

# Simulación numérica del proceso de Drell-Yan en un colisionador de partículas

Agustin Guillenea

Pasantías de Iniciación a la Investigación del Área de Física de PEDECIBA 2022

## Resumen

El proyecto consistió en simular eventos de colisiones de protones en el LHC en los que ocurre el proceso de Drell-Yan con muones ( $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$ ). Se utilizaron tres programas para simular los eventos y la detección de los mismos, y un cuarto para realizar el análisis de los datos. Siguiendo el paper “Measurement of the mass dependence of the transverse momentum of lepton pairs in Drell-Yan production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ ” (CMS Collaboration), se simularon, además del proceso de Drell-Yan, algunos procesos que tienen un par muón antimuón en el estado final (backgrounds), en los que se producen pares de bosones vectoriales y pares de quarks top. La parte final del proyecto consiste en estudiar las distribuciones de diferentes observables de los muones del estado final, con el objetivo de distinguir los eventos provenientes del proceso de Drell-Yan de los backgrounds.

## Introducción

Uno de los procesos más simples que se puede producir en un colisionador de protones es el proceso de Drell-Yan, en el cual un quark de un protón y un antiquark del otro se aniquilan creando un bosón  $Z$  o un fotón virtual que decae en un par leptón antileptón. Debido a que la teoría detrás de este proceso está muy estudiada, su análisis experimental proporciona información valiosa sobre las funciones de distribución de partones (*parton distribution function* o PDF), que describen la forma en que se reparte el momento de un nucleón entrante de alta energía (protón) entre sus partones constituyentes (quarks y gluones). Las PDF son ingredientes básicos para calcular esencialmente todos los procesos en los colisionadores de hadrones. Debido a que los partones no se pueden observar como partículas libres, sus PDF no se pueden calcular utilizando QCD en el régimen perturbativo. Por lo tanto, las formas de las PDF se obtienen a partir de datos experimentales. En la figura 1 vemos el diagrama de Feynmann a primer orden para el proceso de Drell-Yan.

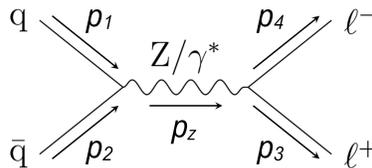


Figura 1: Diagrama de Feynmann de orden más bajo para el proceso de Drell-Yan [1], indicando el cuadrivector de cada partícula.

Si aplicamos la conservación del cuadrivector en el diagrama de la figura 1, obtenemos que:

$$p_1 + p_2 = p_Z = p_3 + p_4 \quad (1)$$

En el proyecto trabajamos con el proceso de Drell-Yan en el que los leptones del estado final son un par muón antimuón, por lo que  $p_3 = p_{\mu^+}$  y  $p_4 = p_{\mu^-}$ . La ecuación (1) pasa a ser:

$$p_{\mu^+} + p_{\mu^-} = p_Z \quad (2)$$

La cantidad principal que vamos a utilizar para realizar el análisis de la simulación es la masa invariante del par muón antimuón, que está dada por [2]:

$$M_{\mu^+\mu^-}^2 = (p_{\mu^+} + p_{\mu^-})^2 \quad (3)$$

Juntando esto con la ecuación (2), nos queda:

$$M_{\mu^+\mu^-}^2 = p_Z^2 \quad (4)$$

El cuadrado de un cuadrimomento de una partícula es una cantidad invariante de Lorentz que, utilizando unidades naturales, es igual al cuadrado de la masa de la partícula. Este resultado se obtiene a partir de la relación entre la energía  $E$ , y momento  $\vec{p}$ , para una partícula de masa  $m$  [3].

$$\begin{aligned} \frac{E^2}{c^2} &= m^2 c^2 + |\vec{p}|^2 \\ p_\mu p^\mu &= \frac{E^2}{c^2} - \vec{p} \cdot \vec{p} \end{aligned} \quad \rightarrow \quad p_\mu p^\mu = m^2 c^2 \quad (5)$$

