



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**

<b>3</b>	<b>1 Física de Partículas</b>	<b>3</b>
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
<b>12</b>	<b>2 Experimento y Simulación</b>	<b>20</b>
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
<b>22</b>	<b>3 Simulación y análisis de la señal MSSMD</b>	<b>38</b>
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 . . . . .	46
32	3.4.1	Variación del contenido muónico . . . . .	47
33	3.4.2	Variación de las propiedades de los muones con el parámetro $\vec{\alpha}$ . . . . .	49
34	3.4.3	Características del fotón oscuro $\gamma_D$ . . . . .	51
35	3.4.4	Identificando y reconstruyendo el fotón oscuro $\gamma_D$ . . . . .	52
36	3.5	Análisis de la señal con detector . . . . .	55
37	3.5.1	Variación del contenido muónico . . . . .	55
38	3.5.2	Variación de las propiedades de los muones con el parámetro $\alpha^*$ . . . . .	60
39	3.5.3	Reconstruyendo el fotón oscuro $\gamma^*$ . . . . .	60
40	<b>A</b>	<b>Experimentos de Materia Oscura</b>	<b>62</b>
41	<b>B</b>	<b>Name of Appendix B</b>	<b>68</b>
42	<b>Referencias Bibliográficas</b>		<b>73</b>

# <sup>43</sup> Índice de tablas

<sup>44</sup>	1-1 Ancho total y $f(m_{\gamma_D})$ . . . . .	18
<sup>45</sup>	3-1 Configuración utilizada para gestionar el uso en paralelo del generador de	
<sup>46</sup>	muestras <b>Dark-SUSY</b> . . . . .	40
<sup>47</sup>	3-2 Función generadora de muestras <b>MSSMD</b> y argumentos opcionales. . . . .	41
<sup>48</sup>	3-3 Argumentos de la función generación de muestras <b>MSSMD</b> , notación, defi-	
<sup>49</sup>	nición y valores de los mismos. . . . .	42
<sup>50</sup>	3-4 Cambio del contenido muónico de procesos con variación de la masa de fotón	
<sup>51</sup>	oscuro $m_{\gamma_D}$ . . . . .	48
<sup>52</sup>	3-5 Propiedades y definiciones de las partículas. . . . .	49
<sup>53</sup>	3-6 Capacidad del identificador fotónico con variaciones en los parámetros de	
<sup>54</sup>	entrada. . . . .	54
<sup>55</sup>	3-7 Valores de $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$ para combinaciones de los términos del parámetro	
<sup>56</sup>	generación $\vec{\alpha}$ y los detectores $k$ . . . . .	58

# <sup>57</sup> Índice de figuras

58      1-1	Clasificación de las partículas según el modelo estándar de las partículas ele-	
59	mentales. . . . .	4
60      1-2	Simetrías del modelo estándar . . . . .	7
61      1-3	Diagrama de cúmulo de galaxias que actúa como lente gravitatoria para una	
62	galaxia muy distante. . . . .	10
63      1-4	(a) Coalisión de dos cúmulos de galaxias 1E 0657-56 conocida como cúmu-	
64	lo bala. , (b) Simulación por computadora de la futura colisión prevista de	
65	las dos galaxias más grandes del Grupo Local, Andrómeda (M31) y la Vía	
66	Láctea. . . . .	10
67      1-5	Flujo de positrones medido por el experimento AMS-02, comparado con los	
68	experimentos PAMELA, Fermi-LAT, MASS, CAPIRCE, AMS-01 y HEAT. .	11
69      1-6	Extensión del Modelo Estándar bajo la existencia de la supersimetría ( <b>SUSY</b> ). .	14
70      1-7	(a) Ilustración esquemática de la conexión entre el sector oscuro y el modelo	
71	estándar, los cuales están conectados mediante un término de mezcla diná-	
72	mica. (b) Diagrama de Feynman <b>Dark-SUSY</b> del proceso vía $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow$	
73	$2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$ . . . . .	19
74      2-1	Diagrama de los experimentos que componen el centro de investigación del	
75	<b>CERN</b> . . . . .	21
76      2-2	Plan de actualización del experimento <b>LHC</b> . . . . .	23
77      2-3	Detector de solenoide de muón compacto. El detector consta de varias capas,	
78	cada una responsable de medir diferentes tipos de partículas. . . . .	24
79      2-4	Probabilidad de localización de los muones en condiciones de Run-2 y HL. .	28
80      2-5	Resolución del momento de los muones en condiciones de Run-2 y HL. . .	28
81      2-6	Eficiencia de reconstrucción de los muones en condiciones de Run-2 y HL. .	30
82      2-7	Perfil de diseño básico de la geometría del detector genérico asumido en	
83	<b>Delphes</b> . . . . .	36

84	3-1 Secuencia lógica del análisis del proyecto. . . . .	38
85	3-2 Estructura del proyecto de generación de eventos <b>Dark-SUSY</b> . . . . .	41
86	3-3 Diagrama de flujo de programación del proyecto de generación. . . . .	42
87	3-4 Estructura del proyecto interpretador de la información contenida en los ar- chivos *.root. . . . .	43
88	3-5 Diagrama de la estructura general de la red neuronal para regresión. . . . .	45
89	3-6 Variación del contenido muónico de los eventos antes de pasar por el detector.	48
90	3-7 Variación de las distribuciones de los momentos transversales de los muones .	50
91	3-8 Variación de las propiedades del fotón oscuro $\gamma_D$ con la variación de los pa- rámetros de generación $m_{\gamma_D}$ , $m_{n_D}$ y $\tau c_{\gamma_D}$ . . . . .	51
92	3-9 Diagrama de la estructura de la red neuronal dedicada a la identificación de di-muones provenientes del fotón oscuro $\gamma_D$ . . . . .	52
93	3-10 Modelo genérico de una neurona artificial. . . . .	53
94	3-11 Distribuciones de frecuencias resultado de aplicar “bootstrap” sobre los valo- res $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$ ante cambios de los parámetros $\vec{\alpha}$ . . . . .	56
95	3-12 Ejemplo de variaciones del parámetro $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$ . . . . .	57
96	3-13 Resultados de la regresión polinomial de los valores de frecuencia $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; 4)$ .	59
97	3-14 Comparación de los resultados de regresión utilizando RNA y regresión po- linomial para predecir las frecuencias $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; 4)$ . . . . .	59
98	3-15 Caracterización global de los momentos transversales de nuestra población de muones reconstruidos. . . . .	61
99	3-16 Grupo total de datos generados para los eventos de interés. . . . .	61

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

108                          by

109                          Francisco Martínez Sánchez

110      **Abstract**

## <sup>111</sup> Introducción\*

<sup>112</sup> En el núcleo del método científico se encuentra la interacción entre la teoría y el experi-  
<sup>113</sup> mento: la formulación de una hipótesis y la prueba de dicha hipótesis a través de la experi-  
<sup>114</sup> mentación, permitiendo que la física de altas energías se encuentre en una situación peculiar  
<sup>115</sup> después del descubrimiento del bosón de Higgs en 2012, el Modelo Estándar de física de  
<sup>116</sup> partículas se ha completado, pero a pesar de sus muchos éxitos, el Modelo Estándar no puede  
<sup>117</sup> dar cuenta de muchos fenómenos que observamos, como la existencia de la materia oscura,  
<sup>118</sup> la asimetría de materia-antimateria o el origen de las masas de neutrinos, entre otros. En las  
<sup>119</sup> últimas décadas, se han propuesto muchas nuevas teorías para explicar estos fenómenos, pero  
<sup>120</sup> a menudo solo se pueden probar utilizando los datos de los pocos experimentos del Gran Co-  
<sup>121</sup> lisionador de Hadrones, ya que nos permiten recrear escenarios que de otra forma no podrían  
<sup>122</sup> ser estudiados.

