

Reporte Física de Partículas

Jose Andres Evangelio Vergaray¹

¹Facultad de Ciencias Naturales y Matematica, Universidad Nacional del Callao

¹jaevangeliov@unac.edu.pe

March 4, 2022

Resumen

Se presenta aquí un breve reporte de las actividades propuestas en el curso 'Análisis de interacciones de partículas haciendo uso de software libres' En los primeras 4 actividades se trabaja calculando las ecuaciones de campo de los Lagrangianos usados usualmente en la Teoría Cuántica de Campos, luego se producen simulaciones de colisiones de paquetes de partículas para su posterior estudio, así como generar los diagramas de Feynmann necesarios para poder entender el fenómeno detrás de las colisiones.

1 Metodología

En las secciones 2.1, 2.2, 2.3 y 2.4 se trabaja acorde a la Teoría de la Densidad Lagrangiana, descrita en el capítulo 3 de [1]. Para la sección 2.5 - 2.8 usamos el simulador MadGraph 5 [2] para la simulación de resultados y generar los diagramas de Feynmann necesarios para cada problema.

2 Resultados

2.1 Lagrangiano de Proca para un campo vectorial de espín 1

De acuerdo a [1] dado una densidad Lagrangiana \mathcal{L} , el cuál será funcional de un campo vectorial 4-dimensional A^γ , de la forma $\mathcal{L} = \mathcal{L}(A^\gamma, \partial_\alpha A^\gamma)$. Las ecuaciones de Euler-Lagrange que describirán su movimiento cumple:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A^\gamma} - \partial_\alpha \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\alpha A^\gamma)} \right) = 0 \quad (1)$$

Sea el lagrangiano de Proca para un campo vectorial de espín 1:

$$\mathcal{L} = \frac{-1}{16\pi} (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 A^\nu A_\nu \quad (2)$$

Por ello, para el lagrangiano de Proca, se calculó los términos necesarios para encontrar sus ecuaciones de movimiento:

$$\begin{aligned} \blacksquare \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A^\gamma} &= \frac{1}{8\pi} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \left[\frac{\partial A^\nu}{\partial A^\gamma} A_\nu + A^\nu \frac{\partial A_\nu}{\partial A^\gamma} \right] = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \left[\delta_\gamma^\nu A_\nu + A^\nu \frac{\eta_{\nu\beta} \partial A^\beta}{\partial A^\gamma} \right] \\ &= \frac{1}{8\pi} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 [A_\gamma + A^\nu \eta_{\nu\beta} \delta_\gamma^\beta] = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 [A_\gamma + A_\gamma] = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 A_\gamma \end{aligned}$$

Obtenemos:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A^\gamma} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 A_\gamma \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \blacksquare \partial_\alpha \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\alpha A^\gamma)} \right) &= \frac{-1}{16\pi} \partial_\alpha \left[\frac{\partial (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)}{\partial (\partial_\alpha A^\gamma)} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \right. \\ &\quad \left. + (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) \frac{\partial (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)}{\partial (\partial_\alpha A^\gamma)} \right] \quad (4) \end{aligned}$$

- $\frac{\partial (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu)}{\partial (\partial_\alpha A^\gamma)} = \frac{\partial (\eta^{\mu\beta} \partial_\beta A^\nu - \eta^{\nu\theta} \partial_\theta A^\mu)}{\partial (\partial_\alpha A^\gamma)} = (\eta^{\mu\beta} \delta_\alpha^\beta \delta_\gamma^\nu - \eta^{\nu\theta} \delta_\alpha^\theta \delta_\gamma^\mu) = (\eta^{\mu\alpha} \delta_\gamma^\nu - \eta^{\nu\alpha} \delta_\gamma^\mu) \quad (5)$

- $\frac{\partial (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)}{\partial (\partial_\alpha A^\gamma)} = \frac{\partial (\partial_\mu A^\beta \eta_{\beta\nu} - \partial_\nu A^\theta \eta_{\theta\mu})}{\partial (\partial_\alpha A^\gamma)} = (\delta_\alpha^\mu \delta_\gamma^\beta \eta_{\beta\nu} - \delta_\alpha^\nu \delta_\gamma^\theta \eta_{\theta\mu}) = (\delta_\alpha^\mu \eta_{\gamma\nu} - \delta_\alpha^\nu \eta_{\gamma\mu}) \quad (6)$

Reemplazando (5) y (6) en (4):

$$\begin{aligned} \partial_\alpha \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\alpha A^\gamma)} \right) &= \frac{-1}{16\pi} \partial_\alpha [(\eta^{\mu\alpha} \delta_\gamma^\nu - \eta^{\nu\alpha} \delta_\gamma^\mu) (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) + (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) (\delta_\alpha^\mu \eta_{\gamma\nu} - \delta_\alpha^\nu \eta_{\gamma\mu})] \\ &= \frac{-1}{16\pi} \partial_\alpha [(\partial^\alpha A_\gamma - \partial_\gamma A^\alpha - \partial_\gamma A^\alpha + \partial^\alpha A_\gamma) + (\partial^\alpha A_\gamma - \partial_\gamma A^\alpha - \partial_\gamma A^\alpha + \partial^\alpha A_\gamma)] \\ &= \frac{-1}{16\pi} \partial_\alpha [4 (\partial^\alpha A_\gamma - \partial_\gamma A^\alpha)] = \frac{-1}{4\pi} \partial_\alpha [\partial^\alpha A_\gamma - \partial_\gamma A^\alpha] \end{aligned}$$

Obtenemos:

$$\partial_\alpha \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\alpha A^\gamma)} \right) = \frac{-1}{4\pi} \partial_\alpha (\partial^\alpha A_\gamma - \partial_\gamma A^\alpha) \quad (7)$$

Reemplazando (3) y (7) en (1), nuestra ecuación de Euler Lagrange para el Lagrangiano de Proca para un campo vectorial de espín 1, será:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 A_\gamma + \frac{1}{4\pi} \partial_\alpha (\partial^\alpha A_\gamma - \partial_\gamma A^\alpha) &= 0 \\ \frac{1}{4\pi} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 A^\mu \eta_{\mu\gamma} + \frac{1}{4\pi} \partial_\alpha (\partial^\alpha A^\mu - \partial^\mu A^\alpha) \eta_{\mu\gamma} &= 0 \\ \frac{1}{4\pi} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 A^\mu + \frac{1}{4\pi} \partial_\alpha (\partial^\alpha A^\mu - \partial^\mu A^\alpha) &= 0 \end{aligned}$$

Haciendo un cambio de variable $\mu \rightarrow \nu$ y $\alpha \rightarrow \mu$:

$$\frac{1}{4\pi} \partial_\mu (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) + \frac{1}{4\pi} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 A^\nu = 0 \quad (8)$$

2.2 Lagrangiano de Dirac

Para una densidad Lagrangiana \mathcal{L} , de la forma $\mathcal{L} = \mathcal{L}(\psi, \partial_\alpha \psi, \bar{\psi}, \partial_\alpha \bar{\psi})$, funcional de un campo espinorial 4 -dimensional ξ . Las ecuaciones de Euler-Lagrange que describen los campos cumplen:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \xi} - \partial_\alpha \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\alpha \xi)} \right) = 0 \quad (9)$$

Siendo $\xi = \{\psi, \bar{\psi}\}$ la representación del campo espinorial y su adjunto conjugado.

