a la energía del Tevatrón de  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV (azul), mostrada como función de  $x = -tB$ . Panel derecho: Igual que el panel de la izquierda, pero ahora utilizando datos de  $pp$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV (rojo), en comparación con las colisiones elásticas  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV (azul). En ambos paneles se incluyen los errores estadísticos y los errores sistemáticos dependientes de  $t$ . Se muestran líneas correspondientes a los ajustes con las series de Lévy independientes del modelo [15, 31] . . . . . 34
- 4.4 Igual que la fig. 4.3, pero ahora la escala  $H(x)$  de la sección eficaz diferencial  $d\sigma/dt$  de las colisiones  $pp$  elásticas se compara en las energías cercanas  $\sqrt{s} = 2.76$  y 7 TeV del LHC. El panel izquierdo muestra los datos con errores estadísticos solamente, mientras que en el panel de la derecha, los errores estadísticos y los errores sistemáticos dependientes de  $t$  se añaden en cuadratura. Las dos funciones de escala de  $H(x)$  son, dentro de los errores estadísticos, aparentemente las mismas. . . . . 34
- 4.5 Aproximación de  $H(x) = (1/B\sigma_{el})d\sigma/dt$  de la sección eficaz diferencial  $d\sigma/dt$  de colisiones elásticas  $p\bar{p}$  a las energías  $\sqrt{s} = 0.546$  a 1.96 TeV. El comportamiento de escalamiento es válido en la región del cono exponencial, con la función de escalamiento  $H(x) = \exp(-x)$ . El dominio de escalamiento comienza en  $x = 0$  y se extiende hasta  $x = -tB \simeq 10$ . Las violaciones de la escala son evidentes en la región de  $-tB \geq 10$ , cuando la energía de colisión aumenta de 546 GeV a 1.96 TeV, casi por un factor de cuatro. . . . . 35
- 4.6 Reescalamiento de la sección eficaz diferencial de las colisiones  $pp$  elásticas a las energías del ISR y del LHC, utilizando la ec. (4.13). Esto demuestra que el método aplicado también puede utilizarse para obtener las secciones eficaces diferenciales a otras energías mediante este procedimiento de re-escalamiento, siempre que la pendiente nuclear y las secciones eficaces elásticas se conozcan tanto en la nueva energía así como en la energía a partir de la cual se comienza el re-escalamiento de la sección eficaz diferencial. En todos los paneles se evalúa el nivel de acuerdo entre los datos re-escalados y los medidos con la ayuda de la ec. (4.5). Panel izquierdo: Re-escalamiento de las secciones eficaces diferenciales desde la energía más baja de ISR de  $\sqrt{s} = 23.5$  GeV a la energía ISR más alta de 62.5 GeV. El nivel de concordancia entre los datos  $pp$  re-escalados de 23.5 GeV y los datos de  $pp$  de 62.5 GeV medidos corresponde a  $\chi^2/NDF = 111/110$  con un CL = 21.3% , lo que indica un acuerdo dentro de  $1.3\sigma$ [82]. Medio panel: Re-escalamiento de la sección eficaz diferencial de colisiones  $pp$  elásticas desde la energía de  $\sqrt{s} = 7$  TeV [33, 114] hasta 2.76 TeV [10]. El nivel de concordancia entre los datos  $pp$  re-escalados de 7 TeV y los datos  $pp$  medidos de 2.76 TeV corresponde a  $\chi^2/NDF = 39.3/63$  con un CL = 99.2%, lo que indica una concordancia, dentro de  $0.01\sigma$ , que corresponde a una desviación casi nula[82]. Panel derecho: Re-escalamiento de la sección eficaz diferencial de colisiones  $pp$  elásticas a partir de la energía de  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV, medida por TOTEM [10], hasta 1.96 TeV, donde se compara con el conjunto de datos D0 [14]. El nivel de acuerdo entre los datos de  $pp$  reescalamientos 2.76 TeV y los datos de  $p\bar{p}$  medidos en 1.96 TeV se cuantifica mediante un  $\chi^2/NDF = 18.1/11$  y un CL = 7.9%, lo que indica un acuerdo dentro de  $1.76\sigma$  [82]. . . . . 37
- 5.1 Re-escalamiento de la sección eficaz diferencial de colisiones elásticas  $pp$  desde la energía de  $\sqrt{s} = 7$  a 1.96 TeV utilizando la ec. (4.13). Se evaluó el nivel de confianza de la comparación entre el conjunto de datos  $pp$  a 7 TeV re-escalados y el conjunto de datos  $p\bar{p}$  de 1.96 TeV con la ayuda de la ec. (4.5), que no tiene en cuenta los errores horizontales de  $x$  procedentes de las pendientes  $B$  y los errores correlacionados punto a punto de tipo C en la escala vertical. Sin estos importantes efectos, la diferencia entre los conjuntos de datos proporciona un  $\chi^2/NDF = 73.6/17$ , equivalente a un nivel de confianza nivel de CL =  $5.13 \times 10^7\%$  y un efecto estadísticamente significativo, de  $5.84\sigma$ . . . . . 46

