

MODELO QUARK-DIQUARK PARA DISPERSIÓN ELÁSTICA PROTÓN-PROTÓN CON NORMALIZACIÓN GLOBAL^a

QUARK-DIQUARK MODEL FOR PROTON-PROTON ELASTIC SCATTERING WITH GLOBAL NORMALIZATION

MIGUEL ALEJANDRO MOLINA CERON^b, CARLOS ARTURO ÁVILA BERNAL^c

Recibido 30-01-2019, aceptado 17-04-2019, versión final 30-04-2019.

Artículo Investigación

RESUMEN: Se presenta el estudio de un modelo de dispersión elástica nucleón-nucleón (y nucleón antinucleón) basado en una representación quark-diquark del nucleón con pomerón elástico. Este modelo aumenta la parte real de la amplitud de dispersión mejorando su descripción en el mínimo de difracción. Las predicciones del modelo se comparan con los datos experimentales disponibles para cada una de las secciones eficaces diferenciales elásticas de los nucleones en un rango de energía entre 9.78 GeV hasta 7 TeV. Para que la parametrización describa correctamente todos los datos experimentales existentes es necesario incluir una normalización adicional que es dependiente de la energía.

PALABRAS CLAVE: Pomerón elástico; normalización global; dispersión elástica; amplitud de dispersión.

ABSTRACT: We present a study of the nucleon-nucleon (an nucleon-antinucleon) elastic differential cross section based on a representation quark-diquark of the nucleon with elastic pomeron. This model increases the real part of the scattering amplitude improving the description of the diffraction minimum. The predictions of the model are compared to the available experimental data within the range of 9.78 GeV through 7 TeV. In order to describe correctly all the experimental data available, an additional normalization, that is energy dependent, has to be applied to the parametrization.

KEYWORDS: springy pomeron; global normalization; elastic scattering; scattering amplitude.

1. INTRODUCCIÓN

En el presente trabajo se tiene como objetivo encontrar una parametrización que permita describir la estructura de la sección eficaz diferencial elástica para colisiones protón-protón (pp) y protón-antiprotón (p \bar{p}) para

^aMolina, M. A. & Ávila, C. A. (2019). Modelo quark-diquark para dispersión elástica protón-protón con normalización global. *Rev. Fac. Cienc.*, 8(2), 55–68. DOI: <https://doi.org/10.15446/rev.fac.cienc.v8n2.77604>

^bDepartamento de física, Universidad de Nariño, Pasto, Nariño, Colombia

^cDepartamento de física, Universidad de los Andes, Bogotá, Colombia.

todos los rangos de energías superiores a los 9.78 GeV. El estudio está basado en la propuesta que hace Grichine (2014) para la amplitud de dispersión $F(s, t)$, que se fundamenta en una representación quark-diquark (qQ) del nucleón con elasticidad del pomerón ($|\alpha_p| > 1$) y que mejora el trabajo de Grichine, Starkov & Zotov (2013), en el que se puede apreciar una sobre-estimación en el mínimo de difracción, esto se debe a que el valor de la parte real de la amplitud de dispersión no es lo suficientemente grande. El modelo de Grichine tiene tres parámetros libres: un coeficiente de pendiente nuclear, el radio del protón y la elasticidad del pomerón, que permiten una mejor representación a los datos en el mínimo de difracción. Sin embargo, mas adelante veremos que a pesar de que el modelo en estudio mejora considerablemente la descripción de los datos experimentales, este tiene sus limitaciones, por lo que solo puede ser aplicado para datos correspondientes a ciertas energías. También veremos que este problema se debe a que la normalización global de $F(s, t)$ está fija y el método de minimización de mínimos cuadrados falla en determinar la posición correcta del mínimo de difracción. En este trabajo se propone una modificación al modelo, el cual consiste en dejar como parámetro libre la normalización global $\mathcal{N}(s)$, en consecuencia, los resultados obtenidos son muy satisfactorios, describiendo todos los datos existentes de sección eficaz diferencial protón-protón y protón-antiprotón en un rango amplio de energías, desde 9.78 GeV a 7 TeV en colisiones pp y de 19.4 GeV a 1960 GeV colisiones $\bar{p}p$.

2. MODELO QUARK-DIQUARK CON POMERÓN ELÁSTICO

La sección eficaz diferencial elástica, $d\sigma/dt$, puede ser expresada en términos de la amplitud de dispersión $F(s, t)$ como (Grichine, 2014):

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{\pi}{p^2} |F(s, t)|^2 \quad (1)$$

donde p es el momentum del nucleón respecto del sistema centro de masa (CM), t es el cuadrado del cuadrimomento transferido, s es el cuadrado de la energía medida respecto al CM y:

$$F(s, t) = F_1(s, t) - F_2(s, t) - F_3(s, t) \quad (2)$$

donde la amplitud $F_1(s, t)$ corresponde al intercambio de un pomerón, $F_2(s, t)$ al intercambio de dos pomerones entre los constituyentes del nucleón quark y diquark, y $F_3(s, t)$ al intercambio de dos pomerones entre el quark (o diquark) de un nucleón y el quark y el diquark del otro nucleón al mismo tiempo. La propuesta para $F(s, t)$ asume que el primer nucleón consta de un quark (1) y un diquark (2), el segundo consiste de un quark (3) y un diquark (4) y considera las contribuciones debido a los intercambios de uno y dos pomerones, entre: quark-quark (1-3), diquark-diquark (2-4) y dos quark-diquark (1-4, 2-3) (Grichine, 2014).