Sea el Lagrangiano de Dirac:

$$\mathcal{L} = i(\hbar c) \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi \quad (10)$$

el cuál describe partículas fermiónicas de espín 1/2. Se puede modificar el Lagrangiano de la forma:

$$\mathcal{L} = \frac{i\hbar c}{2} [\bar{\psi} \gamma^\mu (\partial_\mu \psi) - (\partial_\mu \bar{\psi}) \gamma^\mu \psi] - mc^2 \bar{\psi} \psi \quad (11)$$

de tal modo que el campo espinorial ψ y su adjunto $\bar{\psi}$ se encuentren en igualdad de condiciones el cual usamos para calcular las ecuaciones de campo. De aquí, para el campo ψ , obtendremos las expresiones para la ecuación de Euler-Lagrange:

- $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi} = -\frac{i\hbar c}{2} (\partial_\mu \bar{\psi}) \gamma^\mu - (mc^2) \bar{\psi}$
- $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \psi)} = \partial_\mu \left(-\frac{i\hbar c}{2} \bar{\psi} \gamma^\mu \right) = -\frac{i\hbar c}{2} \partial_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu$

reemplazando (12) en (9) obtenemos:

$$i(\hbar c) \partial_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu + (mc^2) \bar{\psi} = 0 \quad (13)$$

Deseamos hallar la ecuación del campo adjunto, por lo que considerando $\psi \rightarrow \bar{\psi}$ en (9), obtendremos:

$$\begin{aligned} \bullet \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \bar{\psi}} &= \frac{i\hbar c}{2} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - (mc^2) \psi \\ \bullet \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \bar{\psi})} \right) &= \partial_\mu \left(-\frac{i\hbar c}{2} \gamma^\mu \psi \right) = -\frac{i\hbar c}{2} \gamma^\mu \partial_\mu \psi \end{aligned} \quad (14)$$

reemplazando las expresiones de (14) en (9) obtenemos:

$$i(\hbar c) \gamma^\mu \partial_\mu \psi - (mc^2) \psi = 0 \quad (15)$$

Observamos que (15) y (13) son ecuaciones adjuntas conjugadas.

2.3 Lagrangiano de Klein-Gordon para un Campo Complejo

Sea un campo complejo ϕ y su conjugado ϕ^* . Podemos construir una densidad Lagrangiana \mathcal{L} de la forma $\mathcal{L} = \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu \phi, \phi^*, \partial_\mu \phi^*)$. La ecuación de Euler-Lagrange que describirá el campo ϕ será:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} - \partial_\alpha \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\alpha \phi)} \right) = 0 \quad (16)$$

Y la ecuación para su conjugado ϕ^* será:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi^*} - \partial_\alpha \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\alpha \phi^*)} \right) = 0 \quad (17)$$

Considerando la densidad Lagrangiana de Klein-Gordon para un campo complejo:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)^* (\partial^\mu \phi) - \frac{1}{2} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \phi^* \phi \quad (18)$$

Calculamos las ecuaciones de movimiento para sus campos considerando (16) y (17).

- Para el campo complejo ϕ , obtenemos:

$$\begin{aligned} \bullet \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} &= -\frac{1}{2} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \phi^* \\ \bullet \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi)} \right) &= \frac{1}{2} \partial_\mu (\partial^\mu \phi^*) \end{aligned} \quad (19)$$

reemplazando las expresiones de (19) en (16), obtenemos:

$$\partial_\mu (\partial^\mu \phi^*) + \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \phi^* = 0 \quad (20)$$

- Para el elemento ϕ^* obtenemos las expresiones:

$$\begin{aligned} \bullet \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi^*} &= -\frac{1}{2} \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \phi \\ \bullet \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi^*)} \right) &= \frac{1}{2} \partial_\mu (\partial^\mu \phi) \end{aligned} \quad (21)$$

reemplazando (21) en (17), obtenemos:

$$\partial_\mu (\partial^\mu \phi) + \left(\frac{mc}{\hbar} \right)^2 \phi = 0 \quad (22)$$

Observamos que (20) y (22) presentan la misma forma, con la diferencia que presentan el campo complejo conjugado del otro. Podemos conjugar la ecuación (20) para obtener (22), y viceversa. Concluimos que estas ecuaciones son autoconsistentes.

2.4 Lagrangiano de Dirac con Acoplamiento Electromagnético

Sea Lagrangiano de Dirac con Acoplamiento Electromagnético

$$\mathcal{L} = [(i\hbar c) \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi] - (q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi) A_\mu \quad (23)$$

Podemos calcular las ecuaciones que describen los campos usando el mismo tratamiento que en (2.2).

- Trabajando en el campo ψ , obtenemos las expresiones:

$$\begin{aligned} \bullet \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \bar{\psi}} &= (i\hbar c) \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \psi - q \gamma^\mu \psi A_\mu \\ \bullet \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \bar{\psi})} \right) &= 0 \end{aligned} \quad (24)$$

La ecuación de Euler-Lagrange será:

$$i (\hbar c) \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \psi - q \gamma^\mu \psi A_\mu = 0 \quad (25)$$

- Trabajando en el campo $\bar{\psi}$, obtenemos las expresiones:

$$\begin{aligned} \bullet \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi} &= -mc^2 \bar{\psi} - q \gamma^\mu \bar{\psi} A_\mu \\ \bullet \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \psi)} \right) &= \partial_\mu (i\hbar c \gamma^\mu \bar{\psi}) = i (\hbar c) \partial_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \end{aligned} \quad (26)$$

La ecuación de Euler-Lagrange será:

$$i (\hbar c) \gamma^\mu \partial_\mu \bar{\psi} + mc^2 \bar{\psi} + q \gamma^\mu \bar{\psi} A_\mu = 0 \quad (27)$$

Observamos que (25) y (27) son ecuaciones adjuntas conjugadas.

2.5 Producción de Colisiones con MadGraph5

En el código computacional de **MadGraph5**, simulamos la colisión de 2 paquetes de protones, con una energía de 6 500 GeV cada uno. Consideramos una cantidad de 1000 eventos dentro de la colisión, bajo el Modelo Estándar (*Standard Model*). Para cada caso, se graficó el Diagrama de Feynmann de los posibles resultados y la Cross-Section de eventos posibles medidos en la simulación. Los términos para identificar las partículas en los diagramas de Feynmann se basan en la terminología del Modelo Estándar, se puede observar a más detalle en la Figura 1. Para nosotros calcular la colisión y los eventos deseados, consideraremos a los paquetes de protones como un conjunto de partículas que interactuarán con su respectiva antipartícula: Charm (c), Up (u), Down (d) y Strange (s), dentro de la colisión consideramos como partículas mediadoras al bosón Z (z) y al Fotón (**MadGraph5** lo reconoce con el término a); y como partículas resultantes de la colisión al par electrón (e^-) positrón (e^+). En los diagramas de Feynmann se pueden observar el término **QED** y **QCD**, estos significan el tipo de interacción que existe en cada vértice del diagrama, contabilizando la suma el total de vértices que ocurrirán en la colisión.

En los cuadros de resultados encontraremos el término **Cross-Section**, que indica los eventos que la sección eficaz se llegaría a registrar del total de eventos generados. También encontramos **Graph**, el cuál representa el tipo de evento que puede ocurrir dentro de la colisión, nosotros consideramos que las partículas de entrada y de salida van a ser las mismas en distintas colisiones, sin embargo, al haber dos posibles partículas mediadoras (Fotón o el Boson Z), aparecerán los valores para cada evento en particular con la etiqueta G1 y G2, salvo nosotros restrinjamos los tipos de eventos a solo 1. El término **Unwgt** hace referencia al valor no normalizado del evento de colisión particular. **Luminosity** indica la luminosidad que genera cada evento.