<sup>123</sup> Probar una teoría implica una medición cuidadosa de las colisiones en un subconjunto  
<sup>124</sup> particular de la población de datos. Los equipos de análisis deben calcular con precisión  
<sup>125</sup> cuántos eventos se esperarían de los procesos del Modelo Estándar en ese subconjunto y,  
<sup>126</sup> de manera similar, cuántos eventos cabría esperar de la teoría particular de la nueva física  
<sup>127</sup> en la que uno está interesado. Con estos cálculos en mano, los analistas pueden mirar los  
<sup>128</sup> datos reales observados y realizar un análisis estadístico que indicara si la teoría particular es  
<sup>129</sup> favorecida por los datos, normalmente dicho análisis se define mediante un complejo análisis  
<sup>130</sup> basada en software. La mayor parte del trabajo en el desarrollo de un teoría consiste en crear  
<sup>131</sup> un respaldo en datos que contiene la mayor cantidad de información sobre la teoría estudiada,  
<sup>132</sup> así como también en hacer los cálculos precisos del Modelo Estándar.

<sup>133</sup> La simulación de los distintos procesos físicos en el **LHC** y la respuesta del detector a los  
<sup>134</sup> mismos es necesaria para poder optimizar y estimar el desempeño de los diferentes análisis.  
<sup>135</sup> Además, permite que las estrategias utilizadas en la identificación de partículas puedan ser  
<sup>136</sup> desarrolladas con anterioridad a la toma de datos y las eficiencias de los algoritmos pueden ser  
<sup>137</sup> puestos a prueba. La preparación de las búsquedas de nueva física necesitan una simulación  
<sup>138</sup> detallada del detector para estimar su potencial de descubrimiento y para desarrollar métodos  
<sup>139</sup> óptimos para medir las propiedades de las partículas.

<sup>140</sup> Es fundamental un correcto entendimiento de los procesos de señal y de fondo para po-  
<sup>141</sup> der distinguir entre ambos. Una vez que los datos de colisiones reales están disponibles, los  
<sup>142</sup> simulados resultan necesarios para poder encontrar desviaciones del **SM**. La estructura de

<sup>143</sup> los eventos de colisiones de altas energías son realmente complejos y no predecibles de pri-  
<sup>144</sup> meros principios. Los generadores de eventos permiten separar el problema en varios pasos  
<sup>145</sup> más simples, algunos de los cuales pueden ser descriptos por primeros principios, y otros  
<sup>146</sup> necesitan ser basados en modelos apropiados con parámetros ajustados a los datos. Un as-  
<sup>147</sup> pecto central de los generadores es que proveen una descripción del estado final para poder  
<sup>148</sup> 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*

## <sup>149</sup> Capítulo 1 – Física de Partículas

<sup>150</sup> Encontrar los fundamentos del funcionamiento de los objetos materiales que componen  
<sup>151</sup> la naturaleza ha sido una de las tareas de las que se ha ocupado la humanidad. Esta línea de  
<sup>152</sup> investigación inicio en la química del siglo XIX con el modelo atómico de Dalton (1803) y  
<sup>153</sup> pasó a ser parte de la física tras el descubrimiento de la radioactividad por Becquerel (1896)  
<sup>154</sup> y del electrón por Thomson (1906).

<sup>155</sup> A inicios del siglo XX el área de Física de Partículas Elementales se forma como campo  
<sup>156</sup> independiente junto con el establecimiento de la composición del núcleo atómico y con el  
<sup>157</sup> advenimiento de los aceleradores. Ésta se establece entonces como la ciencia que estudia los  
<sup>158</sup> componentes elementales de la materia y las interacciones entre ellos. También se la conoce  
<sup>159</sup> como Física de Altas Energías debido a la escala del sistema físico sobre el que se teoriza  
<sup>160</sup> modelando el comportamiento de la materia.

<sup>161</sup> De forma general, el área de la cosmológica divide la materia en dos grupos: bariónica  
<sup>162</sup> y oscura. La Física de Altas Energías describe la materia bariónica según la teoría del Mo-  
<sup>163</sup> delo Estándar de Partículas **SM**(Standard Model), sin embargo, falla en la descripción de la  
<sup>164</sup> interacción gravitacional, elemento indispensable para estudiar la materia oscura.

### <sup>165</sup> 1.1 Modelo Estándar

<sup>166</sup> El **SM** es el formalismo teórico-experimental que, hasta el día de hoy, describe con mayor  
<sup>167</sup> precisión las partículas elementales y sus interacciones. Los mayores desarrollos que dieron  
<sup>168</sup> forma al **SM** se obtuvieron en la segunda mitad del siglo XX con el desarrollo de la Teoría  
<sup>169</sup> Cuántica de Campos: formulación conjunta de la mecánica cuántica y la mecánica relativista,  
<sup>170</sup> que es capaz de describir la aniquilación, creación, decaimientos e interacciones de las parti-  
<sup>171</sup> culas fundamentales. Los modelos teóricos y observaciones experimentales construyeron una  
<sup>172</sup> clasificación de las partículas en base a sus propiedades fundamentales como lo son la masa,  
<sup>173</sup> la carga eléctrica, la carga de color y el espín. Dicha clasificación se muestra en la Fig. 1-1.