De esta forma, la ecuación (4) pasa a ser:

$$M_{\mu^+\mu^-}^2 = m_Z^2 \quad (6)$$

Por lo tanto, al realizar la simulación, esperamos que la masa invariante del par muón antimuón esté en torno a la masa del bosón  $Z$ . También podemos, a partir del diagrama de Feynmann del proceso de Drell-Yan a primer orden (figura 1), calcular la amplitud de probabilidad del proceso,  $\mathcal{M}$ , utilizando las reglas de Feynmann, para el proceso con un fotón virtual o un bosón  $Z$  [3]. En el segundo caso,  $\mathcal{M}$  es proporcional a una integral en la que un factor es el propagador del bosón  $Z$ , que es proporcional a  $(p_Z^2 - m_Z^2)^{-1}$ , y por la ecuación (4), proporcional a  $(M_{\mu^+\mu^-}^2 - m_Z^2)^{-1}$ . De esta forma, la amplitud de probabilidad es más grande cuanto más cerca esté la masa invariante del par muón antimuón de la masa del bosón  $Z$ .

Además de simular el proceso de Drell-Yan, se realizó la simulación de otros procesos que tienen un par muón antimuón en el estado final (backgrounds) [4]. Esto se debe a que en un experimento no es posible hacer que todos los eventos que se produzcan correspondan al proceso de Drell-Yan. Por lo tanto, simulamos los backgrounds con el objetivo de tener una muestra más realista de lo que podría ser el resultado de un experimento en un colisionador.

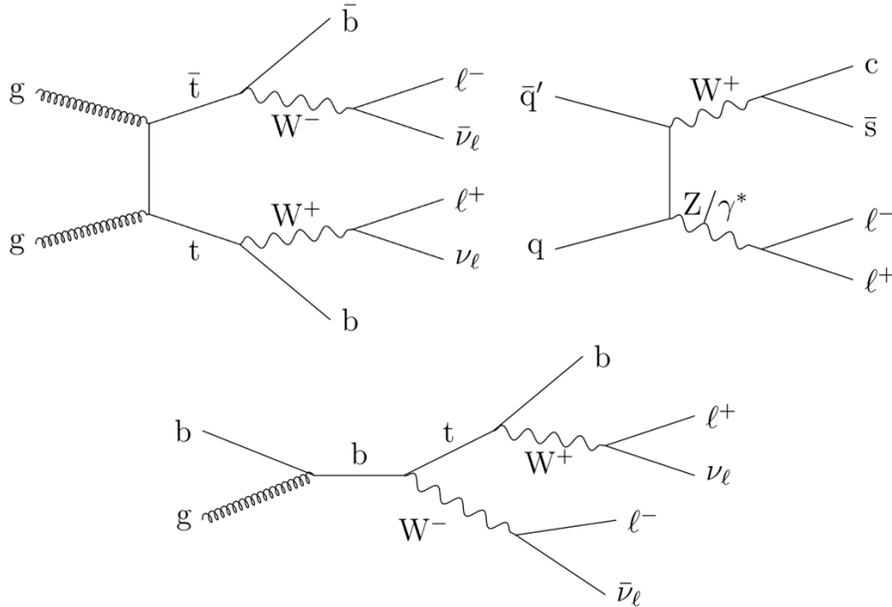


Figura 2: Diagramas de Feynmann para tres de los seis backgrounds considerados en la simulación [1].