Modelo estándar de física de partículas

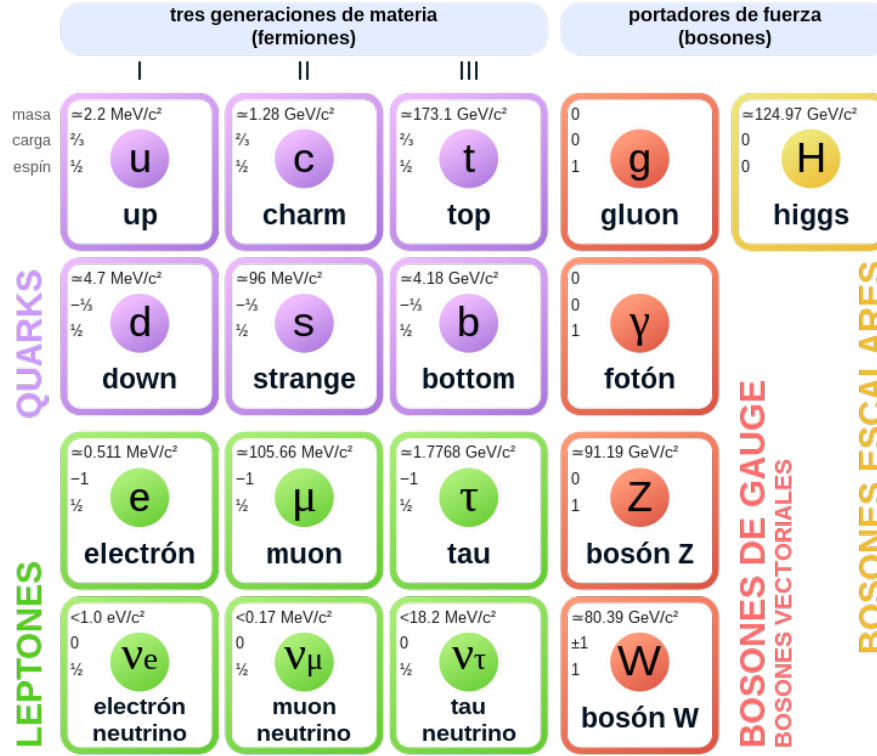


Figura 1: Esquema con las partículas que describe el Modelo Estándar, así como las características que presenta cada uno. Fuente: Wikipedia.

2.5.1 Detección de e^+ y e^- en la colisión de Protones

En el primer caso, se buscó detectar positrones e^+ y electrones e^- tras la colisión. Nuestros resultados de la cross-section obtenidos se pueden observar en la cuadro 1. Se obtiene un total de 836.58 eventos que se registran dentro de la Cross-Section, con una varianza de ± 5.22 , además de obtener una cantidad de $19,896 \approx 20$ eventos o colisiones que generan electrones y positrones. Indicamos también la Luminosidad para cada tipo de evento detectado. Aquí los **Graph** G1 y G2 representarán los eventos que involucren al Fotón y al Bosón Z como mediadores, respectivamente. Esto se puede comprobar comparando los valores del cuadro 1 con los cuadros 4 y 5.

Graph	Cross-Section	Error	Events(K)	Unwgt	Luminosity
G1	204.8	2.44	7.015	964.0	4.71
G2	631.8	4.62	12.881	977.0	1.55
Total	836.6	5.22	19.896	1941.0	0

Cuadro 1: Cross-Section generado en MadGraph para 1000 eventos. El valor obtenido es de $S=836.58 \pm 5.22(\text{pb})$. Se puede observar que la Cross-Section total es la contribución de los procesos G1 y G2. Se discernirá a que mediador corresponde cada evento en las seccion 2.5.4 y 2.5.5.

Los diagramas de Feynmann se encuentran graficados en las figuras 2, 3, 4 y 5. En todos los diagramas, aparece indicado **QCD=0 QED=2**, lo cual indica que las interacciones en los vértices son del tipo Quantum Electro Dynamics (QED), sin involucrar a interacciones del tipo Quantum Cromo Dynamics (QCD).

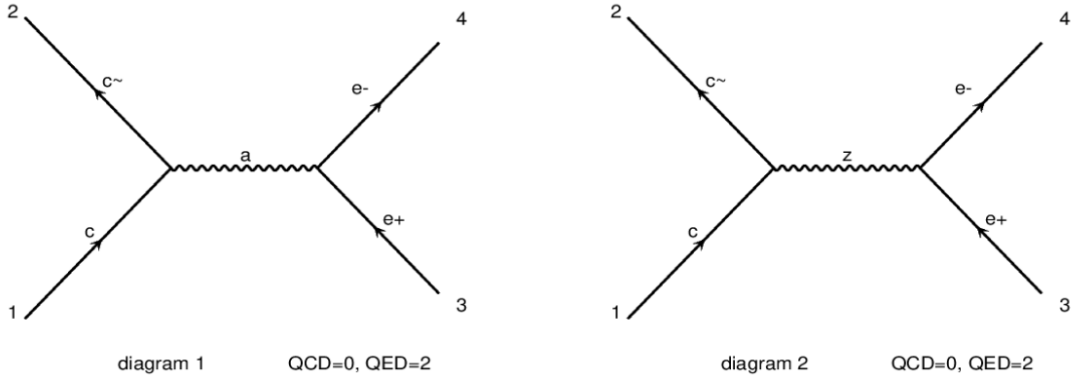


Figura 2: Colisión de un quark Charm c con su antipartícula \bar{c} , generando un par positrón e^+ electrón e^- . Para diagram 1 el mediador a es un fotón, para el diagram 2 el mediador z es un bosón z

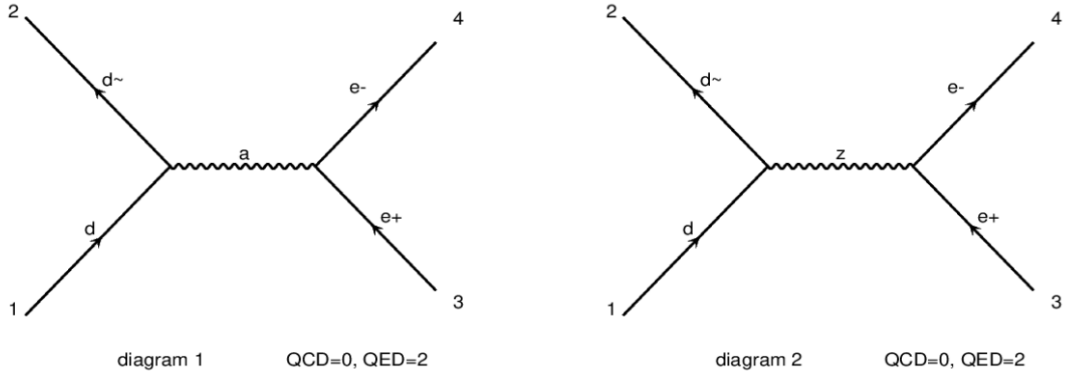


Figura 3: Colisión de un quark Down d con su antipartícula \bar{d} , generando un par positrón e^+ electrón e^- . Para diagram 1 el mediador a es un fotón, para el diagram 2 el mediador z es un bosón z

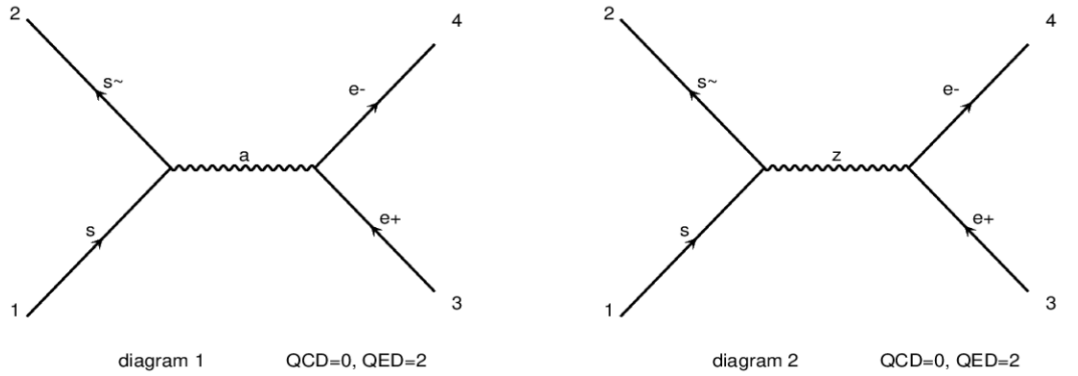


Figura 4: Colisión de un quark Strange s con su antipartícula \bar{s} , generando un par positrón e^+ electrón e^- . Para diagram 1 el mediador a es un fotón, para el diagram 2 el mediador z es un bosón z