### 174 1.1.1 Composición de la materia e interacciones fundamentales

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

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

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

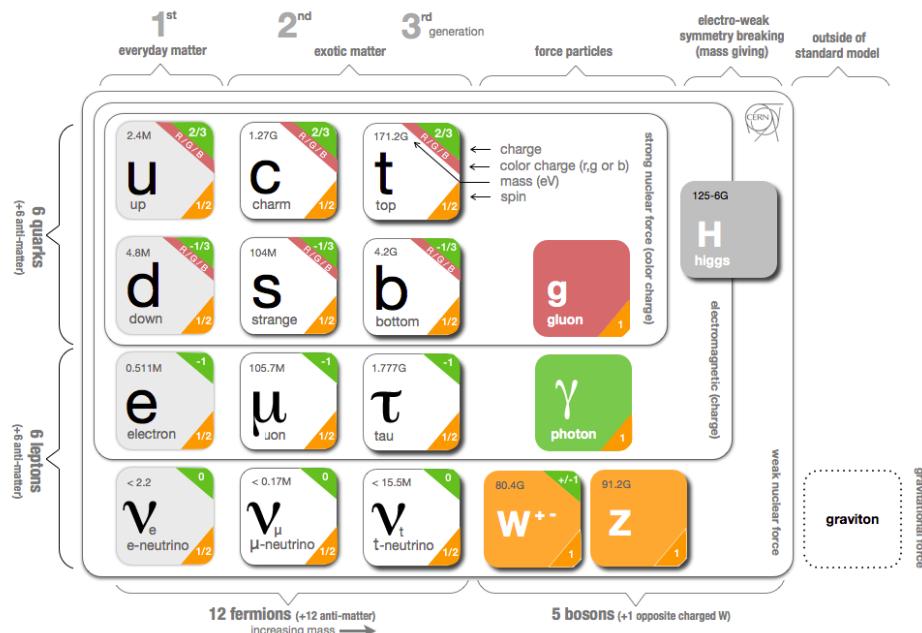


Figura 1-1: Clasificación de las partículas según el modelo estándar de las partículas elementales.

191 un par quark-antiquark<sup>1</sup> ( $q\bar{q}$ ). Dado que los quarks son fermiones, dos quarks del mismo tipo  
192 no pueden tener los mismos números cuánticos en el mismo hadrón.

193 En este grupo los quarks poseen carga eléctrica entera o neutra, estas son partículas in-  
194 divisibles y por lo tanto elementales. Existen seis tipos como se pueden observar en la Fig.  
195 3-5: up u(arriba), down d(abajo), charm c(encanto), strange s(extrañeza), top t(superior) y  
196 bottom b(inferior). Algunos ejemplos de bariones son:

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

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

203 Todos los hadrones tienen una respectiva antipartícula conformada por los antiquarks co-  
204 rrespondientes.

205 Los leptones forman parte de la familia de los fermiones por lo cual poseen espín semi-  
206 entero, además no poseen carga de color y por lo tanto tampoco experimentan la interacción  
207 nuclear fuerte. Se han identificado tres “sabores” de partículas: uno de materia ordinaria y  
208 dos de materia exótica. Al primero corresponden el electrón  $e^-$  y el neutrino  $\nu_e$  mientras que a  
209 la materia exótica corresponden el muón  $\mu^-$  y el tauón  $\tau^-$  con sus respectivos neutrinos  $\nu_\mu$  y  $\nu_\tau$   
210 (ver Fig. 1-1).

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

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

217 ■ **El tau** : llamada a veces tauón, es una partícula elemental masiva que pertenece a la  
218 tercera generación de leptones, representada por el símbolo  $\tau^-$ , su masa es cerca de  
219 3500 veces mayor que la del electrón. Su correspondiente antipartícula es el antitau o  
220 antitauón ( $\tau^+$ ).

---

<sup>1</sup>Las antipartículas poseen la misma masa y espín, pero carga eléctrica contraria.

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

227       Cada partícula anteriormente descrita con su correspondiente antipartícula corresponde  
228       con la composición de la materia bariónica.

229     **1.1.2 Simetrías y lagrangiano**

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

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

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

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

---

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

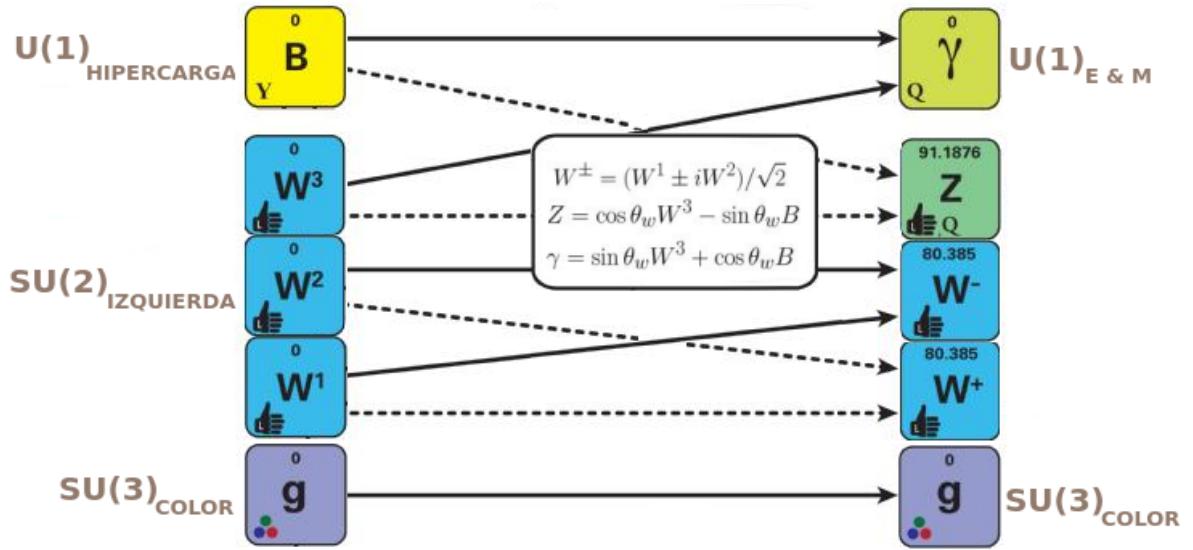


Figura 1-2: Simetrías del modelo estándar.<sup>2</sup>

252 modelo estándar que describe estas interacciones es:

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

253 donde tenemos que:

- 254  $\mathcal{L}_{\text{gauge}}$ : resultado de la teoría de campo de calibración, esta resume la interacción entre fermiones como resultado de la introducción de transformaciones pertenecientes al 255 grupo de simetría interna. El lagrangiano de gauge describe la dinámica de los campos 256 fermiónicos poseyendo alguna simetría interna “local” dada por un grupo de Lie, llamado 257 grupo de transformaciones de gauge, transformando algún grado de libertad que 258 no modifica ninguna propiedad física observable. Su representación y desarrollo puede 259 encontrarse en Romao y Silva [2012].
- 260  $\mathcal{L}_{\text{Fermion}}$ : incluye los términos cinéticos para los fermiones, caracteriza la interacción con el gauge de campo debido a sus derivadas covariantes:
- 261  $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ : describe el mecanismo de Higgs mediante el proceso que da masa a las 262 partículas elementales, utiliza una teoría de gauge para dotar con masa a los bosones de 263 gauge a través de la absorción de los bosones de Nambu–Goldstone derivados de la 264 ruptura espontánea de simetría.
- 265
- 266

---

<sup>2</sup>Página de origen: [https://en.wikipedia.org/wiki/Mathematical\\_formulation\\_of\\_the\\_Standard\\_Model](https://en.wikipedia.org/wiki/Mathematical_formulation_of_the_Standard_Model)

267     ■  $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$ : describe el mecanismo de interacción entre un campo escalar y un campo de  
268       Dirac mediante una constante de acoplamiento. Su desarrollo se encuentra [Santamaría,  
269       1993; Romao y Silva, 2012].

