



UNIVERSIDAD DE SONORA

UNISON

DEPARTAMENTO DE INVESTIGACIÓN EN FÍSICA

ESTUDIOS DE SIMULACIÓN EN LA BÚSQUEDA DE
NUEVOS BOSONES LIGEROS DURANTE LA FASE DE
ALTA LUMINOSIDAD DEL EXPERIMENTO CMS DEL
CERN

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN CIENCIAS

PRESENTA:

FRANCISCO MARTÍNEZ SÁNCHEZ

DIRECTOR DE TESIS:

DR. ALFREDO CASTAÑEDA



HERMOSILLO, SONORA

MES, 2020

**Estudios de simulación en la búsqueda de nuevos bosones
ligeros durante la fase de alta luminosidad del experimento
CMS del CERN**

por

Francisco Martínez Sánchez

Bs. Physics

Tesis presentada para obtener el grado de

Maestro en Ciencias

en el

UNISON

UNIVERSIDAD DE SONORA

Hermosillo, Sonora. Mes, 2020

1 Agradecimientos

Índice general

3	1 Física de Partículas	3
4	1.1 Modelo Estándar	3
5	1.1.1 Composición de la materia e interacciones fundamentales	4
6	1.1.2 Simetrías y lagrangiano	6
7	1.1.3 Insuficiencias del modelo	8
8	1.2 Más allá del modelo estándar con la materia oscura	8
9	1.2.1 Evidencias observacionales	9
10	1.2.2 Composición de la materia oscura	12
11	1.2.3 Extensión del Modelo Estándar con Supersimetría	15
12	2 Experimento y Simulación	20
13	2.1 Física de Altas Energías	20
14	2.1.1 Actualizando HLC	22
15	2.2 Experimento CMS	24
16	2.2.1 Identificación y Reconstrucción de Muones	27
17	2.3 Simulación en Altas Energías	30
18	2.3.1 Implementando ROOT	31
19	2.3.2 Altas Energías con MadGraph	32
20	2.3.3 Hadronizacion con Pythia 8	34
21	2.3.4 Simulando el detector con Delphes 3	36
22	3 Simulación y análisis de la señal MSSMD	38
23	3.1 Generación de los datos	39
24	3.1.1 Configuración e implementación de recursos en ACARUS	39
25	3.1.2 Gestión de recursos con Slurm	39
26	3.1.3 Generando señal MSSMD	40
27	3.2 Procesamiento y conversión de los datos	43

28	3.3	Métodos de regresión de datos	44
29	3.3.1	Forma analítica	44
30	3.3.2	Redes neuronales	45
31	3.4	Análisis de la señal sin detectores	47
32	3.4.1	Variación del contenido muónico	48
33	3.4.2	Variación de las propiedades de los muones	50
34	3.4.3	Características del fotón oscuro	52
35	3.4.4	Identificando y reconstruyendo el fotón oscuro	52
36	3.5	Análisis de la señal con detector	56
37	3.5.1	Variación del contenido muónico	56
38	3.5.2	Variación de las propiedades de los muones	61
39	3.5.3	Reconstruyendo el fotón oscuro	61
40	A	Experimentos de Materia Oscura	63
41	B	Name of Appendix B	69
42	Referencias Bibliográficas		74

⁴³ Índice de tablas

⁴⁴	1-1 Ancho total y $f(m_{\gamma_D})$	18
⁴⁵	3-1 Configuración utilizada para gestionar el uso en paralelo del generador de	
⁴⁶	muestras Dark-SUSY	40
⁴⁷	3-2 Función generadora de muestras MSSMD y argumentos opcionales.	41
⁴⁸	3-3 Argumentos de la función generación de muestras MSSMD , notación, defi-	
⁴⁹	nición y valores de los mismos.	42
⁵⁰	3-4 Fracción de eventos dependiente del contenido muónico.	49
⁵¹	3-5 Propiedades y definiciones de las partículas.	50
⁵²	3-6 Capacidad del identificador fotónico con variaciones en los parámetros de	
⁵³	entrada.	55
⁵⁴	3-7 Variación de estadísticos característicos para combinaciones de los términos	
⁵⁵	del parámetro generación $\vec{\alpha}$ y los detectores k	60

⁵⁶ Índice de figuras

57	1-1	Clasificación de las partículas según el modelo estándar de las partículas elementales.	4
58	1-2	Simetrías del modelo estándar	7
59	1-3	Diagrama de cúmulo de galaxias que actúa como lente gravitatoria para una galaxia muy distante.	10
60	1-4	(a) Coalisión de dos cúmulos de galaxias 1E 0657-56 conocida como cúmulo bala. , (b) Simulación por computadora de la futura colisión prevista de las dos galaxias más grandes del Grupo Local, Andrómeda (M31) y la Vía Láctea.	10
61	1-5	Flujo de positrones medido por el experimento AMS-02, comparado con los experimentos PAMELA, Fermi-LAT, MASS, CAPIRCE, AMS-01 y HEAT. .	11
62	1-6	Extensión del Modelo Estándar bajo la existencia de la supersimetría (SUSY). .	14
63	1-7	(a) Ilustración esquemática de la conexión entre el sector oscuro y el modelo estándar, los cuales están conectados mediante un término de mezcla dinámica. (b) Diagrama de Feynman Dark-SUSY del proceso vía $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$	19
64	2-1	Diagrama de los experimentos que componen el centro de investigación del CERN	21
65	2-2	Plan de actualización del experimento LHC	23
66	2-3	Detector de solenoide de muón compacto. El detector consta de varias capas, cada una responsable de medir diferentes tipos de partículas.	24
67	2-4	Probabilidad de localización de los muones en condiciones de Run-2 y HL. .	28
68	2-5	Resolución del momento de los muones en condiciones de Run-2 y HL. . .	28
69	2-6	Eficiencia de reconstrucción de los muones en condiciones de Run-2 y HL. .	30
70	2-7	Perfil de diseño básico de la geometría del detector genérico asumido en Delphes	36

83	3-1 Secuencia lógica del análisis del proyecto.	38
84	3-2 Estructura del proyecto de generación de eventos Dark-SUSY	41
85	3-3 Diagrama de flujo de programación del proyecto de generación.	42
86	3-4 Estructura del proyecto interpretador de la información contenida en los ar- chivos <code>*.root</code>	43
88	3-5 Modelo genérico de una neurona artificial.	45
89	3-6 Diagrama de la estructura general de la red neuronal para regresión.	46
90	3-7 (a) Variación del contenido muónico de los eventos antes de pasar por el detector; (b) Variación del porciento de la fracción de muones de ruido con los parámetros de generación m_{γ_D} y M_{n_1}	49
93	3-8 Variación de las distribuciones de los muones de procesos de ruido.	51
94	3-9 Variación de las distribuciones de los muones caracteristicos de la señal MSSMD . 51	
95	3-10 Variación de las propiedades del fotón oscuro γ_D con los parámetros de ge- neración m_{γ_D} , m_{n_D} y τc_{γ_D}	53
97	3-11 Diagrama de la estructura de la red neuronal dedicada a la identificación de di-muones provenientes del fotón oscuro γ_D	54
99	3-12 Variación de la precisión del identificador durante el proceso de entrenamien- to con las épocas para una configuración de entrada dada por los $x_i = \eta, \phi$	55
101	3-13 Distribuciones de frecuencias resultado de aplicar “bootstrap” sobre los valo- res $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$ ante cambios de los parámetros $\vec{\alpha}$	57
103	3-14 Ejemplo de variaciones del parámetro $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$	59
104	3-15 Resultados de la regresión polinomial de los valores de frecuencia $f_e^{(\mu,k)}(4; \vec{\alpha})$. 59	
105	3-16 Comparación de los resultados de regresión utilizando RNA y regresión po- linomial para predecir las frecuencias $f_e^{(\mu,k)}(4; \vec{\alpha})$	60
107	3-17 Variación de las propiedades momento transversal y de la pseudorapidez de los muones en diferentes configuraciones del detector k y ante variaciones del parámetro de generación $\vec{\alpha}$	62

110 **Estudios de simulación en la búsqueda de nuevos bosones ligeros**
111 **durante la fase de alta luminosidad del experimento CMS del CERN**

112 by

113 Francisco Martínez Sánchez

114 **Abstract**

115 **Introducción***

116 En el núcleo del método científico se encuentra la interacción entre la teoría y el experi-
117 mento: la formulación de una hipótesis y la prueba de dicha hipótesis a través de la experi-
118 mentación, permitiendo que la física de altas energías se encuentre en una situación peculiar
119 después del descubrimiento del bosón de Higgs en 2012, el Modelo Estándar de física de
120 partículas se ha completado, pero a pesar de sus muchos éxitos, el Modelo Estándar no puede
121 dar cuenta de muchos fenómenos que observamos, como la existencia de la materia oscura,
122 la asimetría de materia-antimateria o el origen de las masas de neutrinos, entre otros. En las
123 últimas décadas, se han propuesto muchas nuevas teorías para explicar estos fenómenos, pero
124 a menudo solo se pueden probar utilizando los datos de los pocos experimentos del Gran Co-
125 lisionador de Hadrones, ya que nos permiten recrear escenarios que de otra forma no podrían
126 ser estudiados.

127 Probar una teoría implica una medición cuidadosa de las colisiones en un subconjunto
128 particular de la población de datos. Los equipos de análisis deben calcular con precisión
129 cuántos eventos se esperarían de los procesos del Modelo Estándar en ese subconjunto y,
130 de manera similar, cuántos eventos cabría esperar de la teoría particular de la nueva física
131 en la que uno está interesado. Con estos cálculos en mano, los analistas pueden mirar los
132 datos reales observados y realizar un análisis estadístico que indicara si la teoría particular es
133 favorecida por los datos, normalmente dicho análisis se define mediante un complejo análisis
134 basada en software. La mayor parte del trabajo en el desarrollo de un teoría consiste en crear
135 un respaldo en datos que contiene la mayor cantidad de información sobre la teoría estudiada,
136 así como también en hacer los cálculos precisos del Modelo Estándar.

137 La simulación de los distintos procesos físicos en el **LHC** y la respuesta del detector a los
138 mismos es necesaria para poder optimizar y estimar el desempeño de los diferentes análisis.
139 Además, permite que las estrategias utilizadas en la identificación de partículas puedan ser
140 desarrolladas con anterioridad a la toma de datos y las eficiencias de los algoritmos pueden ser
141 puestos a prueba. La preparación de las búsquedas de nueva física necesitan una simulación
142 detallada del detector para estimar su potencial de descubrimiento y para desarrollar métodos
143 óptimos para medir las propiedades de las partículas.

144 Es fundamental un correcto entendimiento de los procesos de señal y de fondo para po-
145 der distinguir entre ambos. Una vez que los datos de colisiones reales están disponibles, los
146 simulados resultan necesarios para poder encontrar desviaciones del **SM**. La estructura de

¹⁴⁷ los eventos de colisiones de altas energías son realmente complejos y no predecibles de pri-
¹⁴⁸ meros principios. Los generadores de eventos permiten separar el problema en varios pasos
¹⁴⁹ más simples, algunos de los cuales pueden ser descriptos por primeros principios, y otros
¹⁵⁰ necesitan ser basados en modelos apropiados con parámetros ajustados a los datos. Un as-
¹⁵¹ pecto central de los generadores es que proveen una descripción del estado final para poder
¹⁵² construir cualquier observable y compararlos con los datos de colisiones reales.

“No hay nada que hagan los seres vivos que no pueda entenderse desde el punto de vista de que están hechos de átomos que actúan de acuerdo con las leyes de la física.”

Richard P. Feynman

¹⁵³ Capítulo 1 – Física de Partículas

¹⁵⁴ Encontrar los fundamentos del funcionamiento de los objetos materiales que componen
¹⁵⁵ la naturaleza ha sido una de las tareas de las que se ha ocupado la humanidad. Esta línea de
¹⁵⁶ investigación inicio en la química del siglo XIX con el modelo atómico de Dalton (1803) y
¹⁵⁷ pasó a ser parte de la física tras el descubrimiento de la radioactividad por Becquerel (1896)
¹⁵⁸ y del electrón por Thomson (1906).

¹⁵⁹ A inicios del siglo XX el área de Física de Partículas Elementales se forma como campo
¹⁶⁰ independiente junto con el establecimiento de la composición del núcleo atómico y con el
¹⁶¹ advenimiento de los aceleradores. Ésta se establece entonces como la ciencia que estudia los
¹⁶² componentes elementales de la materia y las interacciones entre ellos. También se la conoce
¹⁶³ como Física de Altas Energías debido a la escala del sistema físico sobre el que se teoriza
¹⁶⁴ modelando el comportamiento de la materia.

¹⁶⁵ De forma general, el área de la cosmológica divide la materia en dos grupos: bariónica
¹⁶⁶ y oscura. La Física de Altas Energías describe la materia bariónica según la teoría del Mo-
¹⁶⁷ delo Estándar de Partículas **SM**(Standard Model), sin embargo, falla en la descripción de la
¹⁶⁸ interacción gravitacional, elemento indispensable para estudiar la materia oscura.

¹⁶⁹ 1.1 Modelo Estándar

¹⁷⁰ El **SM** es el formalismo teórico-experimental que, hasta el día de hoy, describe con mayor
¹⁷¹ precisión las partículas elementales y sus interacciones. Los mayores desarrollos que dieron
¹⁷² forma al **SM** se obtuvieron en la segunda mitad del siglo XX con el desarrollo de la Teoría
¹⁷³ Cuántica de Campos: formulación conjunta de la mecánica cuántica y la mecánica relativista,
¹⁷⁴ que es capaz de describir la aniquilación, creación, decaimientos e interacciones de las parti-
¹⁷⁵ culas fundamentales. Los modelos teóricos y observaciones experimentales construyeron una
¹⁷⁶ clasificación de las partículas en base a sus propiedades fundamentales como lo son la masa,
¹⁷⁷ la carga eléctrica, la carga de color y el espín. Dicha clasificación se muestra en la Fig. 1-1.

178 1.1.1 Composición de la materia e interacciones fundamentales

179 Las partículas elementales están divididas en dos categorías según el valor de su espín en
 180 fermiones (espín semi-entero, para elementales 1/2) y bosones (espín entero, para elemen-
 181 tales 1 menos el higgs con 0), estos obedecen también a la estadística de Fermi-Dirac y la
 182 estadística de Bose-Einstein, respectivamente, solo cumpliendo el principio de exclusión de
 183 Pauli los primeros.

184 El **SM** describe la composición de la materia bariónica usando 6 quarks, 6 leptones (fer-
 185 miones) y partículas mediadoras de las interacciones fundamentales conocidas (bosones),
 186 que son los fotones γ (interacción electromagnética), los gluones g (interacción fuerte) y
 187 las partículas W^\pm y Z (fuerza débil). El bosón de Higgs H tiene un papel fundamental en
 188 el mecanismo de Higgs el cual dota de la propiedad de masa a las partículas elementales.
 189 Actualmente la interacción gravitacional no está descrita por algún bosón del **SM**.

190 Los quarks Son fermiones que poseen carga eléctrica fraccionada ($-1/3$ o $+2/3$) y carga
 191 de color (**R**, **G** o **B**), por lo que interactúan por medio del fotón γ y del glúon g. El campo de
 192 estudio dedicado a las interacciones entre quarks y gluones se llama Cromodinámica Cuántica
 193 (**QCD**). Sin embargo, los quarks solo se encuentran en estados ligados llamados hadrones,
 194 ya sean báriones formados por tres quarks de diferente color (**qqq**), o mesones formado por

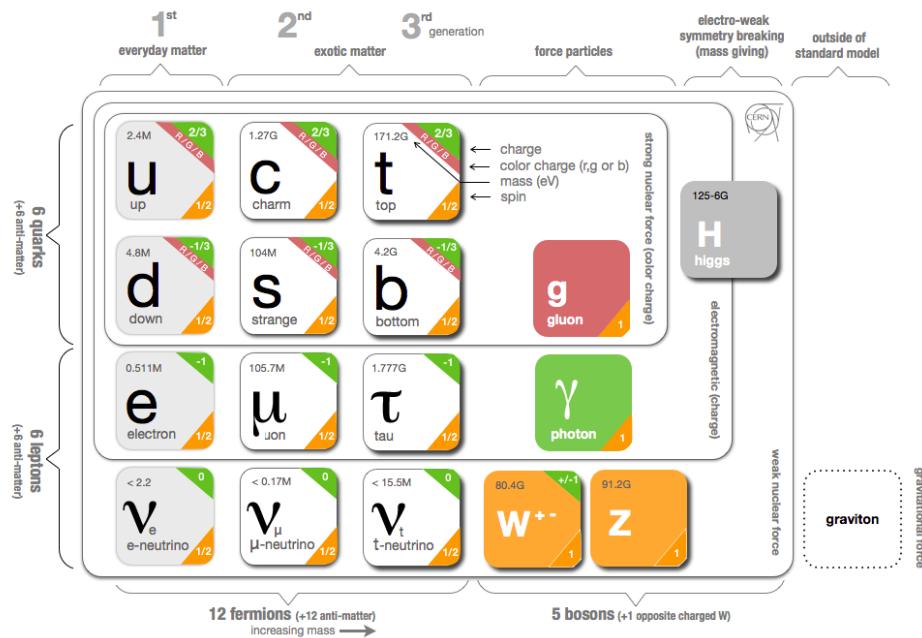


Figura 1-1: Clasificación de las partículas según el modelo estándar de las partículas elementales.

195 un par quark-antiquark¹ ($q\bar{q}$). Dado que los quarks son fermiones, dos quarks del mismo tipo
196 no pueden tener los mismos números cuánticos en el mismo hadrón.

197 En este grupo los quarks poseen carga eléctrica entera o neutra, estas son partículas in-
198 divisibles y por lo tanto elementales. Existen seis tipos como se pueden observar en la Fig.
199 3-6: up u(arriba), down d(abajo), charm c(encanto), strange s(extrañeza), top t(superior) y
200 bottom b(inferior). Algunos ejemplos de bariones son:

201 ■ **El neutrón (N^0)**: es incluida en la definición de nucleones ya que conforman el núcleo
202 de los átomos, es una partícula subatómica sin carga neta, de la **QCD** se define que es
203 partícula compuesta por la unión estable de quarks **udd**.

204 ■ **El protón (p^+)**: es incluida en la definición de nucleones ya que conforman el núcleo
205 de los átomos, es una partícula subatómica con una carga eléctrica elemental positiva,
206 de la **QCD** se define que es partícula compuesta por la unión estable **uud**.

207 Todos los hadrones tienen una respectiva antipartícula conformada por los antiquarks co-
208 rrespondientes.

209 Los leptones forman parte de la familia de los fermiones por lo cual poseen espín semi-
210 entero, además no poseen carga de color y por lo tanto tampoco experimentan la interacción
211 nuclear fuerte. Se han identificado tres “sabores” de partículas: uno de materia ordinaria y
212 dos de materia exótica. Al primero corresponden el electrón e^- y el neutrino ν_e mientras que a
213 la materia exótica corresponden el muón μ^- y el tauón τ^- con sus respectivos neutrinos ν_μ y ν_τ
214 (ver Fig. 1-1).

215 ■ **El electrón** : es una partícula elemental perteneciente a la primera generación de los
216 leptones, representada por el símbolo e^- posee una carga eléctrica elemental negativa.
217 Su antipartícula es denominada positrón idéntica excepto por la carga de signo opuesto.

218 ■ **El muón** : es una partícula elemental masiva perteneciente a la segunda generación
219 de leptones, representada por el símbolo μ^- su masa es 100 veces mayor que la del
220 electrón. Su correspondiente antipartícula es el antimuón (μ^+).

221 ■ **El tau** : llamada a veces tauón, es una partícula elemental masiva que pertenece a la
222 tercera generación de leptones, representada por el símbolo τ^- , su masa es cerca de
223 3500 veces mayor que la del electrón. Su correspondiente antipartícula es el antitau o
224 antitauón (τ^+).

¹Las antipartículas poseen la misma masa y espín, pero carga eléctrica contraria.

225 ■ **Los neutrinos** : son partículas subatómicas sin carga y de espín 1/2, que estas par-
226 tículas tienen masa muy pequeña, su interacción con las demás partículas es mínima,
227 por lo que pasan a través de la materia ordinaria sin apenas perturbarla. Existen tres
228 tipos de neutrinos asociados a cada una de las familias leptónicas (o sabores): neutrino
229 electrónico (v_e), neutrino muónico (v_μ) y neutrino tauónico (v_τ) más sus respectivas
230 antipartículas.

231 Cada partícula anteriormente descrita con su correspondiente antipartícula corresponde
232 con la composición de la materia bariónica.

233 **1.1.2 Simetrías y lagrangiano**

234 Las teorías extensamente aceptadas del modelo estándar son referidas como teorías de
235 campo de gauge y son la expresión de la existencia de alguna simetría interna haciendo que
236 el lagrangiano $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$ sea invariante bajo la acción de un grupo de Lie, estás son referidas
237 como grupo de transformaciones de gauge. De esta forma, al aplicar una transformación de
238 gauge no se modifica ninguna propiedad física observable.

239 Los campos gauge aparecen en $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$ que rige la dinámica de los campos cuánticos. Éstos
240 son: fermiónicos ψ , que representan a las partículas bariónicas; bosónicos electrodébiles W_1 ,
241 W_2 , W_3 y B ; gluónicos g ; y el campo de Higgs φ (ver Fig. 1-2). Estos son definidos por
242 operadores que no comutan entre si y actúan sobre el estado cuántico del sistema. Además
243 las partículas responsables de interacciones deben ser de masa cero ya que representan a
244 simetrías de norma exactas y explícitas.

245 La lagrangiana del campo de gauge opera sobre el grupo dado por una simetría de norma
246 $U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)$, donde $U(1)$ actúa sobre B (interacción electromagnética) y φ ,
247 $SU(2)$ actúa sobre W y φ (interacciones débiles), y $SU(3)$ actúa sobre g (interacciones
248 fuertes entre los quarks en el espacio de color), por lo que de forma general todas las simetrías
249 actúan sobre el campo fermiónico ψ . La ruptura espontánea de esta simetría es uno de los
250 ingredientes fundamentales de excitaciones de Goldstone que están asociadas a los términos
251 de masa de los bosones de gauge, este es referido como mecanismo de Higgs.

252 El **SM** consiste entonces en un contenido de materia, los quarks y los leptones en tres fa-
253 milias, con una dinámica dictada por la simetría de norma $U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)$ y con un
254 elemento adicional, el Higgs, responsable de la rotura (parcial) espontánea de $U(1) \otimes SU(2)$,
255 fundamentada bajo la evidencia empírica de los resultados experimentales. El lagrangiano del

¹Son funciones diferenciables o analíticas que sirve para describir la simetría de estructuras analíticas, se clasifican por sus propiedades algebraicas, su conexidad y su compacidad.

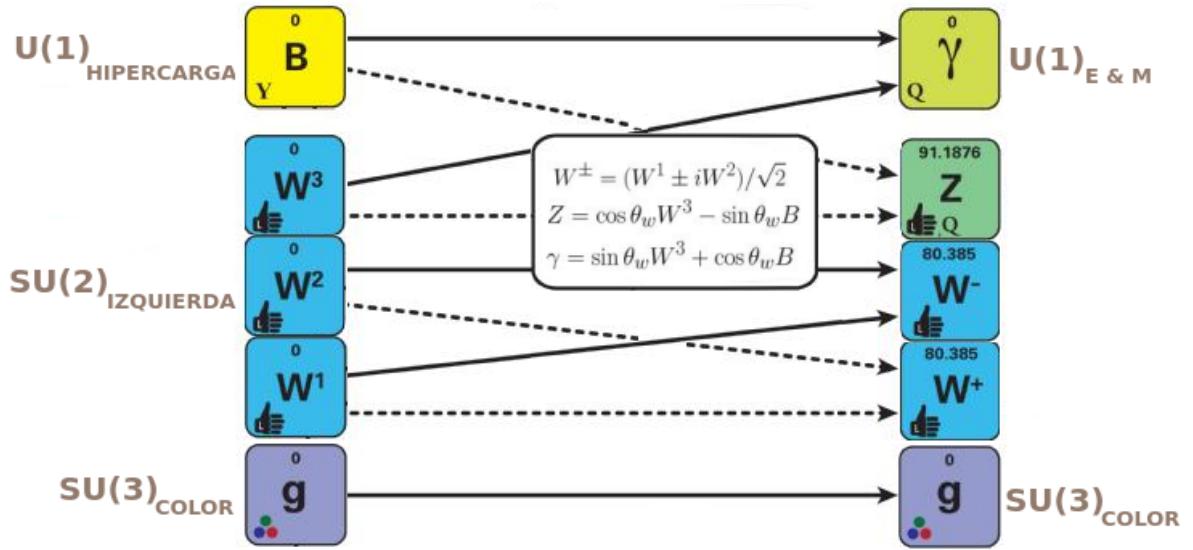


Figura 1-2: Simetrías del modelo estándar.²

256 modelo estándar que describe estas interacciones es:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{Fermion} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_{Ghost} \quad (1-1)$$

257 donde tenemos que:

- 258 \mathcal{L}_{gauge} : resultado de la teoría de campo de calibración, esta resume la interacción entre fermiones como resultado de la introducción de transformaciones pertenecientes al grupo de simetría interna. El lagrangiano de gauge describe la dinámica de los campos fermiónicos poseyendo alguna simetría interna “local” dada por un grupo de Lie, llamado grupo de transformaciones de gauge, transformando algún grado de libertad que no modifica ninguna propiedad física observable. Su representación y desarrollo puede encontrarse en Romao y Silva [2012].
- 265 $\mathcal{L}_{Fermion}$: incluye los términos cinéticos para los fermiones, caracteriza la interacción con el gauge de campo debido a sus derivadas covariantes;
- 267 \mathcal{L}_{Higgs} : describe el mecanismo de Higgs mediante el proceso que da masa a las partículas elementales, utiliza una teoría de gauge para dotar con masa a los bosones de gauge a través de la absorción de los bosones de Nambu–Goldstone derivados de la ruptura espontánea de simetría.

²Página de origen: https://en.wikipedia.org/wiki/Mathematical_formulation_of_the_Standard_Model

271 ■ $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$: describe el mecanismo de interacción entre un campo escalar y un campo de
272 Dirac mediante una constante de acoplamiento. Su desarrollo se encuentra [Santamaría,
273 1993; Romao y Silva, 2012].

274 ■ $\mathcal{L}_{\text{Ghost}}$: es una condición de fijación del medidor lineal haciendo uso de un campo
275 adicional que se introduce en las teorías cuánticas de campos, de esta manera mantiene
276 la consistencia de la formulación de integral del lagrangiano.

277 El modelo estándar está respaldado por una serie de observaciones experimentales, la más
278 reciente fue la observación de una nueva partícula cuyas propiedades son consistentes con
279 el bosón de Higgs, sin embargo, aún existen fenómenos en la naturaleza que no pueden ser
280 explicados dentro del formalismo del modelo estándar.

281 **1.1.3 Insuficiencias del modelo**

282 Incluso cuando el **SM** ha tenido gran éxito en explicar disímiles resultados experimenta-
283 les, tiene ciertas cuestiones importantes sin resolver. Entre los problemas encontrados en la
284 teoría estándar está la falta de explicación de los orígenes cuánticos de la gravedad haciendo
285 que la teoría sea por el momento incompatible con la relatividad general. El **SM** solo puede
286 explicar el 15.45 % de la material del universo y no considera posible la existencia de masa
287 por parte de los neutrinos (cuestión refutada por los estudios de sus oscilaciones). No explica
288 la presencia excesiva de materia que de antimateria, el modelo predice la creación y aniqui-
289 lación en cantidades estadísticamente semejantes. Tiene problemas de jerarquía al introducir
290 partículas con masas a través del proceso de “ruptura espontánea de simetría electrodébil”
291 (provocado por el campo de Higgs sobre la simetría de norma $\mathbf{U}(1) \otimes \mathbf{SU}(2)$), forzando
292 algunas correcciones cuánticas muy grandes debido a la presencia de partículas virtuales y
293 mucho más grandes que la masa de Higgs real.