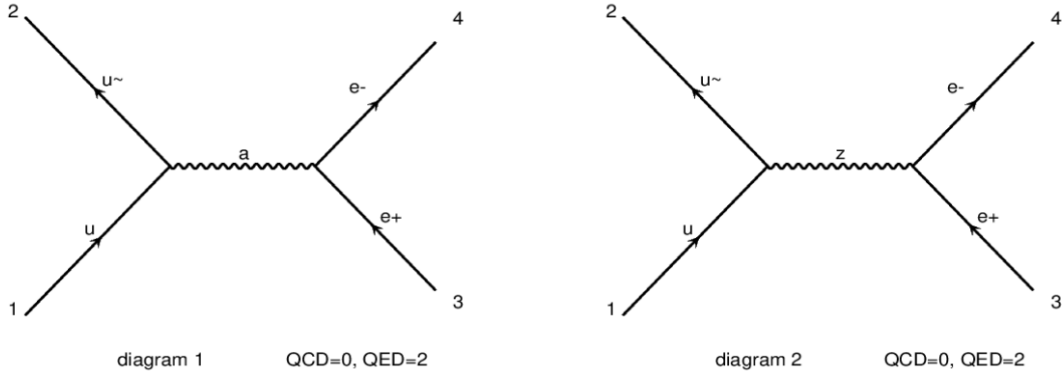


Figura 5: Colisión de un quark Up u con su antipartícula $u \sim$, generando un par positrón e^+ electrón e^- . Para diagram 1 el mediador a es un fotón, para el diagram 2 el mediador z es un bosón z

2.5.2 Detección de e^+ y e^- en la colisión de bosones Z, surgidos de la colisión de Protones

En el segundo caso, se buscó detectar positrones e^+ y electrones e^- considerando una reacción en cadena, nosotros simulamos la colisión de protones que generan bosones Z, estos a su vez se dividen en el par positrón-electrón. Los resultados obtenidos para la Cross-Section se pueden observar en el cuadro 2. Se obtiene un total de 1420 eventos que se registran dentro de la Cross-Section (alrededor del doble de lo obtenido para el bosón Z en el cuadro 1), con una varianza de $\pm 5,22$, además de obtener una cantidad de $33,93 \approx 34$ eventos dentro de la colisión que generan electrones y positrones. El obtener un Cross-Section mayor a los eventos totales puede explicarse debido a que estamos trabajando con dos procesos en cadena, registrándose dos veces en la simulación.

Graph	Cross-Section	Error	Events(K)	Unwgt	Luminosity
G1	1420	4.5	33.93	1875.0	1.32
Total	1420	4.5	33.93	1875.0	0

Cuadro 2: Cross-Section generado en MadGraph para 1000 eventos. El valor obtenido es de $S=1420.3 \pm 4.5(\text{pb})$. Debido a que solo consideramos colisiones en cadena que generen bosones Z en su primera colisión solo existe un tipo de evento en nuestros resultados, el evento G1.

Los diagramas de Feynmann de las aniquilaciones de quarks por pares encuentran graficados en las figuras 6 y 7, ahí se esquematiza la transformación al bosón Z después de la aniquilación. En la figura 8 se esquematiza como el bosón Z se desintegra en un electrón (e^-) positrón (e^+).

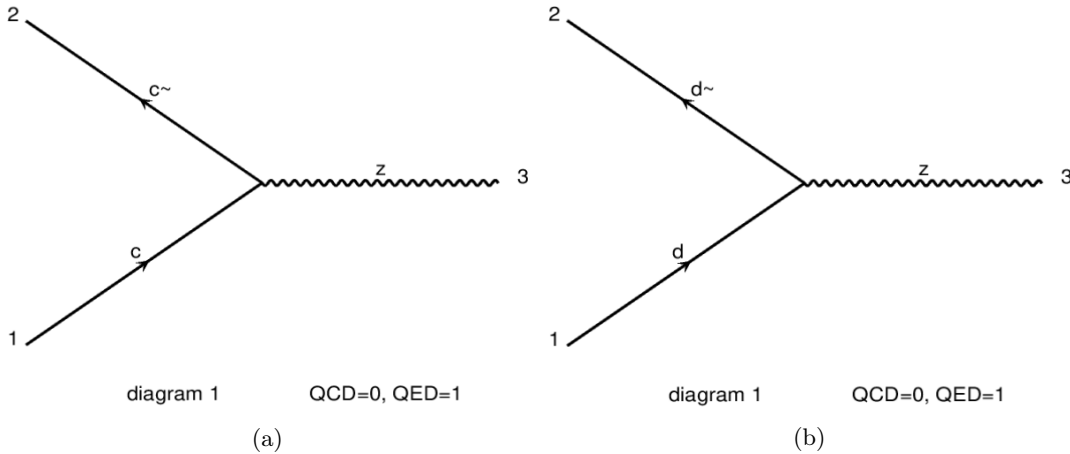


Figura 6: (6a) Colisión de un quark Charm (c) con su antipartícula ($c \sim$), aniquilándose y generando un bosón Z. (6b) Colisión de un quark Down (d) con su antipartícula ($d \sim$), aniquilándose y generando un bosón Z.

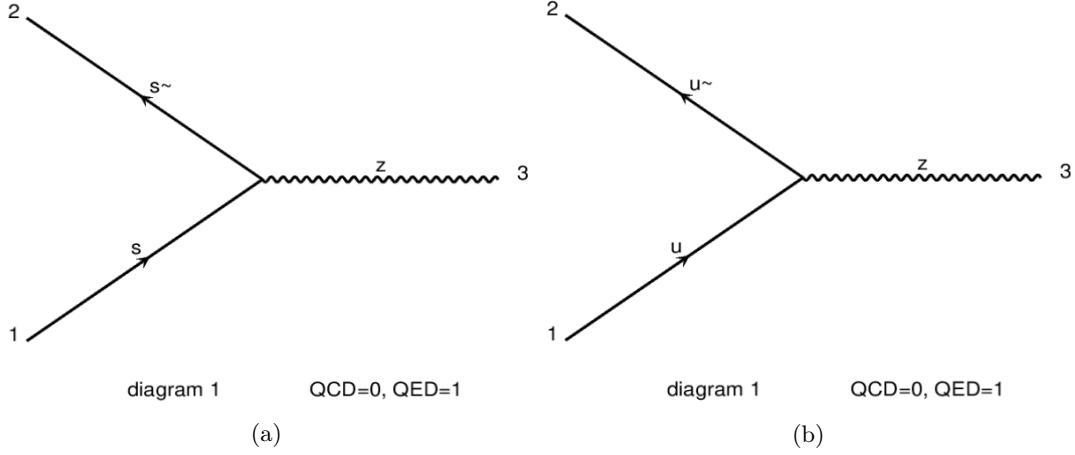


Figura 7: (7a) Colisión de un quark Strange (s) con su antipartícula ($s \sim$), aniquilándose y generando un bosón Z. (7b) Colisión de un quark Up (u) con su antipartícula ($u \sim$), aniquilándose y generando un bosón Z.