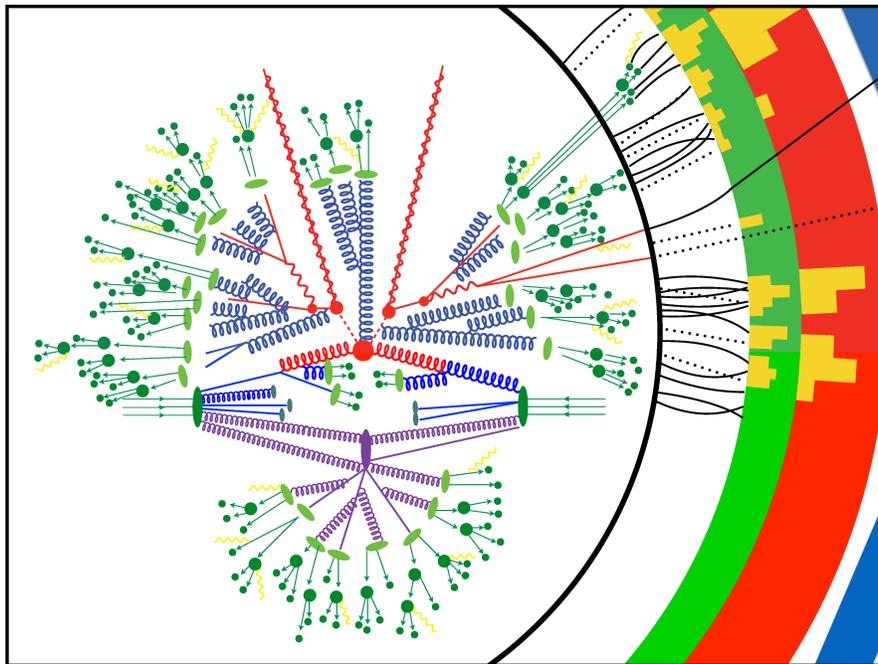
Los procesos considerados como backgrounds son la producción de un quark  $t$  y un antiquark  $\bar{t}$ , la producción de un solo quark  $t$  o  $\bar{t}$ , la producción de un par de bosones de la fuerza electrodébil ( $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ ), y el proceso de Drell-Yan con un par tau antitau en lugar de muones. Este último proceso es considerado background porque los taus decaen en muones.

## Simulación

La simulación de las colisiones se realizó utilizando el paquete de software MadGraph5\_aMC@NLO [5]. A partir de un método de integración de Monte Carlo realiza muchas veces el proceso en el colisionador y da como resultado los cuadrimentos de las partículas del estado final y la sección eficaz de la colisión. Para hacer esto debe elegir qué quarks son los que realizan el proceso y sus cuadrimentos, para lo cual utiliza una PDF, que en este caso es NNPDF 3.0 global fit [6].

Los productos obtenidos de la colisión principal o hard scattering, que es el proceso que estamos simulando, se procesan utilizando otros dos programas que están integrados en MadGraph. El primero es Pythia [7], que hace interactuar a las partículas resultantes del hard scattering con el objetivo de formar productos estables en el estado final que puedan ser registrados por el detector. En el caso de Drell-Yan esto no es necesario, los muones son lo suficientemente estables como para llegar al detector, pero en los backgrounds no hay solo muones en el estado final. Por ejemplo, en el caso de la producción del par  $t\bar{t}$ , además de muones hay neutrinos, que son estables, y un par de quarks  $q\bar{q}$  que no lo es. Debido al confinamiento, como los quarks tienen color, no pueden estar libres, y lo mismo sucede con los gluones. Pythia se encarga de agrupar los quarks en estructuras “neutras” en términos de color (hadrones) y hacer que decaigan hasta ser estables. Además, si un bosón  $W$  o  $Z$  estuviese en el estado final de algún background, como su tiempo de vida media es muy corto, decaería antes de llegar al detector. Pythia también realiza este decaimiento.

El otro programa es Delphes [8], que simula la detección de los productos finales obtenidos con Pythia en un detector. En este caso utilizamos la configuración del detector CMS, que es donde se realizó el experimento con el cual vamos a comparar nuestros resultados [4].