3. PROCEDIMIENTO

Para los ajustes se consideran los datos experimentales que se obtienen en Martynov (2013). El coeficiente de pendiente nuclear B_{24} puede expresarse en términos del parámetro B_{13} mediante el teorema óptico (Barone & Predazzi, 2002; Donnachie *et al.*, 2002):

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{p} \text{Im}[F(s, t = 0)] \quad (3)$$

La expresión resultante es:

$$a_3 (\sqrt{B_{24}})^3 + a_2 (\sqrt{B_{24}})^2 + a_1 (\sqrt{B_{24}}) + a_0 = 0 \quad (4)$$

donde

$$\begin{aligned} a_0 &= 1 - B_{13} \\ a_1 &= [\sigma_{tot} B_{13} (b_3 + b_5) - 2] \sqrt{B_{13}} \\ a_2 &= [\sigma_{tot} B_{13} (b_1 + b_2) - 1] \\ a_3 &= [\sigma_{tot} (b_6 + b_4)] \sqrt{B_{13}} \end{aligned} \quad (5)$$

y

$$\begin{aligned} b_1 &= \frac{1}{4\pi} \text{Re} \left[\frac{1}{\xi_{13} + \xi_{24} + \lambda + \eta} \right] \\ b_2 &= \frac{1}{4\pi} \text{Re} \left[\frac{1}{\xi_{14} + \xi_{23} + \lambda + \eta} \right] \\ b_3 &= \frac{1}{8\pi} \text{Re} \left[\frac{1}{\xi_{13} + \xi_{14} + \eta} \right] \\ b_4 &= \frac{1}{8\pi} \text{Re} \left[\frac{1}{\xi_{24} + \xi_{23} + \eta} \right] \\ b_5 &= \frac{1}{8\pi} \text{Re} \left[\frac{1}{\xi_{13} + \xi_{23} + \lambda} \right] \\ b_6 &= \frac{1}{8\pi} \text{Re} \left[\frac{1}{\xi_{14} + \xi_{24} + \lambda} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

donde, $\lambda = \eta = r^2/4$, r es el radio del protón. Los radios: quark ($r_1 = r_3 = 0.173r$) y diquark ($r_2 = r_4 = 0.316r$) pueden ser encontrados haciendo los fits a los datos experimentales y ξ_{jk} ($j = 1, 2$ y $k = 3, 4$) se expresa cómo (Grichine, 2014):

$$\xi_{jk} = \frac{r_j^2 + r_k^2}{16} + \alpha' \left[\ln \frac{s}{s_o} - \alpha_p \frac{i\pi}{2} \right] \quad (7)$$

En este trabajo se considera a $s_o = 1/\alpha'$ (Donnachie *et al.*, 2002), $\alpha' = 0.15 \text{ GeV}^{-2}$, es la pendiente de la trayectoria del pomerón. Estudiar la propuesta de Grichine para la amplitud de dispersión nos permite extraer información acerca del tamaño del protón cuando se aumenta la energía de colisión.

4. MODELO QUARK-DIQUARK CON POMERÓN ELÁSTICO

La sección eficaz diferencial elástica, $d\sigma/dt$, puede ser expresada en términos de la amplitud de dispersión $F(s,t)$ como (Grichine, 2014):

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{\pi}{p^2} |F(s,t)|^2 \quad (8)$$

donde p es el momentum del nucleón respecto del sistema centro de masa (CM), t es el cuadrado del cuadrimomento transferido, s es el cuadrado de la energía medida respecto al CM y:

$$F(s,t) = F_1(s,t) - F_2(s,t) - F_3(s,t) \quad (9)$$

donde la amplitud $F_1(s,t)$ corresponde al intercambio de un pomeron, $F_2(s,t)$ al intercambio de dos pomerones entre los constituyentes del nucleón quark y diquark, y $F_3(s,t)$ al intercambio de dos pomerones entre el quark (o diquark) de un nucleón y el quark y el diquark del otro nucleón al mismo tiempo. La propuesta para $F(s,t)$ asume que el primer nucleón consta de un quark (1) y un diquark (2), el segundo consiste de un quark (3) y un diquark (4) y considera las contribuciones debido a los intercambios de uno y dos pomerones, entre: quark-quark (1-3), diquark-diquark (2-4) y dos quark-diquark (1-4, 2-3) (Grichine, 2014).