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

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

### 277     1.1.3 Insuficiencias del modelo

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

## 290     1.2 Más allá del modelo estándar con la materia oscura

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

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

299 **1.2.1 Evidencias observacionales**

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

310 *“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]

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

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

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

---

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

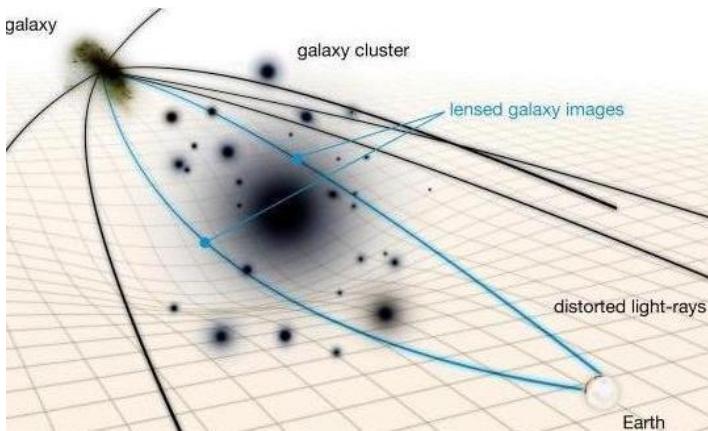


Figura 1-3: Diagrama de cúmulo de galaxias que actúa como lente gravitatoria para una galaxia muy distante.<sup>3</sup>

<sup>324</sup> resultados de la relatividad general que predice la dinámica dependiente de la masa visible.

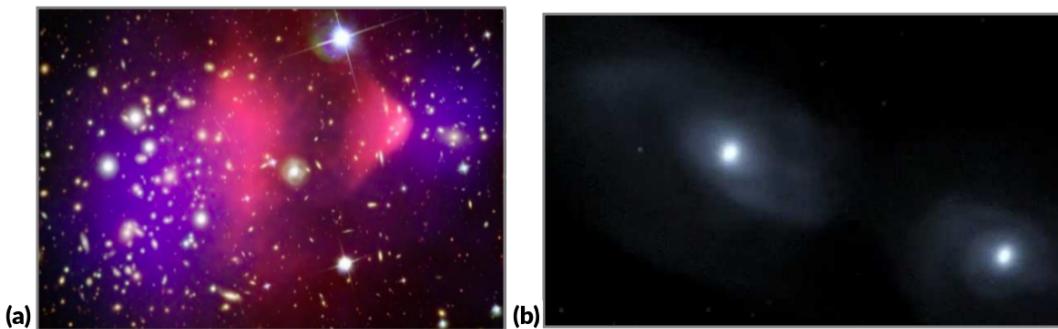


Figura 1-4: (a) Coalisión de dos cúmulos de galaxias 1E 0657-56 conocida como cúmulo bala., (b) Simulación por computadora de la futura colisión prevista de las dos galaxias más grandes del Grupo Local, Andrómeda (M31) y la Vía Láctea.<sup>4</sup>

<sup>325</sup> Resultado de las observaciones realizadas por el Chandra de rayos  $X$  de la NASA y el Te-  
<sup>326</sup> lescopio Espacial Hubble al estudiar el grupo MACSJ0025.4-1222, se realizó el seguimiento  
<sup>327</sup> de la colisión de dos cúmulos de galaxias (ver Fig. 1-4a), en este se detecta como la tem-  
<sup>328</sup> peratura de la materia bariónica aumenta y esta se emiten rayos X. Siendo las áreas azules  
<sup>329</sup> de la Fig. 1-4 un mapa reconstruido de la materia oscura hecha mediante el uso de lentes  
<sup>330</sup> gravitacionales, la materia bariónica se muestra en rosa mostrándose separada de la mayoría  
<sup>331</sup> de la materia que comprende los grupos que se muestran en azul [Marsh, 2019].

<sup>332</sup> En las investigaciones del proceso evolutivo del universo se hace necesario tener en cuenta  
<sup>333</sup> la presencia de la materia oscura que frena la aceleración de la expansión y la energía oscura

---

<sup>4</sup>Página de origen: (a) [https://en.wikipedia.org/wiki/Bullet\\_Cluster#/media/File:1e0657\\_scale.jpg](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.

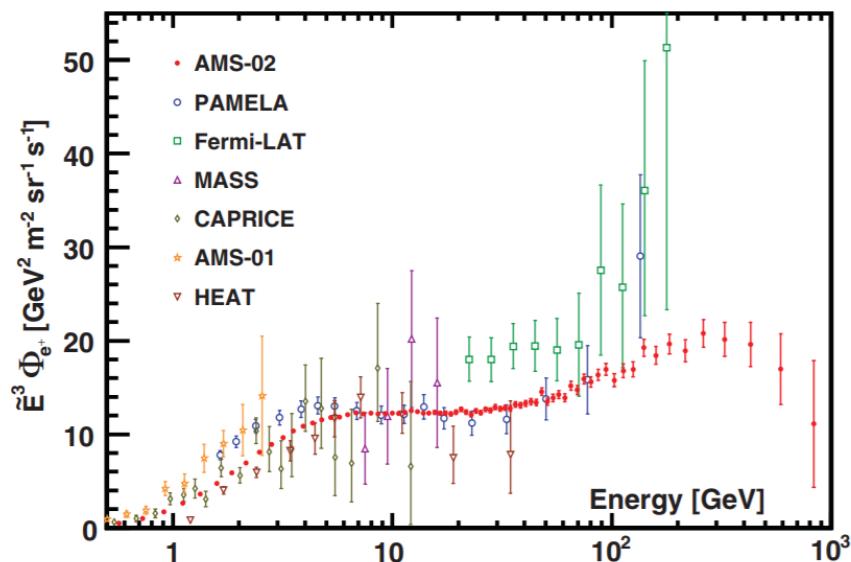


Figura 1-5: Flujo de positrones medido por el experimento AMS-02, comparado con los experimentos PAMELA, Fermi-LAT, MASS, CAPIRCE, AMS-01 y HEAT.

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

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

354 **1.2.2 Composición de la materia oscura**

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

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

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

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

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

---

<sup>5</sup>Se 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.