*Figura 3:* Diagrama que representa las diferentes instancias del proceso simulado: hard scattering, parton shower, hadronización, decaimiento y detección de los productos finales [9]. (No corresponde a ninguno de los procesos mencionados)

Todos los procesos se simularon utilizando las reglas del modelo estándar. El número de eventos que se simuló es 150.000, tanto para la señal (Drell-Yan), como para los backgrounds, y los 7 procesos simulados tienen además del diagrama a primer orden, un diagrama con un gluón extra en el estado final. Esto aumenta la sección eficaz, en algunos casos como la producción de un quark  $t$ , significativamente. Consideramos solo un gluón por limitaciones de la computadora con la que se realizaron las simulaciones.

## Análisis

Para realizar el análisis de los datos obtenidos a partir de la simulación utilizamos el paquete de software MadAnalysis 5 [10]. Este programa, recibe los datos de la detección producidos por Delphes y permite graficar la distribución de múltiples observables, así como filtrar la muestra de eventos realizando cortes según condiciones dadas.

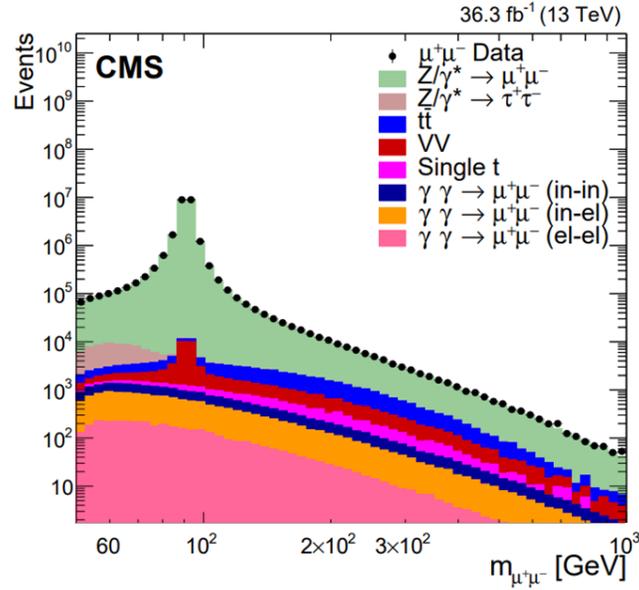


Figura 4: Distribución de la masa invariante del par  $\mu^+\mu^-$  extraída del paper de referencia [4].

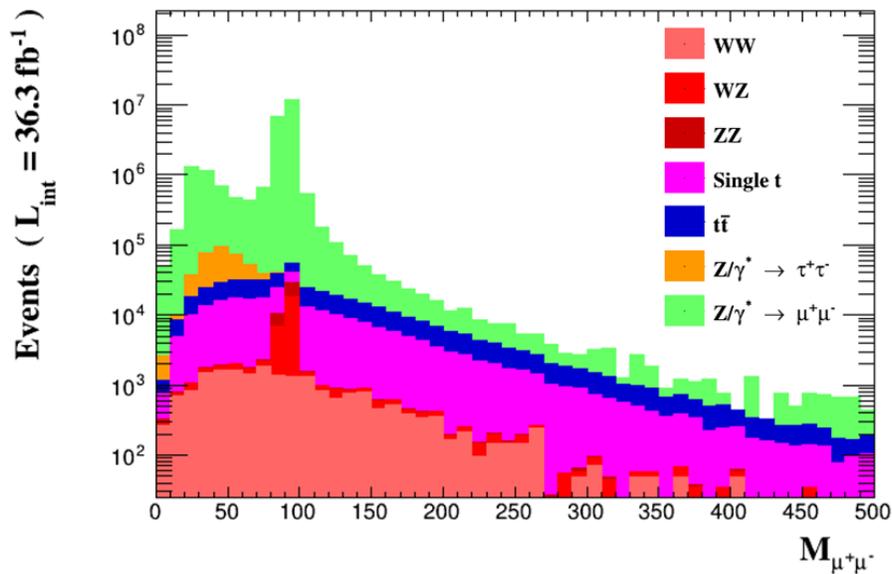


Figura 5: Distribución de la masa invariante del par  $\mu^+\mu^-$  simulada. El número de eventos no es el número de eventos simulados, sino que están normalizados con la luminosidad integrada del paper del CMS [4].