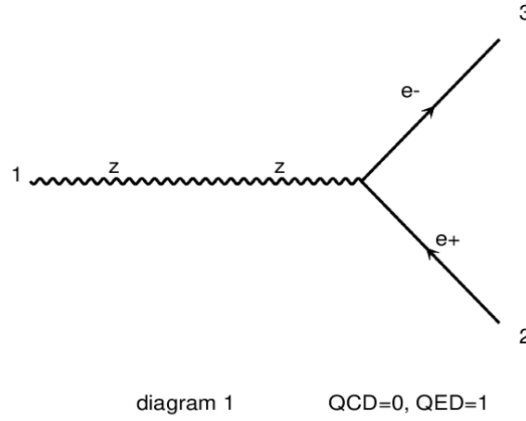


Figura 8: Desintegración del bosón Z en un par electrón (e^-) positrón (e^+)

En todos los diagramas, aparece indicado **QCD=0 QED=1**, debido a que solo se encuentra un único vértice por diagrama y siendo la interacción predominante del tipo Quantum Electro Dynamics(QED), sin involucrar a interacciones del tipo Quantum Cromo Dynamics (QCD). Aquí se necesita mencionar que la colisión en cadena estaría representada por la unión de los diagramas (6a), (6b), (7a), (7b) con el diagrama de la figura 8. Esta unión de eventos genera una única categoría de evento en el que interactúan partículas cargadas eléctricamente para generar el par electrón(e^-) positrón(e^+), con único mediador el bosón Z.

2.5.3 Detección de e^+ y e^- en la colisión de Protones, considerando al bosón Z como partícula virtual y despreciando su masa

En el tercer caso, se consideró al bosón Z como una partícula virtual sin masa. Los resultados obtenidos para la Cross-Section se pueden observar en el cuadro 3. Se obtiene un total de 213.2 eventos que se registran dentro de la Cross-Section, con una desviación de ± 1.72 , además de obtener una cantidad de $21,042 \approx 21$ eventos dentro de la colisión que generan electrones y positrones.

Graph	Cross-Section	Error	Events(K)	Unwgt	Luminosity
G1	205.7	1.72	14.028	1924.0	9.31
G2	7.441	0.102	7.014	929.0	111
Total	213.2	1.72	21.042	2753.0	0

Cuadro 3: Cross-Section generado en MadGraph para 1000 eventos. El valor obtenido es de $S=213.18 \pm 1.72(\text{pb})$. Se puede observar que la Cross-Section total es la contribución de los procesos G1 y G2.

Comparando los resultados con el cuadro 1, se identifica que G1 representa los eventos que tienen al fotón como mediador y G2 para el bosón Z. Se observa que despreciar la masa del bosón Z reduce la cantidad de eventos registrados en **Cross-Section** a un 2% y en **Events(K)** en poco menos de la mitad. Sin embargo, también debemos mencionar que para los eventos G2, todos los registrados en la Cross-Section fueron eventos que generaban un par electrón (e^-) positrón (e^+).

Los diagramas de Feynmann se encuentran graficados en las figuras 9, 10, 11 y 12. En todos los diagramas, aparece indicado **QCD=0 QED=2**, lo cual indica que las interacciones en los vértices son únicamente del tipo Quantum Electro Dynamics(QED).

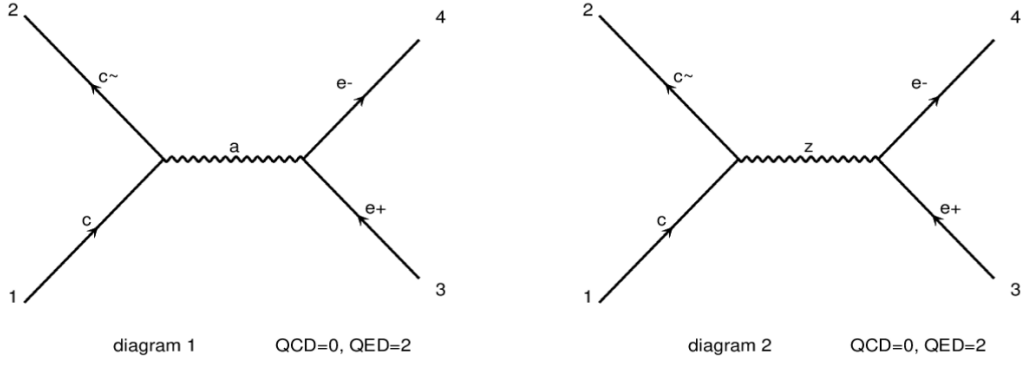


Figura 9: Colisión de un quark Charm c con su antipartícula $c \sim$, generando un par positrón e^+ electrón e^- . En diagram 1 el mediador es un fotón(a), en diagram 2 el mediador es un bosón Z.

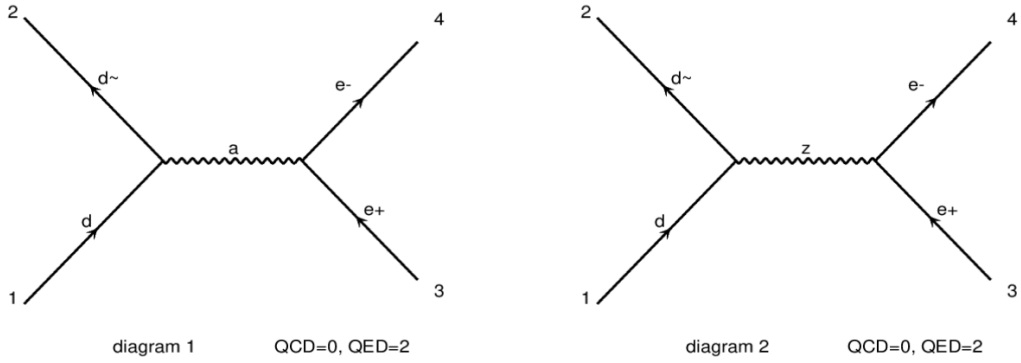


Figura 10: Colisión de un quark Down d con su antipartícula $d \sim$, generando un par positrón e^+ electrón e^- . En diagram 1 el mediador es un fotón, en diagram 2 el mediador es un bosón Z.

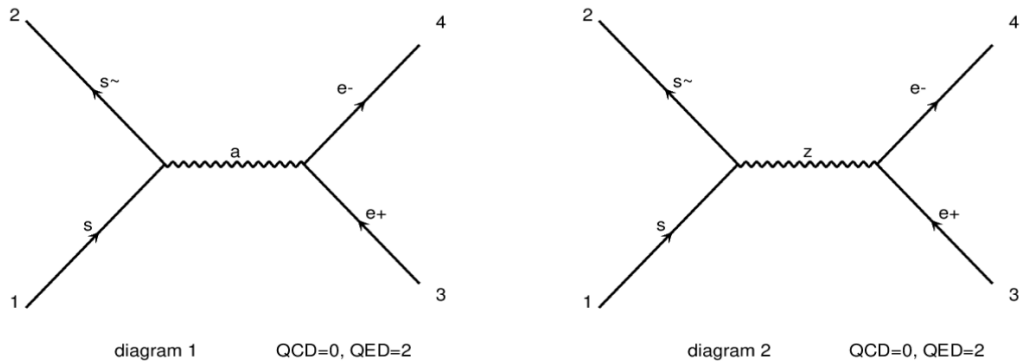


Figura 11: Colisión de un quark Strange s con su antipartícula $s \sim$, generando un par positrón e^+ electrón e^- . En diagram 1 el mediador es un fotón, en diagram 2 el mediador es un bosón Z.

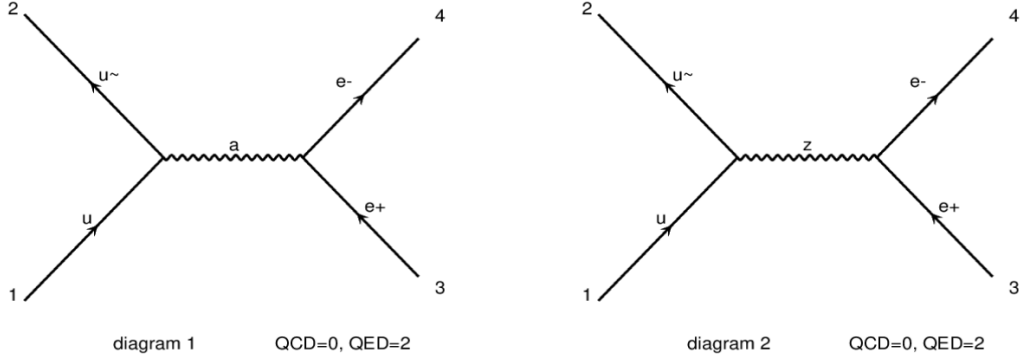


Figura 12: Colisión de un quark Up u con su antipartícula $u \sim$, generando un par positrón e^+ electrón e^- . En diagram 1 el mediador es un fotón, en diagram 2 el mediador es un bosón Z.