- 5.2 Dependencia de  $\chi^2$  del coeficiente de los errores sistemáticos correlacionados pero variables punto a punto,  $\epsilon_b$ , para la comparación de las funciones de escala  $H(x)$  de colisiones  $p\bar{p}$  elásticas a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV con la de colisiones  $pp$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Se muestran cada uno de los cuatro casos juntos correspondientes a la dirección de la proyección. El panel izquierdo indica los resultados de la proyección de  $1.96 \rightarrow 7$  TeV. El panel derecho indica los resultados de la proyección de  $7 \rightarrow 1.96$  TeV. En ambos casos indican cuatro curvas  $\chi^2(\epsilon_b)$  correspondientes a la elección de interpolaciones lineal-lineal o lineal-exponencial en  $(x, H(x))$ , así como a la elección de la sección eficaz elástica de  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV ( $20.2 \pm 1.4$  mb frente a  $17.6 \pm 1.1$  mb). Se observa una estructura parabólica en cada caso con un claro mínimo, y la calidad del ajuste correspondiente a estos mínimos en  $\epsilon_b$  se resume en la Tabla 5.2. . . . . 50
- 5.3 Odderon en la comparación de las funciones de escalamiento  $H(x)$  en colisiones  $pp$  a  $\sqrt{s} = 7$  TeV, medidas por el experimento TOTEM en el LHC [33, 114], y en colisiones elásticas de  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV medidas por el experimento D0 en el Tevatron [14]. Los resultados de esta observación de señales de Odderon se indican en los gráficos, donde el CL se evalúa sin el redondeo de los valores de  $\chi^2$  al nivel de precisión impreso. Los valores redondeados de  $\chi^2$  y los correspondientes CL se resumen en la Tabla 5.2. Panel superior izquierdo: Esta comparación utiliza  $17.6 \pm 1.1$  mb para la sección eficaz elástica  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, y técnica de interpolación lineal-exponencial en  $(x, H(x))$ . Esto corresponde a la menor diferencia entre los dos conjuntos de datos. Panel superior derecho: Igual que el panel superior izquierdo, pero para las interpolaciones lineal-lineal en las direcciones horizontal y vertical. Para estas interpolaciones, los puntos de datos más cercanos se conectan con líneas que corresponden a una línea recta en un gráfico lineal. Panel inferior izquierdo: Igual que el panel superior izquierdo pero ahora utilizando  $20.2 \pm 1.4$  mb para la sección eficaz elástica  $p\bar{p}$  a  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. Panel inferior derecho: Igual que el panel inferior izquierdo pero utilizando un método de interpolación lineal-lineal. . . . . 51
- 5.4 Dependencia de  $\chi^2$  del coeficiente de los errores sistemáticos correlacionados que varían de punto a punto,  $\epsilon_b$ , para la comparación de las  $H(x)^{pp}$  con  $H(x)^{p\bar{p}}$ . Se muestran los ocho casos juntos correspondientes a la elección de interpolaciones lineales-lineales o lineales-exponenciales en  $H(x)$ , a una elección diferente de la sección eficaz elástica de las colisiones  $p\bar{p}$  en  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV ( $20.2 \pm 1.4$  mb frente a  $17.6 \pm 1.1$  mb), y a la dirección de la proyección ( $1.96 \rightarrow 2.76$  TeV, o  $2.76$  TeV  $\rightarrow 1.96$  TeV). Una clara estructura parabólica en cada caso y la calidad de ajuste de los resultados que pertenecen a estos mínimos en  $\epsilon_b$  se resume en la Tabla 5.3. . . . . 52
- 5.5 Ausencia de una señal significativa de Odderon en la comparación de las funciones de escala de  $H(x)$  de la sección eficaz diferencial de colisiones elásticas  $pp$  elásticas con  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV, medidas por el TOTEM [10], con la de colisiones  $p\bar{p}$  con  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, medida por D0 [14]. El coeficiente de correlación de los errores sistemáticos dependientes de  $|t|$  b, se optimiza para minimizar el  $\chi^2$  basado en la ec. (4.9), y el valor indicado en el gráfico corresponde al mínimo de  $\chi^2(b)$ . Los resultados de nuestro Odderon se resumen en la Tabla 3. Véase también la Tabla 5 para un resumen de los