En primer lugar, graficamos la distribución de masa invariante del par  $\mu^+\mu^-$  para compararla con la distribución del paper tomado como referencia para el proyecto [4].

En las figuras 4 y 5 observamos que la distribución de masa invariante simulada es muy similar a la distribución del paper de referencia. Los datos correspondientes al proceso de Drell-Yan ( $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ ) tienen un pico en torno a la masa del bosón  $Z$  ( $m_Z = 91,1876 \pm 0,021 \text{ GeV}$ ) como habíamos predicho. La gráfica del paper presenta una distribución más continua debido a que en sus simulaciones su número de eventos fue mucho mayor al que pudimos generar en nuestro caso.

Ahora queremos encontrar un criterio para distinguir los eventos provenientes de la señal del background. Para esto comenzamos realizando un corte en la masa invariante del par muón antimuón centrado en la masa del bosón  $Z$ . Seleccionamos los eventos en los que  $M_{\mu^+\mu^-}$  está entre  $70 \text{ GeV}$  y  $110 \text{ GeV}$  (aproximadamente  $m_Z - 20 \text{ GeV}$  y  $m_Z + 20 \text{ GeV}$ ).

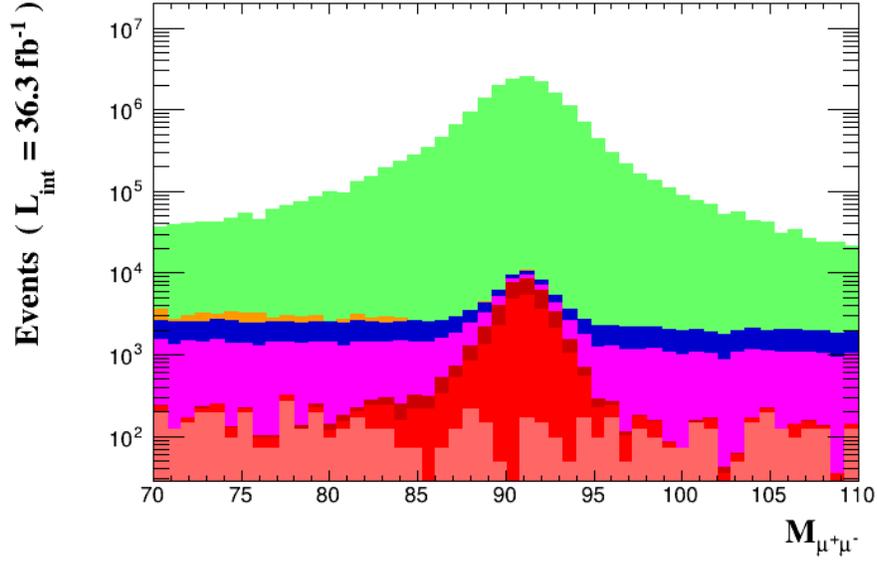


Figura 6: Distribución de la masa invariante del par  $\mu^+\mu^-$  simulada, luego de aplicar el corte  $70 \text{ GeV} < M_{\mu^+\mu^-} < 110 \text{ GeV}$ .