2.5.4 Detección de e^+ y e^- en la colisión de Protones, ignorando a los eventos con bosones Z como mediador

En el cuarto caso, se ignoró los eventos que tuvieron a los bosones Z como mediador. Nuestros resultados se pueden observar en el cuadro 4. Se obtiene un total de 206.7 eventos que se registran dentro de **Cross-Section** con una varianza de ± 1.72 , además de obtener una cantidad de $14,031 \approx 14$ en **Events(K)**, eventos dentro de la colisión que generan electrones y positrones.

Graph	Cross-Section	Error	Events(K)	Unwgt	Luminosity
G1	206.7	1.72	14.031	1826.0	8.84
Total	206.7	1.72	14.031	1826.0	0

Cuadro 4: Cross-Section generado en MadGraph para 1000 eventos. El valor obtenido es de $S=206.67 \pm 1.72(\text{pb})$. Aquí, el evento G1 representa a las colisiones con Fotón como mediador.

Los diagramas de Feynmann se encuentran graficados en las figuras 13 y 14. En todos los diagramas, aparece indicado **QCD=0 QED=2**, lo cuál indica que las interacciones en ambos vértices de cada diagrama son únicamente del tipo Quantum Electro Dynamics(QED).

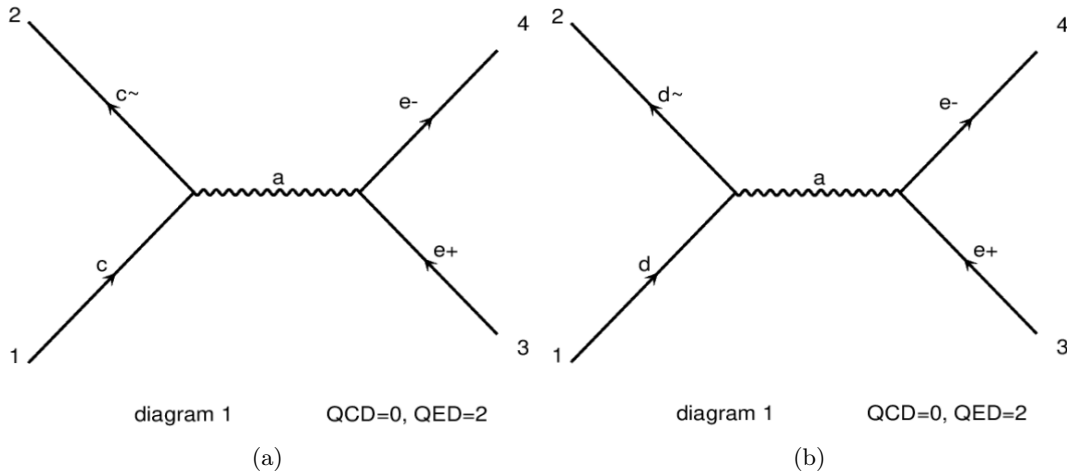


Figura 13: (13a) Colisión de un quark Charm (c) con su antipartícula ($c \sim$), (13b) colisión de un quark Down (d) con su antipartícula ($d \sim$), ambos casos aniquilándose y generando un par electrón (e^-) positrón (e^+) con un fotón como mediador.

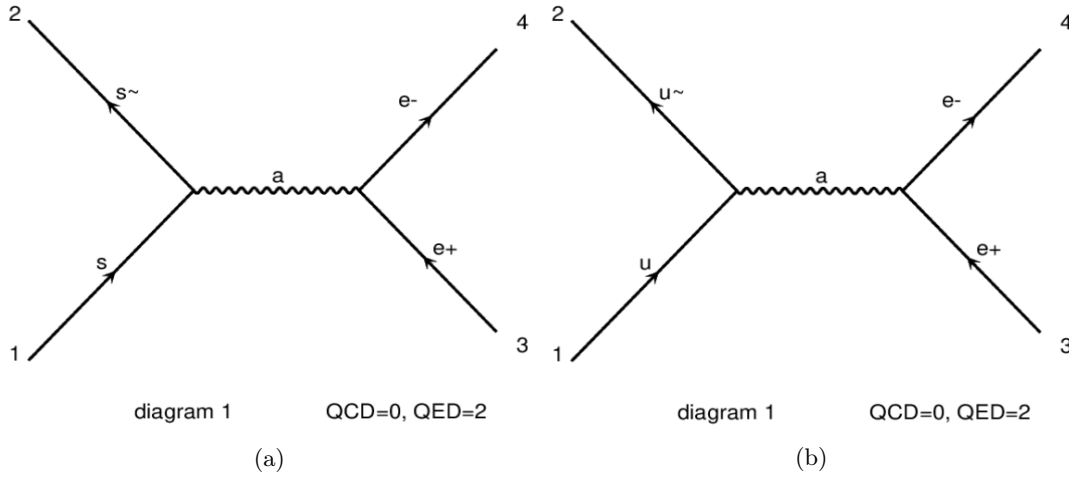


Figura 14: (14a) Colisión de un quark Strange (s) con su antipartícula ($s \sim$), (14b) Colisión de un quark Up (u) con su antipartícula ($u \sim$), ambos casos aniquilándose y generando un par electrón (e^-) positrón (e^+) con un fotón como mediador.

2.5.5 Detección de e^+ y e^- en la colisión de Protones, ignorando a los eventos con fotones a como mediador

En el quinto caso, se ignoró los eventos que tuvieron a los fotones como mediador. Nuestros resultados se pueden observar en el cuadro 5. Se obtiene un total de 636.8 eventos que se registran dentro de **Cross-Section** con una varianza de $\pm 3,29$, además de obtener una cantidad de $24,137 \approx 24$ en **Events(K)**, eventos dentro de la colisión que generan electrones y positrones.

Graph	Cross-Section	Error	Events(K)	Unwgt	Luminosity
G1	636.8	3.29	24.137	1834.0	2.88
Total	636.8	3.29	24.137	1834.0	0

Cuadro 5: Cross-Section generado en MadGraph para 1000 eventos. El valor obtenido es de $S=636.83 \pm 3.29(\text{pb})$. Aquí, el evento G1 representa a las colisiones con el Bosón Z como mediador.

Los diagramas de Feynmann se encuentran graficados en las figuras 15 y 16. En todos los diagramas, aparece indicado **QCD=0 QED=2**, lo cuál indica que las interacciones en ambos vértices de cada diagrama son únicamente del tipo Quantum Electro Dynamics(QED).