5. PROCEDIMIENTO

Para los ajustes se consideran los datos experimentales que se obtienen en Martynov (2013). El coeficiente de pendiente nuclear B_{24} puede expresarse en términos del parámetro B_{13} mediante el teorema óptico (Barone & Predazzi, 2002; Donnachie *et al.*, 2002):

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{p} \text{Im}[F(s,t=0)] \quad (10)$$

La expresión resultante es:

$$a_3 (\sqrt{B_{24}})^3 + a_2 (\sqrt{B_{24}})^2 + a_1 (\sqrt{B_{24}}) + a_0 = 0 \quad (11)$$

donde

$$\begin{aligned} a_0 &= 1 - B_{13} \\ a_1 &= [\sigma_{tot} B_{13} (b_3 + b_5) - 2] \sqrt{B_{13}} \\ a_2 &= [\sigma_{tot} B_{13} (b_1 + b_2) - 1] \\ a_3 &= [\sigma_{tot} (b_6 + b_4)] \sqrt{B_{13}} \end{aligned} \quad (12)$$

y

$$\begin{aligned}
 b_1 &= \frac{1}{4\pi} \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\xi_{13} + \xi_{24} + \lambda + \eta} \right] \\
 b_2 &= \frac{1}{4\pi} \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\xi_{14} + \xi_{23} + \lambda + \eta} \right] \\
 b_3 &= \frac{1}{8\pi} \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\xi_{13} + \xi_{14} + \eta} \right] \\
 b_4 &= \frac{1}{8\pi} \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\xi_{24} + \xi_{23} + \eta} \right] \\
 b_5 &= \frac{1}{8\pi} \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\xi_{13} + \xi_{23} + \lambda} \right] \\
 b_6 &= \frac{1}{8\pi} \operatorname{Re} \left[\frac{1}{\xi_{14} + \xi_{24} + \lambda} \right]
 \end{aligned} \tag{13}$$

donde, $\lambda = \eta = r^2/4$, r es el radio del protón. Los radios: quark ($r_1 = r_3 = 0.173r$) y diquark ($r_2 = r_4 = 0.316r$) pueden ser encontrados haciendo los fits a los datos experimentales y ξ_{jk} ($j = 1, 2$ y $k = 3, 4$) se expresa cómo (Grichine, 2014):

$$\xi_{jk} = \frac{r_j^2 + r_k^2}{16} + \alpha' \left[\ln \frac{s}{s_0} - \alpha_p \frac{i\pi}{2} \right] \tag{14}$$

En este trabajo se considera a $s_0 = 1/\alpha'$ (Donnachie *et al.*, 2002), $\alpha' = 0.15 \text{ GeV}^{-2}$, es la pendiente de la trayectoria del pomerón. Estudiar la propuesta de Grichine para la amplitud de dispersión nos permite extraer información acerca del tamaño del protón cuando se aumenta la energía de colisión.

6. AJUSTES A DATOS EXPERIMENTALES

Inicialmente mostraremos los ajustes a los datos experimentales para $F(s, t)$ con los parámetros: r , B_{13} y α_p , después se mostrarán los fits obtenidos introduciendo un parámetro libre para $\mathcal{N}(s)$. El conjunto de datos que fueron utilizados en los ajustes de éste trabajo incluyen errores sistemáticos y estadísticos sumados en cuadratura.

Los datos corresponden a diversos experimentos tomados en un período de alrededor de 50 años, la comparación entre errores estadísticos y sistemáticos cambian de acuerdo a las características de cada experimento. En la publicación de Martynov (2013) se citan estudios detallados de los errores sistemáticos, los datos originales y las referencias correspondientes se pueden encontrar en el sistema HEP DATA (Cudell, Lengyel & Martynov, 2006; Beringer *et al.*, 2012). Los datos corregidos se recopilan y escriben en un formato común. La última versión actualizada (con algunas correcciones) de datos de TOTEM están disponibles en línea en Martynov (2013).

En las Figuras 1 y 2 se presentan los resultados a los ajustes realizados a datos de $d\sigma_{el}/dt$ para colisiones pp y $p\bar{p}$ respectivamente, donde se demuestra que la parametrización propuesta por Grichine describe correctamente los datos experimentales a energías de colisión de 9.78 GeV, 13.76 GeV y 7 TeV.

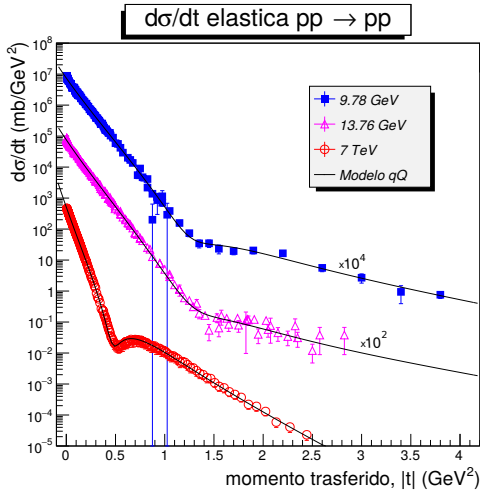


Figura 1: Ajustes para datos de $d\sigma_{el}/dt$ en colisiones protón-protón en un rango de energías de colisión entre: 9.78 GeV, 13.76 GeV y 7 TeV. La escala vertical ha sido normalizada de manera diferente, multiplicando por el factor que se indica al lado derecho de cada curva, con el propósito de poder visualizar las características de cada distribución. Fuente: Elaboración propia