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

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

389 Entre los candidatos se encuentran:

390 • **LSP(Lightest Supersymmetric Particle)**: es el nombre genérico dado a la más li-  
391 gera de las partículas hipotéticas adicionales que se encuentran en los modelos  
392 supersimétricos. En modelos con conservación de paridad R<sup>6</sup>, el **LSP** es esta-  
393 ble; en otras palabras, el **LSP** no puede descomponerse en ninguna partícula del  
394 **SM** ya que poseen paridad R opuesta. Algunos ejemplos más conocidos son el  
395 sneutrino ligero, el neutralino ligero y el gravitonio.

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

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

---

<sup>6</sup>Más información en: [https://es.wikipedia.org/wiki/Paridad\\_R](https://es.wikipedia.org/wiki/Paridad_R)

- 412     ■ **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.

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

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

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

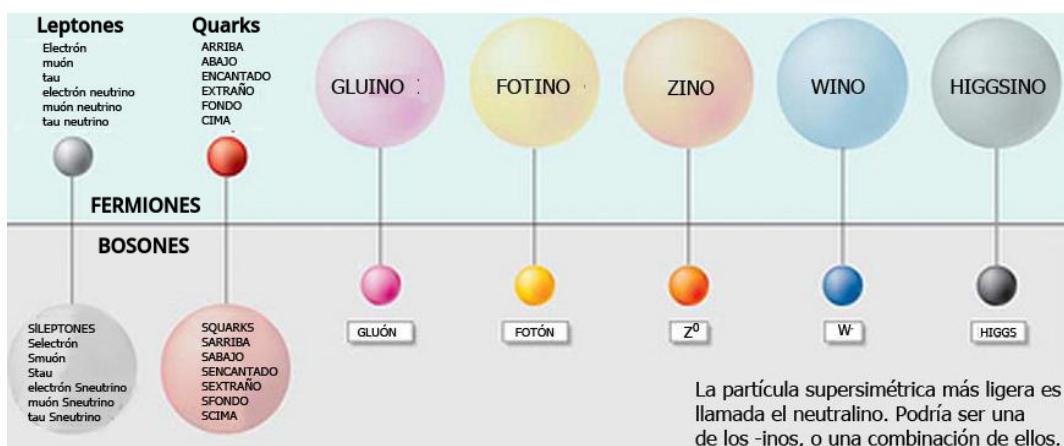


Figura 1-6: Extensión del Modelo Estándar bajo la existencia de la supersimetría (**SUSY**).

431 **1.2.3 Extensión del Modelo Estándar con Supersimetría**

432 El primer modelo supersimétrico compatible con el modelo estándar de la física de par-  
433 tículas es el **MSSM**, que fue enunciado en el año 1981 por Howard Georgi y Savas Di-  
434 mopoulos. El modelo postula la existencia de partículas supersimétricas en la región entre  
435  $10^2 - 10^3 \text{ GeV}$ , prediciendo su aparición en los experimentos de colisiones de partículas  
436 aceleradas.

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

445 **Lagrangiano del modelo MSSM.**

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

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

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

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

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

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

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

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

#### 480 **Más allá del modelo MSSM.**

481 El **NMSSM** (Next-to-Minimal Supersymmetric Standard Model) es una extensión su-  
482 persimétrica del Modelo Estándar que agrega un término adicional en el superpotencial de  
483 la ec. 1-3 para violar la simetría Peccei–Quinn por medio de un término cúbico de auto-  
484 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  
485 dinámicamente el parámetro  $\mu$  resolviendo el problema derivado del mismo. En **MSSM**, el  
486 sector de Higgs está altamente restringido, al extenderlo, se amplia esta restricción y se redu-  
487 cen las limitantes experimentales predichas en la teoría.

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

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

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

499 El rompimiento espontáneo de **SUSY** ocurre en un “sector oscuro”<sup>7</sup> con partículas que no  
500 tienen acoplamientos directos con el “sector visible”<sup>8</sup> del **NMSSM**, sin embargo, estos dos  
501 sectores comparten algunas interacciones que son las responsables de mediar el rompimiento  
502 de la supersimetría desde el sector oscuro al visible.

503 En modelo **SUSY** oscuro o **Dark-SUSY** supone como origen de la ruptura espontánea  
504 **U(1)** (una simetría global de Peccei–Quinn) el acoplamiento débil de unos fotones oscuros  
505  $\gamma_D$  a sus homólogos del **SM** a través de un parámetro de mezcla cinética  $\epsilon$  descrito introducido  
506 en el lagrangiano:

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

507 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,  
508 entonces las partículas **SM** adquieren una carga adicional bajo la interacción con el sector  
509 oscuro. Además, en los escenarios típicos de **Dark-SUSY**, el mezcla cinética del parámetro  
510  $\epsilon$  está dentro del intervalo  $10^{-8} - 10^{-2}$  [Collaboration, 2019]. En este caso se teoriza que el  
511 neutralino más ligero  $n_1$  en el sector visible de **SUSY** ya no es estable y puede descomponerse  
512 a través de procesos como  $n_1 \rightarrow n_D + \gamma_D$ , donde  $n_D$  es un fermión oscuro (neutralino  
513 oscuro) que escapa a la detección con los instrumentos existentes actuales.

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

---

<sup>7</sup>Proceso no observable con partículas de materia oscura

<sup>8</sup>Procesos observables con partículas de materia bariónica

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

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

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

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

529      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  
 530      ancho parcial de  $\epsilon$  y  $m_{\gamma_D}$  pueden factorizarse como  $(\Gamma_{\gamma_D}/\epsilon^2)^{-1} = f(m_{\gamma_D})$ , donde  $f(m_{\gamma_D})$  es  
 531      solo dependiente de la masa del fotón oscuro. Los anchos parciales para los diferentes modos  
 532      de decaimiento del fotón oscuro y su ancho total (todos divididos por  $\epsilon^2$  para demostrar solo la  
 533      dependencia de los anchos con  $m_{\gamma_D}$ ) se muestran en la Tabla 1-1. La relación de ramificación  
 534      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  
 535      depende de  $\epsilon$ , y se muestra como función de  $m_{\gamma_D}$ .

	$m_{\gamma_D}$ (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  $f(m_{\gamma_D})$ .