294 **1.2 Más allá del modelo estándar con la materia oscura**

295 Detrás de la materia oscura y la energía oscura, el término oscuro hace referencia al des-
296 conocimiento sobre cualquiera de las dos, específicamente del tipo de partículas que las com-
297 ponen. Solo sabemos que no están compuestas de hadrones y leptones. Además, ni la materia
298 oscura ni la energía oscura sienten las fuerzas eléctricas y magnéticas y por tanto no interac-
299 túan con la luz, no la emiten ni la absorben. Son inmunes a las ondas electromagnéticas en
300 todas las frecuencias, desde el radio, pasando por la luz visible hasta los rayos gamma, de

301 forma rigurosa el calificativo oscuras no aplica, son transparentes, su existencia es supuesta
302 por porque la gravitación es universal y todo lo que tenga masa-energía crea gravedad.

303 **1.2.1 Evidencias observacionales**

304 En la primera mitad del siglo pasado Paul Zwicky había estado observando agrupaciones
305 de galaxias ligadas por atracción gravitatoria, siendo el primero en utilizar el Teorema de
306 virial. Del estudio de las velocidades radiales de ocho galaxias en el cúmulo Coma, Zwicky
307 encontró una dispersión de velocidad inesperadamente grande $\sigma_{cz} = (1019 \pm 360) \text{ km s}^{-1}$
308 (recalculado en la actualidad por valor moderno $\sigma_{cz} = 1082 \text{ km s}^{-1}$ obtenido por Colless
309 y Dunn [1996]). Zwicky concluyó de estas observaciones que la densidad media del gru-
310 po Coma tendría que ser ~ 400 (valor moderno recalculado de ~ 50) veces mayor que la
311 derivada de la materia luminosa (se sobreestimó la relación masa-luz del grupo Coma por
312 asumir un parámetro de Hubble de $H_o = 558 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ cuando su valor moderno de
313 $H_o = 67.15 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$), como conclusión de sus observaciones el mismo postula:

314 “*Si se confirma esta sobredensidad, llegaríamos a la sorprendente conclusión de
que la materia oscura está presente en Coma con una densidad mucho mayor que
la materia luminosa ... De estas consideraciones se deduce que la gran dispersión
de velocidad en Coma representa un problema no resuelto*”

presente en la referencia Bergh [1999]

315 y con ello nace la primera mención de materia oscura en el ámbito científico moderno.
316 En la actualidad se continúan los intentos por comprender el problema galáctico de la masa
317 visible faltante, ejemplos se pueden encontrar proyectos de simulaciones [Deur, 2020; Wu
318 y Kroupa, 2015] o mediante la comparación empírica con los datos experimentales Mielke
319 *et al.* [2006], con altos niveles de predicción.

320 Otra evidencia viene de las lentes gravitacionales (Fig. 1-3). La gravedad afecta a todo el
321 espectro de ondas electromagnéticas, incluyendo radio, infrarrojos, luz visible y ultravioleta,
322 siendo el grado de desviación mayor mientras mayor sea la masa que actúa como lente gravi-
323 tacional, siendo esta predicción uno de los mayores resultados de Einstein, en estos cálculos
324 se pudo evidenciar el efecto para calcular el valor de masas de grandes cúmulos midiendo las
325 desviaciones de la luz.

326 Dadas sus características los lentes gravitacionales son un importante herramienta para de-
327 tectar la materia oscura, resultado de la comparación de los resultados experimentales con los

³Página de origen: <https://alquimiayciencias.blogspot.com/>

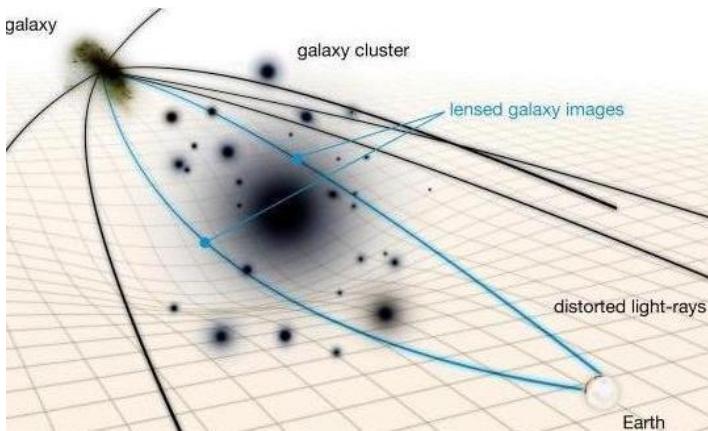


Figura 1-3: Diagrama de cúmulo de galaxias que actúa como lente gravitatoria para una galaxia muy distante.³

³²⁸ resultados de la relatividad general que predice la dinámica dependiente de la masa visible.

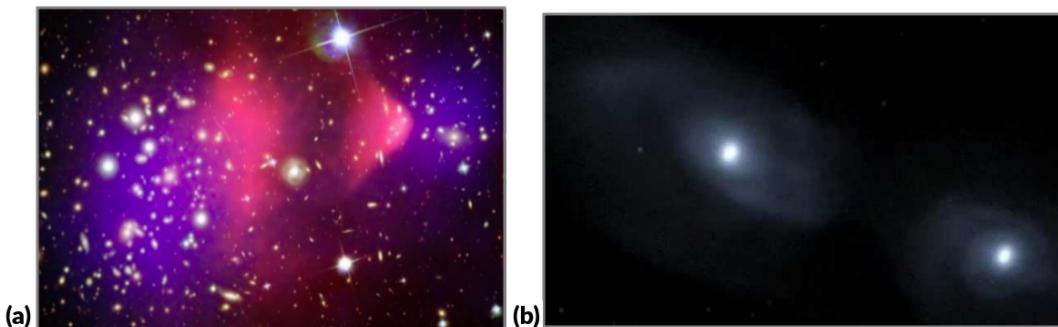


Figura 1-4: (a) Coalisión de dos cúmulos de galaxias 1E 0657-56 conocida como cúmulo bala., (b) Simulación por computadora de la futura colisión prevista de las dos galaxias más grandes del Grupo Local, Andrómeda (M31) y la Vía Láctea.⁴

³²⁹ Resultado de las observaciones realizadas por el Chandra de rayos X de la NASA y el Telescopio Espacial Hubble al estudiar el grupo MACSJ0025.4-1222, se realizó el seguimiento
³³⁰ de la colisión de dos cúmulos de galaxias (ver Fig. 1-4a), en este se detecta como la tem-
³³¹ peratura de la materia bariónica aumenta y esta se emiten rayos X. Siendo las áreas azules
³³² de la Fig. 1-4 un mapa reconstruido de la materia oscura hecha mediante el uso de lentes
³³³ gravitacionales, la materia bariónica se muestra en rosa mostrándose separada de la mayoría
³³⁴ de la materia que comprende los grupos que se muestran en azul [Marsh, 2019].
³³⁵

³³⁶ En las investigaciones del proceso evolutivo del universo se hace necesario tener en cuenta
³³⁷ la presencia de la materia oscura que frena la aceleración de la expansión y la energía oscura

⁴Página de origen: (a) https://en.wikipedia.org/wiki/Bullet_Cluster#/media/File:1e0657_scale.jpg

. (b) <https://hubblesite.org/contents/media/videos/2012/20/700-Video.html?news=true>

que lo acelera. Se hace necesario para los modelos cosmológicos del Big Bang considerar la presencia de los elementos oscuros para que exista correspondencia con las medidas de los parámetros asociados con la métrica **FLRW** (Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker) de la relatividad general.

Entre sus observaciones de los experimentos más recientes (ver Anexo A) se ha reportado un flujo de positrones anómalo que tiene una posible explicación en el proceso de aniquilación de partículas de materia oscura, donde se libera energía en forma de positrones. Dicho flujo anómalo puede observarse a partir de los 25 GeV en la Figura 1-5 donde también se presenta una comparación con otros experimentos que observan similar comportamiento.

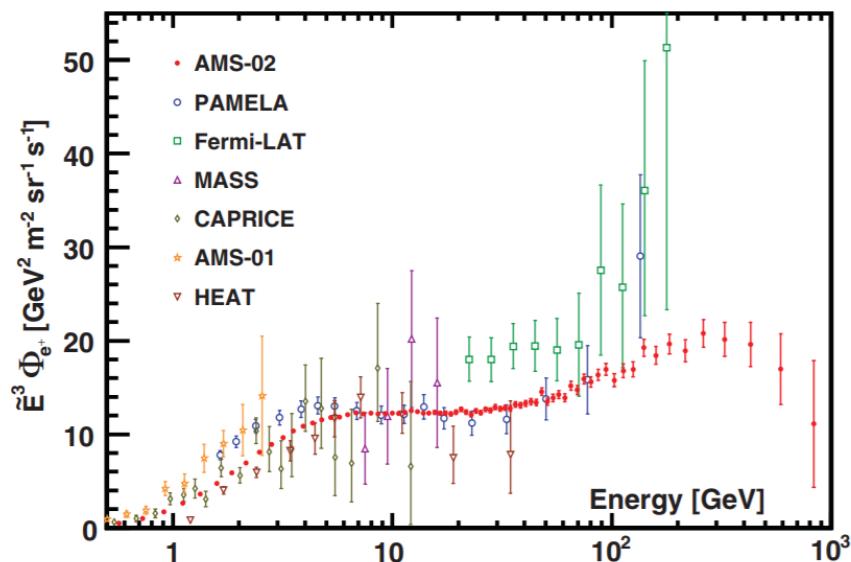


Figura 1-5: Flujo de positrones medido por el experimento AMS-02, comparado con los experimentos PAMELA, Fermi-LAT, MASS, CAPIRCE, AMS-01 y HEAT.

Estas observaciones cosmológicas han motivado a los físicos teóricos de altas energías a postular nuevos modelos en los cuales la composición de la materia oscura se pueda entender por medio de nuevas partículas elementales no descritas en el modelo estándar y que sin embargo podrían estar siendo producidas en los aceleradores de partículas modernos como el Gran Colisionador de Hadrones en Ginebra, Suiza. Los modelos propuestos se encuentran en la categoría que se conoce como extensiones al modelo estándar y por lo general involucran la existencia de nuevas partículas cuyas fuerzas e interacciones están descritas por alguna variación de la teoría cuántica de campo, lo que sugiere que sus mecanismos de producción y propiedades pueden ser estudiados por el formalismo de la física de partículas y la parte

356 experimental por medio de los detectores de partículas con métodos de recolección de datos,
357 selección de eventos y técnicas estadísticas para el análisis y extracción de posibles señales.

358 **1.2.2 Composición de la materia oscura**

359 En los primeros años de estudio del problema de la materia oscura en el Universo, se
360 propuso que esta podría ser materia bariónica y otras partículas ligadas a ellos en forma de
361 objetos compactos masivos pero con una emisión electromagnética muy débil. Entre estos
362 candidatos a materia oscura bariónica se encuentran los gases no luminosos, los objetos com-
363 pactos y masivos de los halos galácticos (MACHOs) y las enanas marrones, sin embargo,
364 múltiples líneas de evidencia contradicen este hecho, ya que contribuyen muy poco a la den-
365 sidad crítica del Universo.

366 Entonces ante la propuesta de que la materia oscura puede estar compuesta por materia no
367 bariónica, esta se puede clasificar en caliente, tibia o fría. Esta clasificación está relacionada
368 con la dispersión de velocidades de la partícula en el momento en que se desacopló del plasma
369 primigenio:

- 370 ■ **Materia oscura caliente:** aquellas que se mueven ultrarrelativistamente. Estas hacen
371 referencia a una determinada partícula χ de masa m_χ con una velocidad relativista al
372 momento de desacoplarse del plasma primigenio, por lo tanto, su temperatura cumple
373 con la condición $T_\chi \gg m_\chi$.
- 374 ■ **Materia oscura fría :** aquella que no se mueven relativistamente al momento de des-
375 acoplarse ($v_\chi \sim 0$), por lo cual $T_\chi \ll m_\chi$.
- 376 ■ **Materia oscura templada o tibia :** aquella que se mueven relativistamente.

377 Algunos de los candidatos a materia oscura más populares en el área de la física de partí-
378 culas son:

- 379 ■ **Axiones:** Esta partícula es el bosón pseudo-Goldstone que resulta del rompimiento
380 espontáneo de la simetría Peccei-Quinn. Esta simetría se postula en 1977 en las exten-
381 siones del modelo estándar para resolver el problema de la violación carga-paridad **CP**⁵
382 de la interacción fuerte en **QCD**. Las observaciones cosmológicas y las mediciones en
383 los aceleradores de partículas acotan la masa del axión a valores de $\lesssim 10^{-2}$ eV por lo
384 que cae en la categoría de materia oscura fría. Una de las características de los axiones

⁵Se basa en la composición de la simetría **C** y la simetría **P**, la primera afirma que las leyes de la Física son invariantes ante cambios de partículas de carga positiva a negativa y la segunda postula que la invarianza bajo inversiones especulares.

385 es que dado que tiene interacciones extremadamente débiles con otras partículas, éstas
386 podrían no estar en equilibrio térmico en el Universo temprano.

387 ■ **WIMPs(Weakly Interacting Massive Particles)** : son partículas que se desacoplan
388 siendo no relativistas cuando el Universo tenía una temperatura de $\simeq 1 \text{ GeV}$, por lo
389 que caen en la clasificación de materia oscura fría. Las masas de los **WIMPs** abarcan
390 un intervalo de $10 \text{ GeV} - 1 \text{ TeV}$. Como su nombre lo indica, es un partícula que
391 interactúa débilmente y gravitacionalmente con el resto de las especies del modelo
392 estándar.

393 Entre los candidatos se encuentran:

394 • **LSP(Lightest Supersymmetric Particle)**: es el nombre genérico dado a la más li-
395 gera de las partículas hipotéticas adicionales que se encuentran en los modelos
396 supersimétricos. En modelos con conservación de paridad R⁶, el **LSP** es esta-
397 ble; en otras palabras, el **LSP** no puede descomponerse en ninguna partícula del
398 **SM** ya que poseen paridad R opuesta. Algunos ejemplos más conocidos son el
399 sneutrino ligero, el neutralino ligero y el gravitonio.

400 • **LKP (Lightest Kaluza-Klein Particle)** : son las partículas hipotéticas que cum-
401 plen con la teoría de Kaluza-Klein (teoría **KK**) unificadora de la gravitación y
402 electromagnetismo construida alrededor de la idea de una quinta dimensión más
403 allá de los cuatro habituales del espacio y el tiempo, siendo considerada precursor
404 de la teoría de cuerdas. Algunos de sus candidatos ligeros son el fotón **KK** y el
405 neutrino **KK**, con masas en la escala **TeV** (para mas información, ver referencia
406 Servant y Tait [2003]).

407 ■ **SIMPs (Strongly Interacting Massive Particles)** : se supone que los piones oscuros
408 interactúan mucho más fuertemente entre sí, se sugiere que en el universo primitivo los
409 piones oscuros habrían chocado entre sí, reduciendo la cantidad de materia oscura, pero
410 a medida que el universo se expande, las partículas colisionarían cada vez con menos
411 frecuencia, hasta ahora, cuando se extienden de manera tan delgada que casi nunca
412 se encuentran. En la nueva hipótesis, los piones de materia oscura están formados por
413 quark de materia oscura que se mantienen unidos por gluones de materia oscura. (Los
414 quarks ordinarios están unidos por gluones normales), en esta propuesta el gluón oscuro
415 tendría masa.

⁶Más información en: https://es.wikipedia.org/wiki/Paridad_R

416 ■ **SUSY(SUperSYmmetry)**: postula la existencia de partículas supersimétricas compañeras al **SM**, pero con espín diferente. Esta se presenta como una simetría de tipo espacio-temporal. Una extensión supersimétrica del **SM** resuelve los principales problemas de jerarquía dentro de la teoría.

420 Las partículas supersimetrías son los candidatos más populares para la física de partículas
421 no descubiertas. Esta supersimetría hipotética relaciona las propiedades de los bosones y los
422 fermiones, y a pesar de estar por ser verificada experimentalmente, es parte fundamental
423 de muchos modelos teóricos.

424 De forma general el **SM** se construye a partir de simetrías fundamentales que dan lugar a
425 leyes de conservación. En el caso de **SUSY**, esta incluye todas las simetrías que ya contiene
426 el **SM** y añade otra más que involucra al espín. Esta teoría postula que a cada partícula del
427 **SM** le corresponde un compañero supersimétrico que tiene el espín contrario, de modo que,
428 por cada fermión, **SUSY** añade un bosón y por cada bosón se añade un fermión. Por tanto, el
429 número de partículas predichas es el doble que en el **SM**, como se visualiza en la Figura 1-6.

430 Debido a que dichas compañeras supersimétricas aún no han podido ser creadas en el
431 laboratorio, sus masas deben ser mucho mayores que las de las partículas originales. La
432 especificación de dicho mecanismo da lugar al Modelo Mínimo Estándar Supersimétrico
433 **MSSM** (**Minimal Supersymmetric Standard Model**), que intenta explicar el problema de la
434 materia oscura del universo.

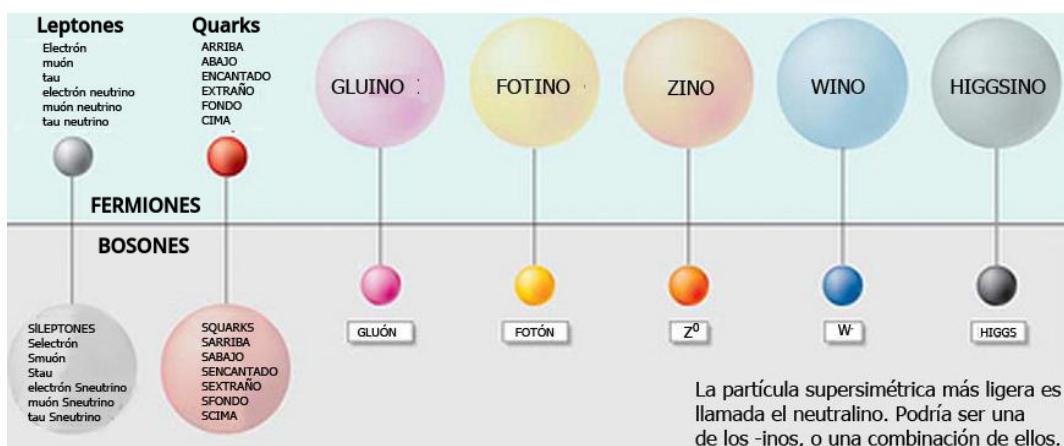


Figura 1-6: Extensión del Modelo Estándar bajo la existencia de la supersimetría (**SUSY**).

435 **1.2.3 Extensión del Modelo Estándar con Supersimetría**

436 El primer modelo supersimétrico compatible con el modelo estándar de la física de par-
437 tículas es el **MSSM**, que fue enunciado en el año 1981 por Howard Georgi y Savas Di-
438 mopoulos. El modelo postula la existencia de partículas supersimétricas en la región entre
439 $10^2 - 10^3 \text{ GeV}$, prediciendo su aparición en los experimentos de colisiones de partículas
440 aceleradas.

441 El **MSSM** no es la única opción posible para la supersimetría más allá del **SM**, pero sí es la
442 más popular dada su simplicidad, introduce el higgsino, thewino, el zino, junto con todos los
443 squarks y sleptons (ver Fig. 1-6). La única forma inequívoca de reclamar el descubrimiento
444 de la supersimetría es producir superpartículas en el laboratorio. Debido a que se espera que
445 las superpartículas sean de 100 a 1000 veces más pesadas que el protón, se requiere una gran
446 cantidad de energía para generarlas en los aceleradores de partículas. Sin embargo, ninguna
447 de las compañeras supersimétricas de las partículas del **SM** han sido observadas hasta el
448 momento.

449 **Lagrangiano del modelo MSSM.**

450 El **MSSM** impone la paridad R para explicar la estabilidad del protón agregando una rup-
451 tura de supersimetría al introducir operadores explícitos en el Lagrangiano que se le comunica
452 mediante una dinámica desconocida, significando la presencia de 120 parámetros nuevos en
453 el **MSSM**. Aunque no se conoce el mecanismo de ruptura de **SUSY**, este debe ser implemen-
454 tado de forma de que pueda proveer la solución al problema de jerarquía incluso en presencia
455 del rompimiento de ésta. Para ello, las relaciones entre los acoplamientos adimensionales de
456 la teoría antes del rompimiento deben mantenerse. El lagrangiano efectivo del **MSSM** tiene
457 la forma:

$$\mathcal{L}_{\text{MSSM}} = \mathcal{L}_{\text{SUSY}} + \mathcal{L}_{\text{soft}} \quad (1-2)$$

458 donde $\mathcal{L}_{\text{SUSY}}$ contiene todas las interacciones de gauge de Yukawa preservando la supersi-
459 métrica, más información en la referencia Kuroda [2005]. El potencial **MSSM** viene dado
460 por la expresión:

$$W_{\text{MSSM}} = Q_L Y_U H_2 U_R + Q_L Y_D H_1 D_R + L_L Y_E H_1 E_R + \mu H_2 H_1 \quad (1-3)$$

461 la definición de sus términos se encuentra en la referencia Kuroda [2005]. El lagrangiano
462 que rompe **SUSY**, $\mathcal{L}_{\text{soft}}$, no está completamente determinado y su forma explícita así co-
463 mo el conjunto de parámetros involucrados dependen del mecanismo particular de ruptura de

464 **SUSY** implementado, siempre manteniéndose invariante frente $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.
465 Los términos soft proveen exitosamente de las masas de las partículas supersimétricas, a fin
466 de que sean más pesadas que sus correspondientes compañeras del **SM**, y la ruptura espon-
467 tánea de la simetría electrodébil requerida a bajas energías es necesaria para explicar la masa
468 de las partículas.

469 En un tratamiento fenomenológico completo todos los parámetros del **MSSM** deberían
470 dejarse libres y determinarse a partir de los datos observados, y luego de que los parámetros
471 hayan sido medidos, de ahí se podría intentar extraer información de la física subyacente que
472 está asociada con escalas de energía mayores a la de los experimentos. Sin embargo, realizar
473 predicciones y análisis fenomenológicos con esta cantidad de parámetros no es posible, por
474 lo cual es necesario realizar suposiciones para reducir los grados de libertad. Es debido a este
475 motivo que no existe una definición precisa del **MSSM**.

476 Hay además problemas con la propia teoría **MSSM**, la mayoría de ellos resultado de la
477 interpretación de los parámetros que lo componen. Por ejemplo, el parámetro de masa del
478 Higgsino μ (último término en el superpotencial de la ec. 1-3) debe tener muchos órdenes
479 de magnitud menores a la escala de Planck, esta cuestión es llamada problema μ . Mas aún,
480 los términos de ruptura de la supersimetría también deben ser del mismo orden de magnitud
481 que la escala electrodébil. Los términos adicionales en el lagrangiano del **MSSM** deben ser
482 invariantes de **CP**, sin embargo hasta el momento ninguna violación de **CP** fuera del **SM** ha
483 sido predicha, por lo que sus fases de violación **CP** deben ser pequeñas.

484 **Más allá del modelo MSSM.**

485 El **NMSSM** (Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model) es una extensión su-
486 persimétrica del Modelo Estándar que agrega un término adicional en el superpotencial de
487 la ec. 1-3 para violar la simetría Peccei–Quinn por medio de un término cúbico de auto-
488 acoplamiento, $\mu H_2 H_1 \rightarrow \lambda S H_2 H_1 + \frac{1}{3} \kappa S^3$ [Collaboration, 2019], de esta forma se genera
489 dinámicamente el parámetro μ resolviendo el problema derivado del mismo. En **MSSM**, el
490 sector de Higgs está altamente restringido, al extenderlo, se amplia esta restricción y se redu-
491 cen las limitantes experimentales predichas en la teoría.

492 Con esta extensión se incluye un supercampo adicional como vimos anteriormente y se
493 prevé la existencia de siete bosones de Higgs, tres bosones neutros $h_{1,2,3}$ con simetría **CP**-par,
494 dos bosones neutros $n_{1,2}$ con **CP**-impar, y un par de Higgs cargados H^\pm . En los modelos
495 **NMSSM**, dos de los tres bosones de Higgs neutros pares h_1 o h_2 pueden descomponerse en
496 uno de los dos bosones de Higgs neutros impares de **CP** a través de $h_{1,2} \rightarrow 2n_1$, este debe

497 satisfacer la condición $2m_{n_1} < m_{h_{1,2}}$.

498 Debido a que no se ha observado ninguna de las partículas supersimétricas predichas, si
499 es que existe **SUSY**, ésta debe estar rota. Para mantener la solución al problema de jerarquía,
500 incluso en presencia del rompimiento simetría, este debe ser suave incluyendo términos soft
501 al lagrangiano. Para el caso de **NMSSM** el rompimiento de **SUSY** es introducido explícitamente.
502

503 El rompimiento espontáneo de **SUSY** ocurre en un “sector oscuro”⁷ con partículas que no
504 tienen acoplamientos directos con el “sector visible”⁸ del **NMSSM**, sin embargo, estos dos
505 sectores comparten algunas interacciones que son las responsables de mediar el rompimiento
506 de la supersimetría desde el sector oscuro al visible.

507 En modelo **SUSY** oscuro o **Dark-SUSY** supone como origen de la ruptura espontánea
508 **U(1)** (una simetría global de Peccei–Quinn) el acoplamiento débil de unos fotones oscuros
509 γ_D a sus homólogos del **SM** a través de un parámetro de mezcla cinética ϵ descrito introducido
510 en el lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{\text{KM}} \sim \frac{\epsilon}{2} F_{\mu\nu}^\gamma F^{\mu\nu} \quad (1-4)$$

511 donde $F_{\mu\nu}^\gamma = \partial_\mu A_v^D - \partial_v A_\mu^D$ y A^D es el campo de calibración oscuro. Si el A_D es masivo,
512 entonces las partículas **SM** adquieren una carga adicional bajo la interacción con el sector
513 oscuro. Además, en los escenarios típicos de **Dark-SUSY**, el mezcla cinética del parámetro
514 ϵ está dentro del intervalo $10^{-8} - 10^{-2}$ [Collaboration, 2019]. En este caso se teoriza que el
515 neutralino más ligero n_1 en el sector visible de **SUSY** ya no es estable y puede descomponerse
516 a través de procesos como $n_1 \rightarrow n_D + \gamma_D$, donde n_D es un fermión oscuro (neutralino
517 oscuro) que escapa a la detección con los instrumentos existentes actuales.

518 Con el desarrollo del modelo **NMSSM** y los modelos de supersimetría en el sector oscuro
519 **Dark-SUSY**, es posible teorizar un conjunto de criterios de búsqueda destinados a minimizar
520 los eventos de fondo sin dejar de ser independientes de los modelos utilizados. Suponiendo
521 que γ_D solo puede descomponerse en partículas **SM**, muchas líneas de investigación realizan
522 exploraciones para los posibles decaimientos $h \rightarrow 2n_1$, donde se incluye 4μ [Collaboration,
523 2016c, 2013] , 4τ , 4ℓ [Collaboration, 2018c; collaboration, 2016] , $4\ell/4\pi$ [Collaboration,
524 2018d] , $4\ell/8\ell$ [Collaboration, 2016a] , $4b$ [Collaboration, 2018b, 2016b] , 4γ [Collabora-
525 tion, 2014] , $2b/2\tau$ [Collaboration, 2018a] , $2\mu 2\tau$ [Collaboration, 2015] y $6q$ [Collaboration,
526 2016d] como posibles estados finales, siendo estos análisis contribuciones a un cuerpo exis-
527 tente de trabajo experimental en la búsqueda de nuevos bosones.