resultados de las comparaciones bidireccionales de estas funciones de escala  $H(x)$ . Panel superior izquierdo: Utilizando  $\sigma_{el} = 17.6 \pm 1.7$  mb y un método de interpolación lineal-exponencial. Panel superior derecho: Igual que el panel superior izquierdo pero para una interpolación lineal-lineal en  $(x, H(x))$ . Panel inferior izquierdo: Igual que el panel superior izquierdo, pero para una interpolación lineal en  $(x, H(x))$ . Panel inferior derecho: Igual que el panel inferior izquierdo pero para  $\sigma_{el} = 20.2 \pm 1.4$  mb. Panel inferior derecho: Igual que el panel inferior izquierdo pero para una interpolación lineal-lineal en  $(x, H(x))$ . . . . . 54



# Lista de Tablas

3.1	Valores de la sección eficaz elástica y el parámetro de pendiente medidos en colisiones elásticas $pp$ a las energías del ISR[102, 103], estos valores sirven para re-escalar los datos de la sección eficaz diferencial al espacio $(x, H(x))$ . . . . .	24
4.1	Valores de la sección eficaz elástica y el parámetro de pendiente medidos en colisiones elásticas $pp$ a las energías del LHC [7, 9, 33, 10]. . . . .	32
5.1	Secciones eficaces elásticas $\sigma_{el}$ , los parámetros de pendiente nuclear elástica $B$ y sus fuentes. . . .	45
5.2	Resumen de la señal significativa del Odderon en la comparación en un solo sentido de las funciones de escala $H(x)$ de colisiones elásticas de $pp$ a $\sqrt{s} = 7$ TeV medidas por el experimento TOTEM en el LHC, y colisiones elásticas de $p\bar{p}$ a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV medidas por el experimento D0 en el Tevatron. Para la proyección $1.96 \rightarrow 7$ TeV, se obtienen niveles de confianza muy pequeños con $CL < 10^{-27}\%$ , y debido a los diferentes errores de redondeo de los dos softwares (Root & Excel), se observan pequeñas e insignificantes desviaciones entre esta tabla y los valores más precisos indicados en la fig. 5.3. Esta tabla indica que la señal del Odderon se observa en esta comparación con al menos $6.55\sigma$ de importancia. . . . .	48
5.3	Resumen de la búsqueda de una señal de Odderon en la comparación unidireccional de las funciones de escalamiento $H(x)$ de colisiones $pp$ a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV medidas por el experimento TOTEM en el LHC, y colisiones $p\bar{p}$ elásticas a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV medidas por el experimento D0 en el Tevatron. . . . .	48
5.4	Resumen de la búsqueda de una señal Odderon en la comparación de dos vías, para la significancia de una señal Odderon en la comparación de las funciones de escalamiento $H(x)$ de colisiones $pp$ a $\sqrt{s} = 7$ TeV medidas por el experimento TOTEM en el LHC, y colisiones $p\bar{p}$ elásticas a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, medidas por el experimento D0 en el Tevatrón. Esta tabla indica que la señal de Odderon se observa con al menos una significancia de $13\sigma$ , cuando se combinan ambas proyecciones de la tabla anterior 5.2, sumando los valores de $\chi^2$ y de NDF de ambas direcciones de las comparaciones. Estos resultados son notablemente estables con respecto a la elección de la sección eficaz elástica integrada desconocida a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, y también con respecto a la elección de las interpolaciones linear-exponenciales o lineales. Esto indica efectivamente que la importancia combinada del descubrimiento de Odderon es al menos un efecto de $13\sigma$ . . . . .	49
5.5	Resumen de la búsqueda de una señal de Odderon en la comparación bidireccional de las funciones de escalamiento $H(x)$ en colisiones $pp$ a $\sqrt{s} = 2.76$ TeV, medidas por el experimento TOTEM en el LHC, y colisiones $p\bar{p}$ elásticas a $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, medidas por el experimento D0 en el Tevatrón. El valor más bajo de significancia en esta comparación es de $0.01\sigma$ , lo que significa que las funciones de escalamiento $H(x)$ de 1.96 TeV ( $p\bar{p}$ ) y 2.76 TeV ( $pp$ ) son casi iguales dentro de los errores. El nivel de diferencia máxima es mucho menor que un efecto de $3\sigma$ que no alcanza la significancia estadística de un efecto de descubrimiento en esta comparación. . . . .	49



# Bibliografía

- [1] F. Halzen and Alan D. Martin. *QUARKS AND LEPTONS: AN INTRODUCTORY COURSE IN MODERN PARTICLE PHYSICS*. 1984.