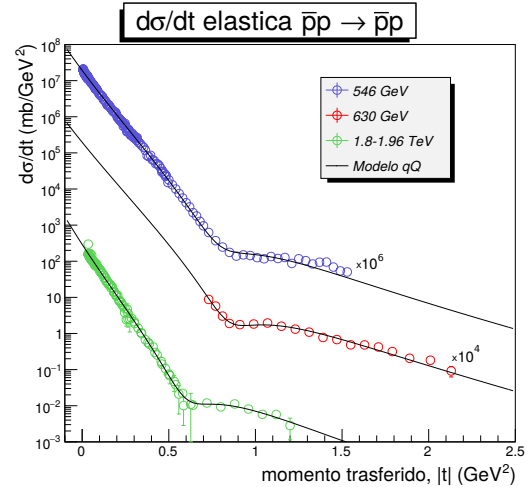


Figura 2: Ajustes para datos de $d\sigma_{el}/dt$ en colisiones protón-antiprotón en un rango de energías de colisión entre: 546 GeV-1960 GeV. La escala vertical ha sido normalizada de manera diferente, multiplicando por el factor que se indica al lado derecho de cada curva, con el propósito de poder visualizar las características de cada distribución. Fuente: Elaboración propia

Sin embargo, las figuras 4 y 5 muestran que el modelo no ajusta correctamente los datos en un intervalo de energías entre: 19.4 GeV a 62.5 GeV en colisiones pp, y de 19.4 GeV a 53 GeV en colisiones $p\bar{p}$. En la tabla 1 se muestran los parámetros obtenidos y el chi-cuadrado por grado de libertad (χ^2/ndf) para cada uno de los ajustes que se muestran en la figuras 1 a 5. La figura 3 muestra los valores obtenidos para el radio del protón, r , en función de \sqrt{s} , donde se demuestra el incremento del radio del protón a medida que la energía de colisión aumenta.

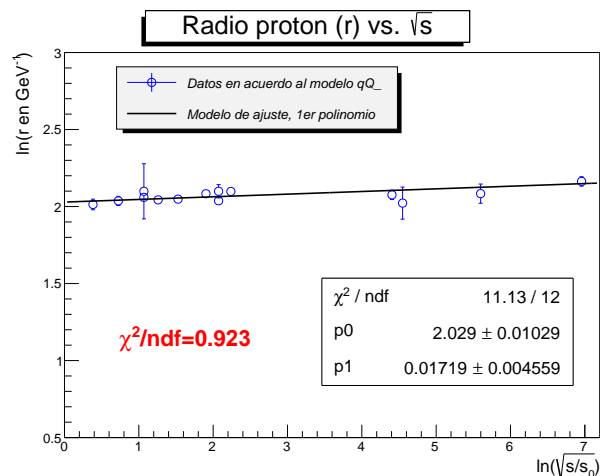


Figura 3: Variación de r como función de la energía de colisión \sqrt{s} . Fuente: Elaboración propia

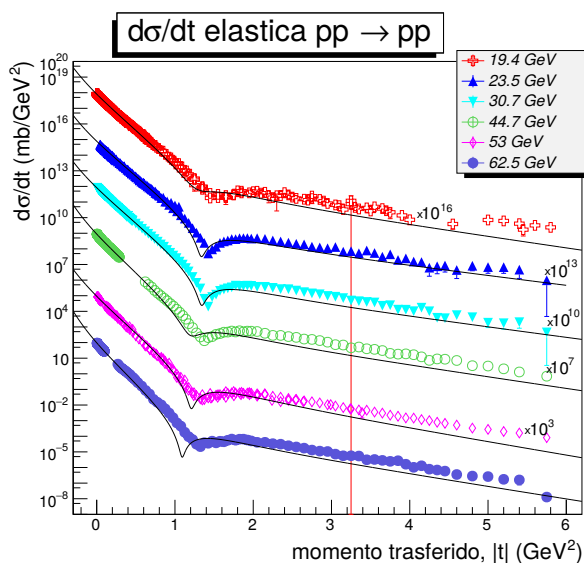


Figura 4: Ajustes para datos de $d\sigma_{el}/dt$ en colisiones protón-protón en un rango de energías de colisión entre: 19.4 GeV-62.5 GeV. La escala vertical ha sido normalizada de manera diferente, multiplicando por el factor que se indica al lado derecho de cada curva, con el propósito de poder visualizar las características de cada distribución. Fuente: Elaboración propia

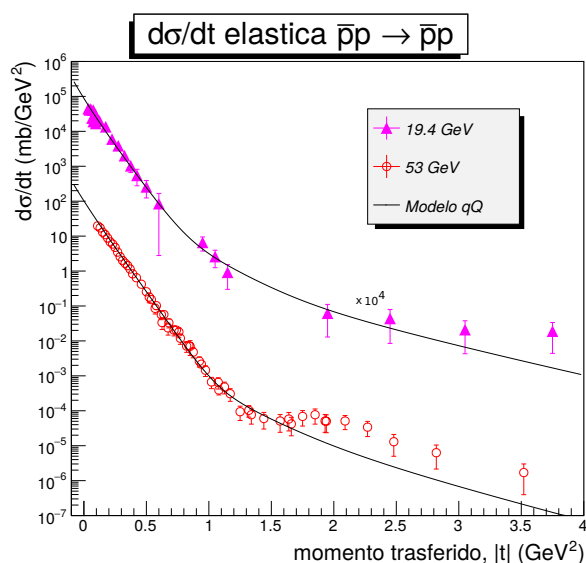


Figura 5: Ajustes para datos de $d\sigma_{el}/dt$ en colisiones protón-antiprotón en un rango de energías de colisión entre: 19.4 GeV-53 GeV. La escala vertical ha sido normalizada de manera diferente, multiplicando por el factor que se indica al lado derecho de cada curva, con el propósito de poder visualizar las características de cada distribución. Fuente: Elaboración propia

Tabla 1: Parámetros obtenidos en los ajustes en colisiones protón-protón y antiprotón-protón. r se mide en GeV^{-1} y \sqrt{s} en GeV.