⁷Proceso no observable con partículas de materia oscura

⁸Procesos observables con partículas de materia bariónica

528 El ancho parcial para la descomposición del fotón oscuro en leptones **SM** se tiene una
 529 expresión dado por:

$$\Gamma_{\gamma_D \rightarrow \ell \bar{\ell}} = \frac{1}{3} \alpha \epsilon^2 m_{\gamma_D} \sqrt{1 - \frac{4m_\ell^2}{m_{\gamma_D}^2}} \left(1 + \frac{2m_\ell^2}{m_{\gamma_D}^2} \right) \quad (1-5)$$

530 donde m_ℓ es la masa del lepton y los diferentes modos de descomposición comienzan desde
 531 $m_{\gamma_D} > 2m_\ell$. Además, el fotón oscuro se descompondrá en hadrones del **SM** para masas
 532 $m_{\gamma_D} > 2m_\pi$, con ancho parcial dado por:

$$\Gamma_{\gamma_D \rightarrow \text{hadrones}} = \frac{1}{3} \alpha \epsilon^2 m_{\gamma_D} \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{m_{\gamma_D}^2}} \left(1 + \frac{2m_\mu^2}{m_{\gamma_D}^2} \right) R(s = m_{\gamma_D}^2) \quad (1-6)$$

533 donde $R = \sigma_{e^+ e^- \rightarrow \text{hadrons}} / \sigma_{e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-}$. Según las ecs. (1-5) y (1-6), las dependencias del
 534 ancho parcial de ϵ y m_{γ_D} pueden factorizarse como $(\Gamma_{\gamma_D}/\epsilon^2)^{-1} = f(m_{\gamma_D})$, donde $f(m_{\gamma_D})$ es
 535 solo dependiente de la masa del fotón oscuro. Los anchos parciales para los diferentes modos
 536 de decaimiento del fotón oscuro y su ancho total (todos divididos por ϵ^2 para demostrar solo la
 537 dependencia de los anchos con m_{γ_D}) se muestran en la Tabla 1-1. La relación de ramificación
 538 para la descomposición del fotón oscuro a un par de muones $B_{\gamma_D \rightarrow \mu\mu} = \Gamma_{\gamma_D \rightarrow \mu\mu} / \Gamma_{\gamma_D \text{Total}}$ no
 539 depende de ϵ , y se muestra como función de m_{γ_D} .

	m_{γ_D} (GeV)								
	0.25	0.275	0.3	0.4	0.7	1	1.5	2	8.5
$\Gamma_{\gamma_D \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ (MeV)	1	1.2	1.9	2.1	11.4	8.0	15.5	20.3	114.6
$f(m_{\gamma_D})$ (GeV $^{-1}$)	952.9	817.2	538.9	480.2	87.4	125.1	64.6	49.2	8.7

Tabla 1-1: Ancho total y $f(m_{\gamma_D})$.

540 Las expresiones para los anchos parciales permiten el cálculo del tiempo de vida del fotón
 541 oscuro:

$$\tau_{\gamma_D} = \frac{1}{\Gamma_{\gamma_D \text{Total}}} = \frac{1}{\Gamma_{\gamma_D \rightarrow e^+ e^-} + \Gamma_{\gamma_D \rightarrow \mu^+ \mu^-} + \Gamma_{\gamma_D \rightarrow \text{hadrons}}} \quad (1-7)$$

542 El tiempo de vida está directamente relacionada con el parámetro ϵ y la masa del fotón oscuro
 543 se obtiene:

$$\tau_{\gamma_D}(\epsilon, m_{\gamma_D}) = \frac{f(m_{\gamma_D})}{\epsilon^2} \quad (1-8)$$

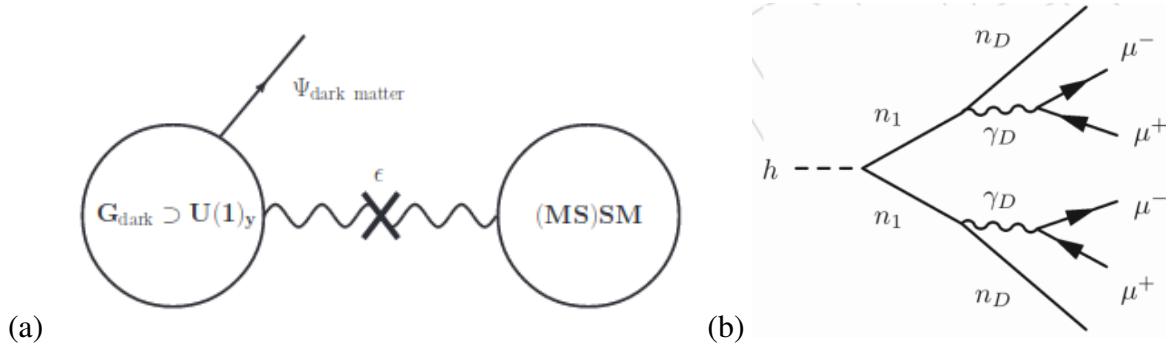


Figura 1-7: (a) Ilustración esquemática de la conexión entre el sector oscuro y el modelo estándar, los cuales están conectados mediante un término de mezcla dinámica. (b) Diagrama de Feynman **Dark-SUSY** del proceso vía $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$.

544 Es conveniente representar el tiempo de vida τ_{γ_D} en unidades de distancia $c\tau_{\gamma_D}$, donde c es la
 545 velocidad de la luz. Las restricciones sobre ϵ y la masa del fotón oscuro podrían obtenerse a
 546 partir de las restricciones sobre el tiempo de vida del fotón oscuro porque están directamente
 547 relacionadas entre sí como se ve en las expresiones anteriores.

548 La descomposición del bosón ligero n_1 a un par de muones con carga opuesta es equi-
 549 valente a $\mathcal{B}(n_1 \rightarrow 2\mu)$, con la inclusión de los modelos oscuros de **SUSY** que teorizan la
 550 ruptura de una nueva simetría $U(1)_D$ dando lugar el fotón oscuro masivo γ_D , el cual es de-
 551 pendiente de su masa m_{γ_D} y el parámetro de mezcla cinética. Este proceso se muestra como
 552 una posible exploración de gran interés científico. El tiempo de vida corto de la partícu-
 553 la γ_D no se limita a valores pequeños ya que se espera que se mantenga estable por cierto
 554 período. Por lo que es importante acomodar la posibilidad de fotones oscuros de larga du-
 555 ración en las búsquedas requeridas. El diagrama de Feynman **Dark-SUSY** del proceso vía
 556 $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$ se muestra en la Fig. 1-7b. Este modelo de referen-
 557 cia es solo un escenario posible, y se elige como una representación única de un rango muy
 558 amplio de espacio de parámetros disponibles.

“ La discrepancia entre lo que se esperaba y lo que se ha observado ha aumentado a lo largo de los años, y nos estamos esforzando cada vez más por llenar el vacío ”

Jeremiah P. Ostriker

559 Capítulo 2 – Experimento y Simulación

560 En este capítulo se realizará una descripción de todos los métodos experimentales y compu-
561 tacionales necesarios para el cumplimiento de los objetivos, estos serán descritos para su
562 mejor comprensión en el proceso de simulación, caracterización y análisis de resultados.
563 Además se resumirán los resultados que servirán de antecedentes para la investigación.

564 2.1 Física de Altas Energías

565 La Organización Europea para la Investigación Nuclear **CERN**(Conseil Européen pour
566 la Recherche Nucléaire) es una organización de investigación europea que opera el laborato-
567 rio de física de partículas más grande del mundo, está situado en Suiza cerca a la frontera con
568 Francia, entre la comuna de Saint-Genis-Pouilly y la comuna de Meyrin. La función princi-
569 pal del **CERN** es proporcionar los aceleradores de partículas y otra infraestructura necesaria
570 para la investigación de física de alta energía; como resultado, se han construido numerosos
571 experimentos en el **CERN** a través de colaboraciones internacionales. El sitio principal de
572 Meyrin alberga una gran instalación informática, que se utiliza principalmente para alma-
573 cenan y analizar datos de experimentos, así como para simular eventos. Los investigadores
574 necesitan acceso remoto a estas instalaciones, por lo que el laboratorio ha sido históricamen-
575 te un importante centro de red de área amplia. En la Fig. 2-1a se muestra un diagrama de las
576 instalaciones y los proyectos en los que está dividido.

577 El **CERN** es fundamentalmente un conjunto interconectado de aceleradores de partículas
578 cuyo primer elemento, el Sincro-Ciclotrón de protones o **SC** (Synchro-Cyclotron) se empiezó
579 a construir a mediados de 1955, sustituido por el Gran Coalición de Hadrones o **LHC**(Large
580 **Hadron Collider**) puesto en funcionamiento el 2008. En la actualidad, gran parte de la ac-
581 tividad experimental que se realiza en el **CERN** está concentrada en la construcción de los
582 experimentos para el **LHC**:

- 583 ■ **ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)** : Investiga una amplia gama de física, desde la
584 búsqueda del bosón de Higgs hasta dimensiones adicionales y partículas que podrían

585 formar materia oscura. Aunque tiene los mismos objetivos científicos que el experimento **CMS**, utiliza diferentes soluciones técnicas y un diseño de sistema magnético
 586 diferente. Página del proyecto : <https://atlas.cern>
 587

- 588 ■ **CMS(Compact Muon Solenoid)** : Tiene un amplio programa de física que va desde
 589 el estudio del Modelo estándar (incluido el bosón de Higgs) hasta la búsqueda de di-
 590 mensiones y partículas adicionales que podrían formar materia oscura. Está construido
 591 alrededor de un gran imán de solenoide. Página del proyecto : <https://cms.cern/detector>
- 592 ■ **LHCb (Large Hadron Collider beauty)** : experimento especializado en física del quark b,
 593 algunos de cuyos objetivos son la medida de parámetros de violación de simetría **CP** en
 594 las desintegraciones de hadrones que contengan dicho quark o la medida de precisión
 595 de las fracciones de desintegración (“branching ratios”) de algunos procesos extrema-
 596 damente infrecuentes. Página del proyecto: <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public>
- 597 ■ **ALICE (A Large Ion Collider Experiment)** : es un detector de iones pesados, estudiar
 598 la física de la materia que interactúa fuertemente a densidades de energía extremas,
 599 donde se forma una fase de la materia llamada plasma quark-gluón. Página del proyec-
 600 to: <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>

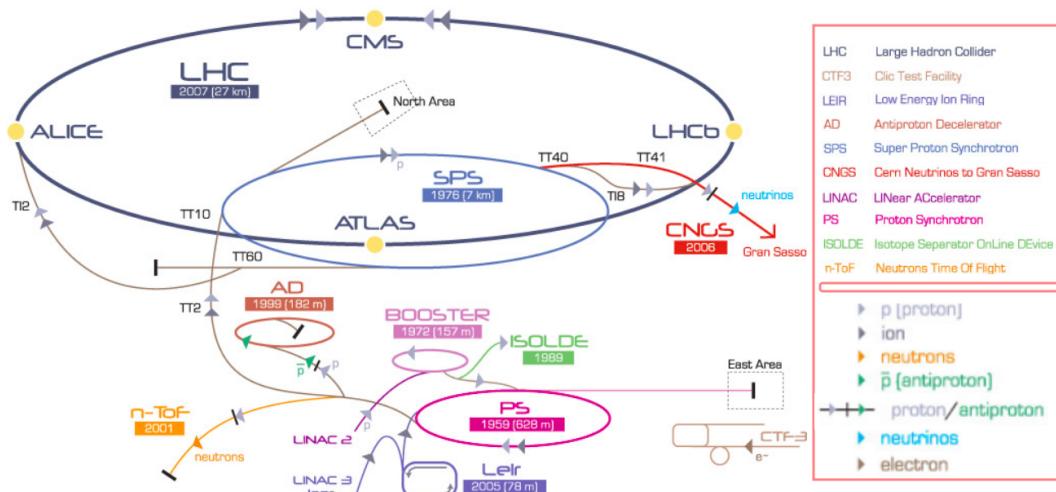


Figura 2-1: Diagrama de los experimentos que componen el centro de investigación del **CERN**.¹

601 Uno de los experimentos considerado por sus resultados de los mas importantes es el
 602 **CMS**, el cual es uno de los detectores multi-usos del **CERN** como se puedo constatar ante-
 603 riormente, dicho detector tiene la capacidad de cubrir un amplio rango de procesos físicos,
 604 siendo este junto con el experimento **ATLAS** los que reportaron la observación de la partícu-

¹Página de origen: <https://theconversation.com/goodbye-for-a-while-to-the-large-hadron-collider-12238>

605 la de Higgs en el 2012. El mismo es uno de los recursos principales para las investigaciones
606 relacionadas con la exploración de la materia oscura.

607 El experimento **LHC** está continuamente en proceso de actualización con el objetivo de
608 proporcionar mediciones más precisas de nuevas partículas y permitiendo observar raros pro-
609 cesos teorizados y de esta intentar aumentar nuestros conocimientos de la materia oscura.
610 Esto se debe a que el número de eventos de un dado proceso producidos en un colisionador
611 está dado por:

$$N = L\sigma \quad (2-1)$$

612 donde σ es la sección eficaz del proceso físico y L es la luminosidad integrada del acelerador.

613 La luminosidad instantánea es uno de los parámetros más importantes para caracterizar
614 el funcionamiento del acelerador, definida como el número de partículas (protones o iones
615 pesados en el caso del **LHC**) por unidad de tiempo y unidad de área, y puede calcularse
616 mediante la relación:

$$\mathcal{L} = f_{\text{rev}} n_b \frac{\mathbf{N}_1 \mathbf{N}_2}{\mathbf{A}} \quad (2-2)$$

617 donde f_{rev} es la frecuencia de revolución, n_b es el número de bunches (paquetes de protones)
618 por haz, \mathbf{N}_i es el número de partículas en cada bunch y \mathbf{A} es la sección efectiva del haz, que
619 puede expresarse en término de los parámetros del acelerador como:

$$A = \frac{4\pi\epsilon_n\beta^*}{\gamma F} \quad (2-3)$$

620 donde ϵ_n es la emitancia transversal normalizada (la dispersión transversal media de las par-
621 tículas del haz en el espacio de coordenadas e impulsos), β^* es la función de amplitud en el
622 punto de interacción, relacionada al poder de focalización de los cuadrupolos), γ es el factor
623 relativista de Lorentz y F es un factor de reducción geométrico, debido al ángulo de cruce de
624 los haces en el punto de interacción.

625 2.1.1 Actualizando HLC

626 El programa de línea de base del **LHC** tenía el objetivo de producir los primeros resultados
627 en la carrera 2010-2012 con el objetivo de una luminosidad integrada de al menos $1 \text{ fb}^{-1} =$
628 40 m^2 para fines de 2011 y gracias a un rendimiento mejor de lo previsto se obtuvo más de
629 25 fb^{-1} en colisión de pp a finales de 2012, más allá de cualquier expectativa. Después se
630 alcanzó la energía de $13 - 14 \text{ TeV}$ de centro de masa de energía en 2015.

631 Después de 2019, la ganancia estadística al ejecutar el acelerador sin un aumento con-

632 siderable de luminosidad más allá de su valor de diseño fue más de la prevista. El tiempo
 633 de ejecución necesario para reducir a la mitad el error estadístico en las mediciones. Por lo
 634 tanto, para mantener el progreso científico y explorar su capacidad total, el **LHC** necesitará
 635 un aumento decisivo de su luminosidad. Por eso, cuando el Consejo del **CERN** adoptó la
 636 Estrategia Europea para la Física de Partículas en Bruselas el 30 de mayo de 2013, se acordó
 637 que su primera prioridad sería:

638 *“La máxima prioridad de Europa debería ser la explotación de todo el potencial del
LHC, incluido el actualización de alta luminosidad de la máquina y los detectores
 con el fin de recopilar diez veces más datos que en el diseño inicial, alrededor de
 2030”*

cita traducida de la referencia Wells [2015]

639 Además se reemplazarán los imanes triples internos (el responsable de exprimir el rayo
 640 en caso de colisión) y de todos los cambios de hardware necesarios para permitir una ambi-
 641 ciosa actualización de luminosidad. Con algunas de las modificaciones ya cumplidas en 2019
 642 (*LS2*), esta nueva fase de la vida del **LHC** se ha denominado ‘**LHC** de alta luminosidad’
 643 (**HL-LHC**) y tiene la aspiración de alcanzar el sorprendente umbral de 3000 fb^{-1} en 10-12
 644 años, entregando hasta la actualización aproximadamente $\sim 300 \text{ fb}^{-1}$ durante ese período
 645 (ver Fig. 2-2).

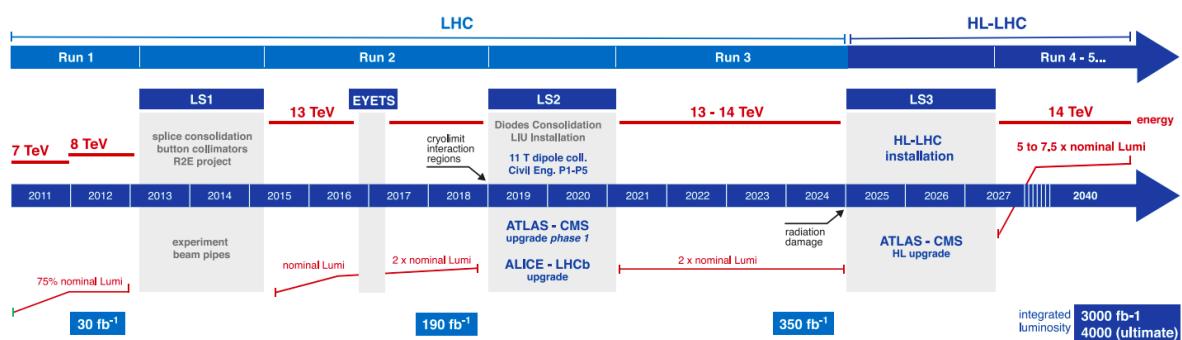


Figura 2-2: Plan de actualización del experimento **LHC**.²

646 Con la actualización del **LHC** se espera aumentar los conocimiento más allá del Mode-
 647 lo Estándar y su bosón de Higgs, siendo sus apuestas a la misteriosa materia oscura, con la
 648 teoría de la supersimetría. Pero para lograr actualizar una maquinaria tan compleja a tan gran
 649 escala se planifica una década en completarse. El proceso depende de una serie de tecnologías
 650 innovadoras que el proyecto **HL-LHC** está explorando. Esta extraordinaria empresa técnica

²Página de origen: <https://hilumilhc.web.cern.ch/content/hl-lhc-project>

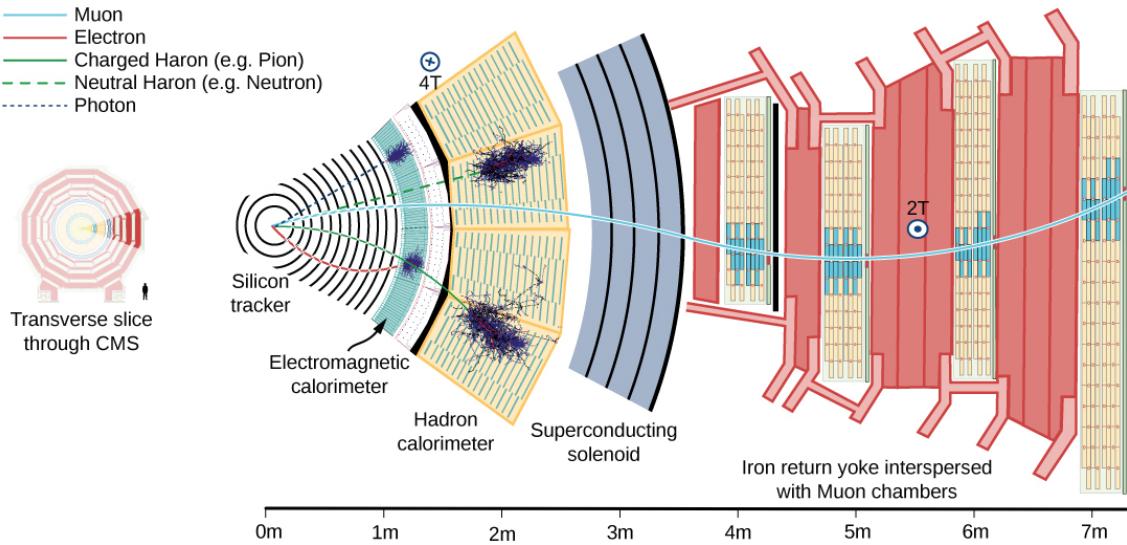


Figura 2-3: Detector de solenoide de muón compacto. El detector consta de varias capas, cada una responsable de medir diferentes tipos de partículas.³

651 dependerá de una combinación de imanes superconductores de vanguardia, cavidades de ra-
 652 diofrecuencia superconductoras compactas y ultraprecisas para la rotación del haz, así como
 653 enlaces superconductores de alta potencia de 100 m de largo con disipación de energía cero.
 654 Además, las altas luminosidades generarán nuevas demandas de vacío, criogenia y protección
 655 de la máquina, y requerirán nuevos conceptos para la colimación y el diagnóstico, modelado
 656 avanzado para el haz intenso y nuevos esquemas de cruce del haz para maximizar la salida
 657 física de las colisiones.

658 2.2 Experimento CMS

659 El experimento Solenoide Compacto de Muones o **CMS**(Compact Muon Solenoid) tiene
 660 la capacidad de cubrir un amplio rango de procesos físicos, este experimento consiste de
 661 varios subsistemas los cuales están diseñados para la identificación de prácticamente todas
 662 las partículas del modelo estándar. Para su diseño se tomó en cuenta cómo cada partícula
 663 interacciona con la materia, por ejemplo las partículas cargadas son identificadas por medio
 664 de detectores a base de silicio y de gas noble, permitiendo determinar con precisión el tiempo
 665 y localización de las partículas. La variedad de interacciones por tipo de partícula se puede
 666 ver en la Fig. 2-3.

667 El CMS es un detector de propósito general, capaz de estudiar múltiples aspectos de las

³Página de origen: <http://ippog.web.cern.ch/resources/2011/cms-slice-july-2010-version>

668 colisiones de protones hasta 14 **TeV**. También contiene sistemas para medir la energía y la
669 cantidad de movimiento de fotones, electrones, muones y otras partículas producto de las
670 colisiones. La capa detectora se pueden dividir en:

671 ■ **El rastreador de Silicio (The Silicon tracker)** : para calcular el momento de una
672 partícula es rastrear su camino a través de un campo magnético; cuanto más curvaba
673 el camino, menos impulso tenía la partícula. El rastreador **CMS** registra los caminos
674 tomados por las partículas cargadas al encontrar sus posiciones en varios puntos clave.
675 De esta forma se reconstruyen los caminos de muones de alta energía, electrones y
676 hadrones (partículas formadas por quarks), así como ver las huellas que provienen de
677 la descomposición de partículas de vida muy corta.

678 El rastreador **CMS** está hecho completamente de silicio: los píxeles, en el núcleo mis-
679 mo del detector y que se ocupan de la mayor intensidad de partículas, y los detectores
680 de microstrip de silicio que lo rodean. A medida que las partículas viajan a través del
681 rastreador, los píxeles y las microstrips producen pequeñas señales eléctricas que se
682 amplifican y detectan. El rastreador emplea sensores que cubren un área del tamaño de
683 una cancha de tenis, con 75 millones de canales de lectura electrónica separados: en el
684 detector de píxeles hay unas 6,000 conexiones por centímetro cuadrado.

685 **Actualización de Alta Luminosidad:**

686 La actualización esperada de **HL-LHC** aumentará el número de interacciones hasta
687 el punto en que la ocupación excesiva reduciría significativamente la efectividad de
688 la búsqueda de pistas. Se planea una actualización para aumentar el rendimiento y la
689 tolerancia a la radiación del rastreador.

690 ■ **Calorímetro electromagnético o ECAL (Electromagnetic CALorimeter)** : compo-
691 nente diseñado para medir con alta precisión las energías de electrones y fotones, está
692 construido a partir de cristales de plomo tungstato ($PbWO_4$). Este es un material extre-
693 madamente denso pero ópticamente transparente, ideal para detener partículas de alta
694 energía, este material está hecho principalmente de metal y es más pesado que el acero
695 inoxidable, pero con un toque de oxígeno en esta forma cristalina es muy transparente
696 y centellea cuando los electrones y fotones lo atraviesan, lo que produce luz en pro-
697 porción a la energía de la partícula. Para mayor precisión espacial, el **ECAL** también
698 contiene detectores de “preshower” que se encuentran frente a las tapas finales, permi-
699 tiendo distinguir entre fotones individuales de alta energía (a menudo signos de física

700 emocionante) y los pares cercanos menos interesantes de fotones de baja energía. Está
701 calibrado para discriminar entre de piones y fotones.

- 702 ■ **El calorímetro de hadrones o HCAL(Hadronic CALorimeter)** : mide la energía de
703 los hadrones, además, proporciona una medición indirecta de la presencia de partículas
704 no cargadas que no interactúan, como los neutrinos. Consta de capas de material denso
705 (latón o acero) intercaladas con baldosas de centelleadores de plástico, leídas a través
706 de fibras que cambian la longitud de onda mediante fotodiodos híbridos, de esta forma
707 se permite la máxima cantidad de material absorbente dentro de la bobina magnética.
- 708 ■ **Solenoide supercondutor (Superconducting Solenoid):** es el dispositivo central al-
709 rededor del cual se construye el experimento, con un campo magnético de 4 Tesla
710 permite determinar la relación carga/masa de partículas a partir de la pista curva que
711 siguen en el campo magnético. Tiene 13 m de largo y 6 m de diámetro, y sus bobi-
712 nas de niobio-titanio superconductoras refrigeradas estaban destinadas originalmente a
713 producir un campo magnético de hasta 4 T. Es componente tiene la función de doblar
714 los caminos de las partículas que emergen de colisiones, permitiendo determinar con
715 la trayectoria curvada por el campo magnético el impulso, combinado con mediciones
716 de posición de alta precisión en los rastreadores y detectores de muones, esto permite
717 una alta medición en sus resultados.
- 718 ■ **Los detectores de muones :** dedicado a la detección de muones, siendo estas partículas
719 cargadas y 200 veces más masivas que los electrones y positrones, se espera que se
720 produzcan en la descomposición de una serie de posibles partículas nuevas. Debido a
721 que los muones pueden penetrar varios metros de hierro sin interactuar, ninguno de
722 los calorímetros de CMS los detiene. Por lo tanto, las cámaras para detectar muones se
723 colocan en el borde mismo del experimento, donde son las únicas partículas que pueden
724 registrar una señal. Para identificar muones y medir sus momentos, CMS utiliza tres
725 tipos de detectores:
 - 726 • **Tubos de deriva o DT(Drift Tubes)** : se usan para mediciones de trayectoria
727 precisas en la región central del barril.
 - 728 • **Cámaras de banda catódica o CSC(Cathode Strip Chambers)** : se usan para
729 mediciones de trayectoria precisas en los extremos del barril.
 - 730 • **Cámaras de placas resistivas o RPC(Resistive Plate Chambers)** : proporcionan
731 una señal rápida cuando un muón pasa a través del detector.

732 **2.2.1 Identificación y Reconstrucción de Muones**

733 La identificación de partículas es parte del proceso de análisis y estudio en el **LHC**, para
734 hacer eficiente el proceso de detección, algoritmos y nuevos conceptos tuvieron que definidos
735 e implementados para un aprovechamiento del equipamiento, con la intención de maximizar
736 las observaciones válidas de las partículas que se estudian, en especial la identificación de
737 procesos en los que intervienen los muones sigue siendo uno de los objetivos del proyecto
738 por lo que se hace necesario analizar parte del proceso de identificación y reconstrucción de
739 muones.

740 **Reconstrucción de muones.**

741 La reconstrucción de muones es un algoritmo sistemático que se ejecuta en un software de
742 reconstrucción que utiliza información de impacto para rechazar objetos físicos, muones. La
743 reconstrucción de muones se realiza en el rastreador de silicio y el sistema de muones, y
744 se compone de tres pasos secuenciales: reconstrucción local, reconstrucción independiente y
745 reconstrucción global.