- [2] Martin M. Block. Hadronic forward scattering: Predictions for the Large Hadron Collider and cosmic rays. *Phys. Rept.*, 436:71–215, 2006.
- [3] Marcel Froissart. Asymptotic behavior and subtractions in the Mandelstam representation. *Phys. Rev.*, 123:1053–1057, 1961.
- [4] Martin M. Block, Loyal Durand, Phuoc Ha, and Douglas W. McKay. Implications of a Froissart bound saturation of  $\gamma^*$ -p deep inelastic scattering. I. Quark distributions at ultra small x. *Phys. Rev. D*, 88(1):014006, 2013.
- [5] Martin M. Block, Loyal Durand, Phuoc Ha, and Douglas W. McKay. Implications of a Froissart bound saturation of  $\gamma^*$ -p deep inelastic scattering. II. Ultrahigh energy neutrino interactions. *Phys. Rev. D*, 88(1):013003, 2013.
- [6] Martin M. Block and Francis Halzen. Experimental Confirmation that the Proton is Asymptotically a Black Disk. *Phys. Rev. Lett.*, 107:212002, 2011.
- [7] G. Antchev et al. First measurement of elastic, inelastic and total cross-section at  $\sqrt{s} = 13$  TeV by TOTEM and overview of cross-section data at LHC energies. *Eur. Phys. J. C*, 79(2):103, 2019.
- [8] G. Antchev et al. First determination of the  $\rho$  parameter at  $\sqrt{s} = 13$  TeV: probing the existence of a colourless C-odd three-gluon compound state. *Eur. Phys. J. C*, 79(9):785, 2019.
- [9] G. Antchev et al. Elastic differential cross-section measurement at  $\sqrt{s} = 13$  TeV by TOTEM. *Eur. Phys. J. C*, 79(10):861, 2019.
- [10] G. Antchev et al. Elastic differential cross-section  $d\sigma/dt$  at  $\sqrt{s} = 2.76$  TeV and implications on the existence of a colourless C-odd three-gluon compound state. *Eur. Phys. J. C*, 80(2):91, 2020.
- [11] A. P. Samokhin and V. A. Petrov. The Stationary Points and Structure of High-Energy Scattering Amplitude. *Nucl. Phys. A*, 974:45–55, 2018.
- [12] V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin. Elastic and diffractive scattering at the LHC. *Phys. Lett. B*, 784:192–198, 2018.
- [13] L. Lukaszuk and B. Nicolescu. A Possible interpretation of p p rising total cross-sections. *Lett. Nuovo Cim.*, 8:405–413, 1973.
- [14] Victor Mukhamedovich Abazov et al. Measurement of the differential cross section  $d\sigma/dt$  in elastic  $p\bar{p}$  scattering at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. *Phys. Rev. D*, 86:012009, 2012.

- 
- [15] T. Csörgő, R. Pasechnik, and A. Ster. Odderon and proton substructure from a model-independent Lévy imaging of elastic  $pp$  and  $p\bar{p}$  collisions. *Eur. Phys. J. C*, 79(1):62, 2019.
- [16] Andras Ster, Laszlo Jenkovszky, and Tamas Csorgo. Extracting the Odderon from  $pp$  and  $\bar{p}p$  scattering data. *Phys. Rev. D*, 91(7):074018, 2015.
- [17] V. P. Gonçalves and P. V. R. G. Silva. The Phillips–Barger model for the elastic cross section and the Odderon. *Eur. Phys. J. C*, 79(3):237, 2019.
- [18] V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin. Elastic proton-proton scattering at 13 TeV. *Phys. Rev. D*, 97(3):034019, 2018.
- [19] O. V. Selyugin and J. R. Cudell. Odderon, HEGS model and LHC data. *Acta Phys. Polon. Supp.*, 12(4):741, 2019.
- [20] M. Broilo, E. G. S. Luna, and M. J. Menon. Soft Pomerons and the Forward LHC Data. *Phys. Lett. B*, 781:616–620, 2018.
- [21] M. Broilo, E. G. S. Luna, and M. J. Menon. Forward Elastic Scattering and Pomeron Models. *Phys. Rev. D*, 98(7):074006, 2018.
- [22] T. Csörgő, R. Pasechnik, and A. Ster. Proton structure and hollowness from Lévy imaging of  $pp$  elastic scattering. *Eur. Phys. J. C*, 80(2):126, 2020.
- [23] E. Gotsman, E. Levin, and I. Potashnikova. CGC/saturation approach: secondary Reggeons and  $\rho = \text{Re}/\text{Im}$  dependence on energy. *Phys. Lett. B*, 786:472–476, 2018.