Colisiones protón-protón				
\sqrt{s}	r	α_p	B_{13}	$\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$
9.78	7.49 ± 0.17	6.4 ± 0.4	$(1.55 \pm 0.07) \times 10^{-2}$	1.8
13.76	7.66 ± 0.16	7.0 ± 0.5	$(1.07 \pm 0.05) \times 10^{-2}$	2.0
19.4	7.84 ± 0.09	3.8 ± 0.4	$(8.2 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	3.9
23.5	7.72 ± 0.07	1.0 ± 0.2	$(8.6 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	13.8
30.7	7.75 ± 0.07	1.0 ± 0.1	$(7.4 \pm 0.8) \times 10^{-3}$	18.2
44.7	8.03 ± 0.09	4.2 ± 0.3	$(8.6 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	12.5
53.0	7.67 ± 0.09	1.0 ± 0.1	$(1.120 \pm 0.008) \times 10^{-2}$	9.6
62.5	8.15 ± 0.11	1.0 ± 0.2	$(1.24 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	11.3
7000	8.70 ± 0.18	7.1 ± 0.6	$(4.59 \pm 0.07) \times 10^{-2}$	0.8
Colisiones antiprotón-protón				
19.4	8.16 ± 1.01	9.0 ± 1.1	$(2.2 \pm 0.4) \times 10^{-2}$	2.0
53	8.16 ± 0.24	9.0 ± 0.3	$(9.0 \pm 0.7) \times 10^{-3}$	1.2
546	7.97 ± 0.17	7.6 ± 0.3	$(2.23 \pm 0.05) \times 10^{-2}$	1.6
630	7.56 ± 0.55	6.1 ± 0.4	$(2.27 \pm 0.07) \times 10^{-2}$	0.6
1800	8.03 ± 0.35	8.0 ± 1.0	$(3.9 \pm 0.1) \times 10^{-2}$	1.6

Por otra parte, cuando se ajustan datos de $d\sigma/dt$ en un intervalo mas pequeño para $|t|$, se puede ver que el modelo brinda una mejor descripción a los datos experimentales correspondientes a energías entre: 19.4 GeV y 62.5 GeV, las figuras 6 y 7 lo demuestran (observe que χ^2/ndf es mas próximo a 1). Los resultados que se obtienen en los ajustes para las otras energías son similares y se encuentran listados en la tabla 2. Los datos de color azul se encuentran en un intervalo para $|t|$ entre 0.005 GeV^2 y 1.0 GeV^2 y los datos de color negro en un intervalo para $|t|$ entre $1.0 \text{ GeV}^2 < |t| < 6.0 \text{ GeV}^2$, este fue el intervalo para el cual el modelo puede hacer un mejor ajuste. En estos fits puede verse que los datos no son bien descritos por la amplitud de dispersión propuesta a valores de $|t| < 1.0 \text{ GeV}^2$, en las figuras 6 o 7 podemos ver que la curva del modelo presenta una pequeña concavidad con pendiente negativa antes de llegar al mínimo de difracción, generándose una sobre-estimación en este intervalo.

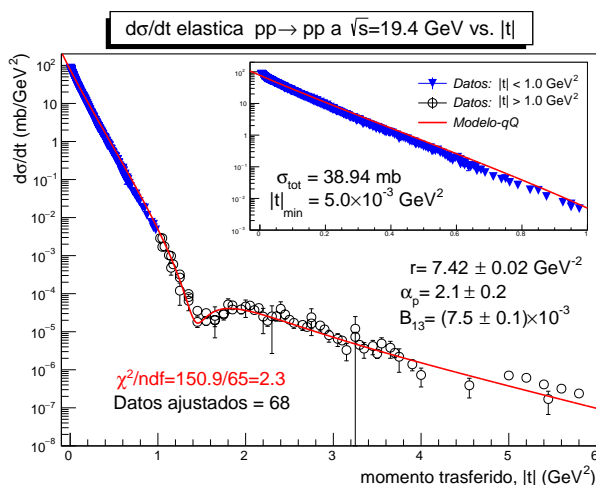


Figura 6: Ajuste a los datos de sección eficaz diferencial elástica en colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 19.4$ GeV. La curva es el modelo qQ con pomerón elástico para el intervalo de ajuste $1.0 \text{ GeV}^2 < |t| < 6.0 \text{ GeV}^2$. Fuente: Elaboración propia