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

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

538      El tiempo de vida está directamente relacionada con el parámetro  $\epsilon$  y la masa del fotón oscuro  
 539      se obtiene:

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

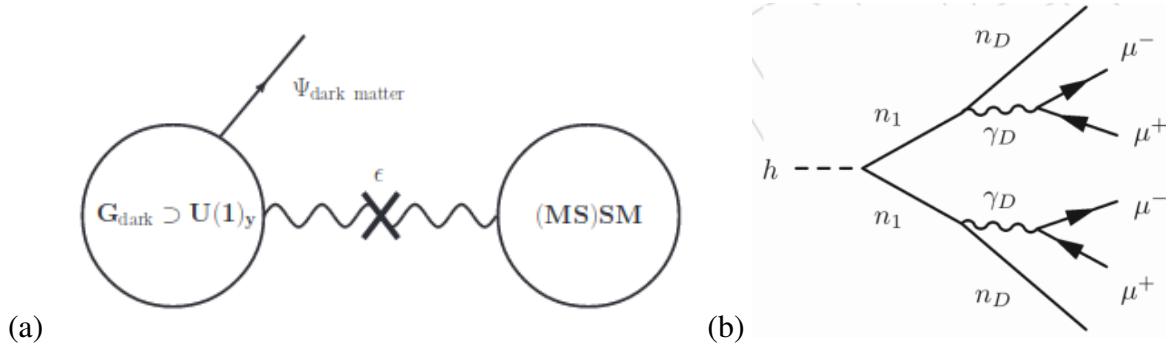


Figura 1-7: (a) Ilustración esquemática de la conexión entre el sector oscuro y el modelo estándar, los cuales están conectados mediante un término de mezcla dinámica. (b) Diagrama de Feynman **Dark-SUSY** del proceso vía  $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$ .

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

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

## 555 Capítulo 2 – Experimento y Simulación

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

### 560 2.1 Física de Altas Energías

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

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

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

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

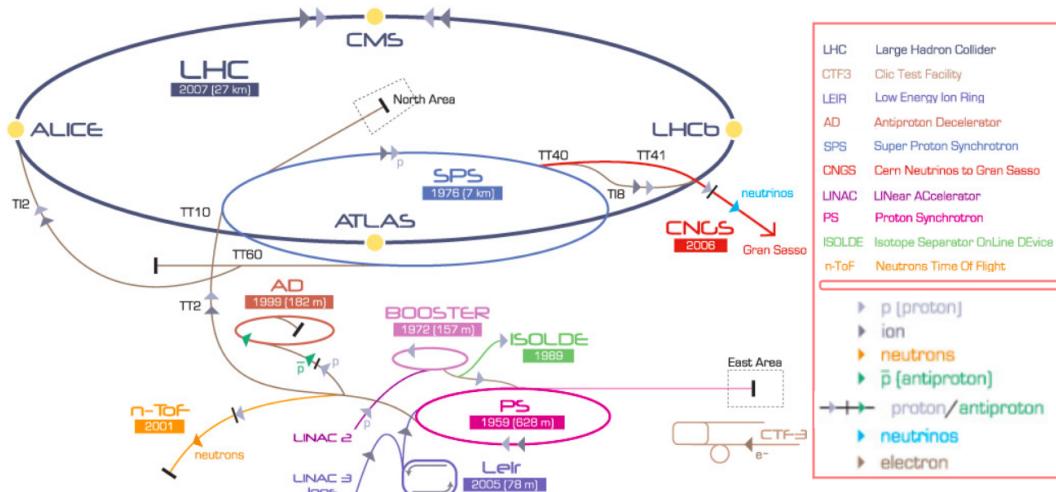


Figura 2-1: Diagrama de los experimentos que componen el centro de investigación del **CERN**.<sup>1</sup>

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

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

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

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

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

608 donde  $\sigma$  es la sección eficaz del proceso físico y  $L$  es la luminosidad integrada del acelerador.

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

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

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

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

616 donde  $\epsilon_n$  es la emitancia transversal normalizada (la dispersión transversal media de las par-  
617 tículas del haz en el espacio de coordenadas e impulsos),  $\beta^*$  es la función de amplitud en el  
618 punto de interacción, relacionada al poder de focalización de los cuadrupolos),  $\gamma$  es el factor  
619 relativista de Lorentz y  $F$  es un factor de reducción geométrico, debido al ángulo de cruce de  
620 los haces en el punto de interacción.

### 621 2.1.1 Actualizando HLC

622 El programa de línea de base del **LHC** tenía el objetivo de producir los primeros resultados  
623 en la carrera 2010-2012 con el objetivo de una luminosidad integrada de al menos  $1 \text{ fb}^{-1} =$   
624  $40 \text{ m}^2$  para fines de 2011 y gracias a un rendimiento mejor de lo previsto se obtuvo más de  
625  $25 \text{ fb}^{-1}$  en colisión de  $pp$  a finales de 2012, más allá de cualquier expectativa. Después se  
626 alcanzó la energía de  $13 - 14 \text{ TeV}$  de centro de masa de energía en 2015.

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

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

634 *“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]