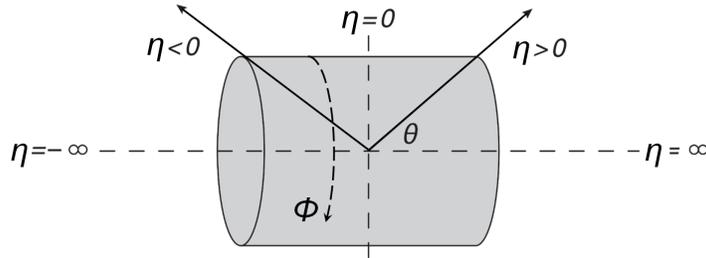


Figura 7: Coordenadas utilizadas para indicar la posición de una partícula dentro del detector [2].  $\eta = \infty$  corresponde al eje del haz de protones.

Además de la masa invariante del par muón antimuón, otra cantidad que consideramos para distinguir señal y background es la distancia relativa de las partículas en el detector  $\Delta R$ . Esta se define a partir de la pseudorapidez  $\eta$  [2] y el ángulo azimutal  $\phi$  (figura 7):

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (7)$$

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \quad (8)$$

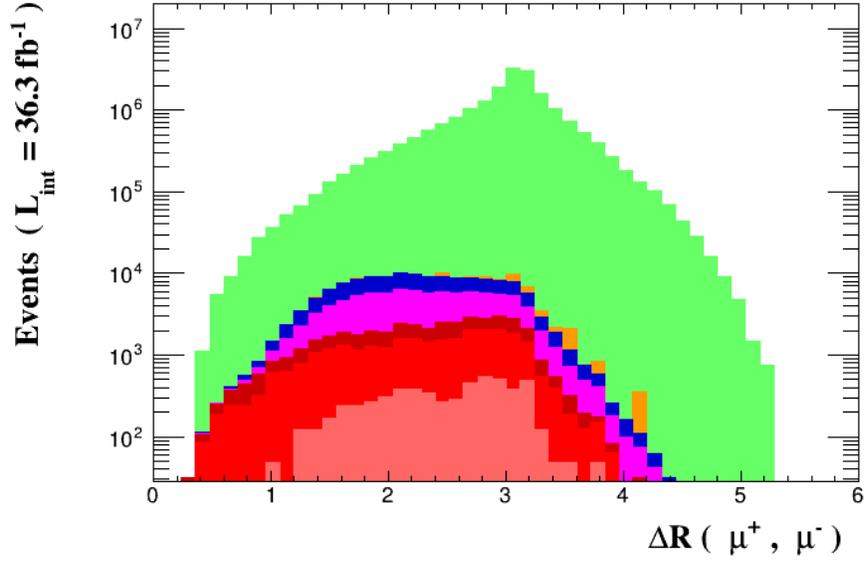


Figura 8: Distribución de  $\Delta R(\mu^+, \mu^-)$  de los eventos simulados luego de aplicar el corte en la masa invariante.

En el proceso de Drell-Yan, debido a la conservación del cuadrimomento, los momentos del par muón antimuón van a ser antiparalelos en el plano transversal al eje del detector ( $\eta = 0$ ), por lo tanto el  $\Delta R(\mu^+, \mu^-)$  de la señal va a estar centrado en torno a  $\pi$ . Por otro lado, en los backgrounds va a ser mayormente menor a  $\pi$ , ya que hay más de dos partículas luego del hard scattering. Esto lo observamos en la figura 8. Por este motivo, realizamos un corte de los datos seleccionando aquellos con  $\Delta R(\mu^+, \mu^-) > 3,6$  (un poco mayor a  $\pi$ ).