- [24] E. Gotsman, E. Levin, and I. Potashnikova. New parton model for the soft interactions at high energies: The odderon. *Phys. Rev. D*, 101(9):094021, 2020.
- [25] Yoshikazu Hagiwara, Yoshitaka Hatta, Roman Pasechnik, and Jian Zhou. Spin-dependent Pomeron and Odderon in elastic proton-proton scattering. *Eur. Phys. J. C*, 80(5):427, 2020.
- [26] Carlos Contreras, Eugene Levin, Rodrigo Meneses, and Michael Sanhueza. QCD odderon: Nonlinear evolution in the leading twist. *Phys. Rev. D*, 101(9):096019, 2020.
- [27] E. Martynov and B. Nicolescu. Evidence for maximality of strong interactions from LHC forward data. *Phys. Lett. B*, 786:207–211, 2018.
- [28] Evgenij Martynov and Basarab Nicolescu. Odderon effects in the differential cross-sections at Tevatron and LHC energies. *Eur. Phys. J. C*, 79(6):461, 2019.
- [29] Yu M. Shabelski and A. G. Shuvaev. Real part of  $pp$  scattering amplitude in Additive Quark Model at LHC energies. *Eur. Phys. J. C*, 78(6):497, 2018.
- [30] Giulia Pancheri, Simone Pacetti, and Yogendra Srivastava. Analysis and Implications of precision near-forward TOTEM data. *Phys. Rev. D*, 99(3):034014, 2019.
- [31] T. Csörgő, R. Pasechnik, and A. Ster. Model-Independent Femtosopic Lévy Imaging for Elastic Proton-Proton Scattering. *Phys. Part. Nucl.*, 51(3):227–231, 2020.
- [32] T. Csörgő, R. Pasechnik, and A. Ster. Lévy imaging of elastic hadron-hadron scattering: Odderon and inner structure of the proton. *Acta Phys. Polon. Supp.*, 12(4):779–785, 2019.
- [33] G. Antchev et al. Measurement of proton-proton elastic scattering and total cross-section at  $S^{**}(1/2) = 7\text{-TeV}$ . *EPL*, 101(2):21002, 2013.
- [34] M. Herrero. The Standard model. *NATO Sci. Ser. C*, 534:1–59, 1999.
-

- [35] D. H. Perkins. *Introduction to high energy physics*. 1982.
- [36] S. Eidelman et al. Review of particle physics. Particle Data Group. *Phys. Lett. B*, 592(1-4):1, 2004.
- [37] G. Zweig. *An  $SU(3)$  model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2*, pages 22–101. 2 1964.
- [38] Murray Gell-Mann. A Schematic Model of Baryons and Mesons. *Phys. Lett.*, 8:214–215, 1964.
- [39] M. Eidemuller, Hans Gunter Dosch, and M. Jamin. The Field strength correlator from QCD sum rules. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, 86:421–425, 2000.
- [40] A. K. Chaudhuri. *A short course on Relativistic Heavy Ion Collisions*. IOPP, 9 2014.
- [41] Frank Wilczek David J. Gross, H. David Politzer. The nobel prize in physics 2004. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2004/popular-information/>, 2004.
- [42] F. Herzog, B. Ruijl, T. Ueda, J. A. M. Vermaseren, and A. Vogt. The five-loop beta function of Yang-Mills theory with fermions. *JHEP*, 02:090, 2017.
- [43] David J. Gross and Frank Wilczek. Ultraviolet behavior of non-abelian gauge theories. *Phys. Rev. Lett.*, 30:1343–1346, Jun 1973.
- [44] H. David Politzer. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? *Phys. Rev. Lett.*, 30:1346–1349, 1973.
- [45] Ramona Vogt. *Ultrarelativistic heavy-ion collisions*. Elsevier, Amsterdam, 2007.
- [46] Vincenzo Barone and Enrico Predazzi. *High-Energy Particle Diffraction*, volume v.565 of *Texts and Monographs in Physics*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2002.
- [47] James D. Bjorken and Sidney D. Drell. *Relativistic Quantum Mechanics*. International Series In Pure and Applied Physics. McGraw-Hill, New York, 1965.
- [48] R. G. Newton. *SCATTERING THEORY OF WAVES AND PARTICLES*. 1982.
- [49] A. Martin. Unitarity and high-energy behavior of scattering amplitudes. *Phys. Rev.*, 129:1432–1436, 1963.
- [50] Andre Martin. Extension of the axiomatic analyticity domain of scattering amplitudes by unitarity. 1. *Nuovo Cim. A*, 42:930–953, 1965.
- [51] L. Lukaszuk and A. Martin. Absolute upper bounds for pi pi scattering. *Nuovo Cim. A*, 52:122–145, 1967.