746 La reconstrucción local utiliza la información del golpe recopilada por el sistema muon
747 para construir pistas; entonces, la información de la pista, como entrada, se alimenta al algo-
748 ritmo de reconstrucción independiente. La reconstrucción global utiliza no solo información
749 de reconstrucción independiente, sino también golpes de seguimiento de silicio. La recons-
750 trucción del muón coincide con el camino del muón desde el sistema de muones al rastreador
751 de silicio. La reconstrucción independiente se llama reconstrucción de Level-2 y la recons-
752 trucción global se llama reconstrucción de Level-3. Los muones reconstruidos por recons-
753 trucción independiente y global se denominan, respectivamente, muones independientes y
754 muones globales.

755 En la Fig. 2-4 se puede observar como aumenta la capacidad del experimento **CMS** para
756 diferentes condiciones del experimento, en esta se evidencia el aumento de la detección de
757 los muones con valores de $\eta > 2.4$, esto es parte del proceso de actualización a Alta Lumino-
758 sidad. Además la resolución de los valores de momento reconstruidos de los muones en las
759 condiciones actuales del experimento y en las previstas de alta luminosidad se puede ver en
760 la Fig. 2-5, es clara la disminución del error para la región común ($0 < \eta < 2.4$).

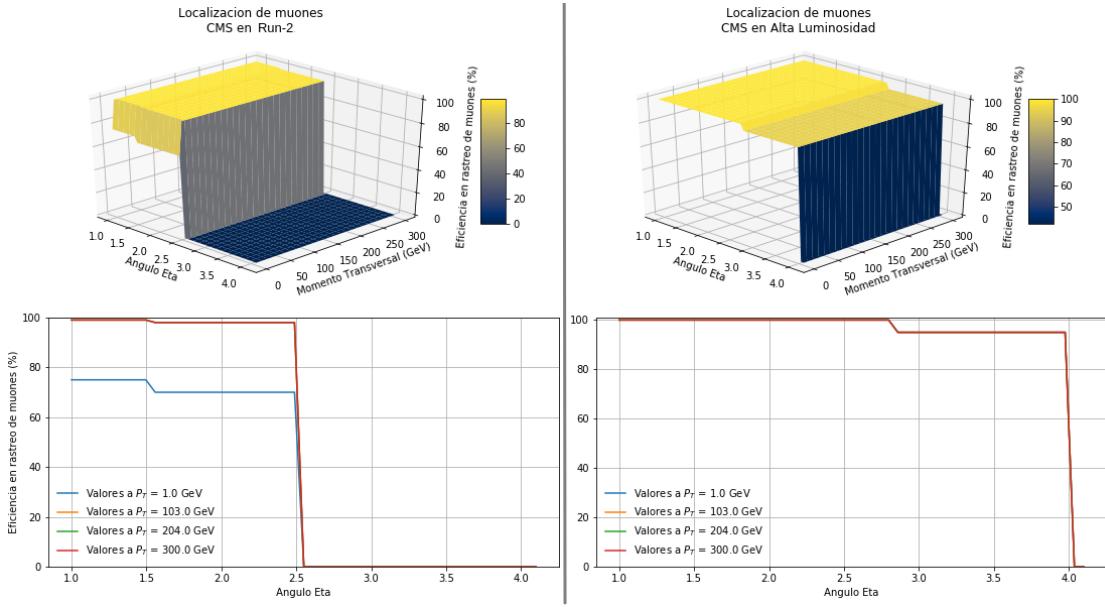


Figura 2-4: Probabilidad de localización de los muones en condiciones de Run-2 y HL.

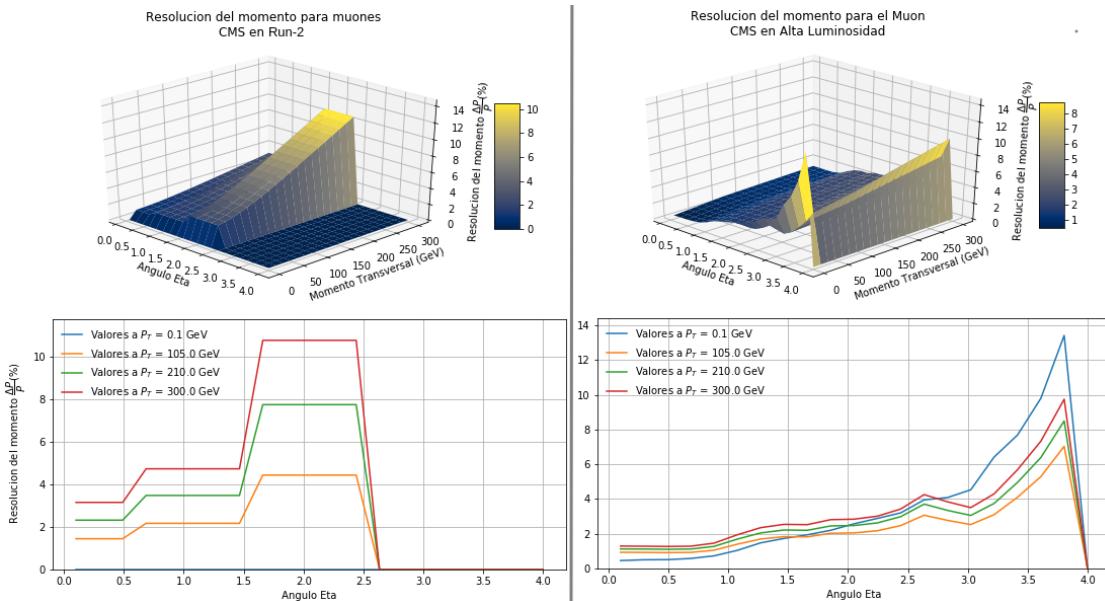


Figura 2-5: Resolución del momento de los muones en condiciones de Run-2 y HL.

761 Identificación de muones.

762 La “D0 muon ID” es un algoritmo utilizado para seleccionar candidatos a muones y es un
 763 algoritmo complementario para la reconstrucción estándar. A diferencia de la reconstrucción
 764 estándar, utiliza información de energía adicional de **ECAL** y **HCAL**, y está al revés en
 765 términos de información del detector. Muon Identificación primero reconstruye las pistas de

766 los rastreadores de silicio y luego utiliza la información de la **ECAL** y la **HCAL**.

767 También se consideran los rastreadores que no están asociados con ningún rastro de muones independiente, lo que le permite reconstruir algunos muones de p_T bajos sin suficiente
768 energía para alcanzar el sistema muónico. Estos bajos p_T muones pueden no ser recons-
769 truidos como muones globales, pero son identificados por el algoritmo de identificación de
770 muones. Los muones reconstruidos por el algoritmo de identificación se denominan muones
771 rastreados (“tracker muons”).

773 Aislamiento de muones

774 Los muones producidos a partir de objetos pesados como Z y W deben aislarse de los
775 muones producidos a partir del decaimiento b o c , el aislamiento de muones (“muon isola-
776 tion”) tiene como objetivo separar estos diferentes muones, lográndose esta separación cal-
777 culando la energía transversal total E_T depositada en un calorímetro dentro de un cono a lo
778 largo de la dirección del muón.

779 Eficiencia Muon

780 Las secciones anteriores describen brevemente cada parte del experimento **CMS** desde la
781 vía interna, más cercana a la línea del haz, hasta el sistema de muones más externo. Muchos
782 análisis físicos requieren la probabilidad de que un muón se reconstruya como un objeto
783 muón, dado que el muón se produce en un evento. En general, esa probabilidad se llama
784 eficiencia. La eficiencia es la relación entre el número de muones que pasan los criterios
785 deseados y el número total de muones producidos, también puede definirse como:

$$\epsilon_\mu = \epsilon_{\text{track}} \cdot \epsilon_{\text{id}} \cdot \epsilon_{\text{iso}} \cdot \epsilon_{\text{trig}} \quad (2-4)$$

786 donde ϵ_{track} es la eficiencia del rastreador muón, es decir, la probabilidad de que un muón
787 producido en un evento también se reconstruya como un rastreador de silicio, rastreador
788 muón. ϵ_{id} es la eficiencia de identificación del muón, la probabilidad de que un muón pase
789 por un grupo de criterios de selección, dado que es un muón reconstruido. ϵ_{iso} es la eficiencia
790 de aislamiento del muón, la probabilidad de que un muón reconstruido esté aislado. ϵ_{trig} es
791 la eficiencia del disparador, la probabilidad de que un muón reconstruido y aislado se dispare
792 en términos de un umbral de p_T dado.

793 La eficiencia del muón depende de dos factores principales: la estructura del **CMS** y el
794 momento transversal p_T de los muones. La eficiencia del muón está influenciada por la ruta

795 a través de la cual pasa un detector, porque el detector no es homogéneo, por lo tanto, la
 796 pseudoapizde $|\eta|$ y el ángulo azimutal φ desempeñan un papel en la decisión de la eficiencia
 797 del muón. Como el detector es muy simétrico con respecto a φ no influye significativamente
 798 en la eficiencia del muón. La p_T de los muones decide si tienen suficiente energía para llegar
 799 al sistema muónico, debido a que los muones independientes necesitan más de una estación
 800 para ser alcanzados en el sistema muónico, los muones con bajo p_T no pueden reconstruirse
 801 como muones independientes. Toda esta información es resumida en los paquetes *.tcl de
 802 **Delphes**, aunque solo de forma básica ya que se busca descripción general del sistema.

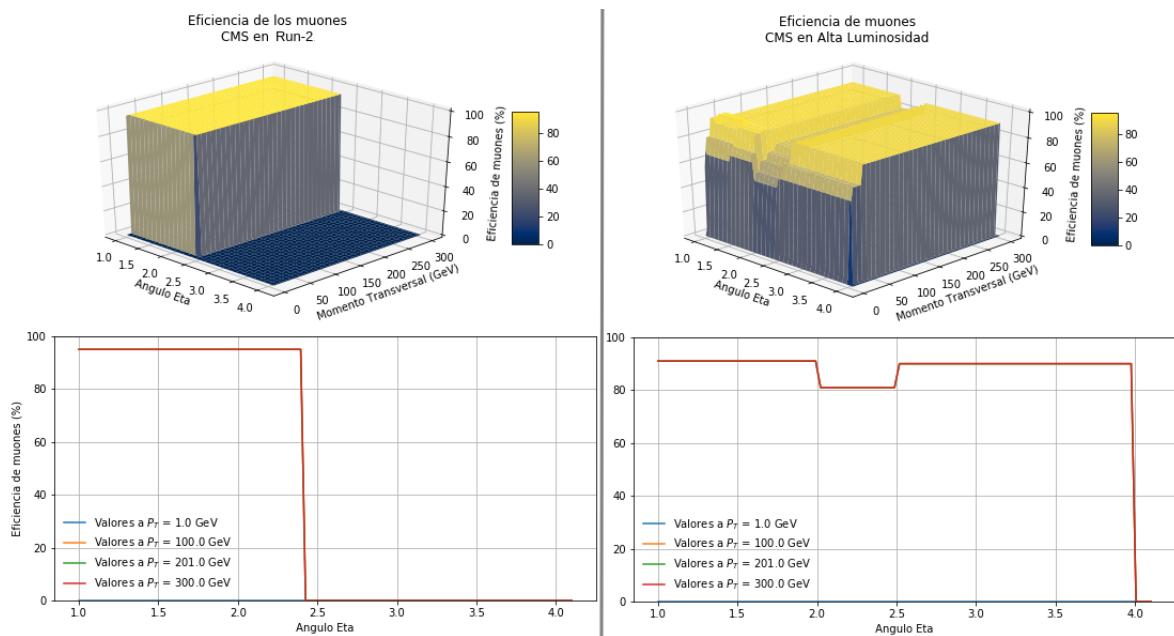


Figura 2-6: Eficiencia de reconstrucción de los muones en condiciones de Run-2 y HL.

803 Como se puede observar en la Fig. 2-6 se extiende como es esperado la eficiencia para
 804 valores de $\eta > 2.4$ en la configuración de Alta Luminosidad, esto como resultado de la
 805 actualización planificada por el proyecto.

806 2.3 Simulación en Altas Energías

807 Gracias a la infraestructura desarrollada dentro del experimento **ATLAS** y el **CERN**, los
 808 equipos de análisis de física de altas energías ahora pueden preservar fácilmente su código
 809 de análisis en formatos de contenedores Linux, de modo que pueda usarse con fines de re-
 810 interpretación, con ellos viene incluido como una receta, el orden exacto en que las diversas
 811 tareas de un análisis deben llevarse a cabo y el conocimiento de cómo usarlo exactamente

812 para poder extraer nueva ciencia.

813 Entre las herramientas más básicas y robusta de la biblioteca desarrollada por el **CERN** es
814 el programa orientado a objetos **ROOT**, este fue originalmente diseñado para el análisis
815 de datos de física de partículas y contiene varias características específicas de este campo.
816 Este proporciona todas las funcionalidades necesarias para manejar el procesamiento de
817 grandes datos, el análisis estadístico, la visualización y el almacenamiento. Está escrito prin-
818 cipalmente en **C++** pero integrado con otros lenguajes como **Python** y **R**, es la base también
819 de muchos de sus sistemas, conteniendo las librerías necesarias para su ejecución.

820 El proyecto **RECAST** (Request Efficiency Computation for Alternative Signal Theo-
821 ries) combina la motivación científica para un poderoso programa de reinterpretación en el
822 **LHC** con las capacidades técnicas que ofrecen los lenguajes de flujo de trabajo y los entor-
823 nos de software. Los principales grupos de búsqueda dentro de la colaboración **LHC** ahora
824 requieren que se conserven nuevos análisis utilizando estas nuevas herramientas, de modo
825 que cuando los teóricos proponen un nuevo modelo de física, la colaboración puede reutilizar
826 estos análisis archivados para derivar una primera evaluación a través de la reinterpretación.
827 También se espera que los análisis conservados se usen en una ola de estudios de resumen
828 planificados una vez que se finalicen los análisis de datos de la segunda ejecución del **LHC**,
829 entre ellos los modelos supersimétricos, denominado **MSSM** fenomenológico y de esta for-
830 ma permitir una evaluación detallada del estado de la supersimetría más allá del alcance más
831 estrecho de los modelos individuales.

832 **2.3.1 Implementando ROOT**

833 Como ya se trató anteriormente **ROOT**⁴ es un “framework” para el procesamiento de
834 datos, nacido en el **CERN**, dedicado principalmente para la investigación sobre física de
835 altas energías. Todos los días, miles de físicos utilizan aplicaciones **ROOT** para analizar sus
836 datos o realizar simulaciones, entre sus utilidades encontramos:

- 837 **■ Guardar datos:** compactación en forma binaria comprimida en un archivo de exten-
838 sión ***.root**, siendo archivos autodescriptivos, por lo que facilita obtener información
839 sobre los modelos utilizados para describirlos. Su característica principal es ser un
840 contenedor de datos llamado árbol, con sus subestructuras ramas (“branch”) y hojas
841 (“leave”). Un árbol puede verse como una ventana deslizante a los datos sin procesar,
842 tal como se almacenan en un archivo. Los datos de la siguiente entrada en el archivo

⁴Página del Proyecto: <https://root.cern.ch>

843 se pueden recuperar avanzando el índice en el árbol. Esto evita los problemas de asig-
844 nación de memoria asociados con la creación de objetos y permite que el árbol actúe
845 como un contenedor liviano mientras se maneja el almacenamiento.

- 846 ■ **Acceso a los datos:** se accede a los datos guardados en uno o varios archivos **ROOT** des-
847 de la web o sistemas de entrega de archivos a gran escala. Los árboles **ROOT** distri-
848 buidos en varios archivos se pueden encadenar y acceder como un objeto único, lo que
849 permite bucles sobre grandes cantidades de datos.
- 850 ■ **Mina de datos:** posee potentes herramientas matemáticas y estadísticas para operar
851 con sus datos, todo sobre C++, preparado para el procesamiento en paralelo cuando
852 se requiera la manipulación de los mismos. Permite la generación de cualquier distri-
853 bución estadística y modelados, logrando simular sistemas complejos.
- 854 ■ **Gráfica resultados:** los datos se pueden mostrar con histogramas, diagramas de dis-
855 persión, funciones de ajuste ya integradas como herramientas en su biblioteca.
- 856 ■ **Ejecución interactiva o creación de aplicaciones:** Puede usar el intérprete Cling
857 C++ para sus sesiones interactivas y para escribir macros, o puede compilar su pro-
858 grama para que se ejecute a toda velocidad, siempre dando la posibilidad de crear una
859 interfaz gráfica de usuario.

860 Hay muchas herramientas creadas a partir de **ROOT**, entre ellas se pueden destacar el
861 generador de Monte-Carlo Madgraph, y entre las herramientas interactivas a **EVE**.

862 2.3.2 Altas Energías con MadGraph

863 Las colisiones de alta energía entre partículas elementales normalmente dan lugar a esta-
864 dos finales complejos, con grandes multiplicidades de hadrones, leptones, fotones y neutrí-
865 nos. La relación entre estos estados finales y la descripción física subyacente no es simple,
866 ya que no se posee una comprensión completa de la física a implementar y cualquier enfoque
867 analítico se vuelve intratable por las grandes multiplicidades.

868 La forma de abordar este problemática es generando eventos completos por los méto-
869 dos de **MC**, la complejidad se domina mediante una subdivisión del problema completo en
870 un conjunto de tareas separadas más simples, simulando todos los aspectos principales de los
871 eventos: selección de procesos duros, la radiación de estado inicial y final, los restos de haces,
872 la fragmentación, las desintegraciones, el cálculo de secciones transversales y su coincidencia

873 con generadores de eventos, etc. Esto resulta en eventos que deben ser directamente compara-
874 bles con los observables experimentalmente y de esta forma programas pueden usarse para
875 extraer la física de las comparaciones con los datos existentes, o para estudiar la física en
876 experimentos futuristas.

877 Con el objetivo de refundir un análisis **LHC** siendo una de sus herramientas mas impor-
878 tantes desarrollada por el proyecto y la solución a los problemas anteriormente planteado te-
879 nemos a **MadGraph5_aMC@NLO** (ver referencia Alwall *et al.* [2014]) siendo un framework
880 que tiene como objetivo proporcionar todos los elementos necesarios para la fenomenología
881 del **SM** y extensiones, permitiendo el uso de una variedad de herramientas relevantes para
882 generación, manipulación y análisis de eventos.

883 La salida del mismo son archivos *.lhe o **LHEF** (**Les Houches Event File**), estos datos
884 son los que obtenemos de un generador **MC**(Monte Carlos) como **MadGraph**. Esta salida
885 contiene varios parámetros cinemáticos de todas las partículas involucradas en los procesos
886 junto con la descripción de procesos simulados, parámetros de modelo y condiciones de
887 ejecución. El análisis con **LHEF** se realiza para comprender varias propiedades cinemáticas
888 básicas de la muestra de **MC** producida. Las variables cinemáticas asociadas con diferentes
889 partículas del evento se pueden obtener utilizando este método.

890 El principal conjunto de herramientas que componen la herramienta **MadGraph5_aMC-**
891 **@NLO**, o a las que puede ser integrada son: **Delphes** (de Favereau *et al.* [2014a]), **MadAnaly-**
892 **sis4** y **MadAnalysis5** (Conte *et al.* [2013]), **ExRootAnalysis**, **Golem95** (Binoth *et al.* [2008]),
893 **QCDLoop** (Ellis y Zanderighi [2008]), **maddm** (Wang [2018]), **maddump** (Buonocore *et al.*
894 [2019]), **pythia8** (Sjöstrand *et al.* [2015a]), **lhapdf5** y **lhapdf6** (Buckley *et al.* [2015]), **collier**
895 (Denner *et al.* [2017]), **hepmc**, **mg5amc_py8_interface** (Sjöstrand *et al.* [2015a]), **ninja** (Hirs-
896 chi y Peraro [2016]; Peraro [2014]; Mastrolia *et al.* [2012]), **oneloop** (van Hameren [2011]).
897 Su implementación se hace necesaria para estudios de partículas, dada su versatilidad, aun-
898 que sea una herramienta de altas exigencias en conocimiento de programación y trabajo en el
899 sistema Linux.

900 Para uso futuro como parte de esta investigación se profundizará en las herramientas **Pyt-**
901 **hia8** y **Delphes**, estás a pesar de poderse ejecutar de forma independiente pueden ser integra-
902 das con facilidad dentro del programa de **Madgraph** y de esta manera planificar la receta de
903 nuestro proceso a reconstruir.

904 **2.3.3 Hadronizacion con Pythia 8**

905 El programa **Pythia** (descripción en referencia Sjöstrand *et al.* [2015b]) es una herramienta 906 estándar para la generación de colisiones de alta energía con mas de 35 años de desarrollo y 907 actualización, este comprende un conjunto coherente de modelos físicos para la evolución de 908 un proceso difícil de pocos cuerpos a un estado final multihadrónico complejo. Contiene una 909 biblioteca de procesos y modelos complejos para los estados inicial y final del *parton showers* 910 (ver referencia Nagy y Soper [2018]), múltiples interacciones de *parton-parton, beam remnants, string fragmentation y article decays*. También tiene un conjunto de utilidades e 911 interfaces para programas externos.
912

913 Si bien las versiones anteriores se escribieron en **Fortran**, **Pythia 8** representa una re- 914 escritura completa en **C++**. Su versión mas actual es una opción atractiva para los estudios 915 de física del **LHC** pero el programa también se utiliza para una multitud de otros estudios 916 fenomenológicos o experimentales.

917 Las principales tareas realizadas por el programa incluyen la exploración de las conse- 918 cuencias experimentales de los modelos teóricos, el desarrollo de estrategias de búsqueda, 919 la interpretación de datos experimentales y el estudio del rendimiento del detector. De este 920 modo, abarca toda la vida útil de un experimento, desde los primeros conceptos de diseño 921 para el detector hasta la presentación final de los datos.

922 **Limitaciones**

923 Los modelos de física incorporados en **Pythia** se centran en colisiones de partículas de 924 alta energía que tienen energías de centro de masa (**CM**) mayores de 10 **GeV**, correspon- 925 dientes a una energía de haz fijo de protón-protón (pp) de $\geq 50 \text{ GeV}$. Esta limitación se 926 debe a la aproximación de un continuo de estados finales permitidos que se utilizan en varios 927 lugares de **Pythia**, especialmente para los cálculos de la sección transversal hadron-hadron, 928 total y diferencial, y como base para el modelo de fragmentación de cuerdas. Con energías 929 inferiores a 10 **GeV**, ingresamos a la región de resonancia hadrónica, donde estas aproxima- 930 ciones se rompen, y por lo tanto los resultados producidos por **Pythia** no serían confiables.
931 El límite de 10 **GeV** se elige como una escala típica; para la aniquilación positrón-electrón 932 ($e+ e-$) sería posible ir algo más bajo, mientras que para las colisiones pp los modelos no 933 son particularmente confiables cerca del límite inferior.

934 En el extremo opuesto, solo conocemos pruebas explícitas de la física de **Pythia** que 935 modela hasta energías **CM** de aproximadamente 100 **TeV**, que corresponde a una energía de 936 haz de objetivo fijo de $pp \leq 10^{10} \text{ GeV}$.

937 El programa solo funciona con colisiones hadron-hadron o lepton-lepton, las instalacio-
938 nes internas para manejar las colisiones protón-núcleo o núcleo-núcleo no están previstas
939 en absoluto. Entre los hadrones incluidos se encuentra el antiproton, antineutrón, el pión y,
940 como caso especial, el Pomeron. Todavía no hay ninguna disposición para las colisiones de
941 leptones-hadrones o para los haces de fotones entrantes.

942 La producción de partículas salientes es en vacío y la simulación de la interacción de
943 las partículas producidas con el material detector no está incluida en **Pythia**. Las interfaces
944 con los códigos de simulación de detectores externos pueden ser escritas directamente por el
945 usuario o realizadas a través de la interfaz HepMC.

946 **Procesos incluidos**

947 Una gran cantidad de procesos están disponibles internamente, y aún más a través de in-
948 terfaces para programas externos. Las adiciones internas recientes incluyen varios escenarios
949 para la física de Hidden Valley, procesos adicionales que involucran dimensiones adiciona-
950 les, más procesos supersimétricos (**SUSY**), manejo extendido de R-hadrones y más estados
951 de charmonium y bottomonium. En la correspondiente última versión 8.2, los siguientes pro-
952 cesos están disponibles internamente:

- 953 ■ **Los procesos de Electrodébiles (EW)** : incluyen la producción rápida de fotones, la
954 producción individual de γ^*/Z y W^\pm , así como la producción de pares de bosones
955 débiles con correlaciones de fermiones completas para $VV \rightarrow 4f$, además de los pro-
956 cesos de colisión de fotones del tipo $\gamma\gamma \rightarrow ff$.
- 957 ■ **Producción de fermiones de cuarta generación** : a través de interacciones electro-
958 débiles o fuertes.
- 959 ■ **Los procesos de Higgs** : incluyen la producción del bosón Higgs del modelo estándar
960 (**ME**), así como los múltiples bosones Higgs de un modelo genérico de dos dobletes de
961 Higgs (**2HDM**). También es posible modificar la correlación angular del decaimiento
962 de Higgs $h \rightarrow VV \rightarrow 4f$ debido a acoplamientos anómalos de hVV . La implemen-
963 tación interna de SUSY también utiliza la implementación **2HDM** para su sector Higgs.
- 964 ■ **Los procesos SUSY** : incluyen la producción de pares de partículas **SUSY**, así como la
965 producción resonante de squarks a través de la paridad R que viola la interacción **UDD**.
966 Las interferencias electro débil se han tenido en cuenta cuando sean relevantes. Se
967 puede hacer que tanto los squarks como los gluinos formen R-hadrones de larga vida,

que posteriormente se descomponen. En el medio, es posible cambiar el contenido de sabor ordinario de los hadrones R, mediante interacciones (implementadas por el usuario) con el material del detector.

- **Los procesos de calibre de bosones :** se incluyen la producción de un Z' (con interferencia completa de $\gamma^*/Z/Z'$), un W'^\pm y un bosón de calibre de acoplamiento horizontal (entre generaciones) R^0 .
- **Otros Procesos :** Los procesos QCD, procesos simétricos de izquierda a derecha, producción de leptoquark, procesos de composición, procesos de Hidden Valley, procesos extradimensionales, producción Top, Onia.

2.3.4 Simulando el detector con Delphes 3

Este simula la respuesta de un detector compuesto por un rastreador interno (The silicon Tracker), calorímetros electromagnéticos y de hadrones (**ECAL** y **HCAL**) y un sistema detector de muones (ver referencia de Favereau *et al.* [2014b]). Todos están organizados concéntricamente con una simetría cilíndrica alrededor del eje del haz. El usuario puede especificar el volumen activo del detector, la segmentación del calorímetro y la intensidad del campo magnético uniforme (Fig. 2-7). Cada subdetector tiene una respuesta específica, como se describe a continuación.