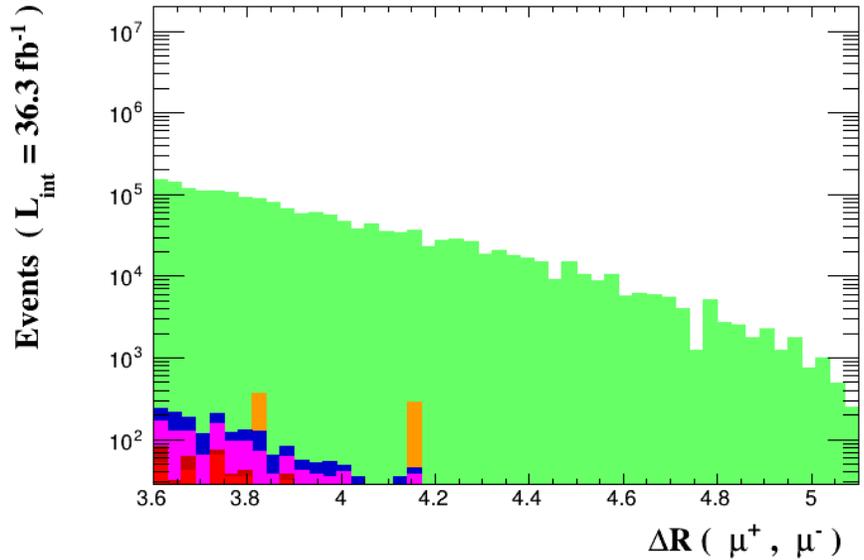


Figura 9: Distribución de  $\Delta R(\mu^+, \mu^-)$  de los datos simulados luego de aplicar el corte en la masa invariante y el corte  $\Delta R(\mu^+, \mu^-) > 3,6$ .

En la figura 9 observamos que la gran mayoría de eventos corresponden al proceso de Drell-Yan. Llamando  $S$  y  $B$  a la cantidad de eventos de la señal y de los backgrounds respectivamente luego de realizados los cortes, tenemos que:

$$\frac{S}{S+B} = 0,9986 \quad (9)$$

Esto quiere decir que el 99,86% del total de los eventos luego de realizado el análisis provienen del proceso de Drell-Yan. Sin embargo, al realizar este procedimiento solo nos quedamos con un 4,79% del total de los eventos de Drell-Yan que había al comienzo, luego de finalizar la simulación.

## Conclusión

Comparando la distribución de masa invariante del par muón antimuón de los datos simulados (figura 5) con la distribución de masa invariante del par muón antimuón extraída del paper (figura 4), observamos que el resultado de la simulación que realizamos se asemeja a la simulación hecha por la colaboración CMS.

También pudimos desarrollar un criterio que permite distinguir los datos de la señal de los backgrounds, realizando cortes en la masa invariante del par muón antimuón y en la distancia relativa del par en el detector. Sin embargo, aunque el criterio permite eliminar la gran mayoría de eventos de los backgrounds, elimina demasiados eventos de la señal (más del 95%) como para ser utilizado para tratar datos obtenidos experimentalmente. Para esto, sería conveniente utilizar otro tipo de algoritmos más eficientes.

## Referencias

- [1] Measurement of the transverse momentum of Drell-Yan lepton pairs over a wide mass range in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  in CMS, Thesis presented by Louis Moureaux, 24 september 2021.
- [2] Practical Collider Physics, Andy Buckley, Christopher White, Martin White, IOP Publishing, Bristol, UK.
- [3] Introduction to Elementary Particles, Appendix D, David Griffiths, Wiley-VCH GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- [4] Measurement of the mass dependence of the transverse momentum of lepton pairs in Drell-Yan production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ , The CMS Collaboration, 11 may 2022.
- [5] MadGraph5\_aMC@NLO, <https://launchpad.net/mg5amcno>.
- [6] Parton distributions for the LHC Run II, NNPDF Collaboration, JHEP 04 (2015).
- [7] Pythia 8.308, <https://pythia.org>.
- [8] Delphes 3.5.0, <https://cp3.irmp.ucl.ac.be/projects/delphes>.
- [9] Crédito de la imagen: Benjamin Nachman, Lawrence Berkeley National Laboratory.
- [10] MadAnalysis 5, <https://launchpad.net/madanalysis5>
- [11] Review of Particle Physics (2022), Particle Data Group.

AVALO EL INFORME,

26/12/22.

LUCÍA DUARTE,

TUTORA.