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

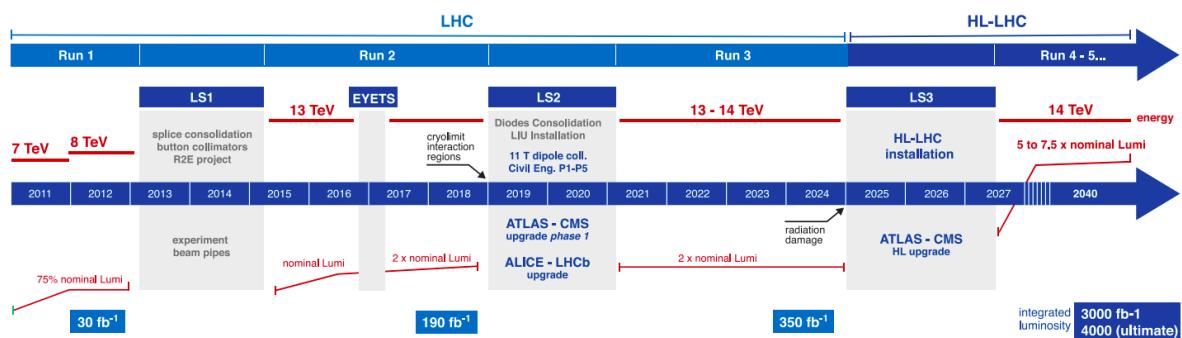


Figura 2-2: Plan de actualización del experimento **LHC**.<sup>2</sup>

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

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

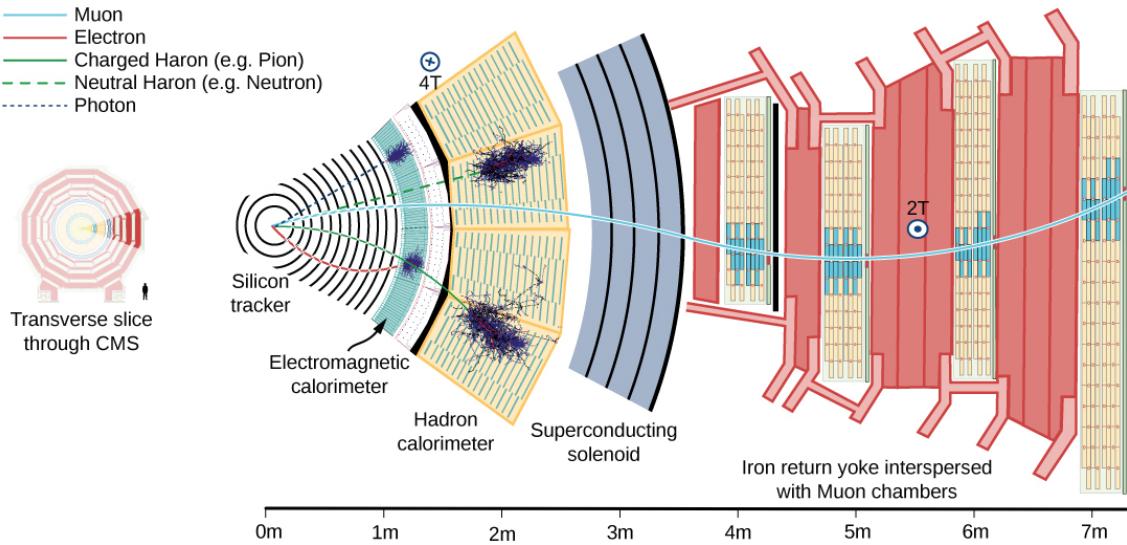


Figura 2-3: Detector de solenoide de muón compacto. El detector consta de varias capas, cada una responsable de medir diferentes tipos de partículas.<sup>3</sup>

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

## 654 2.2 Experimento CMS

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

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

---

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

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

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

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

681 **Actualización de Alta Luminosidad:**

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

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

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

698 ■ **El calorímetro de hadrones o HCAL(Hadronic CALorimeter)** : mide la energía de  
699 los hadrones, además, proporciona una medición indirecta de la presencia de partículas  
700 no cargadas que no interactúan, como los neutrinos. Consta de capas de material denso  
701 (latón o acero) intercaladas con baldosas de centelleadores de plástico, leídas a través  
702 de fibras que cambian la longitud de onda mediante fotodiodos híbridos, de esta forma  
703 se permite la máxima cantidad de material absorbente dentro de la bobina magnética.

704 ■ **Solenoide supercondutor (Superconducting Solenoid):** es el dispositivo central al-  
705 rededor del cual se construye el experimento, con un campo magnético de 4 Tesla  
706 permite determinar la relación carga/masa de partículas a partir de la pista curva que  
707 siguen en el campo magnético. Tiene 13 m de largo y 6 m de diámetro, y sus bobi-  
708 nas de niobio-titanio superconductoras refrigeradas estaban destinadas originalmente a  
709 producir un campo magnético de hasta 4 T. Es componente tiene la función de doblar  
710 los caminos de las partículas que emergen de colisiones, permitiendo determinar con  
711 la trayectoria curvada por el campo magnético el impulso, combinado con mediciones  
712 de posición de alta precisión en los rastreadores y detectores de muones, esto permite  
713 una alta medición en sus resultados.

714 ■ **Los detectores de muones :** dedicado a la detección de muones, siendo estas partículas  
715 cargadas y 200 veces más masivas que los electrones y positrones, se espera que se  
716 produzcan en la descomposición de una serie de posibles partículas nuevas. Debido a  
717 que los muones pueden penetrar varios metros de hierro sin interactuar, ninguno de  
718 los calorímetros de CMS los detiene. Por lo tanto, las cámaras para detectar muones se  
719 colocan en el borde mismo del experimento, donde son las únicas partículas que pueden  
720 registrar una señal. Para identificar muones y medir sus momentos, CMS utiliza tres  
721 tipos de detectores:

- 722 • **Tubos de deriva o DT(Drift Tubes)** : se usan para mediciones de trayectoria  
723 precisas en la región central del barril.
- 724 • **Cámaras de banda catódica o CSC(Cathode Strip Chambers)** : se usan para  
725 mediciones de trayectoria precisas en los extremos del barril.
- 726 • **Cámaras de placas resistivas o RPC(Resistive Plate Chambers)** : proporcionan  
727 una señal rápida cuando un muón pasa a través del detector.

728 **2.2.1 Identificación y Reconstrucción de Muones**

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

736 **Reconstrucción de muones.**

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

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

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

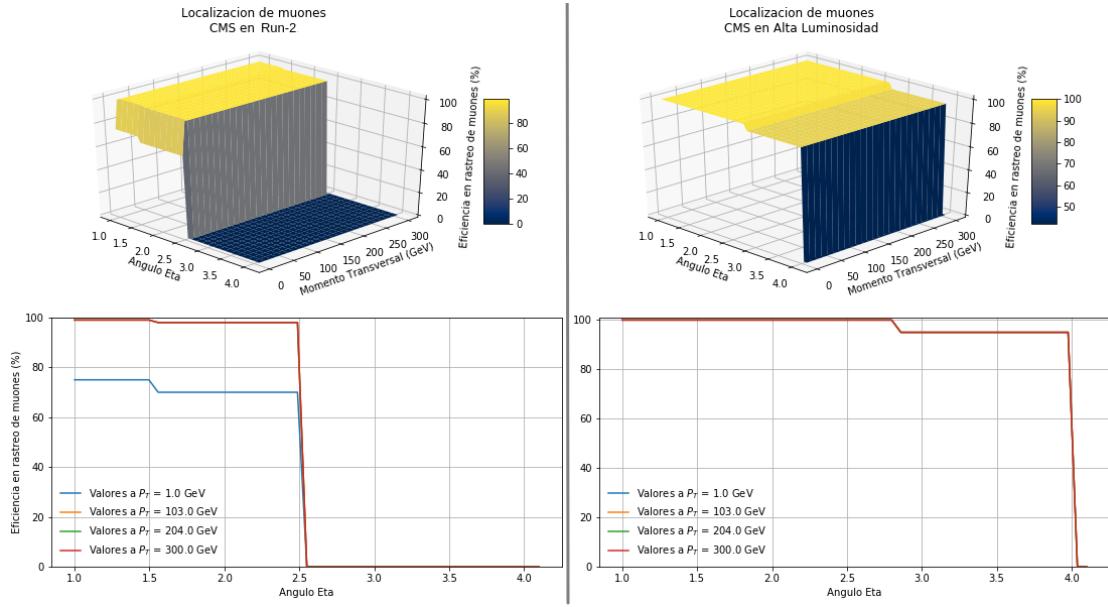


Figura 2-4: Probabilidad de localización de los muones en condiciones de Run-2 y HL.