- [52] R. J. Eden. Theorems on high energy collisions of elementary particles. *Rev. Mod. Phys.*, 43:15–35, 1971.
- [53] Ya. Azimov. How Robust is the Froissart Bound? *Phys. Rev. D*, 84:056012, 2011.
- [54] G. Antchev et al. First measurement of the total proton-proton cross section at the LHC energy of  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *EPL*, 96(2):21002, 2011.
- [55] Andre Martin. The Froissart bound for inelastic cross-sections. *Phys. Rev. D*, 80:065013, 2009.
- [56] T. T. Chou and Chen-Ning Yang. Model of Elastic High-Energy Scattering. *Phys. Rev.*, 170:1591–1596, 1968.
- [57] C. Bourrely, Jacques Soffer, and T. T. Wu. Impact Picture Expectations for Very High-Energy Elastic  $pp$  and  $p\bar{p}$  Scattering. *Nucl. Phys. B*, 247:15–28, 1984.

- [58] C. Bourrely, Jacques Soffer, and T. T. Wu. Impact Picture Predictions for  $\bar{P}P$  and  $PP$  Elastic Scattering at CERN Collider, Fnal Collider, LHC and SSC. *Z. Phys. C*, 37:369–375, 1988.
- [59] Claude Bourrely, Jacques Soffer, and Tai Tsun Wu. Determination of the forward slope in  $p p$  and  $\bar{p} p$  elastic scattering up to LHC energy. *Eur. Phys. J. C*, 71:1601, 2011.
- [60] Martin M. Block and Francis Halzen. New experimental evidence that the proton develops asymptotically into a black disk. *Phys. Rev. D*, 86:051504, 2012.
- [61] V. A. Khoze, A. D. Martin, and M. G. Ryskin. Elastic scattering and Diffractive dissociation in the light of LHC data. *Int. J. Mod. Phys. A*, 30(08):1542004, 2015.
- [62] E. Gotsman, E. Levin, and U. Maor. A comprehensive model of soft interactions in the LHC era. *Int. J. Mod. Phys. A*, 30(08):1542005, 2015.
- [63] E. Gotsman, E. Levin, and U. Maor. CGC/saturation approach for soft interactions at high energy: a two channel model. *Eur. Phys. J. C*, 75(5):179, 2015.
- [64] Martin M. Block, Loyal Durand, Phuoc Ha, and Francis Halzen. Eikonal fit to  $pp$  and  $\bar{p}p$  scattering and the edge in the scattering amplitude. *Phys. Rev. D*, 92(1):014030, 2015.
- [65] F. Nemes, T. Csörgő, and M. Csanád. Excitation function of elastic  $pp$  scattering from a unitarily extended Bialas–Bzdak model. *Int. J. Mod. Phys. A*, 30(14):1550076, 2015.
- [66] O. V. Selyugin. Total cross sections and  $\rho$  at high energy. *Nucl. Phys. A*, 922:180–190, 2014.
- [67] Agnes Grau, Simone Pacetti, Giulia Pancheri, and Yogendra N. Srivastava. Checks of Asymptotia in  $pp$  Elastic Scattering at LHC. *Phys. Lett. B*, 714:70–75, 2012.
- [68] Tadeusz Wibig. Elastic scattering at 7 TeV and high energy cross section for cosmic ray studies. *J. Phys. G*, 39:085003, 2012.
- [69] D. A. Fagundes, E. G. S. Luna, M. J. Menon, and A. A. Natale. Aspects of a Dynamical Gluon Mass Approach to Elastic Hadron Scattering at LHC. *Nucl. Phys. A*, 886:48–70, 2012.
- [70] A. Bialas and A. Bzdak. Constituent quark and diquark properties from small angle proton-proton elastic scattering at high energies. *Acta Phys. Polon. B*, 38:159–168, 2007.
- [71] F. Nemes and T. Csorgo. Detailed Analysis of  $p^+p$  Elastic Scattering Data in the Quark-Diquark Model of Bialas and Bzdak from  $\sqrt{s} = 23.5$  GeV to 7 TeV. *Int. J. Mod. Phys. A*, 27:1250175, 2012.
- [72] T. Csörgő and F. Nemes. Elastic scattering of protons from  $\sqrt{s} = 23.5$  GeV to 7 TeV from a generalized Bialas-Bzdak model. *Int. J. Mod. Phys. A*, 29:1450019, 2014.
- [73] V. A. Petrov and A. P. Samokhin. Is There a Hollow Inside the Proton? *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.*, 47:1860097, 2018.
- [74] I. M. Dremin and V. A. Nechitailo. Proton periphery activated by multiparticle dynamics. *Nucl. Phys. A*, 916:241–248, 2013.