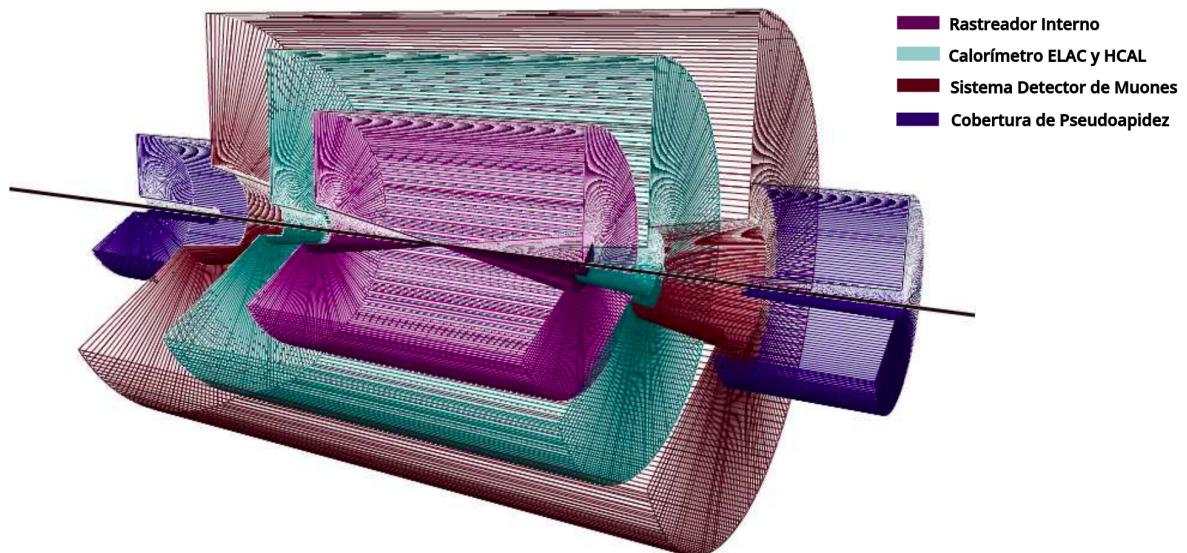


Figura 2-7: Perfil de diseño básico de la geometría del detector genérico asumido en **Delphes**.⁵

⁵ Adaptado del artículo de origen Alwall *et al.* [2014]

985 En **Delphes**, la reconstrucción e identificación de objetos se basa en una serie de aproxi-
986 maciones para acelerar sensiblemente el procedimiento y mantener una buena precisión.

987 Los muones que se origina en la interacción, tiene cierta probabilidad de ser reconstruido,
988 según la parametrización de eficiencia definida por el usuario. Esta probabilidad se desvanece
989 fuera de la aceptación del rastreador, y para momentos de muón por debajo de algún umbral
990 para rechazar partículas en bucle. El momento final del muón se obtiene mediante una mancha
991 gaussiana del vector inicial de 4 momentos. La resolución es parametrizada en función de p_T
992 y η implementada por el usuario.

993 El framework **Delphes** permite el acceso a datos de diferentes formatos de archivo (**Pro-**
994 **MC**, **HEPMC**, **STDHEP** y **LHEF**). Los archivos de eventos provenientes de genera-
995 dores externos **MC** son procesados primero por un lector, este convierte partículas estables
996 en una colección de objetos universales, para luego ser procesada por una serie de módulos
997 que comienzan con el módulo de fusión acumulada y terminan con el módulo de busca-
998 dor de objetos único. Finalmente, **Delphes** permite al usuario almacenar y analizar eventos
999 en un formato de árbol raíz al ejecutar **DelphesHepMC** tomando un archivo de configura-
1000 ción **Delphes_card.tcl** y realizando la simulación del detector en el archivo ***.hepmc**. La
1001 información sobre varios objetos **MC** (partículas) y objetos reconstruidos (jets, partículas re-
1002 construidas), estas se guardan en un archivo ***.root** en forma de árboles (“trees”) **Delphes**,
1003 el archivo de salida ***.root** se puede abrir usando el mismo programa **ROOT**.

“Mi investigación en la física ha consistido en simplemente examinar cantidades matemáticas de un tipo que los físicos usan y tratar de relacionarlas de una manera interesante.”

Paul A. M. Dirac.

1004 Capítulo 3 – Simulación y análisis de la señal MSSMD

1005 En este capítulo se presenta la simulación, tratamiento y análisis de la señal de decaimiento del higgs a dos di-muones fundamentado en la teoría **Dark-SUSY** (ver Fig. 1-7b), bajo
1006 diferentes condiciones de los detectores **CMS**.

1007 Este proyecto se organizó en cuatro etapas en como se observa en el diagrama de la Fig.
1008 3-1. Primeramente, se genera la simulación de los decaimiento bajo diferentes condiciones
1009 iniciales, buscando que sea suficientemente flexible a distintas condiciones de trabajo sin per-
1010 der la eficiencia en el proceso de implementación computacional. La información pertinente
1011 al estudio es extraída de la simulación y almacenada en formato **HDF**. Posteriormente se
1012 ajustan modelos de regresión para generalizar la información haciendo uso de herramientas
1013 de regresión y tratamiento de datos con redes neuronales. Finalmente, se hace un estudio
1014 estadístico y análisis de los resultados.

1015 La información recopilada debe ser debidamente procesada, dada las limitantes tecnoló-
1016 gicas a las que se tiene acceso, de tal forma, que permita la reconstrucción de resultados
1017 en condiciones cercanas a las ya conocidas, existen en el ámbito científico varios métodos
1018 para abordar esta problemática uno de los más sencillo es el hacer uso de herramientas de
1019 regresión y tratamiento de datos con redes neuronales, este forma parte del tercer grupo de
1020 herramientas desarrolladas. Finalmente se procederá al desarrollo de las herramientas para
1021

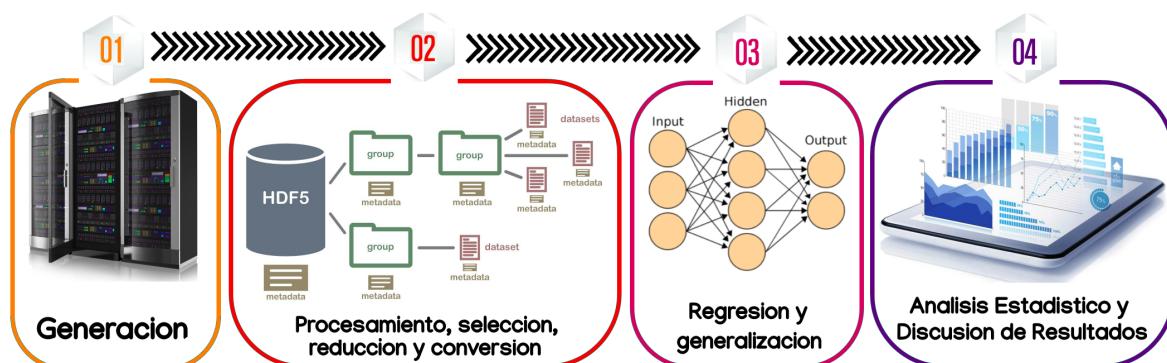


Figura 3-1: Secuencia lógica del análisis del proyecto.

1022 realizar el análisis estadístico característico de la física del proceso al que se le está estudiando,
1023 su interpretación y discusión es la intencionalidad final del trabajo.

1024 **3.1 Generación de los datos**

1025 Los procesos de simulación de física de altas energías posee muchas desventajas, entre
1026 ellas están los altos requerimientos computacionales para generar las simulaciones y para
1027 guardar los resultados, por lo que se hace necesario para la investigación el uso de poderosas
1028 supercomputadoras como el **ACARUS**(Área de Cómputo de Alto Rendimiento de la
1029 Universidad de Sonora), recurso dedicado a la investigación de los cuerpos académicos de la
1030 universidad.

1031 **3.1.1 Configuración e implementación de recursos en ACARUS**

1032 El recurso a usar es el cluster ocotillo.acarus.uson.mx , este debe ser debidamente confi-
1033 gurado con las herramientas necesarias para el proceso de generación. Se hace necesario una
1034 sección autorizada en el servidor, y seguir los pasos de conexión especificados en el portal
1035 del proyecto¹, todo el trabajo se realiza por medio de una terminal, cuestión que imposibilita
1036 el uso del recurso sin conocimientos previos de Linux.

1037 Los programas **ROOT**(sección 2.3.1), **Madgraph** (sección 2.3.2), **Delphes** (sección -
1038 2.3.4) y **pythia8** (sección 2.3.3) deben ser integradas debidamente para correr de forma
1039 seriada, el procedimiento de instalación y configuración se pueden encontrar en su página
1040 oficial².

1041 **3.1.2 Gestión de recursos con Slurm**

1042 Este sistema gestiona el uso de los recursos entre sus usuarios mediante un sistema de
1043 gestión de tareas y de clústeres **Slurm** (**S**imple **L**inux **U**nity for **R**esources **M1044³. Esta herramienta posibilita asignar a los usuarios acceso a nodos de cómputo durante un
1045 tiempo determinado, proporciona un framework que permite iniciar, ejecutar y supervisar el
1046 trabajo y además se encarga de arbitrar la necesidad de recursos, administrando una cola de
1047 tareas pendiente. Para el caso que nos ocupa en nuestra investigación, para poder paralelizar
1048 el proyecto de generación desarrollado en **Python** se prepara un fichero (“script”) con los**

¹ Página del proyecto: <http://acarus.uson.mx/clusters/guia.htm>

²Página del proyecto: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/MadgraphTutorial>

³La documentación relativa al uso de esta herramienta se puede encontrar en el enlace de sus desarrolladores
<https://slurm.schedmd.com/documentation.html>

1049 datos del trabajo a ejecutar y el modo de utilizar de los recursos requeridos, el usado en este
1050 proyecto contiene la siguiente configuración:

1051

```
#SBATCH - -nodes=4          # Max numero de nodos
#SBATCH - -ntasks-per-node=8    # Max numero de tareas por nodo
#SBATCH - -ntasks=40          # Max numero de tareas totales
#SBATCH - -distribution=cyclic:cyclic   # Modo de distribucion de tareas
#SBATCH - -mem-per-tasks=1000      # Memoria asignada por tarea
#SBATCH - -mail-type=END        # Momento de notificacion
#SBATCH - -mail-user=xxx@gmail.com # Correo a notificar
#SBATCH - -job-name=DarkSUSY    # Nombre del trabajo
#SBATCH - -time=168:0:0         # Tiempo maximo de ejecucion
#SBATCH - -partition=general    # Nombre de la particion
#SBATCH - -constraint=broadwell

srun python genera_v5.py
```

Tabla 3-1: Configuración utilizada para gestionar el uso en paralelo del generador de muestras **Dark-SUSY**.

1052 El código anterior gestiona los recursos del crúster para que se ejecute en paralelo el
1053 programa generador `genera_v5.py` siendo este el desarrollado para generar las muestras que
1054 se precisan para la investigación.

1055 3.1.3 Generando señal MSSMD

1056 Ante la necesidad de flexibilizar la generación de eventos de decaimiento característicos
1057 de la Fig. 1-7 se crea un proyecto de programación con la capacidad de generar eventos en
1058 **Madgraph** bajo la variación teórica de la masa del neutralino ligero n_1 , el neutralino oscuro
1059 n_D , del fotón oscuro γ_D y del tiempo de vida de este último $c\tau_{\gamma_D}$, además de recrear la
1060 simulación bajo condiciones del detector en Run-2 (referenciada en el trabajo como **R2**) y
1061 Alta Luminosidad (referenciada como **HL**). La estructura del proyecto se puede observar en
1062 la Fig. 3-2.

1063 Para hacer uso eficiente de los recursos puestos a disposición, el proyecto generador de
1064 muestras para uso de esta investigación creado en **Python**, fue programado con la intencio-
1065 nidad de automatizar las configuraciones necesarias para su correcta ejecución, automati-

⁴Procedimiento original de integración del modelo **Dark-SUSY** en **Madgraph** presentado en https://github.com/cms-tamu/DarkSUSY_MC_MG5

01 PROYECTO DARKSUSY PE

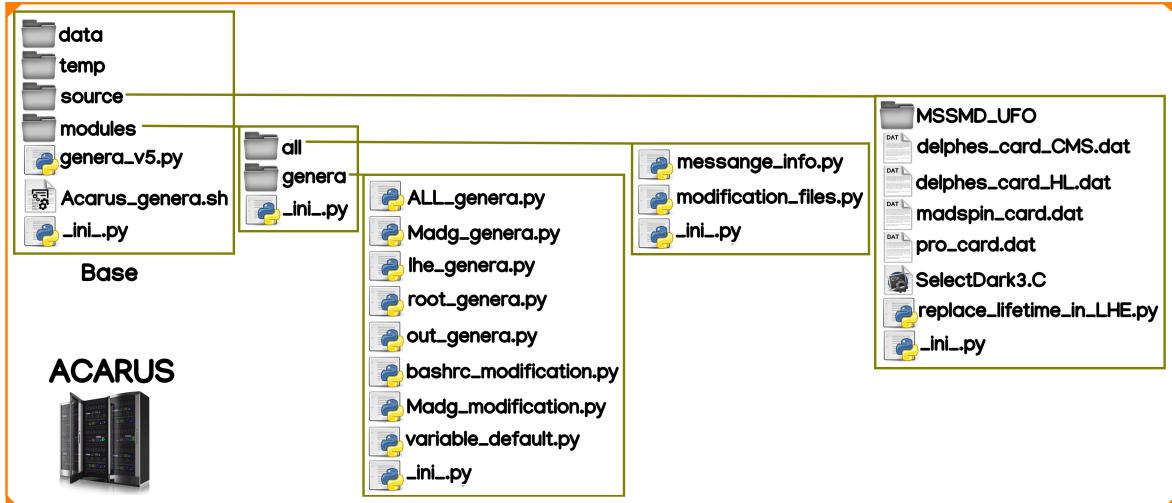


Figura 3-2: Estructura del proyecto de generación de eventos **Dark-SUSY**⁴.

1066 zando el cambio de los parámetros de generación, inclusión del modelo **MSSMD** o **Dark-**
 1067 **SUSY** dentro de **Madgraph** y guardado automático de los resultados en un archivo externo
 1068 predefinido, el flujo general del programa se puede observar en la Fig. 3-3 y los parámetros
 1069 de generación con sus valores en la Tabla 3-3.

1070 La función generadora **genera_v5.py** en su versión 5, incluye una descripción de los
 1071 argumentos opcionales que permiten su adaptabilidad ante situaciones alternativas a su con-
 1072 figuración original:

genera_v5.py	[-h] [-Event EVENT] [-MNeuL MNEUL] [-MNeuD MNEUD] [-MPHoD MPHOD] [-TcPhoD TCPHOD] [-Mode MODE] [-Card CARD] [-Name NAME] [-Dir_Madg DIR_MADG] [-Dir_Source DIR_SOURCE] [-Dir_temp_Madg DIR_TEMP_MADG] [-Dir_Out DIR_OUT]
---------------------	--

Tabla 3-2: Función generadora de muestras **MSSMD** y argumentosopcionales.

1073 Es importante tener en cuenta que los archivos de **MC** generados por **MadGraph** con
 1074 extensión *.lhe se generan para diferentes condiciones de masas (m_{n_1} , m_{n_D} y m_{γ_D}), cuando
 1075 es requerido, en estos se adapta el tiempo de vida del fotón oscuro $\tau_{C_{\gamma_D}}$ con la función
 1076 **replace_lifetime_in_LHE.py**, continuando con la implementación de la herramienta de ha-
 1077 dronización **pythia8** y por el simulador del detector **Delphes**, este último bajo las dos condi-
 1078 ciones de configuración requeridas (Run-2 y Alta Luminosidad), de esta forma la estadística
 1079 de comparación en la investigación se puede enfocar en las variaciones de las reconstruccio-
 1080 nes del detector desechando el error por cambios de las condiciones iniciales dadas por el

Notación python	Notación científica	Definición	Valor
EVENT	N_e	Numero de eventos	1000
MNEUL	m_{n_1}	Masa del neutralino ligero	1, 2, 3, 4, 5, 10
MNEUD	m_{n_D}	Masa del neutralino oscuro	1, 2, 3, 4, 5, 10
MPHOD	m_{γ_D}	Masa del fotón oscuro	1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8
TCPHOD	$c\tau_{\gamma_D}$	Tiempo de vida del fotón oscuro	0, 0.5, 1, 2, 3, 4, 5, 10 20, 30, 40, 50, 100
MODE	—	Condición de funcionamiento	“in”, “out”
CARD	k	Selección de detector	R2, HL
NAME	—	Nombre del archivo root de salida	—
DIR_MADG	—	Directorio de acceso a Madgraph	—
DIR_TEMP_MADG	—	Directorio temporal de Madgraph	—
DIR_SOURCE	—	Directorio de recursos	—
DIR_OUT	—	Directorio de salida	—

Tabla 3-3: Argumentos de la función generación de muestras **MSSMD**, notación, definición y valores de los mismos.

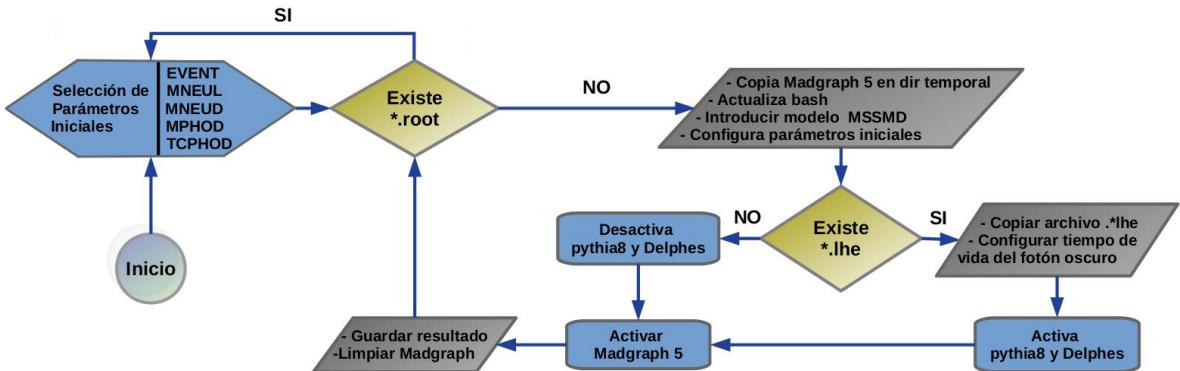


Figura 3-3: Diagrama de flujo de programación del proyecto de generación.

1081 método **MC**. Por defecto y por motivos de exploración básica se definen variables inicializa-
1082 doras en el archivo **variable_default.py**, estas se volverán las muestras de esta investigación:

1083 Como se puede observar el valor predeterminado de generación N_e es relativamente bajo
1084 para los requerimientos de una investigación riburosa, pero será suficiente por cuando es por
1085 motivo de exploración, el tamaño de los archivos de muestras es de ~ 800 MB, además por
1086 una cuestión de espacio la información de los eventos para valores de $m_{n_1} > 10$ GeV/c²
1087 se reduce para aquellos poseedores de mínimo 4 muones. La base de datos generada para
1088 propósitos de esta investigación es de ~ 2 Terasbyte.

1089 3.2 Procesamiento y conversión de los datos

1090 Para poder realizar los estudios requeridos se hace necesario acceder a la información con-
1091 tenida en los archivos *.root de forma eficiente⁵. Se programa la clase `classDarkSUSY.py`
1092 como interpretador externo al entorno predeterminado de **ROOT** para poder acceder a la in-
1093 formación pertinente a la investigación, ésta es creada en python y permite fácilmente extraer
1094 información del archivo original *.root (se hace uso de las paquetes `pyroot`).

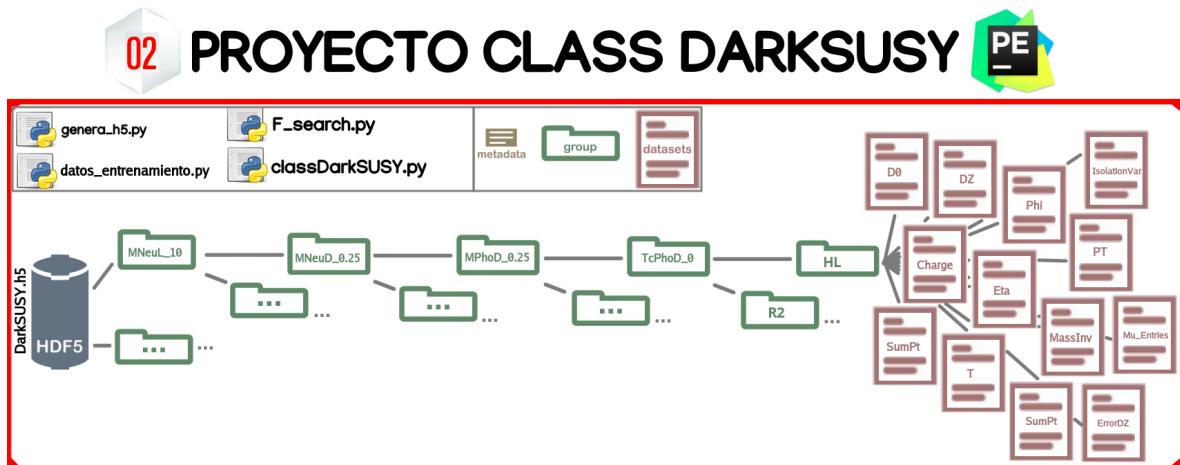


Figura 3-4: Estructura del proyecto interpretador de la información contenida en los archivos *.root⁶.

1095 Dada la gran cantidad de información y archivos a procesar para el análisis estadístico
1096 incluso ante un acceso eficiente, la gran dispersión de la información hace que los procesos
1097 de recolección de datos sea lento y con altos requerimientos de memoria, la forma en que
1098 se abordó esta dificultad fue incorporar la información solicitada en un mismo archivo de
1099 tipo **HDF5** (**Hierarchical Data Format**) la cual posee una librería de propósito general con un
1100 formato de ficheros para el almacenamiento de datos científicos, ver Fig. 3-4. Este formato de
1101 datos **HDF5** fue creado para atender las necesidades de científicos e ingenieros que trabajan
1102 en entornos de computación de altas prestaciones que requieran un uso intensivo de datos, de
1103 aquí que este predeterminado para que sea muy eficiente en el almacenamiento y el acceso.

⁵La descripción del contenido del árbol de datos de nuestros archivos se puede observar en el enlace <https://cp3.irmp.ucl.ac.be/projects/delphes/wiki/WorkBook/RootTreeDescription>

⁶Página del proyecto: <https://github.com/franky8939/DarkSUSY/blob/master/modules/darkSUSY/class-DarkSUSY.py>

1104 **3.3 Métodos de regresión de datos**

1105 Ante la necesidad de investigar las relaciones entre diferentes variables cuantitativas los
1106 análisis de regresión son una herramienta de frecuente uso en estadística, dado que simula
1107 un proceso o modelo que analiza este vínculo entre una variable dependiente y una o varias
1108 variables independientes.

1109 Una de las principales aplicaciones del análisis de regresión es la proyección con diferen-
1110 tes escenarios, teniendo en cuenta el grado de correlación sobre la variable dependiente y de
1111 esta manera construir una función que permita estimar el valor la variable de estudio⁷.

1112 **3.3.1 Forma analítica**

1113 La foma general analítica de una regresión no lineal tiene la forma matemática:

$$Y = f(X) + \epsilon \quad (3-1)$$

1114 donde Y y X son los valores de salida y entrada multidimensionales, ϵ es un parámetro mul-
1115 tidimensional correspondiente a los residuos y f es una función de correlación.

1116 Dado que los valores de Y a los que se hará referencia en esta investigación son referidos
1117 a frecuencias resultado de la aplicación de métodos estadísticos sobre alguna propiedad de
1118 nuestro conjunto de datos, entonces, $Y \geq 0$. La presencia de valores positivos en el rango del
1119 codominio genera un problema de continuidad, una transformación se hace necesaria para
1120 ampliar este a todos los valores reales \mathbb{R} , la solución implementada es haciendo uso de una
1121 transformación logarítmica:

$$\ln y = f(X) + \epsilon \quad (3-2)$$

1122 Si hacemos supuesto que la forma de la función de f sea polinomial, entonces:

$$\ln y = \sum_{i=0}^k (\alpha_{0i} + \alpha_{1i} \cdot x_i + \alpha_{2i} \cdot x_i^2 + \alpha_{3i} \cdot x_i^3 + \dots + \alpha_{ni} \cdot x_i^n) + \epsilon \quad (3-3)$$

1123 donde α_{ni} son las constantes del polinomio, el orden de la regresión está dado por n y los
1124 valores x_i serán las variables independientes de nuestro modelo, estas son integrados en una
1125 función en python implementando la paquetería `sklearn` con la flexibilidad de cambiar los
1126 valores k y n .

⁷Ejemplos de implementación en python se pueden visualizar en el enlace <https://www.aprendemachine-learning.com/regresion-lineal-en-espanol-con-python/>.

1127 **3.3.2 Redes neuronales**

1128 Las **RNA** son una estructura compuesta de un número de unidades interconectadas (neuro-
1129 nas artificiales), cada unidad posee una característica entrada/salida e implementa una compu-
1130 tación local o función, la salida de cualquier unidad esta determinada, su interconexión con
1131 otras unidades, y posiblemente de sus unidades internas. La red desarrolla usualmente una
1132 funcionalidad por lo general a través de una o mas formas, por lo tanto es un arreglo masivo
1133 de elementos de procesamiento simple llamados neuronas, los cuales poseen un alto grado de
1134 interconectividad entre sus elementos, en los que la información puede fluir en cascada poten-
1135 ciando su capacidad para aproximar funciones, clasificar patrones y aumenta su inmunidad
1136 frente al ruido.

1137 El modelo genérico de neurona artificial se puede ver en la Fig. 3-6, en este se puede
1138 visualizar el funcionamiento simple de una neurona en forma de un procesador elemental, que
1139 a partir de un vector de entrada procedente del exterior o de otras neuronas, proporcionando
1140 una única respuesta o salida.

1141 Los elementos que constituyen neurona genérica se pueden observar en la Fig. 3-5, siendo
1142 $x_i(t)$ las variables de entrada y salida, los pesos sinápticos w_{ij} representan la intensidad
1143 de interacción entre cada neurona presináptica j y la neurona postsináptica i . Las reglas
1144 de propagación $\sigma(w_{ij}, x_j(t))$ proporcionan el valor del potencial postsináptico, $h_i(t)$, de la
1145 neurona i en función de sus pesos w_{ij} y entradas $x_i(t)$, la usada en esta investigación es
1146 $h_i(t) = \sum w_{ij}x_j$. La función de activación o de transferencia $y_i(t) = f_i(h_i(t))$ representa la
1147 simultáneamente la salida de la neurona y su estado de activación.

1148 Para la optimización de la red de la Fig. 3-11 se implementa el algoritmo de optimización

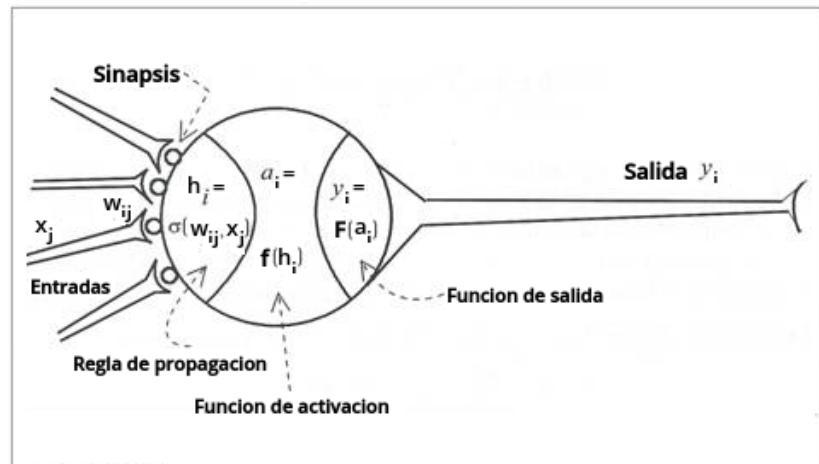


Figura 3-5: Modelo genérico de una neurona artificial.⁸

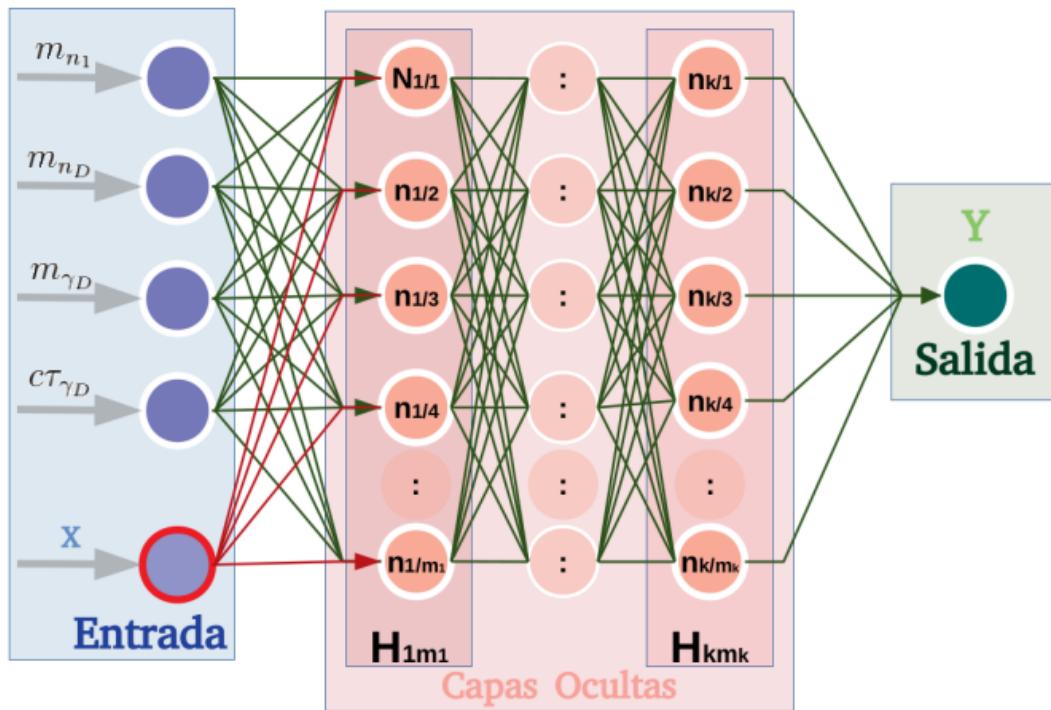


Figura 3-6: Diagrama de la estructura general de la red neuronal para regresión.