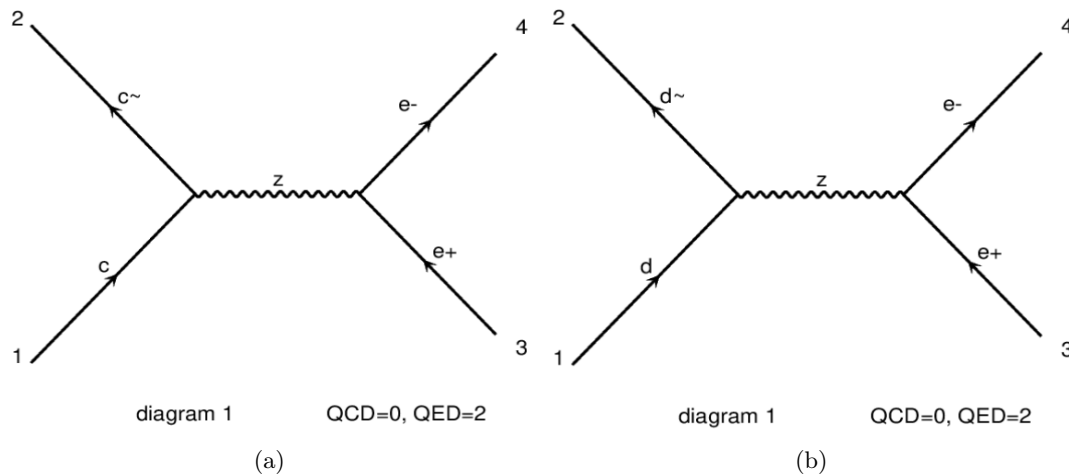


Figura 15: (15a) Colisión de un quark Charm (c) con su antipartícula ($c \sim$), (15b) colisión de un quark Down (d) con su antipartícula ($d \sim$), ambos casos aniquilándose y generando un par electrón (e^-) positrón (e^+) con un bosón Z como mediador.

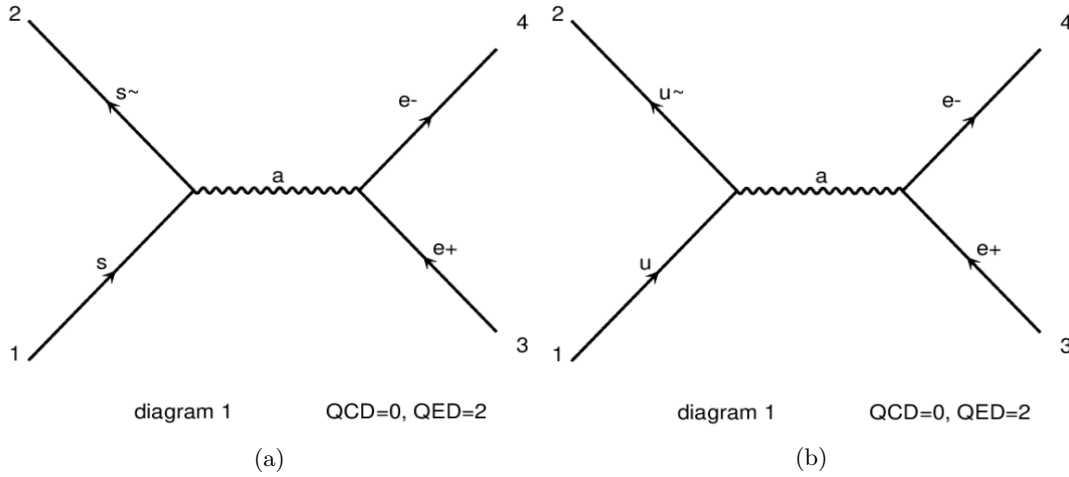


Figura 16: (16a) Colisión de un quark Strange (s) con su antipartícula ($s \sim$), (16b) Colisión de un quark Up (u) con su antipartícula ($u \sim$), ambos casos aniquilándose y generando un par electrón (e^-) positrón (e^+) con un fotón como mediador.

2.6 Colisión H + 2 jets

Calculamos la colisión de haces de protones (p), buscando medir al final de la colisión partículas de Higgs (h) y un par de Jets (j). Partículas altamente cargadas de momento lineal. Se evaluó la colisión para un número de eventos $N = 1000, 10000, 25000$. Los resultados se pueden observar en el cuadro 6.

Eventos	Cross-Section	Error	Events(K)	Unwgt	Luminosity
1 000	3.352	0.0216	138.042	5045.0	0
10 000	3.369	0.00752	819.468	29594.0	0
25 000	3.376	0.00545	1940.877	69365.0	0

Cuadro 6: Cuadro con los resultados de la colisión, considerando una distinta cantidad de eventos.

Observamos que el rango de la Cross-Section apenas varía ligeramente, sin embargo el número de eventos(K) tiende a subir casi de manera proporcional al número de eventos. Esto se puede interpretar como a mayor número de choques, la cantidad de posibles eventos que coincidan con nuestros requerimientos también aumente.

2.7 Colisión H + 2 jets con distintos modelos

Calculamos y comparamos la Cross-Section y los sub-procesos que ocurren al colisionar protones (p) para poder obtener partículas de higgs(h) y pares de jets(j). Comparamos las diferencias en los resultados al trabajar con el modelo estándar o Standard Model(SM) y la Teoría de Campo Efectivo y Higgs o Higgs and Effective Field Theory(HEFT)[3]. Se escogió una cantidad de 10 000 eventos para ambas simulaciones.

Observamos que los subprocesos generados en el primer modelo(SM) tienen una sola categoría, la de dos partículas con carga eléctrica colisionando, indicadas en adelante como q , generando un higgs y dos partículas cargadas extra. La colisión en el modelo estándar puede resumirse en la ecuación $q q > h q q$, la Cross-Section adquiere un valor de 3.369 con una desviación de ± 0.00752 . La cantidad de Eventos reconstruidos son un total de $819.468 \approx 819$ y una luminosidad de 29594.0.

Observamos que los subprocesos generados en el segundo modelo(HEFT) tienen 5 categorías presentes, el cuál representan la participación de gluones(g) junto con partículas con carga eléctrica(q) en la colisión y en las partículas producidas junto con los higgs. Se puede observar las ecuaciones generadas en el Cuadro 7. La Cross-Section adquiere un valor de 7.8612 con una desviación de ± 0.0243 , más del doble que el valor del modelo estándar. La cantidad de Eventos reconstruidos son

Sub-Procesos	Cross-Section	Error	Events(K)	Unwgt	Luminosity
S					Standard Model
qq>hqq	3.369	0.00752	819.468	29594.0	0
H					iggs and Effective Field Theory
gg>hgg	4.917	0.0177	1036.094	14296.0	0
gq>hgq	2.567	0.016	336.938	8371.0	0
gg>hqq	0.186	0.00331	35.068	1211.0	0
qq>hqq	0.185	0.00287	30.023	1111.0	0
qq>hgg	0.005948	0.000103	28.083	1264.0	0
Total	7.861	0.024	1466.206	26253.0	0

Cuadro 7: Cuadro con los resultados de la colisión, observamos que el considerar un modelo distinto afecta al valor calculado de Cross-Section.

un total de $1466.206 \approx 1466$ y una luminosidad de 26253.0, casi doblegando los valores del SM. Podemos mencionar que el término **Unwgt** se mantiene prácticamente, además que la Cross-Section de la categoría que no involucra a gluones en la colisión en el modelo HEFT es mucho menor a su contraparte en SM.

2.8 Colisión de Haces de Protones para la detección de anti-neutrinos electrónicos y paquetes de jets

Simularemos la colisión de haces de protones para obtener electrones (e^-) y anti-electrones neutrinos ($\bar{\nu}_e$) como resultante de la colisión. El número total de eventos para cada proceso es de 5000. Agregado a una primera colisión iremos aumentando una segunda, tercera y hasta una cuarta colisión simultánea para luego observar las contribuciones de los jets (j) generados en la **Cross-Section** y **Events(K)**.

Se observa que el proceso principal consiste en la interacción de una partícula y una anti partícula, no relacionadas, y con carga eléctrica propia que generan un neutrino y un electrón usando como mediador un bosón W. La Figura 17 da una idea de los diagramas de Feynmann principales en cada caso.