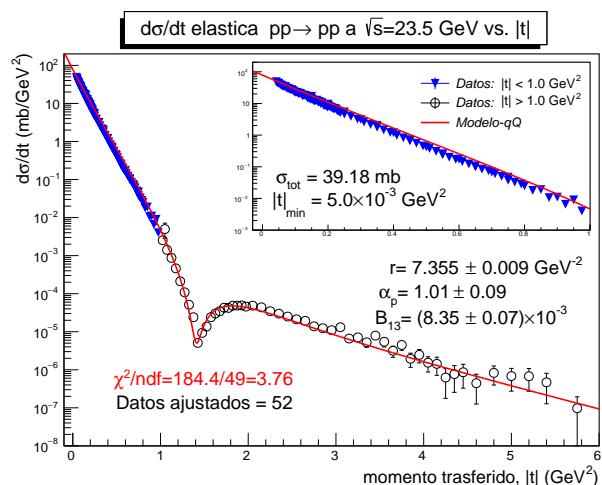


Figura 7: Ajuste a los datos de sección eficaz diferencial elástica en colisiones protón-protón a $\sqrt{s} = 23.5$ GeV. La curva es el modelo qQ con pomerón elástico para el intervalo de ajuste $1.0 \text{ GeV}^2 < |t| < 6.0 \text{ GeV}^2$. Fuente: Elaboración propia

Tabla 2: Parámetros obtenidos en los ajustes en colisiones protón-protón y antiprotón-protón. r se mide en GeV^{-1} y \sqrt{s} en GeV .

Colisiones protón-protón				
\sqrt{s}	r	α_p	B_{13}	$\frac{\chi^2}{ndf}$
19.4	7.42 ± 0.02	2.1 ± 0.2	$(7.5 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	2.3
23.5	7.355 ± 0.009	1.01 ± 0.09	$(8.35 \pm 0.07) \times 10^{-3}$	3.8
30.7	7.343 ± 0.008	0.65 ± 0.02	$(7.96 \pm 0.06) \times 10^{-3}$	4.7
44.7	7.407 ± 0.008	1.2 ± 0.1	$(9.22 \pm 0.07) \times 10^{-3}$	8.6
53.0	7.303 ± 0.008	1.81 ± 0.03	$(9.60 \pm 0.05) \times 10^{-3}$	8.5
62.5	7.44 ± 0.01	1.80 ± 0.03	$(9.6 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	5.8
Colisiones antiprotón-protón				
19.4	7.3 ± 0.1	1.5 ± 6.1	$(9.5 \pm 2.0) \times 10^{-3}$	0.5
53.0	7.8 ± 0.1	4.9 ± 1.0	$(8.6 \pm 0.6) \times 10^{-3}$	0.7

7. MODELO QUARK-DIQUARK CON NORMALIZACIÓN GLOBAL

El problema de la amplitud de dispersión propuesta por Grichine es que la normalización global está fija, en consecuencia, el modelo falla, y no puede describir los datos en el mínimo de difracción. En el presente trabajo, se propone que la normalización global sea un nuevo parámetro libre, es decir, la ecuación 9 ahora sería de la forma:

$$F(s,t) = \mathcal{N}(s)[F_1(s,t) - F_2(s,t) - F_3(s,t)] \quad (15)$$

y a partir del teorema óptico podemos ver que:

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{p} \text{Im}\{\mathcal{N}(s)[F_1(s,0) - F_2(s,0) - F_3(s,0)]\} \quad (16)$$

cómo $\mathcal{N}(s)$ es un número real positivo, entonces:

$$\frac{4\pi}{p} \text{Im}\{[F_1(s,0) - F_2(s,0) - F_3(s,0)]\} - \frac{\sigma_{tot}}{\mathcal{N}(s)} = 0 \quad (17)$$

en consecuencia, el coeficiente a_0 en las ecuaciones (12) es de la forma:

$$a_0 = \frac{1}{\mathcal{N}(s)} - B_{13} \quad (18)$$

Éste nuevo parámetro permite que el modelo pueda ajustar los datos en un amplio rango de energías, desde 9.7 GeV a 7 TeV en colisiones pp y desde 19.4 GeV a 1960 GeV en colisiones $\bar{p}p$, las figuras 8 y 9 muestran los ajustes realizados con estos 4 parámetros: radio del protón, elasticidad del pomerón, coeficiente de pendiente nuclear, y normalización global. Al hacer una comparación entre los valores obtenidos de los parámetros listados en las columnas 3 y 4 de la tabla 3, podemos concluir que los ajustes mejoran considerablemente (valores de χ^2/ndf más próximos a 1) sí dejamos que la normalización global se comporte como un parámetro libre en la amplitud de dispersión. Finalmente, en la figura 10 mostramos la variación de $B_{13} = \sigma_{13}/\sigma_{tot}$ en función de \sqrt{s} , respectivamente.

Tabla 3: Se muestran los valores obtenidos de χ^2/ndf para cada uno de los valores de \sqrt{s} , para una amplitud de dispersión con 3 y 4 parámetros en colisiones pp y $p\bar{p}$.