1149 de Adam, siendo este una extensión del descenso de gradiente estocástico. La función de
 1150 activación utilizada para relacionar todas las capas es una lineal rectificada⁹ dada por:

$$f(x) = \max(0, x) = \begin{cases} 0 & \text{para } x < 0 \\ x & \text{para } x \geq 0 \end{cases} \quad (3-4)$$

1151 La función desarrollada para el uso en esta investigación utiliza la paquetería de keras y
 1152 permite la flexibilidad de cambiar la cantidad de k capas ocultas y los nodos m_k que posee
 1153 cada una de ellas.

1154 También se permite cambiar la dimensión de los datos de entrada para que estas coincidan
 1155 con las necesidades requeridas, siempre considerando como mínimas entradas las condicio-
 1156 nes iniciales de generación y una variable extra en el caso de que sea necesario.

1157 Parámetros de confianza.

1158 Con el fin de determinar si el modelo es adecuado, se hace necesario utilizar conceptos
 1159 de inferencia estadística tales como intervalos de confianza para los parámetros así como

⁹Las funciones <https://www.diegocalvo.es/funcion-de-activacion-redes-neuronales/>

1160 pruebas de bondad de ajuste.

1161 El parámetro **RMSE** (Root Mean Square Error) es el error cuadrático medio o raíz de la
1162 desviación cuadrática media. Este mide la cantidad de error que hay entre dos conjuntos de
1163 datos, comparando un valor predicho y un valor observado o conocido, la ecuación que la
1164 describe es:

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N |Y_i^{(\text{sm})} - Y_i^{(\text{real})}|^2}{N}} \quad (3-5)$$

1165 donde $Y_i^{(\text{sm})}$ es conjunto de datos predichos o simulados y $Y_i^{(\text{real})}$ se corresponde con el con-
1166 junto de datos experimentales o observados.

1167 El parámetro **RMSE** es siempre no negativa, y un valor de 0 indicaría un ajuste perfecto a
1168 los datos. Dado que es una raíz cuadrada del promedio de errores cuadrados, este parámetro
1169 es proporcional al tamaño del error cuadrado; por lo tanto, los errores mayores tienen un
1170 efecto desproporcionadamente mas grande, de aquí que sea sensible a los valores atípicos.

1171 Otra prueba ampliamente utilizada es la prueba de correlación de Pearson o coeficiente
1172 de determinación R^2 , esta se considera una prueba no paramétrica que mide la discrepancia
1173 entre una distribución observada y otra teórica, indicando en qué medida las diferencias exis-
1174 tentes entre ambas, una de sus bondades es que es independiente de la escala de medida de
1175 las variables. La fórmula que da el estadístico es:

$$R^2 = \frac{\sum_{i=1}^N Y_i^{(\text{sm})} Y_i^{(\text{real})}}{\sqrt{\left[\sum_{i=0}^N Y_i^{(\text{sm})}\right]^2 \cdot \left[\sum_{i=0}^N Y_i^{(\text{real})}\right]^2}} \quad (3-6)$$

1176 El valor de este índice de correlación varía en el intervalo $[-1, 1]$, indicando el signo el
1177 sentido de la relación, si $R^2 = 1(-1)$, existe una correlación positiva(negativa) perfecta. Si
1178 $R^2 = 0$, no existe relación lineal.

1179 3.4 Análisis de la señal sin detectores

1180 Para entender la señal del proceso **MSSMD** (estos procesos corresponden con la descom-
1181 posición según lo muestra el diagrama de la Fig. 1-7), siendo el objetivo de estudio en esta
1182 investigación, se hace necesario su caracterización antes y después de simular su paso por las
1183 diferentes configuraciones del detector. Conocer la morfología de la señal real y la recons-
1184 truida por el detector nos permitirá comprender la teoría y como está es visualizada por el
1185 experimento **CMS**.

1186 **3.4.1 Variación del contenido muónico**

1187 Se hace necesario investigar el contenido muónico de la señal **MSSMD** bajo las
 1188 diferentes condiciones de generación, para hacer referencia a estas condiciones iniciales con
 1189 las que se generó la señal, se hará uso del vector:

$$\vec{\alpha} = (m_{n_1}, m_{n_D}, m_{\gamma_D}, c\tau_{\gamma_D}) \quad (3-7)$$

1190 además el número de partículas p en el i -ésimo evento generado está definido por:

$$n_i^{(p,k)} \equiv n_i^{(p,k)}(\vec{\alpha}) \quad (3-8)$$

1191 donde $k = \text{R2, HL, True}$ declara la presencia del detector y su configuración, $i = 1, \dots, N_e$
 1192 hace referencia al evento y $p = \mu^\pm, \gamma_D, n_D, n_1$ partícula caracterizada. Definiendo a
 1193 $f_e^{(p,k)}(x) \equiv f_e^{(p,k)}(x; \vec{\alpha})$ como la fracción del total de eventos poseedores de un número x
 1194 de partículas tipo p de la señal generada bajo las condiciones iniciales $\vec{\alpha}$ y con la configura-
 1195 ción del detector k se tiene entonces:

$$f_e^{(p,k)}(x) = \frac{\sum_{i=1}^{N_e} \delta_{x, n_i^{(p,k)}}}{\sum_{i=1}^{N_e} \sum_{x=0}^{\infty} \delta_{x, n_i^{(p,k)}}} = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} \delta_{x, n_i^{(p,k)}} \quad (3-9)$$

1196 donde $x \in \mathbb{N}$ pertenece al grupo de los números naturales, $\delta_{x, n_i^{(p,k)}}$ es la función delta de
 1197 Kronecker. Finalmente, $f_n^{(p,k)}(x; \vec{\alpha}) \equiv f_n^{(p,k)}(x)$ es la fracción de partículas tipo p que se
 1198 encuentran en eventos con x de estas partículas:

$$f_n^{(p,k)}(x) = \frac{\sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(p,k)} \delta_{x, n_i^{(p,k)}}}{\sum_{i=1}^{N_e} \sum_{n=0}^{\infty} n_i^{(p,k)} \delta_{n, n_i^{(p,k)}}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(p,k)} \delta_{x, n_i^{(p,k)}}}{\sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(p,k)}} \quad (3-10)$$

1199 Algunos ejemplos del contenido muónico de los eventos se pueden mostrar en la Fig. 3-7,
 1200 donde se puede visualizar los cambios con el parámetro de generación masa del fotón oscuro
 1201 m_{γ_D} y la masa del neutralino oscuro m_{n_D} . Se constató en la caracterización del conjunto de
 1202 muestras simuladas con **MC** sin la reconstrucción del detector $k = \text{True}$, la invarianza de
 1203 la distribución del contenido muónico $f_n^{(\mu, \text{True})}(x; \vec{\alpha})$ ante los cambios de los parámetros de
 1204 generación $\vec{\alpha}$, cuestión esperada por la teoría, ya que los muones de procesos de ruido son

1205 elementos que no se esperan estar relacionados con el proceso **MSSMD** determinado por el
 1206 decaimiento de la Fig. 1-7b.

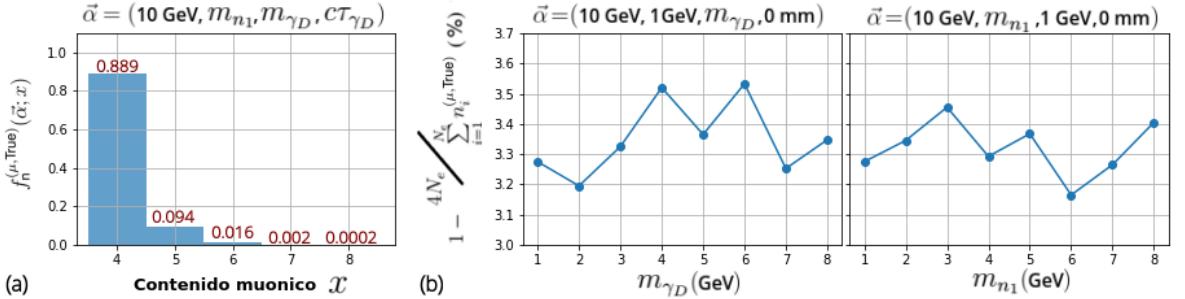


Figura 3-7: (a) Variación del contenido muónico de los eventos antes de pasar por el detector; (b) Variación del porciento de la fracción de muones de ruido con los parámetros de generación m_{γ_D} y M_{n_1} .

1207 De la Fig. 3-7a se conoce que el contenido mínimo de muones por evento para $k =$
 1208 **True** es de 4 muones, estos son el resultado de la recreación de la señal **MC** proveniente de
 1209 **MSSMD** relacionada con el decaimiento de la Fig. 1-7b. Los valores de $f_n^{(\mu, \text{True})}(x; \vec{\alpha})$ con sus
 1210 respectivos errores se pueden ver en la Tabla 3-4, además se concluye de la caracterización de
 1211 las Fig. 3-7b, que la fracción de los muones provenientes de señales de ruido es teóricamente
 1212 un valor constante, y si valor con un 95 % de confianza está dado por:

$$1 - \frac{4N_e}{\sum n_i^{(p,k)}} = 3.23 \pm 0.19 \quad (3-11)$$

Variable	$x = 4$	$x = 5$	$x = 6$	$x = 7$	$x = 8$
$f_n^{(\mu, \text{True})}(x)$	0.8892 ± 0.0086	0.0942 ± 0.0090	0.0161 ± 0.0016	0.0022 ± 0.0006	0.0002 ± 0.0002

Tabla 3-4: Fracción de eventos dependiente del contenido muónico.

1213 Al analizar los resultados obtenidos, se pudo concluir, que el ruido muónico en la recons-
 1214 trucción de la señal **MSSMD** se encuentra en una fracción del total de eventos dada por
 1215 $1 - f_n^{(\mu, \text{True})}(4; \vec{\alpha}) = 0.113 \pm 0.004$, fracción no despreciable de nuestro conjunto. Los datos
 1216 que se poseen no son adecuados para estudiar la correspondencia con la masa del neutralino
 1217 ligero m_{n_1} , de aquí que las conclusiones dadas en la sección no la incluyen.

1218 **3.4.2 Variación de las propiedades de los muones**

1219 Analizar la señal **Dark-SUSY** o **MSSMD** mediante las propiedades de los muones sin
 1220 la reconstrucción del detector dará una base de comparación y un mayor entendimiento de
 1221 la teoría. Además, separar la información según los muones que provienen del decaimiento
 1222 $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$ del resto de los procesos se hace necesario para una
 1223 mejor interpretación de la reconstrucción conjunta de las señales. Se introduce la notación
 1224 de las propiedades de una partícula $p = n_1, n_D, \gamma_D, \mu$, siendo la distribución de frecuencia
 1225 dada por:

$$W^{(p,k)}(\chi) \equiv W^{(p,k)}(\chi; \vec{\alpha}) \quad \longrightarrow \quad W_N^{(p,k)}(\chi) = \frac{W^{(p,k)}(\chi)}{\sum_{\chi} W^{(p,k)}(\chi)} \quad (3-12)$$

1226 donde χ hace referencia a la propiedad de interés, estás se pueden ver en la Tabla 3-5.

χ	Definición
m	Masa invariante
PT	Momento de la partícula.
η	Pseudoapidez, esta representa la coordenada espacial que describe el ángulo de una partícula en relación con el eje del haz.
ϕ	Ángulo azimutal.
$c\tau$	Tiempo de vida media, esta describe la descomposición de las partículas, se expresa comúnmente en términos de vida media, constante de descomposición o vida media.
D_0	Parámetro de impacto transversal, se define como la distancia transversal al eje del haz en el punto de máxima aproximación, donde su signo esta dado de acuerdo al momento angular de la traza alrededor de eje.
D_Z	Parámetro de impacto longitudinal, definido como la posición de la coordenada z de la traza en el punto de maximo acercamiento.
$SumPt$	Variable de aislamiento basada en el rastreador de partículas, se define como la suma escalar del PT de las partículas en el plano $\eta \times \phi$ dentro de un cono Ω . Solo existen para $k = \text{CMS, HL}$.
Iso	Combinación del aislamiento de ECAL , HCAL (ver sección 2.2) y $SumPt$. Solo existen para $k = \text{CMS, HL}$.

Tabla 3-5: Propiedades y definiciones de las partículas.

1227 Las distribuciones correspondientes a las propiedades de los muones $W_N^{(\mu, \text{True})}(\chi)$ prove-
 1228 niente de procesos alternos al decaimiento **MSSMD** se consideran ruido en esta investigación,
 1229 sus propiedades se pueden visualizar en la Fig. 3-8. Como resultado de su caraterización, se

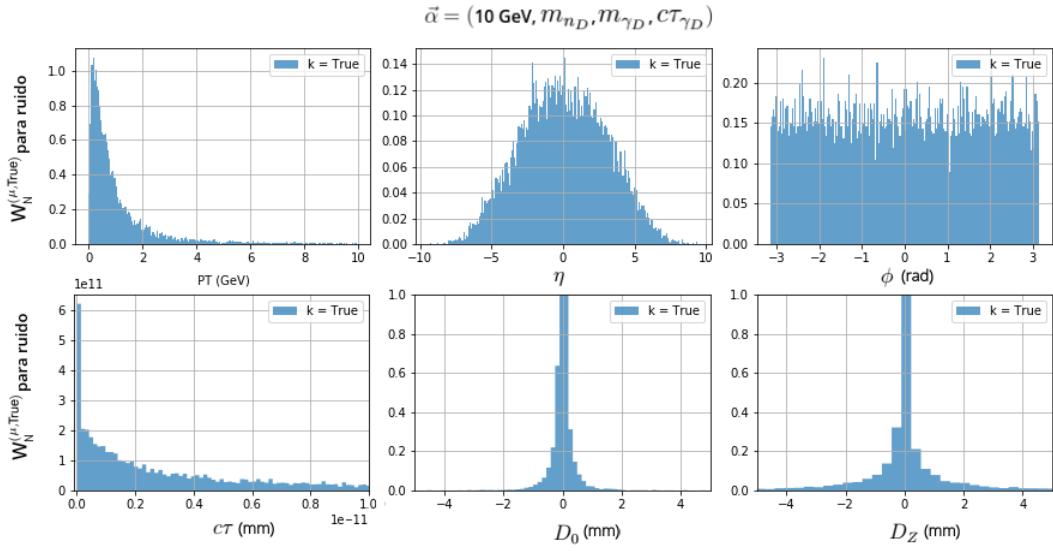


Figura 3-8: Variación de las distribuciones de los muones de procesos de ruido.

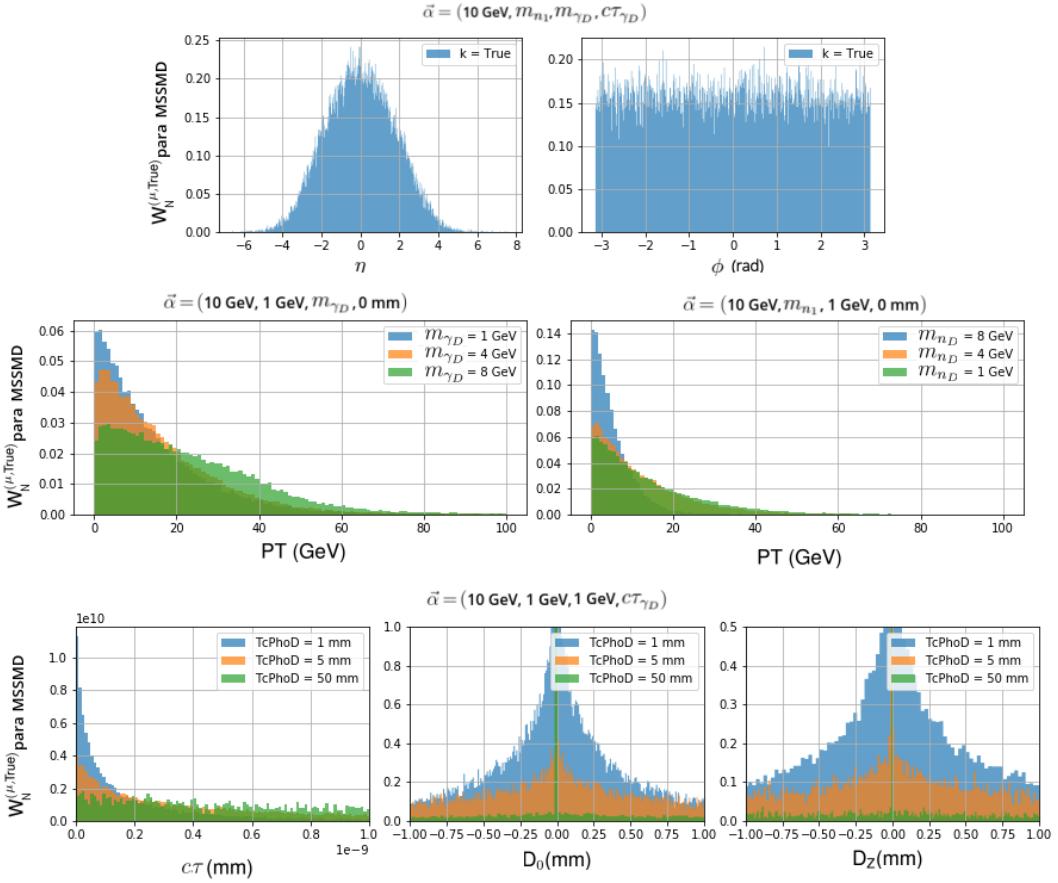


Figura 3-9: Variación de las distribuciones de los muones característicos de la señal MSSMD.

1230 concluyó que la morfología de las distribuciones se mantiene con la variación de los parámetros de generación $\vec{\alpha}$. Además, el dominio para los valores del momento transversal se extiende
1231 hasta $PT = [0, 80] \text{ GeV}$, pero el 98 % de los datos se agrupan para valores $< 10 \text{ GeV}$ como
1232 se visualiza en su respectiva distribución.
1233

1234 Las distribuciones de las propiedades de los muones $W_N^{(\mu, \text{True})}(PT)$ proveniente del decaimiento **Dark-SUSY (MSSMD)** se pueden visualizar en la Fig. 3-9. Con la comparación
1235 de las distribuciones con la variación de los elementos del parámetro de generación $\vec{\alpha}$, se
1236 comprobó la invarianza de la morfología de las distribuciones para los parámetros η y ϕ . Las
1237 distribuciones del momento transversal muestran variaciones con el parámetro de generación
1238 masa del fotón oscuro m_{γ_D} y del neutralino oscuro m_{n_D} . Se concluye al comparar con las
1239 eficiencias de los detectores $k = \text{R2, HL}$, que el aumento de la masa teórica del fotón oscuro
1240 permite un aumento de la probabilidad de detección de los muones que decaen de ellos, por
1241 el contrario el aumento teórico de la masa del neutralino oscuro dificultará la detección de
1242 muones de **MSSMD** ya que estos estadísticamente tenderán a menores valores del momento.
1243 Los datos que se poseen no son adecuados para estudiar la correspondencia con la masa del
1244 neutralino ligero m_{n_1} , de aquí que las conclusiones dadas en la sección no la incluyen.
1245

1246 3.4.3 Características del fotón oscuro

1247 La reconstrucción del fotón oscuro γ_D predicho por el decaimiento **MSSMD** es el motivo
1248 principal de estudio de esta investigación. La caracterización de sus propiedades y el cambio
1249 de la morfología de los gráficos de frecuencias $W_N^{(\gamma, \text{True})}(\chi)$ con el cambio de los parámetros
1250 de generación $\vec{\alpha}$, permitirá una comprensión mas completa de los resultados obtenidos con la
1251 reconstrucción realizada por los detectores en la configuración Run-2 (**R2**) y Alta Luminosidad (**HL**).
1252

1253 Los gráficos de la Fig. 3-10 muestra la clara dependencia del momento angular PT y con
1254 los parámetros de masa de $\vec{\alpha}$, ya que son la masa del fotón m_{γ_D} y su tiempo de vida $c\tau_{\gamma_D}$ son
1255 tratados por la teoría como parámetros libres, no hay dependencia directa entre ellas. Hay
1256 una correspondencia clara entre los parámetros de impacto D_0 y D_Z como se esperaría con
1257 el parámetro de generación $c\tau_{\gamma_D}$.

1258 3.4.4 Identificando y reconstruyendo el fotón oscuro

1259 Es de gran interés en esta investigación la creación de una metodología de identificación
1260 de di-muones, que pueda discernir entre los muones provenientes de la señal **MSSMD**, empa-
1261 rejalarlos y reconstruir correctamente el fotón oscuro del cual teóricamente se espera que hayan

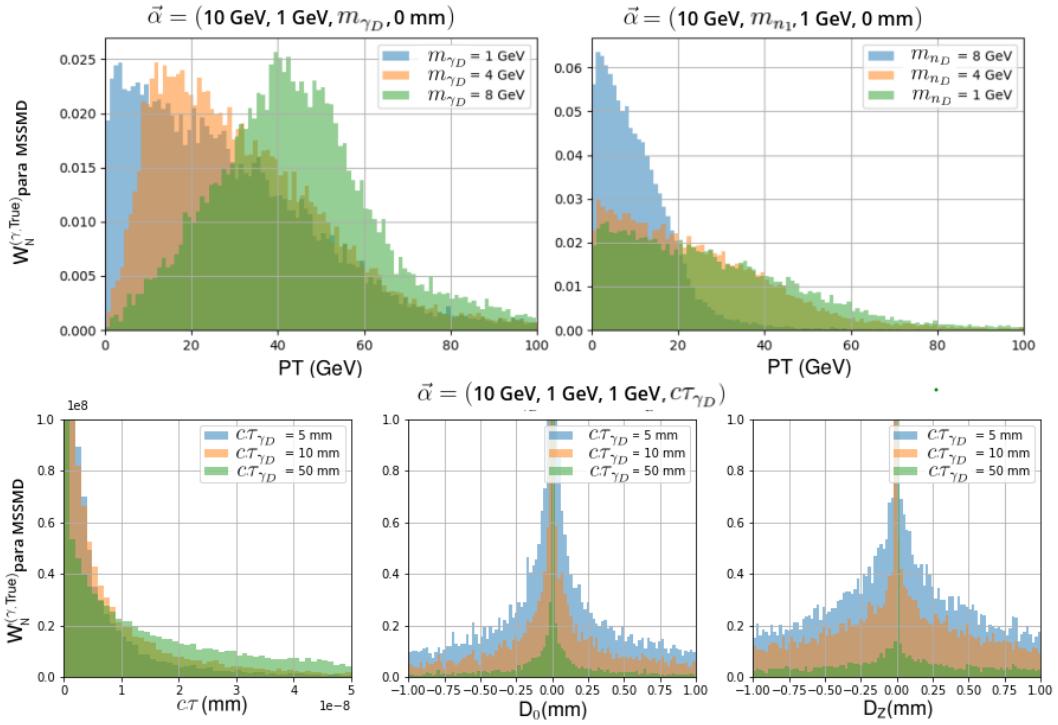


Figura 3-10: Variación de las propiedades del fotón oscuro γ_D con los parámetros de generación m_{γ_D} , m_{nD} y τc_{γ_D} .

1262 decaído según el diagrama de la Fig. 1-7b. Esta herramienta de identificación, puede crear-
 1263 se, haciendo uso de las redes artificiales neuronales, ya que estas poseen altas capacidades
 1264 de aprendizaje, generalización, adaptación y tolerancia a fallos, haciéndola una herramienta
 1265 robusta en el reconocimiento de patrones y objetos. .

1266 Se crea una red artificial que dadas las propiedades de los di-muones, pueda informar si
 1267 esta selección proviene o no de un fotón oscuro de **MSSMD** (ver Fig. 3-11). Este problema,
 1268 es equivalente al perceptrón simple, siendo una de las caracterizaciones más básicas en el
 1269 área de redes neuronales artificiales. Para implementar este identificador se hace uso de las
 1270 paquetes o herramientas de **Keras** programando en el entorno de **Python**.

1271 Se hace necesario funciones de activación específicas que incluyan las entradas x_i y las
 1272 salidas y_i , las primeras ante la necesidad de reacondicionamiento ante la gran diferencia de
 1273 rango de los dominios de las variables χ , las salidas deben ser dadas en forma de probabili-
 1274 dades de tal manera que el sumatoria de las salidas sea normalizada y de esta manera poder
 1275 imponer criterios de binarización. Dado lo cual, se utilizó la tangente hiperbólica para la que

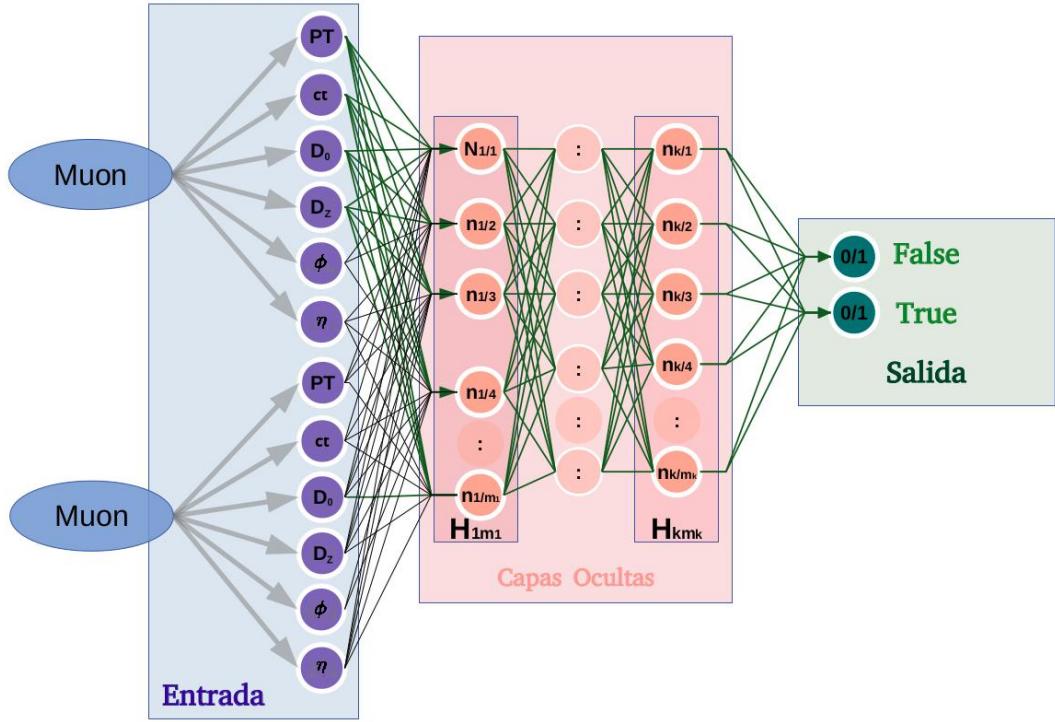


Figura 3-11: Diagrama de la estructura de la red neuronal dedicada a la identificación de di-muones provenientes del fotón oscuro γ_D .