- [75] I. M. Dremin. Interaction region of high energy protons. *Phys. Usp.*, 58(1):61–70, 2015.
- [76] I. M. Dremin and V. A. Nechitailo. Inelastic profiles of protons at 7 and 13 TeV. *Eur. Phys. J. C*, 78(11):913, 2018.
- [77] Igor Dremin. Cul-De-Sac of the Spatial Image of Proton Interactions. *MDPI Physics*, 1(1):33–39, 2019.

- 
- [78] L. L. Jenkovszky, A. I. Lengyel, and D. I. Lontkovskiy. The Pomeron and Odderon in elastic, inelastic and total cross sections at the LHC. *Int. J. Mod. Phys. A*, 26:4755–4771, 2011.
- [79] Wojciech Broniowski, László Jenkovszky, Enrique Ruiz Arriola, and István Szanyi. Hollowness in  $pp$  and  $p\bar{p}$  scattering in a Regge model. *Phys. Rev. D*, 98(7):074012, 2018.
- [80] R. J. N. Phillips and Vernon D. Barger. Model independent analysis of the structure in  $p p$  scattering. *Phys. Lett. B*, 46:412–414, 1973.
- [81] Piotr Lebiedowicz, Otto Nachtmann, and Antoni Szczurek. Towards a complete study of central exclusive production of  $K^+K^-$  pairs in proton-proton collisions within the tensor Pomeron approach. *Phys. Rev. D*, 98:014001, 2018.
- [82] T. Csörgő, T. Novak, R. Pasechnik, A. Ster, and I. Szanyi. Evidence of Odderon-exchange from scaling properties of elastic scattering at TeV energies. *Eur. Phys. J. C*, 81(2):180, 2021.
- [83] T. Csörgő. Recent Results from the CERN LHC Experiment TOTEM – Implications for Odderon Exchange. *EPJ Web Conf.*, 206:06004, 2019.
- [84] D. A. Fagundes and M. J. Menon. Total Hadronic Cross Section and the Elastic Slope: An Almost Model-Independent Connection. *Nucl. Phys. A*, 880:1–11, 2012.
- [85] Frigyes Janos Nemes. Elastic and total cross-section measurements by TOTEM: Past and future. *PoS, DIS2017:059*, 2018.
- [86] G. Antchev et al. Luminosity-independent measurements of total, elastic and inelastic cross-sections at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. *EPL*, 101(2):21004, 2013.
- [87] G. Antchev et al. Luminosity-Independent Measurement of the Proton-Proton Total Cross Section at  $\sqrt{s} = 8$  TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 111(1):012001, 2013.
- [88] S. M. Troshin and N. E. Tyurin. Reflective scattering from unitarity saturation. *Int. J. Mod. Phys. A*, 22:4437–4449, 2007.
- [89] A. Alkin, E. Martynov, O. Kovalenko, and S. M. Troshin. Impact-parameter analysis of TOTEM data at the LHC: Black disk limit exceeded. *Phys. Rev. D*, 89(9):091501, 2014.
- [90] S. M. Troshin and N. E. Tyurin. Effects of the reflective scattering in hadron production at high energies. *Int. J. Mod. Phys. A*, 29(26):1450151, 2014.
- [91] V. V. Anisovich, V. A. Nikonov, and J. Nyiri. Hadron collisions at ultrahigh energies: black disk or resonant disk modes? *Phys. Rev. D*, 90(7):074005, 2014.
- [92] Enrique Ruiz Arriola and Wojciech Broniowski. Proton-proton hollowness at the LHC from inverse scattering. *Phys. Rev. D*, 95(7):074030, 2017.
- [93] S. M. Troshin and N. E. Tyurin. The new scattering mode emerging at the LHC? *Mod. Phys. Lett. A*, 31(13):1650079, 2016.
- [94] Javier L. Albacete and Alba Soto-Ontoso. Hot spots and the hollowness of proton-proton interactions at high energies. *Phys. Lett. B*, 770:149–153, 2017.
- [95] Wojciech Broniowski and Enrique Ruiz Arriola. Hollowness in  $pp$  scattering. *Acta Phys. Polon. B*, 48:927, 2017.
- [96] Wojciech Broniowski and Enrique Ruiz Arriola. Hollowness in  $pp$  scattering at the LHC. *Acta Phys. Polon. Supp.*, 10:1203, 2017.
-

- [97] S. M. Troshin and N. E. Tyurin. Experimental signatures of hadron asymptotics at the LHC. *Int. J. Mod. Phys. A*, 32(17):1750103, 2017.
- [98] I. M. Dremin. Some new discoveries at colliders. *Usp. Fiz. Nauk*, 188(4):437–445, 2018.