Colisiones	\sqrt{s}	χ^2/ndf	
		$F(s,t)$ con 3 parámetros	$F(s,t)$ con 4 parámetros
pp	9.78	1.8	1.9
	13.8	2.0	1.7
	19.4	3.9	1.8
	23.5	13.8	1.0
	30.7	18.2	1.5
	44.7	12.5	4.9
	53.0	9.6	3.5
	62.5	11.3	2.4
700	0.8	0.8	
$p\bar{p}$	19.4	2.0	1.7
	53.0	1.2	0.5
	546	1.6	1.5
	630	0.6	0.5
	1800	1.6	1.4

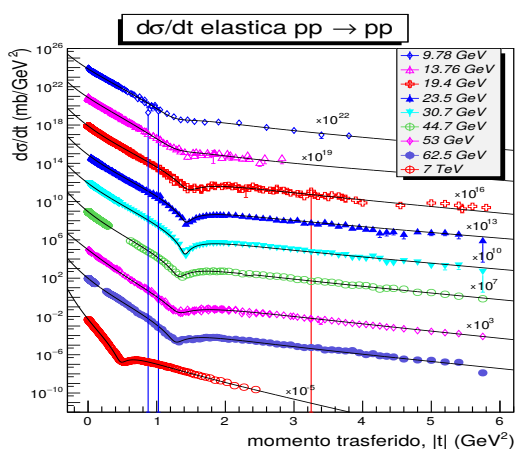


Figura 8: Ajustes para datos de $d\sigma_{el}/dt$ en colisiones protón-protón en un rango de energías de colisión entre: 9.78 GeV y 7 TeV. La escala vertical ha sido normalizada de manera diferente, multiplicando por el factor que se indica al lado derecho de cada curva, con el propósito de poder visualizar las características de cada distribución.

Fuente: Elaboración propia

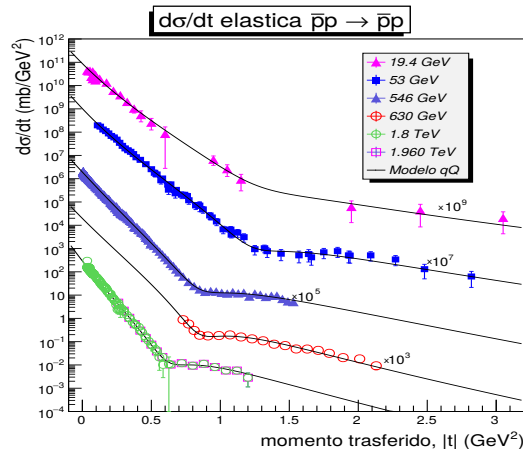


Figura 9: Ajustes para datos de $d\sigma_{el}/dt$ en colisiones protón-protón en un rango de energías de colisión entre: 19.4 GeV y 1960 GeV. La escala vertical ha sido normalizada de manera diferente, multiplicando por el factor que se indica al lado derecho de cada curva, con el propósito de poder visualizar las características de cada distribución.

Fuente: Elaboración propia

Tabla 4: Parámetros obtenidos en los ajustes en colisiones protón-protón y antiprotón-protón. r se mide en GeV^{-1} y \sqrt{s} en GeV .

Colisiones protón-protón					
\sqrt{s}	r	α_p	B_{13}	$\mathcal{N}_{\mathcal{G}}(s)$	$\frac{\chi^2}{\text{ndf}}$
9.78	7.43 ± 0.02	6.1 ± 0.5	$(1.25 \pm 0.06) \times 10^{-2}$	1.2 ± 0.1	1.9
13.8	7.47 ± 0.04	5.9 ± 0.6	$(1.10 \pm 0.05) \times 10^{-2}$	1.9 ± 0.2	1.7
19.4	7.35 ± 0.02	3.0 ± 0.2	$(1.05 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	3.9 ± 0.2	1.8
23.5	7.14 ± 0.02	1.4 ± 0.1	$(1.38 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	4.9 ± 0.1	1.0
30.7	7.20 ± 0.01	1.0 ± 0.1	$(1.25 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	4.3 ± 0.1	1.5
44.7	7.20 ± 0.02	2.0 ± 0.1	$(1.55 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	4.9 ± 0.1	4.9
53.0	7.17 ± 0.02	1.9 ± 0.1	$(1.65 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	4.6 ± 0.1	3.5
62.5	7.22 ± 0.02	2.2 ± 0.2	$(1.60 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	4.7 ± 0.1	2.4
7000	8.52 ± 0.02	7.9 ± 0.5	$(4.67 \pm 0.08) \times 10^{-2}$	1.2 ± 0.1	0.8
Colisiones antiprotón-protón					
19.4	6.78 ± 0.33	5.4 ± 6.2	2.0 ± 0.7	9.2 ± 3.6	1.7
53.0	7.50 ± 0.14	6.3 ± 1.0	1.4 ± 0.2	9.8 ± 1.1	0.5
546	7.78 ± 0.05	7.1 ± 0.3	2.5 ± 0.1	1.4 ± 0.1	1.5
630	7.52 ± 0.13	6.5 ± 1.0	2.4 ± 0.7	1.3 ± 1.2	0.5
1800	7.81 ± 0.04	8.3 ± 0.4	4.5 ± 0.1	1.2 ± 0.0	1.4