¹²⁷⁶ conexión entre las capas de entrada con las primeras capas ocultas $x_i \rightarrow H_1 m_1$:

$$f(x) = \frac{2}{1 + e^{-2x}} - 1 \quad (3-13)$$

¹²⁷⁷ Para las capas de salida $H_k m_k \rightarrow y_i$ se utiliza la función softmax:

$$f(x)_j = \frac{e^{Z_j}}{\sum_{k=1}^K e^{Z_k}} \quad (3-14)$$

¹²⁷⁸ La función de activación utilizada para relacionar todas las capas ocultas es una lineal rectifi-
¹²⁷⁹ cada, semejante a las mostrada en la ec. 3-4. Para poder caracterizar la precisión del modelo
¹²⁸⁰ clasificadorio implementado, la relación entre el número de predicciones correctas y el núme-
¹²⁸¹ ro total de muestras de entrada nos permitirá conocer la eficiencia del clasificador:

$$\text{accy} = \frac{\text{Número de predicciones correctas}}{\text{Número total de predicciones}} \quad (3-15)$$

¹²⁸² Los datos que corresponden a las entrada de la red x_i y las salidas y_i fueron obtenidos de

1283 las muestras simuladas con variación en los parámetros de generación $\vec{\alpha}$. La cantidad de capas
 1284 mostró pocos cambios de mejora en el parámetro de eficiencia **accy** para $k > 2$ (ver Fig. 3-
 1285 11), tampoco la cantidad de neuronas por capas, es un factor poco determinante en este caso
 1286 específico. Se implementa una caracterización para diferentes combinación de parámetros χ
 1287 como entradas x_i , manteniendo constante la cantidad de épocas, los resultados se muestran
 1288 en la Tabla 3-6.

x_i consideradas						x_i consideradas							
<i>PT</i>	ϕ	η	$c\tau$	D_0	D_Z	accy	<i>PT</i>	ϕ	η	$c\tau$	D_0	D_Z	accy
X						0.61 ± 0.16		X					0.63 ± 0.05
	X					0.82 ± 0.04			X				0.62 ± 0.07
		X				0.90 ± 0.03				X			0.64 ± 0.04
X	X	X				0.93 ± 0.01		X	X				0.95 ± 0.02

Tabla 3-6: Capacidad del identificador fotónico con variaciones en los parámetros de entrada.

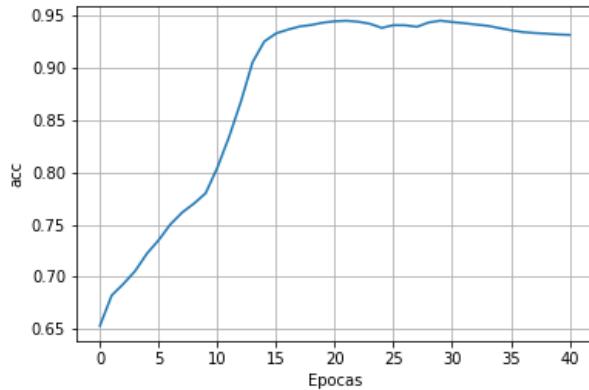


Figura 3-12: Variación de la precisión del identificador durante el proceso de entrenamiento con las épocas para una configuración de entrada dada por los $x_i = \eta, \phi$.

1289 De la interpretación de los resultados de la Tabla 3-6 se concluye que las propiedades
 1290 PT , $c\tau$, D_0 , D_Z no son determinantes en la identificación de los di-muones, el origen de
 1291 estos resultados puede estar dado por la inclusión de casos para tiempos teóricos de vida 0,
 1292 cuestión no valorada en esta investigación. Por el contrario las propiedades η y ϕ muestran
 1293 potencial validado en el **accy** > 0.80 razón por la cual son elegidos para formar parte de las
 1294 entradas del entrenamiento final.

1295 De concluyó que la creación de una herramienta identificadora de di-muones con las entra-
 1296 das $x_i = (\eta, \phi)$ es la más adecuada encontrada, con un **accy** = (0.95 ± 0.02) (ver Fig. 3-12)
 1297 se presenta con bajos errores que la hacen una herramienta suficientemente robusta para una

1298 investigación en la que se esperan resultados fiables. La implementación de un entrenamiento
1299 de esta índole disminuiría el tiempo de cómputo y la fiabilidad de los resultados obtenidos.

1300 3.5 Análisis de la señal con detector

1301 Una vez entendida la señal de la teoría **MSSMD**, correspondiente a la descomposición
1302 según lo muestra el diagrama de la Fig. 1-7b, se intenta comprender como los detectores
1303 del **CMS** en las configuraciones Run-2 y Alta Luminosidad reconstruyen experimentalmente
1304 este decaimiento. Las muestras generadas son caracterizadas por el parámetro $\vec{\alpha}$ y simuladas
1305 simultaneamente su paso por detector en las condiciones Run-2 y Alta Luminosidad (ver
1306 Tabla 3-3). Analizar los resultados de la señal al paso por el detector, es elemento importante
1307 en la identificación de la teoría **MSSMD** en el experimento **CMS**.

1308 3.5.1 Variación del contenido muónico

1309 Se hace necesario comenzar con la identificación de las variaciones de las distribucio-
1310 nes de frecuencia del número total de muones por evento $f_e^{(\mu,k)}(x) \equiv f_e^{(\mu,k)}(x; \vec{\alpha})$, según la
1311 notación de la ec. 3-9 se obtiene:

$$f_e^{(\mu,k)}(x) = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} \delta_{x, n_i^{(\mu,k)}} \quad (3-16)$$

1312 donde $\vec{\alpha}$ es el vector de parámetros que especifica las condiciones de generación de la señal
1313 **MSSMD**, k es la configuración del detector requerida y χ es el número de muones caracte-
1314 rístico.

1315 Para entender el sesgo o varianza de un estadístico genérico resultado de su aplicación
1316 sobre una población finita \mathbb{M} , se aplica el “Bootstrapping”¹⁰. Este método es el resultado de
1317 la selección aleatoria de subconjuntos $\mathbb{M}_i \subset \mathbb{M}$, seguida de la aplicación del estadístico sobre
1318 esta. La aplicación continua de “bootstrap” sobre el estadístico $f_e^{(\mu,k)}(x)$ y el graficar los
1319 histogramas normalizados resultantes (ver Fig. 3-13) permitirán entender la correspondencia
1320 de los términos $\vec{\alpha}$ con las distribuciones.

1321 En las distribuciones de la Fig. 3-13 se visualiza la alta dependencia con los parámetros
1322 de generación $\vec{\alpha}$, además se evidenciaron únicamente $f_e^{(\mu,k)}(5) \lesssim 3 \cdot 10^{-5}$ para los cambios
1323 considerados en la Tabla 3-3, razón por la cual son descartados de este estudio eventos con
1324 más de 4 muones. Si consideramos que la forma de estas distribuciones corresponde con una

¹⁰Más información en el enlace [https://es.wikipedia.org/wiki/Bootstrapping_\(estad%C3%ADstica\)](https://es.wikipedia.org/wiki/Bootstrapping_(estad%C3%ADstica))

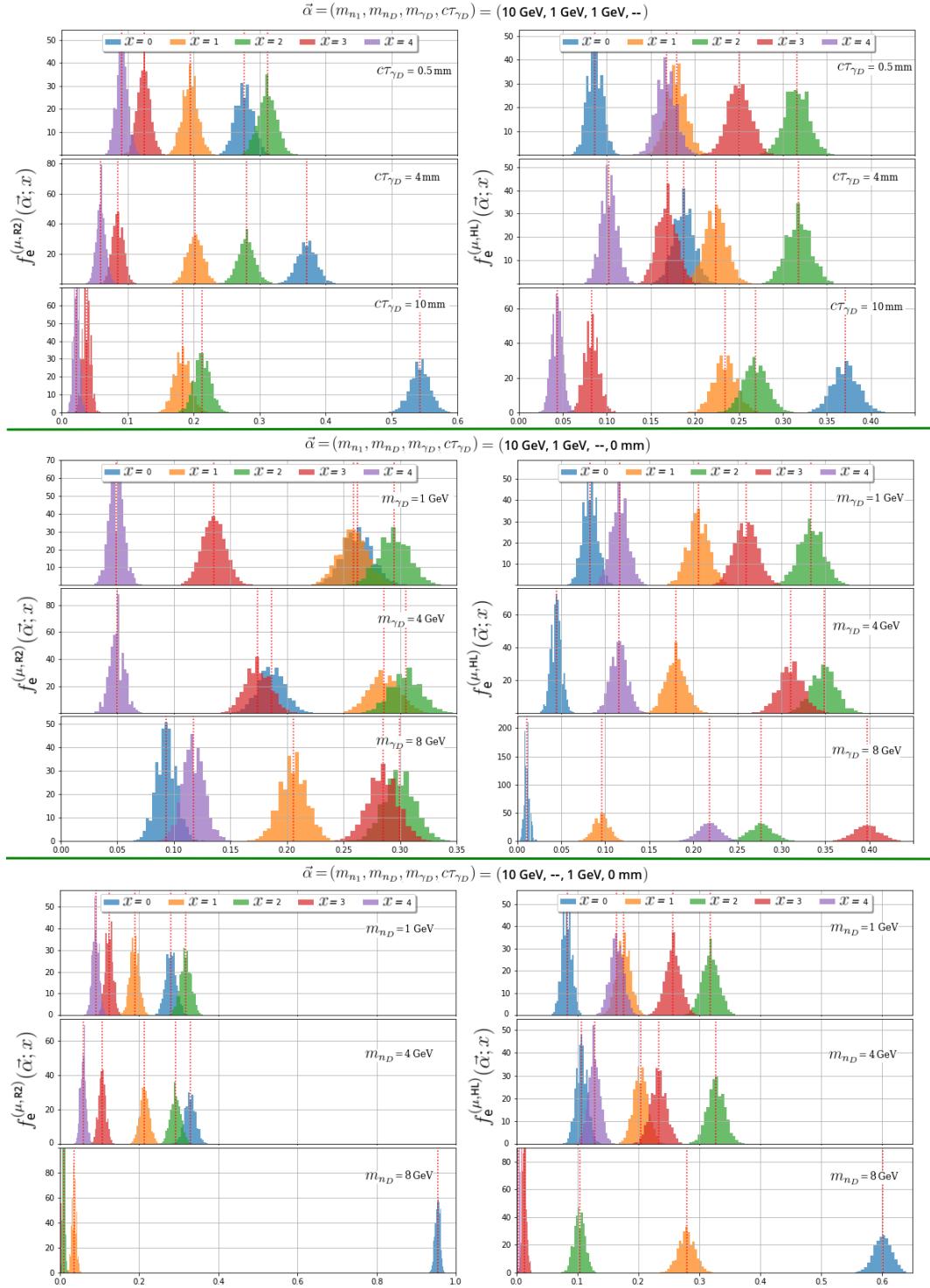


Figura 3-13: Distribuciones de frecuencias resultado de aplicar “bootstrap” sobre los valores $f_e^{(\mu, k)}(\vec{\alpha}; x)$ ante cambios de los parámetros $\vec{\alpha}$.

1325 gaussiana, el error en la frecuencia $\Delta f_{\text{e}}^{(\mu,k)}(x) \equiv \Delta f_{\text{e}}^{(\mu,k)}(x; \vec{\alpha})$ de la ec. 3-9 es calculable
1326 como:

$$\Delta f_{\text{e}}^{(\mu,k)}(x) = f_{\text{e}}^{(\mu,k)}(x) \cdot Z_{\frac{\beta}{2}} \sqrt{\frac{\rho(1-\rho)}{f_{\text{e}}^{(\mu,k)}(x) \cdot N_e}} \quad (3-17)$$

$$= \frac{Z_{\frac{\beta}{2}}}{100} \sqrt{\rho(1-\rho) \cdot f_{\text{e}}^{(\mu,k)}(x)} \quad (3-18)$$

1327 donde $Z_{\frac{\beta}{2}}$ es un parámetro que depende del nivel de confianza $(1 - \beta)$, con posibles valores
1328 dados por $Z_{0.1} = 1.65$, $Z_{0.05} = 1.96$ y $Z_{0.01} = 2.58$ y ρ es la probabilidad ocurrencia.

1329 Otro elemento importante a tener en cuenta, es la variación de la fracción de muones
1330 reconstruidos por los detectores del total MC, entonces:

$$A_n^{\mu}(k) = \sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(\mu,k)} / \sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(\mu,\text{True})} \quad (3-19)$$

1331 ejemplos de la variación de este estadístico con el parámetro de generación $\vec{\alpha}$ se encuentran
1332 en la Tabla 3-7.

1333 Correspondencia entre los eventos de interés y los parámetros de generación.

1334 Algunos ejemplos de los valores de $f_{\text{e}}^{(\mu,k)}(x)$ los podremos observar en la Tabla 3-7 y en
1335 los gráficos de la Fig. 3-14. En estos se puede observar una clara tendencia con los parámetros
1336 de generación $\vec{\alpha}$. Se pudo constatar la disminución de eventos de interés $f_{\text{e}}^{(\mu,k)}(4)$ con el
1337 aumento del tiempo de vida del fotón oscuro $c\tau_{\gamma_D}$ y de la masa del neutralino oscuro m_{n_D} ,
1338 en contraste se registra aumento de los eventos de interés con la masa del fotón oscuro m_{γ_D} .
1339 En el caso de cambios de la masa del neutralino ligero m_{n_1} , los datos muestran variaciones
1340 pequeñas en el rango definido (ver Tabla 3-3), los datos adquiridos no dan una conclusión
1341 clara de su comportamiento.

1342 Dado que se intenta reconstruir el decaimiento de la Fig. 1-7b, el estadístico $f_{\text{e}}^{(\mu,k)}(4)$
1343 es el de mayor interés para esta investigación, el mismo muestra como la configuración del
1344 detector en Alta Luminosidad ($k = \text{HL}$) reconstruye entre 86.7 %-790.2 % más de eventos
1345 con 4 muones que el detector en la configuración Run-2 ($k = \text{R2}$) para las muestras simuladas
1346 (ver Tabla 3-3).

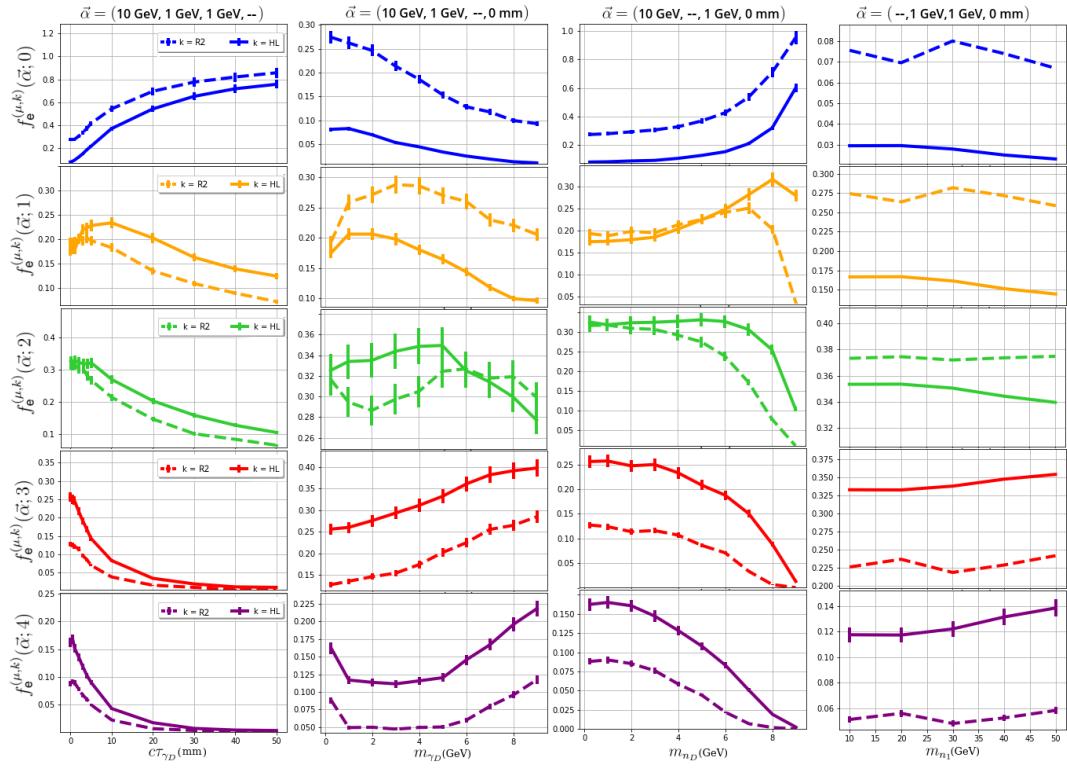


Figura 3-14: Ejemplo de variaciones del parámetro $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$.

1347 Regresión de datos de frecuencia

1348 Con la intención de realizar una caracterización eficiente de la cantidad de eventos de inter-
 1349 rés y de su dependencia con los parámetros de generación, se intenta utilizar métodos simples
 1350 de regresión para valorar la posibilidad de inferir información pertinente a la frecuencia de
 1351 los eventos. Para esto se utilizan los métodos presentados ya en la sección 3.3.2 mediante
 1352 una aproximación lineal como la propuesta en la ec. 3-3 y con una red neuronal como la
 1353 presentada en la Fig. 3-6.

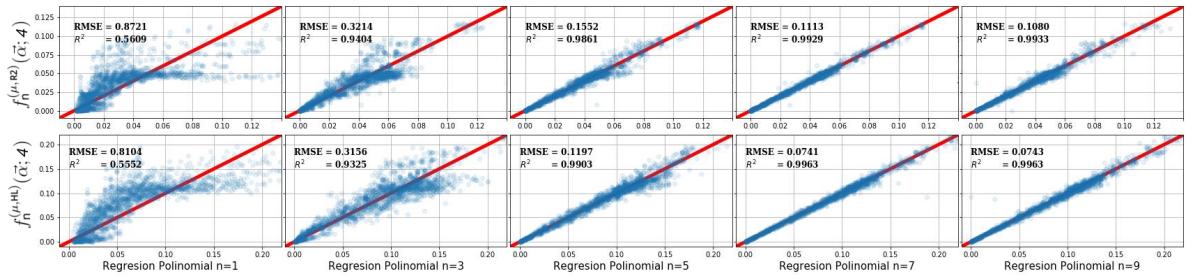


Figura 3-15: Resultados de la regresión polinomial de los valores de frecuencia $f_e^{(\mu,k)}(4; \vec{\alpha})$.

$\vec{\alpha}$				Estadístico			
m_{n_1}	m_{n_D}	m_{γ_D}	$c\tau_{\gamma_D}$	$A_n^\mu(\text{R2})$	$A_n^\mu(\text{HL})$	$f_e^{(\mu, \text{R2})}(4)$	$f_e^{(\mu, \text{HL})}(4)$
10	1	1	0.5	0.2908	0.4261	0.0920 ± 0.0040	0.1678 ± 0.0053
				2	0.4250	0.0779 ± 0.0036	0.1355 ± 0.0047
				4	0.4139	0.0597 ± 0.0032	0.1024 ± 0.0041
				10	0.3783	0.0227 ± 0.0019	0.0433 ± 0.0027
				50	0.2022	0.0016 ± 0.0005	0.0039 ± 0.0008
				100	0.5111	0.0002 ± 0.0002	0.0006 ± 0.0003
10	1	2	0	0.3567	0.5167	0.0497 ± 0.0029	0.1135 ± 0.0043
				4	0.5492	0.0494 ± 0.0029	0.1157 ± 0.0040
				6	0.5991	0.0599 ± 0.0032	0.1456 ± 0.0049
				8	0.6348	0.0957 ± 0.0040	0.1960 ± 0.0057
10	2	1	0	0.3382	0.5020	0.0852 ± 0.0038	0.1604 ± 0.0052
				4	0.4732	0.0586 ± 0.0031	0.1281 ± 0.0046
				6	0.4142	0.0221 ± 0.0019	0.0831 ± 0.0037
				8	0.2732	0.0022 ± 0.0006	0.0193 ± 0.0018
20	1	1	0	—	—	0.0560 ± 0.0030	0.1176 ± 0.0044
				30	—	0.0480 ± 0.0028	0.1224 ± 0.0045
				40	—	0.0524 ± 0.0030	0.1319 ± 0.0047
				50	—	0.0583 ± 0.0031	0.1391 ± 0.0048

Tabla 3-7: Variación de estadísticos característicos para combinaciones de los términos del parámetro generación $\vec{\alpha}$ y los detectores k .

1354 Al implementar el método de regresión polinomial sobre los datos $f_e^{(\mu, k)}(4)$ hasta el orden
 1355 $n = 9$ visualizada en la Fig. 3-15, se puede observar una mejora en los parámetros progresiva
 1356 con el aumento del orden n . La correspondencia entre los valores simulados y los predichos
 es corroborada por los parámetros de confianza **RMSE** y R^2 .

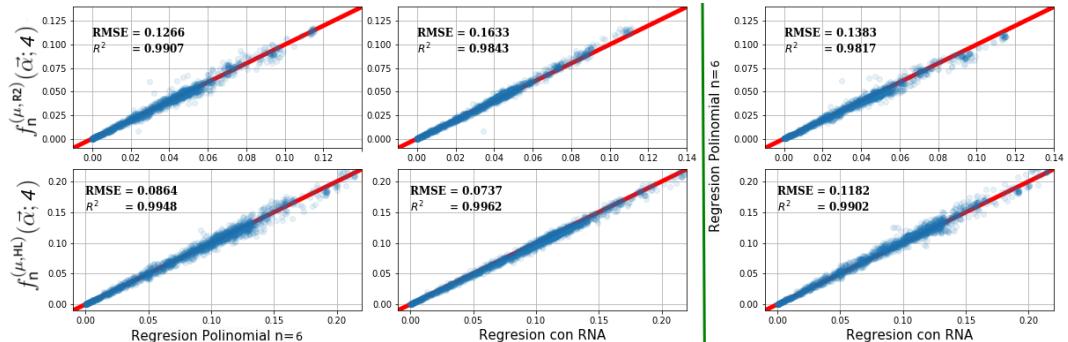


Figura 3-16: Comparación de los resultados de regresión utilizando RNA y regresión polinomial para predecir las frecuencias $f_e^{(\mu, k)}(4; \vec{\alpha})$.

1357
 1358 Haciendo uso del método **RNA** según una configuración semejante a la Fig. 3-3 con 4
 1359 capas ocultas con cantidad de nodos $m_k = \{9, 7, 5, 3\}$ por cada uno respectivamente, se
 1360 obtuvo un modelo con valores de **RMSE** y R^2 comparables con los del método de regresión

1361 lineal explicado con anterioridad.

1362 En la Fig. 3-16 también se puede observar una comparación de los resultados de los dos
1363 métodos al intentar reconstruir la información de los valores de frecuencia $f^{(4\mu, k)}$ mostrando
1364 una alta linealidad en los resultados obtenidos validando su implementación como método
1365 de análisis. Los resultados dan claridad de como el método de predicción de la fracción de
1366 eventos con 4 muones del total puede ser utilizado para optimizar la selección del parámetro
1367 N_e en el proceso de generación (ver Tabla 3-3).

1368 3.5.2 Variación de las propiedades de los muones

1369 La caracterización de las propiedades de los muones $W^{(\mu,k)}(\chi)$, es parte importante de
1370 este estudio. Caracterizar las variaciones dependientes del parámetro de generación $\vec{\alpha}$ y los
1371 posibles cambios de estas propiedades resultado del cambio de la eficiencia de los detectores
1372 en sus diferentes configuraciones $k = \text{R2, HL}$ y compararlas con la teoría $k = \text{True}$ es
1373 necesario para entender los cambios en la detección de los muones.

1374 Al caracterizar los valores generales del momento transversal mostrados en la Fig. 3-17 y
1375 como varían sus distribuciones con los parámetros de generación se encontraron cambios en
1376 la morfología con los parámetros m_{γ_D} y m_{n_D} , alternativamente una variación de la amplitud
1377 con el parámetro de tiempo de vida del fotón oscuro $c\tau_{\gamma_D}$. Al comparar las distribuciones co-
1378 rrespondientes a las diferentes configuraciones de los detectores se comprobó correctamente
1379 el aumento en la eficiencia de detección entre $\approx 6\% - 14\%$ en la configuración de Alta
1380 Luminosidad para valores del momento de $PT > 10 \text{ GeV}$. Además, a diferencia de la con-
1381 figuración Run-2, la configuración en Alta Luminosidad permitirá detectar muones de baja
1382 energía, información que será determinante con el aumento teórico del parámetro de masa
1383 del neutralino oscuro m_{n_D} , estos resultados son congruentes con los presentados en la Tabla
1384 3-7.

1385 En la configuración del detector **CMS** Run-2 existe un corte para valores de pseudorapidez
1386 de $|\eta| \lesssim 2.4$, por el contrario en la configuración de Alta Luminosidad se obtienen partículas
1387 con $|\eta| \lesssim 4$. Además, para Run-2 solo se logró obtener partículas muónicas en el $\sim 58\%$ del
1388 espectro esperado por la teoría, por otro lado, en Alta Luminosidad se logró completar en un
1389 $\sim 95\%$ de la región de la señal **MC** generada.

1390 3.5.3 Reconstruyendo el fotón oscuro

1391 Se está investigando el decaimiento $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$ correspondiente
1392 al proceso **MSSMD** como se muestra en el diagrama de la Fig. 1-7b, para poder reconstruir

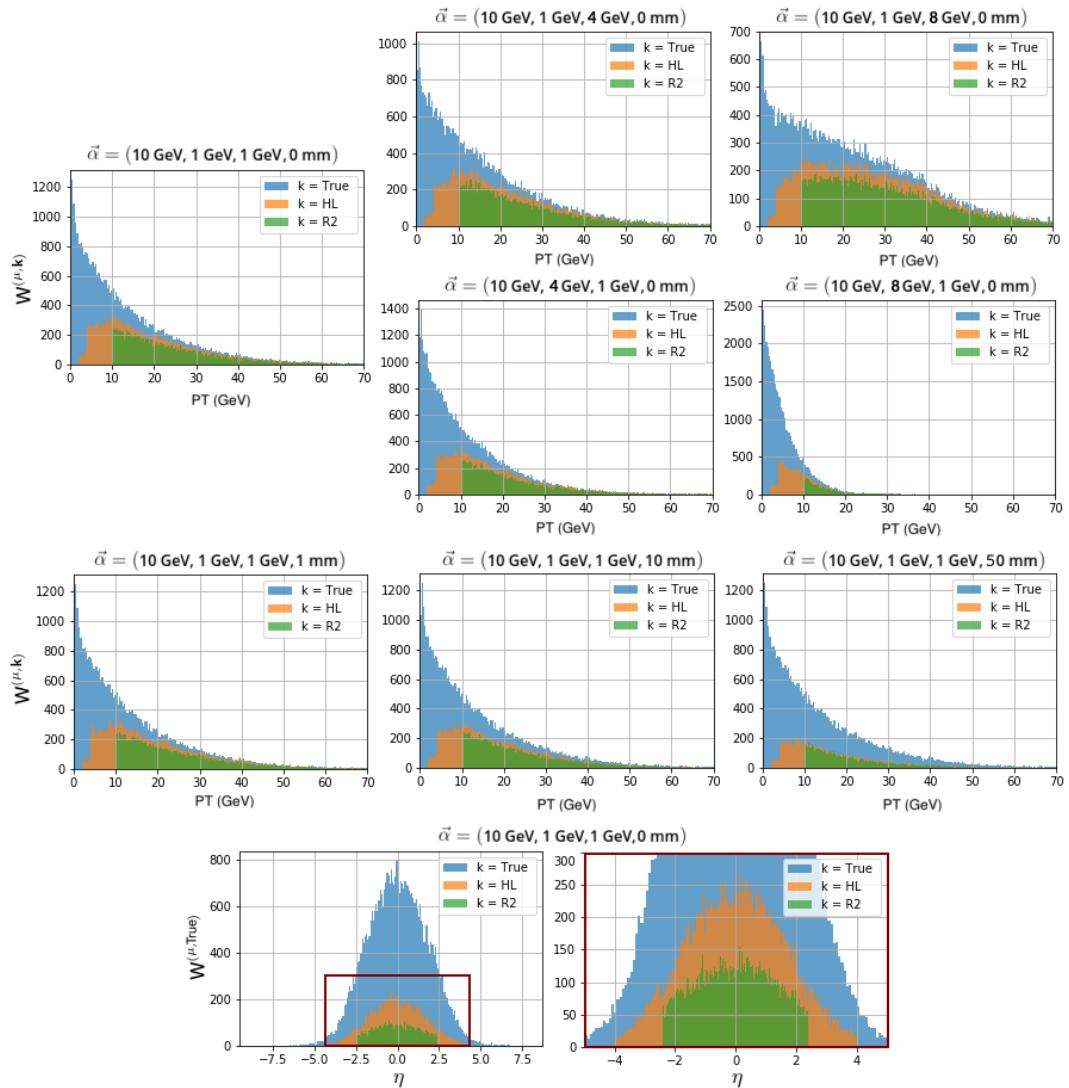


Figura 3-17: Variación de las propiedades momento transversal y de la pseudorapidez de los muones en diferentes configuraciones del detector k y ante variaciones del parámetro de generación $\vec{\alpha}$.