- [99] S. D. Campos and V. A. Okorokov. Hollowness effect and entropy in high energy elastic scattering. *Phys. Scripta*, 95(9):095305, 2020.
- [100] J. Dias De Deus. Geometric Scaling, Multiplicity Distributions and Cross-Sections. *Nucl. Phys. B*, 59:231–236, 1973.
- [101] A. J. Buras and J. Dias de Deus. Scaling law for the elastic differential cross-section in p p scattering from geometric scaling. *Nucl. Phys. B*, 71:481–492, 1974.
- [102] U. Amaldi and Klaus R. Schubert. Impact Parameter Interpretation of Proton Proton Scattering from a Critical Review of All ISR Data. *Nucl. Phys. B*, 166:301–320, 1980.
- [103] U. Amaldi et al. New Measurements of Proton Proton Total Cross-Section at the CERN Intersecting Storage Rings. *Phys. Lett. B*, 62:460–466, 1976.
- [104] G. Antchev et al. Evidence for non-exponential elastic proton–proton differential cross-section at low  $-t-$  and  $\sqrt{s}=8$  TeV by TOTEM. *Nucl. Phys. B*, 899:527–546, 2015.
- [105] T. Csörgő. Evidence for Non-Exponential Differential Cross-Section of pp Elastic Scattering at Low  $-t-$  and  $\sqrt{s} = 8$  TeV by TOTEM. *EPJ Web Conf.*, 120:02004, 2016.
- [106] T. Csorgo, S. Hegyi, and W. A. Zajc. Bose-Einstein correlations for Levy stable source distributions. *Eur. Phys. J. C*, 36:67–78, 2004.
- [107] A. Bialas and A. Bzdak. Wounded quarks and diquarks in heavy ion collisions. *Phys. Lett. B*, 649:263–268, 2007. [Erratum: *Phys.Lett.B* 773, 681–681 (2017)].
- [108] A. Bialas and A. Bzdak. Wounded quarks and diquarks in high energy collisions. *Phys. Rev. C*, 77:034908, 2008.
- [109] Adam Bzdak. The Diquark and elastic pion-proton scattering at high energies. *Acta Phys. Polon. B*, 38:2665–2672, 2007.
- [110] T. Csorgo, R. J. Glauber, and F. Nemes. Elastic proton-proton scattering from ISR to LHC energies, focusing on the dip region. In *International Workshop on Low X Physics*, 11 2013.
- [111] A. K. Kohara, E. Ferreira, T. Kodama, and M. Rangel. Elastic amplitudes studied with the LHC measurements at 7 and 8 TeV. *Eur. Phys. J. C*, 77(12):877, 2017.
- [112] Jan Kašpar. Soft diffraction at LHC. *EPJ Web Conf.*, 172:06005, 2018.
- [113] T. Csörgő, T. Novák, R. Pasechnik, A. Ster, and I. Szanyi. Scaling of high-energy elastic scattering and the observation of Odderon. 4 2020.
- [114] G. Antchev et al. Proton-proton elastic scattering at the LHC energy of  $s^{**} (1/2) = 7$ -TeV. *EPL*, 95(4):41001, 2011.
- [115] A. Adare et al. Quantitative Constraints on the Opacity of Hot Partonic Matter from Semi-Inclusive Single High Transverse Momentum Pion Suppression in Au+Au collisions at  $s(\text{NN})^{**}(1/2) = 200$ -GeV. *Phys. Rev. C*, 77:064907, 2008.
- [116] M. Tanabashi et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, 98(3):030001, 2018.

- [117] István Szanyi, László Jenkovszky, Rainer Schicker, and Volodymyr Svintozelskyi. Pomeron/glueball and odderon/oddball trajectories. *Nucl. Phys. A*, 998:121728, 2020.
- [118] W. Czyz and L. C. Maximon. High-energy, small angle elastic scattering of strongly interacting composite particles. *Annals Phys.*, 52:59–121, 1969.
- [119] Hans Gunter Dosch, Carlo Ewerz, and Volker Schatz. The Odderon in high-energy elastic pp scattering. *Eur. Phys. J. C*, 24:561–571, 2002.
- [120] T. Csorgo and I. Szanyi. Observation of Odderon effects at LHC energies: a real extended Bialas–Bzdak model study. *Eur. Phys. J. C*, 81(7):611, 2021.
- [121] Frigyes Janos Nemes. Elastic and Total Cross-Section Measurements by TOTEM. *PoS*, DIS2019:065, 2019.
- [122] Jaroslav Adam et al. Results on total and elastic cross sections in proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV. *Phys. Lett. B*, 808:135663, 2020.