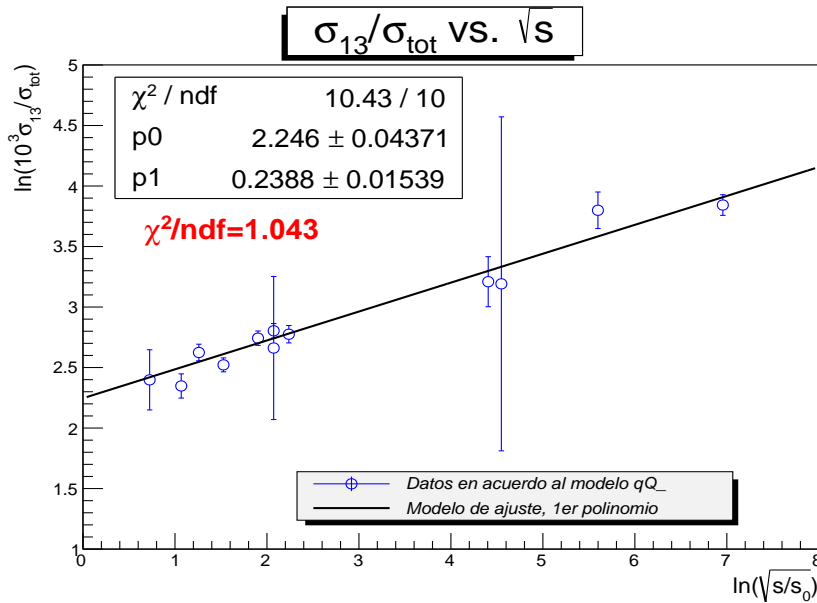


Figura 10: Dependencia de σ_{13}/σ_{tot} vs. \sqrt{s} . Fuente: Elaboración propia

8. CONCLUSIONES

En el presente trabajo se hizo un estudio a un modelo de dispersión elástica de nucleones, particularizado a los protones. A lo largo de su desarrollo se probó que el modelo que propone Grichine para la descripción de datos de sección eficaz diferencial elástica, tiene dificultades en determinar la posición del mínimo de difracción a ciertas energías intermedias en colisiones protón-protón y antiprotón-protón.

El estudio realizado muestra que para que el modelo (qQ) con pomerón elástico describa apropiadamente todos los datos accesibles de sección eficaz diferencial para dispersión elástica protón-protón y antiprotón-protón, se necesita una modificación a la amplitud de dispersión propuesta por Grichine. La amplitud de dispersión debe ser modificada en términos de una normalización que depende de la energía. Cuando en el ajuste se incluye un parámetro adicional correspondiente a esta normalización, se ve que los ajustes mejoran notoriamente, y se puede deducir a partir de los valores de χ^2/ndf mostrados en las columnas 3 y 4 de la tabla 3, note que, por ejemplo, para la energía de 30.7 GeV, los valores de χ^2/ndf correspondientes a las amplitudes de dispersión con tres y cuatro parámetros difieren notablemente, 18.2 y 1.5 respectivamente. Por otro lado, las tablas 1 y 4 evidencian una disminución en los errores de los parámetros, se observa, por ejemplo, el error en los parámetros r y B_{13} para cada uno de los valores energéticos, el orden en sus magnitudes es claramente menor en la tabla 4. Es interesante analizar el coeficiente a_0 en la ecuación (11), en presencia de una normalización global en la amplitud de dispersión, a_0 disminuye, esto se debe a que la cantidad $1/\mathcal{N}(s)$ es menor a uno porque $\mathcal{N}(s)$ debe ser mayor a cero y como B_{13} toma valores en el intervalo (0,1), entonces $(1/\mathcal{N}(s) - B_{13}) < (1 - B_{13})$, de modo que para que el modelo de Grichine ajuste correctamente los datos experimentales, se necesita que el término independiente a_0 en la ecuación (4) tome valores menores a $(1 - B_{13})$.

Referencias

- Barone, V. & Predazzi, E. (2002). *High-Energy Particle Diffraction*. New York: Springer-Berlag Berlin Heidelberg, 35-52 & 83-104 p.
- Beringer, J. *et al.* (Particle Data Group). *Data files and plots of cross-sections and related quantities in the 2012 Review of Particle Physics*. Phys.Rev.D86, 010001 (2012)
- Cudell, J. R.; Lengyel, A. & Martynov, E.(2006). Soft and hard Pomerons in hadron elastic scattering at small t . *Physical Review D*, 73(3), 034008.
- Donnachie, S.; Dosch G.; Landshoff, P. & Nachtmann O. (2002). *Pomeron Physics and QCD*. Cambridge University Press.
- Grichine, V. M., Starkov, N. I. & Zotov, N. P. (2013). *Quark-diquark model for $p(\bar{p}) - p$ elastic scattering at high energies*. Berlin: Springer Berlin Heidelberg, 2, (4). arXiv:1212.2111.

Grichine, V. M. (2014). Nucleon elastic scattering in quark-diquark representation with springy Pomeron. *The European Physical Journal Plus*, 129(6), 112.

Martynov, E. (2013). Proton (antiproton) elastic scattering at energies from FNAL to the LHC in the tripole Pomeron-Odderon model. *Physical Review D*, 87(11), 114018.