1393 el fotón oscuro γ_D se hará uso de los eventos característicos del estadístico $f_e^{(\mu, k)}(4; \vec{\alpha})$ ya
 1394 que estos poseen la información necesarios para ello.

1395 Una de las problemáticas importantes a tener en cuenta en esta investigación es la recons-
 1396 trucción del fotón oscuro con la mayor fiabilidad posible, para ello métodos que permitán
 1397 disminuir los errores se hacen necesario.

1398 siendo el objetivo de estudio en esta investigación, se hace necesario su caracterización
 1399 antes y después de simular su paso por las diferentes configuraciones del detector. Conocer
 1400 la morfología de la señal real y la reconstruida por el detector nos permitirá comprender la
 1401 teoría y como está es visualizada por el experimento CMS.

Apéndice A – Experimentos de Materia Oscura

Muchos fenómenos cosmológicos han dado indicios de la existencia de materia oscura en sus diferentes composiciones teóricas, dado por lo cual un gran conjunto de experimentos han sido dedicados únicamente con la intención de obtener información pertinente en la comprensión de su composición y explicación de su comportamiento, existen dos métodos para realizar mediciones dimensionales.

Los métodos de detección directa intentan detectar las esporádicas interacciones que, a su paso por la Tierra, podrían experimentar las partículas de materia oscura con un material adecuado y muy bien aislado del entorno. Algunos experimentos de masa oscura son:

ADMX (Axion Dark Matter eXperiment) :

- **Nombre:** Experimento de Materia Oscura Axion
- **Resumen:** Utiliza una cavidad de microondas resonante dentro de un gran imán superconductor para buscar axiones de materia oscura fría en el halo local de materia oscura galáctica.
- **Página del proyecto :** <https://depts.washington.edu/admx/publications.shtml#>

ANAIS (Annual modulation with NaI Scintillators) :

- **Nombre:** Modulación anual con NaI Centelleador.
- **Resumen:** Busca la modulación anual de la señal con centelleadores de *NaI* con el objetivo de detectar directamente la Materia Oscura galáctica a través de su dispersión con los núcleos blanco de un cristal de NaI(Tl) radiopuro. Esta señal de Materia Oscura debería estar modulada anualmente debido al cambio de la velocidad relativa **WIMP-núcleo**, consecuencia de la rotación de la Tierra alrededor del Sol.
- **Página del proyecto :** <https://gifna.unizar.es/anais/>.

ArDM (Argon Dark Matter):

- **Nombre:** Materia Oscura en el Argón.

- 1427 ■ **Resumen:** Busca medir y observando electrones libres de ionización y fotones de cen-
1428 telleo, que son producidos por la interacción de su núcleo con los átomos vecinos y de
1429 esta forma relacionarla con la dispersión elástica de **WIMP** de los núcleos de argón
1430 líquido del que esta hecho el detector.
- 1431 ■ **Página del proyecto:** https://wikimili.com/en/China_Jinping_Underground_Labora-
1432 tory.

1433 **CDMS (Cryogenic Dark Matter Search)**

- 1434 ■ **Nombre:** Buscando Materia Oscura Criogénica
- 1435 ■ **Resumen:** Busca utilizando una serie de detectores de semiconductores a temperatu-
1436 ras de milikelvin encontrar los límites más sensibles en las interacciones de la materia
1437 oscura **WIMP** con materiales terrestres y de esta manera detectar directamente la ma-
1438 teria oscura. Constituye una serie de experimentos continuos: el **CDMS I**, **CDMS II**,
1439 el **SuperCDMS** y en la actualidad continua con **SuperCDMS SNOLAB**.
- 1440 ■ **Página del proyecto :** <https://supercdms.slac.stanford.edu/>

1441 **DAMA/NaI experiment**

- 1442 ■ **Nombre:** Experimento DAMA/NaI
- 1443 ■ **Resumen:** Características semejantes al experimento **ANALIS** con mas de 7 años de
1444 datos de datos recopilados, fue continuado su estudio con el experimento **DAMA/LI-
1445 BRA**.
- 1446 ■ **Página del proyecto :** <https://people.roma2.infn.it/~dama/web/home.html>

1447 **DarkSide**

- 1448 ■ **Nombre:** DarkSide
- 1449 ■ **Resumen:** Busca con la construcción y operación de una serie de cámaras de pro-
1450 yección de tiempo o **TPC** (Time Projection Chamber) de argón líquido para detectar
1451 **WIMPs**.
- 1452 ■ **Página del proyecto :** <http://darkside.lngs.infn.it/>

1453 **DEAP (Dark matter Experiment using Argon Pulse-shape discrimination)**

- 1454 ■ **Nombre:** Experimento de materia oscura con discriminación de forma de pulso de
1455 argón
- 1456 ■ **Resumen:)** Busca discriminación de fondo basada en la característica forma de pulso
1457 de centelleo del argón permitiendo medir directamente **WIMP**.

1458 ■ **Página del proyecto :** <http://deap3600.ca/>

1459 Otros experimentos :

- 1460 ■ **MACRO** (Monopole, Astrophysics and Cosmic Ray Observatory),
1461 **Página del proyecto :** https://hepwww.pp.rl.ac.uk/groups/ukdmc/ukdmc_old.html
- 1462 ■ **PandaX** (Particle and Astrophysical Xenon Detector),
1463 **Página del proyecto :** <https://pandax.sjtu.edu.cn/>
- 1464 ■ **WARP** (WIMP ARgon Programme),
1465 **Página del proyecto :** <https://ztopics.com/WIMP%20Argon%20Programme/>
- 1466 ■ **XENON**,
1467 **Página del proyecto :** <http://www.xenon1t.org/>
- 1468 ■ **ZEPLIN-III** dark matter experiment,
1469 **Página del proyecto :** <https://zeplin.io/>
- 1470 ■ **UKDMC** (UK Dark Matter Collaboration),
1471 **Página del proyecto :** <https://hepwww.pp.rl.ac.uk/groups/ukdmc/ukdmc.html>

1472 Otro mecanismo de investigación es cuando el valor de la propiedad física se obtiene a partir
1473 de lecturas directas de otras propiedades y de una expresión matemática que las relacione.
1474 Las medidas indirectas calculan el valor de la medida mediante una expresión matemática
1475 fundamentada por la teoría, previo cálculo de las magnitudes que intervienen en la expresión
1476 por medidas directas. Algunas investigaciones relacionadas con este mecanismo son:

1477 ■ **AMS-02** (Alpha Magnetic Spectrometer)

- 1478 ■ **Nombre:** Espectrómetro Magnético Alfa
1479 ■ **Resumen:** Busca con un detector localizado en Estación Espacial Internacional o **ISS**
1480 (**International Space Station**) medir la antimateria en los rayos cósmicos, detectando
1481 picos en el flujo de positrones, antiprotones o rayos gamma pudiendo indicar la presen-
1482 cia de neutralinos. El **AMS-01** es referido al prototipo de **AMS**, conteniendo este una
1483 versión simplificada del detector usado. Algunos de sus resultados se muestran en las
1484 referencias Li *et al.* [2017]; Battiston [2008]
1485 ■ **Página del proyecto :** <https://ams.nasa.gov/>

1486 ■ **ANTARES** (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch
1487 project)

- 1488 ■ **Nombre:** Astronomía con un Proyecto de Investigación Ambiental del Telescopio de
1489 Neutrinos y Abyss.

- **Resumen:** Busca con sus tubos fotomultiplicadores detectar la radiación Cherenkov emitida cuando el muón pasa a través del agua, las técnicas de detección utilizadas consiguen en distinguir entre la señal de muones "que van hacia arriba", de neutrinos muónicos que interaccionan antes de llegar por debajo al detector y del alto flujo de muones procedentes de la atmósfera, con los datos y la alta resolución de estos pretende buscar indicaciones de materia oscura detectando el proceso de aniquilación del neutralino en el Sol. El proyecto **ANTARES** complementa el Observatorio de Neutrinos IceCube en la Antártida. Otros telescopios de neutrinos diseñados para su uso en el área cercana incluyen el telescopio griego **NESTOR** y el italiano **NEMO**.

- **Página del proyecto :** <https://antares.in2p3.fr/>
<https://icecube.wisc.edu/>
<https://cds.cern.ch/record/5841>
<http://nemo.in2p3.fr/nemow3/in>

CALET (CALorimetric Electron Telescope)

- **Nombre:** Telescopio de electrones calorimétrico
 - **Resumen:** Busca realizar un seguimiento de la trayectoria de electrones, protones, núcleos y rayos gamma, mediante la medición de su dirección, carga y energía, para esto hace uso de un telescopio espacial de alta precisión.
 - **Página del proyecto :** <https://iss.jaxa.jp/en/kiboe/exp/ef/calet>

DAMPE (DArk Matter Particle Explorer)

- **Nombre:** Explorando Partículas de Materia Oscura
 - **Resumen:** Busca señal de descomposición indirecta de un hipotético candidato de materia oscura **WIMP** mediante la detección rayos gamma de alta energía, electrones e iones de rayos cósmicos, para esto se hace uso de un telescopio espacial localizado en el satélite **CAS**.
 - **Página del proyecto :** <http://dpnc.unige.ch/dampe/>

FGST (Fermi Gamma-ray Space Telescope)

- **Nombre:** Telescopio Espacial de Area Grande de Rayos Gamma
 - **Resumen:** Busca haciendo uso de un observatorio espacial muestras astrológicas de rayos gamma desde la órbita terrestre baja para estudiar fenómenos astrofísicos y cosmológicos como núcleos galácticos activos, púlsares, otras fuentes de

1521 alta energía y materia oscura. Su instrumento principal es el Telescopio de Área Gran-
1522 de o **LAT** (Large Area Telescope), con el cual los astrónomos pretenden realizar un
1523 levantamiento de todo el cielo.

- 1524 ■ **Página del proyecto :** <https://glast.sites.stanford.edu/>

1525 **PAMELA** (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics)

- 1526 ■ **Nombre:** Exploración de la Materia-Antimateria y Astrofísica de los Núcleos de Luz.
1527 ■ **Resumen:** Busca estudiar y detectar rayos cósmicos, con un enfoque particular en su
1528 componente antimateria, en forma de positrones y antiprotones, además monitorea a
1529 largo plazo de la modulación solar de los rayos cósmicos, partículas energéticas del
1530 Sol, partículas de alta energía en la magnetosfera de la Tierra y electrones jovianos,
1531 con el objetivo de detectar evidencia de aniquilación de materia oscura.

- 1532 ■ **Página del proyecto :** <https://pamela.roma2.infn.it/>

1533 **MASS** (Matter Antimatter Superconducting Spectrometer)

- 1534 ■ **Nombre:** Espectrómetro Superconductor de Materia-Antimateria.
1535 ■ **Resumen:** Busca con la adaptación de la configuración básica de la Instalación de
1536 Imanes en Globo investigar partículas de alta energía usando un espectrómetro de imán
1537 superconductor, un dispositivo de tiempo de vuelo, un contador de gas cherenkov y
1538 un calorímetro de imagen de tubo streamer, de esta manera medir antiprotones en el
1539 rango de energías entre $4 - 20 \text{ GeV}$ y positrones de aproximadamente $4 - 10 \text{ GeV}$.
1540 Se utilizó la misma configuración del experimento **MASS-1** excepto por el sistema de
1541 seguimiento.
1542 ■ **Página del proyecto :** <https://stratocat.com.ar/fichas-e/1991/FSU-19910923.htm>

1543 **CAPRICE** (Cosmic AntiParticle Ring Imaging Cherenkov Experiment)

- 1544 ■ **Nombre:** Experimento Cósmico de Imágenes de Anillo de Antipartículas de Cheren-
1545 kov.
1546 ■ **Resumen:** Busca estudiar el flujo de rayos cósmicos sin demasiado fondo de partículas
1547 producidas atmosféricamente, esto es posible por el uso de un espectrómetro capaz de
1548 discriminar entre diferentes partículas. El proyecto se enfoca en estudiar los núcleos de
1549 antimateria, luz en los rayos cósmicos así como los muones en la atmósfera, específi-
1550 camente mide el flujo de las antipartículas (antiprotones y positrones) por encima de
1551 aproximadamente 5 GeV y relaciona los flujos con modelos que incluyen la producción
1552 exótica de antipartículas como partículas supersimétricas de materia oscura.

1553 ■ **Página del proyecto :** <https://cds.cern.ch/record/5608>

1554 **HEAT (High-Energy Antimatter Telescope)**

1555 ■ **Nombre:** Telescopio de Antimateria de Altas Energías

1556 ■ **Resumen:** Busca optimizar la detección e identificación de electrones de rayos cósmicos y positrones a energías de aproximadamente 1 GeV hasta 50 GeV , mediante la implementación de un imán superconductor de dos bobinas y un hodoscopio de seguimiento de precisión, complementado con un sistema de tiempo de vuelo, un detector de radiación de transición y un contador de ducha electromagnético, de esta forma medir la diferencia en el tiempo entre la detección de una partícula ionizante en un tubo de deriva y un impulso generado por el disparador del experimento. Algunos de sus resultados se muestran en la referencia Hooper y Kribs [2004].

1561 ■ **Página del proyecto :** <http://stratocat.com.ar/fichas-e/1994/FSU-19940503.htm>

1565 **LHC (Large Hadron Collider)**

1566 ■ **Nombre:** Gran Colisionador de Hadrones

1567 ■ **Resumen:** Ya que debido a que una partícula de materia oscura debería tener interacciones insignificantes con la materia visible normal, entonces estas interacciones pueden detectarse indirectamente como energía y momento faltantes que escapan de los detectores como resultado de las colisiones de haces de protones. Cualquier descubrimiento en las búsquedas de los colisionadores debe ser corroborado por resultados en los sectores de detección indirecta o directa en otros experimentos.

1573 ■ **Página del proyecto :** <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>.
1574

1575 Otros experimentos :

1576 ■ **MOA (Microlensing Observations in Astrophysics)**

1577 **Página del proyecto :** http://www.tekapotourism.co.nz/info/mt_john.html

1578 ■ **VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System)**

1579 **Página del proyecto :** <https://veritas.sao.arizona.edu/>

¹⁵⁸⁰ **Apéndice B – Name of Appendix B**

1581 **Bibliografía**

- 1582 ALWALL, J., FREDERIX, R., FRIXIONE, S., HIRSCHI, V., MALTONI, F., MATTELAER,
1583 O., SHAO, H.S., STELZER, T., TORRIELLI, P., Y ZARO, M. The automated computation
1584 of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to
1585 parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics* **2014**(7):79 (2014). ArXiv:
1586 1405.0301
- 1587 BATTISTON, R. The anti matter spectrometer (AMS-02): a particle physics detector in space.
1588 *Journal of Physics: Conference Series* **116**:012001 (2008)
- 1589 BERGH, S.V.D. The Early History of Dark Matter. *Publications of the Astronomical Society
of the Pacific* **111**(760):657–660 (1999). ArXiv: astro-ph/9904251
- 1590 BINOTH, T., GUFFANTI, A., GUILLET, J.P., HEINRICH, G., KARG, S., KAUER, N., MER-
1591 TSCH, P., REITER, T., REUTER, J., Y SANGUINETTI, G. Precise predictions for LHC
1592 using a GOLEM. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **183**:91–96 (2008). Ar-
1593 Xiv: 0807.0605
- 1594 BUCKLEY, A., FERRANDO, J., LLOYD, S., NORDSTROM, K., PAGE, B., RUEFENACHT,
1595 M., SCHOENHERR, M., Y WATT, G. LHAPDF6: parton density access in the LHC preci-
1596 sion era. *The European Physical Journal C* **75**(3):132 (2015). ArXiv: 1412.7420
- 1597 BUONOCORE, L., FRUGUEULE, C., MALTONI, F., MATTELAER, O., Y TRAMONTANO, F.
1598 Event generation for beam dump experiments. *Journal of High Energy Physics* **2019**(5):28
1599 (2019). ArXiv: 1812.06771
- 1600 COLLABORATION, A. Search for long-lived neutral particles decaying into lepton jets in
1601 proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. *Journal of High
1602 Energy Physics* **2014**(11):88 (2014). ArXiv: 1409.0746
- 1603 COLLABORATION, A. Search for new light gauge bosons in Higgs boson decays to four-
1604 lepton final states in \$pp\$ collisions at $\sqrt{s}=8$ TeV with the ATLAS detector at the
1605 LHC. *Physical Review D* **92**(9):092001 (2015). ArXiv: 1505.07645

- 1607 COLLABORATION, A. Search for new phenomena in events with at least three photons
1608 collected in \$pp\$ collisions at \$\sqrt{s} = 8\$ TeV with the ATLAS detector. *The European*
1609 *Physical Journal C* **76**(4):210 (2016a). ArXiv: 1509.05051
- 1610 COLLABORATION, A. Search for the Higgs boson produced in association with a \$W\$ boson
1611 and decaying to four \$b\$-quarks via two spin-zero particles in \$pp\$ collisions at 13 TeV
1612 with the ATLAS detector. *The European Physical Journal C* **76**(11):605 (2016b). ArXiv:
1613 1606.08391
- 1614 COLLABORATION, A. Search for Higgs boson decays to beyond-the-Standard-Model light
1615 bosons in four-lepton events with the ATLAS detector at \$\sqrt{s}=13\$ TeV. *Journal of*
1616 *High Energy Physics* **2018**(6):166 (2018a). ArXiv: 1802.03388
- 1617 COLLABORATION, A. Search for the Higgs boson produced in association with a vector
1618 boson and decaying into two spin-zero particles in the \$H \rightarrow aa \rightarrow 4b\$
1619 channel in \$pp\$ collisions at \$\sqrt{s} = 13\$ TeV with the ATLAS detector. *Journal of*
1620 *High Energy Physics* **2018**(10):31 (2018b). ArXiv: 1806.07355
- 1621 COLLABORATION, C. Search for a non-standard-model Higgs boson decaying to a pair of
1622 new light bosons in four-muon final states. *Physics Letters B* **726**(4-5):564–586 (2013).
1623 ArXiv: 1210.7619
- 1624 COLLABORATION, C. Search for a very light NMSSM Higgs boson produced in decays of
1625 the 125 GeV scalar boson and decaying into tau leptons in pp collisions at \$\sqrt{s} = 8\$ TeV.
1626 *Journal of High Energy Physics* **2016**(1):79 (2016c). ArXiv: 1510.06534
- 1627 COLLABORATION, C. Search for a very light NMSSM Higgs boson produced in decays of
1628 the 125 GeV scalar boson and decaying into tau leptons in pp collisions at \$\sqrt{s} = 8\$ TeV.
1629 *Journal of High Energy Physics* **2016**(1):79 (2016d). ArXiv: 1510.06534
- 1630 COLLABORATION, C. Search for an exotic decay of the Higgs boson to a pair of light
1631 pseudoscalars in the final state of two muons and two \$\tau\$ leptons in proton-proton
1632 collisions at \$\sqrt{s} = 13\$ TeV. *Journal of High Energy Physics* **2018**(11):18 (2018c).
1633 ArXiv: 1805.04865
- 1634 COLLABORATION, C. Search for an exotic decay of the Higgs boson to a pair of light pseu-
1635 doscalars in the final state with two b quarks and two \$\tau\$ leptons in proton-proton colli-
1636 sions at \$\sqrt{s} = 13\$ TeV. *Physics Letters B* **785**:462–488 (2018d). ArXiv: 1805.10191

- 1637 COLLABORATION, C. A search for pair production of new light bosons decaying into muons
1638 in proton-proton collisions at 13 TeV. *Physics Letters B* **796**:131–154 (2019). ArXiv:
1639 1812.00380
- 1640 COLLABORATION, L. Search for Higgs-like bosons decaying into long-lived exotic particles.
1641 *The European Physical Journal C* **76**(12):664 (2016). ArXiv: 1609.03124
- 1642 COLLESS, M. Y DUNN, A.M. Structure and Dynamics of the Coma Cluster. *The Astrophysical Journal*
1643 **458**:435 (1996). ArXiv: astro-ph/9508070
- 1644 CONTE, E., FUKS, B., Y SERRET, G. MadAnalysis 5, a user-friendly framework for colli-
1645 der phenomenology. *Computer Physics Communications* **184**(1):222–256 (2013). ArXiv:
1646 1206.1599
- 1647 DE FAVEREAU, J., DELAERE, C., DEMIN, P., GIAMMANCO, A., LEMAÎTRE, V., MER-
1648 TENS, A., Y SELVAGGI, M. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a
1649 generic collider experiment. *Journal of High Energy Physics* **2014**(2):57 (2014a). ArXiv:
1650 1307.6346
- 1651 DE FAVEREAU, J., DELAERE, C., DEMIN, P., GIAMMANCO, A., LEMAÎTRE, V., MER-
1652 TENS, A., Y SELVAGGI, M. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a
1653 generic collider experiment. *Journal of High Energy Physics* **2014**(2):57 (2014b). ArXiv:
1654 1307.6346
- 1655 DENNER, A., DITTMAYER, S., Y HOFER, L. Collier: a fortran-based Complex One-Loop
1656 Library in Extended Regularizations. *Computer Physics Communications* **212**:220–238
1657 (2017). ArXiv: 1604.06792
- 1658 DEUR, A. Relativistic corrections to the rotation curves of disk galaxies. *arXiv:2004.05905*
1659 [*astro-ph, physics:gr-qc*] (2020). ArXiv: 2004.05905
- 1660 ELLIS, R.K. Y ZANDERIGHI, G. Scalar one-loop integrals for QCD. *Journal of High Energy*
1661 *Physics* **2008**(02):002–002 (2008). ArXiv: 0712.1851
- 1662 HIRSCHI, V. Y PERARO, T. Tensor integrand reduction via Laurent expansion. *Journal of*
1663 *High Energy Physics* **2016**(6):60 (2016). ArXiv: 1604.01363
- 1664 HOOPER, D. Y KRIBS, G.D. Kaluza-Klein Dark Matter and the Positron Excess. *Physical*
1665 *Review D* **70**(11):115004 (2004). ArXiv: hep-ph/0406026

- 1666 KURODA, M. Complete Lagrangian of MSSM. *arXiv:hep-ph/9902340* (2005). ArXiv: hep-
1667 ph/9902340
- 1668 LI, Z.Y., MENDEZ, C.J.D., GIOVACCHINI, F., HAINO, S., Y HOFFMAN, J. Antiproton
1669 identification below threshold with the AMS-02 RICH detector. *Chinese Physics C*
1670 **41**(5):056001 (2017). Publisher: IOP Publishing
- 1671 MARSH, G.E. Strings, Topological Change and Dark Matter. *arXiv:1909.01077 [gr-qc,*
1672 *physics:hep-th, physics:physics]* (2019). ArXiv: 1909.01077
- 1673 MASTROLIA, P., MIRABELLA, E., Y PERARO, T. Integrand reduction of one-loop scattering
1674 amplitudes through Laurent series expansion. *Journal of High Energy Physics* **2012**(6):95
1675 (2012). ArXiv: 1203.0291
- 1676 MIELKE, E.W., FUCHS, B., Y SCHUNCK, F.E. Dark Matter Halos as Bose-Einstein Condensates.
1677 *The Tenth Marcel Grossmann Meeting* págs. 39–58 (2006). ArXiv: astro-
1678 ph/0608526
- 1679 NAGY, Z. Y SOPER, D.E. What is a parton shower? *Physical Review D* **98**(1):014034 (2018).
1680 ArXiv: 1705.08093
- 1681 PERARO, T. Ninja: Automated Integrand Reduction via Laurent Expansion for One-Loop
1682 Amplitudes. *Computer Physics Communications* **185**(10):2771–2797 (2014). ArXiv:
1683 1403.1229
- 1684 ROMAO, J.C. Y SILVA, J.P. A resource for signs and Feynman diagrams of the Standard Mo-
1685 del. *International Journal of Modern Physics A* **27**(26):1230025 (2012). ArXiv: 1209.6213
- 1686 SANTAMARIA, A. Masses, Mixings, Yukawa Couplings and their Symmetries. *Physics*
1687 *Letters B* **305**(1-2):90–97 (1993). ArXiv: hep-ph/9302301
- 1688 SERVANT, G. Y TAIT, T.M.P. Is the Lightest Kaluza-Klein Particle a Viable Dark Matter
1689 Candidate? *Nuclear Physics B* **650**(1-2):391–419 (2003). ArXiv: hep-ph/0206071
- 1690 SJÖSTRAND, T., ASK, S., CHRISTIANSEN, J.R., CORKE, R., DESAI, N., ILTEN, P.,
1691 MRENNA, S., PRESTEL, S., RASMUSSEN, C.O., Y SKANDS, P.Z. An Introduction
1692 to PYTHIA 8.2. *Computer Physics Communications* **191**:159–177 (2015a). ArXiv:
1693 1410.3012

- 1694 SJÖSTRAND, T., ASK, S., CHRISTIANSEN, J.R., CORKE, R., DESAI, N., ILTEN, P.,
1695 MRENNAN, S., PRESTEL, S., RASMUSSEN, C.O., Y SKANDS, P.Z. An Introduction
1696 to PYTHIA 8.2. *Computer Physics Communications* **191**:159–177 (2015b). ArXiv:
1697 1410.3012
- 1698 VAN HAMEREN, A. OneLOop: for the evaluation of one-loop scalar functions. *Computer*
1699 *Physics Communications* **182**(11):2427–2438 (2011). ArXiv: 1007.4716
- 1700 WANG, F. A novel pulsed fiber laser: Further study on the bias-pumped gain-switched fiber
1701 laser. *Laser Physics Letters* **15**(8):085105 (2018). ArXiv: 1804.00444
- 1702 WELLS, P.S. The upgraded ATLAS and CMS detectors and their physics capabilities. *Phi-*
1703 *losophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering*
1704 *Sciences* **373**(2032):20140046 (2015). Publisher: Royal Society
- 1705 WU, X. Y KROUPA, P. Galactic rotation curves, the baryon-to-dark-halo-mass relation
1706 and space-time scale invariance. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*
1707 **446**(1):330–344 (2015). ArXiv: 1410.2256