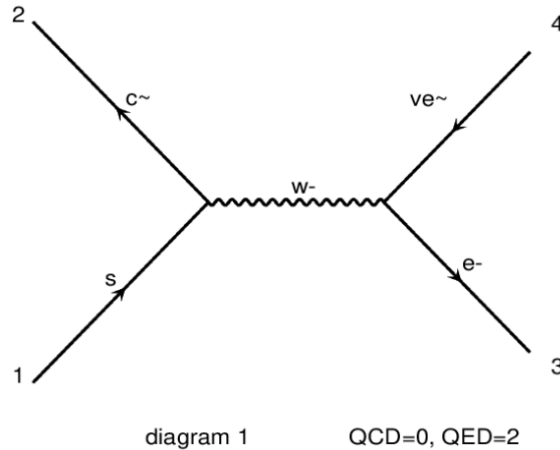


Figura 17: Colisión de un quark Strange (s) y un anti-quark Charm (\bar{c}), no relacionados o no opuestos, colisionan para generar un bosón W^- para luego generar un electrón (e^-) y un electrón neutrino ($\bar{\nu}_e$)

Cada proceso agregado genera una primer, segunda o tercera interacción que genera una partícula extra más en la colisión, lo que explicaría el aumento de **Events(K)** detectados al agregar procesos.

2.8.1 Colisión para la obtención de electrones y anti-neutrinos electrónicos

Generamos una primera colisión. Identificamos el subproceso como un conjunto de partículas cargadas (q) que interactúan en pares para generar un leptón (l) y un leptón muónico (lv), de acuerdo a la ecuación $qq > l \bar{\nu}_l$. La **Cross-Section** obtenida es de 3764 eventos, con una desviación de ± 15.7 eventos. La cantidad de **Events(K)** es de 80.318 eventos.

Sub-Proceso	Cross-Section	Error	Events(K)	Unwgt	Luminosity
qq>l $\bar{\nu}_l$	3764	15.7	80.318	6340.0	0

Cuadro 8: Cuadro con los resultados de la colisión para la obtención de (e^-) y (ν_e).

2.8.2 Colisión con primer agregado para la obtención de jets

Repetimos el proceso de la sección 2.8.1. Obteniendo un primer sub-proceso con **Cross-Section** obtenida de 3764 eventos con una desviación de ± 12.7 eventos, con 69.024 **Events(K)**. Agregamos un segundo proceso, donde buscamos obtener jets, adicionando dos subprocesos a la detección. El primero donde un gluón (g) participará en la colisión, y otro donde el gluón surge como resultado de la colisión. Se puede ver a más detalle las ecuaciones y los valores obtenidos en el Cuadro 9.

Sub-Procesos	Cross-Section	Error	Events(K)	Unwgt	Luminosity
qq>l $\bar{\nu}_l$	3764	12.7	69.024	5391.0	0
gq>l $\bar{\nu}_l$ q	601.7	9.41	14.776	1455.0	0
qq>l $\bar{\nu}_l$ g	157.3	1.76	14.082	982.0	0
Total	4522.7	15.9	97.882	7828	0

Cuadro 9: Cuadro con los resultados de la colisión, con un proceso agregado para la obtención de Jets.

El total de estos 3 procesos nos arroja 4522.7 eventos en la **Cross-Section** con una desviación de ± 15.9 , con 97.882 **Events(K)**.

2.8.3 Colisión con segundo agregado para la obtención de jets

Repetimos el proceso de la sección 2.8.2. Agregado a estos 3 subprocesos, agregamos una colisión más el cuál adicionará 4 subprocesos más. Se puede ver con mayor detalle las ecuaciones y los valores obtenidos en el Cuadro 10. El total de estos 7 procesos nos arroja 4788.9 eventos en la **Cross-Section** con una desviación de ± 17.6 , con 276.545 **Events(K)**.

Sub-Procesos	Cross-Section	Error	Events(K)	Unwgt	Luminosity
qq>l $\bar{\nu}_l$	3753	13.3	65.1	5124.0	0
gq>l $\bar{\nu}_l$ q	597.3	10.9	15.399	825.0	0
qq>l $\bar{\nu}_l$ g	155.8	1.72	14.072	794.0	0
gq>l $\bar{\nu}_l$ gq	200.4	3.39	56.105	1248.0	0
qq>l $\bar{\nu}_l$ qq	48.07	1.19	56.085	1016.0	0
gg>l $\bar{\nu}_l$ qq	23.35	0.448	28.04	1463.0	0
qq>l $\bar{\nu}_l$ gg	11.11	0.172	41.744	828.0	0
Total	4788.9	17.6	276.545	11298.0	0

Cuadro 10: Cuadro con los resultados de la colisión, con dos procesos agregados para la obtención de Jets.

Observamos que la contribución del segundo proceso es menor a la contribución del primer proceso agregado.

2.8.4 Colisión con tercer agregado para la obtención de jets

Repetimos el proceso de la sección 2.8.3. Agregado a estos 7 subprocesos, agregamos una colisión más el cuál adicionará 5 subprocesos extra. Se puede ver con mayor detalle las ecuaciones y los

valores obtenidos en el Cuadro 11. El total de estos 12 procesos nos arroja 4866.5 eventos en la **Cross-Section** con una desviación de ± 17.3 , con 1291.881 **Events(K)**.

Sub-Procesos	Cross-Section	Error	Events(K)	Unwgt	Luminosity
qq>lvl	3738	14.7	64.525	5091.0	0
gg>lvlq	597.8	8.4	15.632	1086.0	0
qq>lvlg	158.7	1.78	14.069	949.0	0
gg>lvlgq	196.4	2.78	57.049	1575.0	0
qq>lvlgg	11.03	0.139	35.116	816.0	0
qq>lvlqq	46.48	0.978	56.081	1359.0	0
gg>lvlqq	22.66	0.384	28.04	1324.0	0
qq>lvlgqq	20.32	0.39	368.407	2210.0	0
gg>lvlgqq	11.26	0.207	200.24	3251.0	0
gg>lvlggq	56.32	1.22	228.322	1953.0	0
gg>lvlqqq	5.89	0.115	112.16	1641.0	0
qq>lvlggg	1.197	0.0207	112.24	1134.0	0
Total	4866.5	17.3	1291.881	22389	0

Cuadro 11: Cuadro con los resultados de la colisión, con tres procesos agregados para la obtención de Jets.

Observamos que la contribución del tercer proceso es menor en la **Cross-Section** respecto a sus procesos agregados anteriores, sin embargo la contribución en **Events(K)** con los demás agregados y el proceso principal.

3 Discusión de resultados

Si bien se han obtenido valores al momento de la simulación de colisiones, no hemos tenido la oportunidad de comprobar los resultados obtenidos con datos experimentales. Sin embargo, esta acción saldría del temario propuesto en la escuela de Verano, ya que ha sido enfocado en poder familiarizar a los estudiantes con el entorno de simulación y las capacidades que esta posee.

Conclusiones

Se obtuvieron las ecuaciones que describen a los campos para cada caso propuesto. Parte de la simulación consiste en generar eventos aleatorios de colisión, por lo que se ha encontrado consistencia en los datos generados por el código computacional, el poder conocer todas las capacidades que puede ofrecer MadGraph5 junto con sus demás paqueterías queda para un próximo proyecto.

Agradecimientos

Debo darle agradecimientos a La Asociación de Estudiantes de Pregrado de Ingeniería Física UNI, por la oportunidad de participar en la Escuela de Verano AEPIF, y al PhD(c) Nhell Cerna por su apoyo en la realización de este informe.

Referencias

- [1] Ryder, L. (1996). *Quantum Field Theory* (2nd ed.). Cambridge: Cambridge University Press. doi: 10.1017/CBO9780511813900.
- [2] Alwall, J., *et al.* 'The Automated Computation of Tree-Level and next-to-Leading Order Differential Cross Sections, and Their Matching to Parton Shower Simulations.' *Journal of High Energy Physics*, vol. **2014**, no. 7, July 2014. Crossref, [https://doi.org/10.1007/jhep07\(2014\)079](https://doi.org/10.1007/jhep07(2014)079).
- [3] Krause, C. (2016). Higgs Effective Field Theories-Systematics and Applications. *arXiv preprint arXiv:1610.08537*.