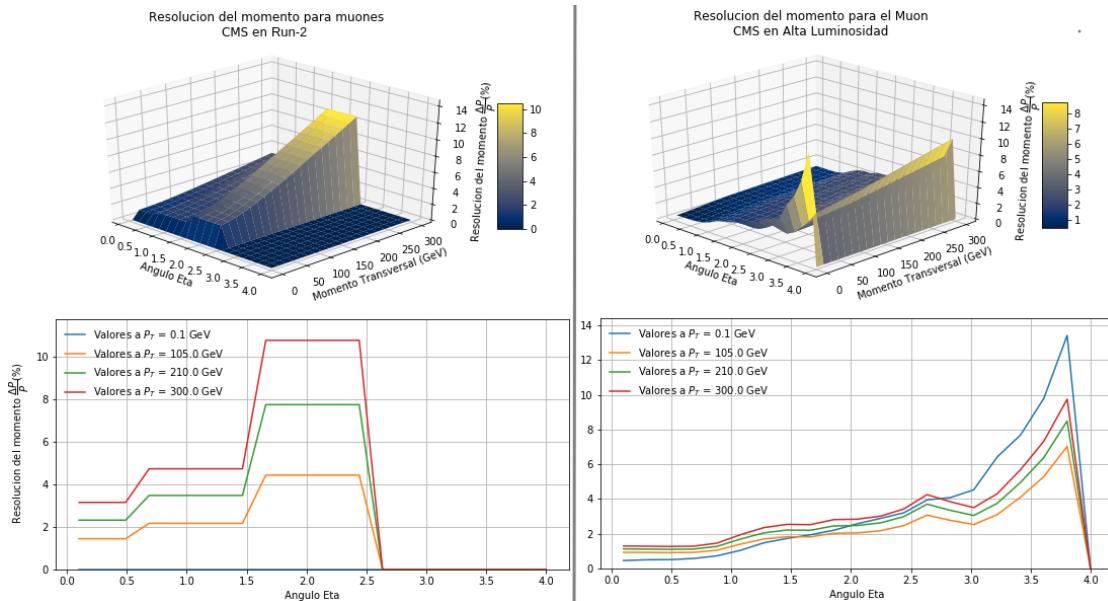


Figura 2-5: Resolución del momento de los muones en condiciones de Run-2 y HL.

## 757 Identificación de muones.

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

762 los rastreadores de silicio y luego utiliza la información de la **ECAL** y la **HCAL**.  
763 También se consideran los rastreadores que no están asociados con ningún rastro de mu-  
764 ones independiente, lo que le permite reconstruir algunos muones de  $p_T$  bajos sin suficiente  
765 energía para alcanzar el sistema muónico. Estos bajos  $p_T$  muones pueden no ser recons-  
766 truidos como muones globales, pero son identificados por el algoritmo de identificación de  
767 muones. Los muones reconstruidos por el algoritmo de identificación se denominan muones  
768 rastreados (“tracker muons”).

### 769 **Aislamiento de muones**

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

### 775 **Eficiencia Muon**

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

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

782 donde  $\epsilon_{\text{track}}$  es la eficiencia del rastreador muón, es decir, la probabilidad de que un muón  
783 producido en un evento también se reconstruya como un rastreador de silicio, rastreador  
784 muón.  $\epsilon_{\text{id}}$  es la eficiencia de identificación del muón, la probabilidad de que un muón pase  
785 por un grupo de criterios de selección, dado que es un muón reconstruido.  $\epsilon_{\text{iso}}$  es la eficiencia  
786 de aislamiento del muón, la probabilidad de que un muón reconstruido esté aislado.  $\epsilon_{\text{trig}}$  es  
787 la eficiencia del disparador, la probabilidad de que un muón reconstruido y aislado se dispare  
788 en términos de un umbral de  $p_T$  dado.

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

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

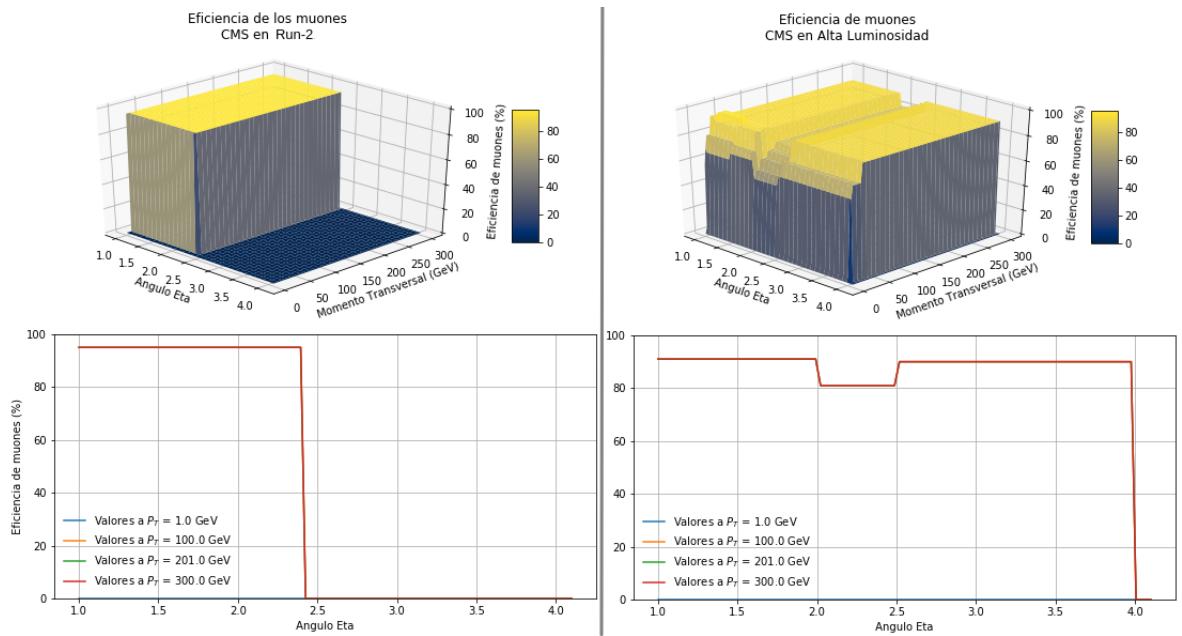


Figura 2-6: Eficiencia de reconstrucción de los muones en condiciones de Run-2 y HL.

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

## 802 2.3 Simulación en Altas Energías

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

808 para poder extraer nueva ciencia.

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

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

### 828 **2.3.1 Implementando ROOT**

829 Como ya se trató anteriormente **ROOT**<sup>4</sup> es un “framework” para el procesamiento de  
830 datos, nacido en el **CERN**, dedicado principalmente para la investigación sobre física de  
831 altas energías. Todos los días, miles de físicos utilizan aplicaciones **ROOT** para analizar sus  
832 datos o realizar simulaciones, entre sus utilidades encontramos:

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

---

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

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

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

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

### 858 2.3.2 Altas Energías con MadGraph

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

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

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

873 Con el objetivo de refundir un análisis **LHC** siendo una de sus herramientas mas impor-  
874 tantes desarrollada por el proyecto y la solución a los problemas anteriormente planteado te-  
875 nemos a **MadGraph5\_aMC@NLO** (ver referencia Alwall *et al.* [2014]) siendo un framework  
876 que tiene como objetivo proporcionar todos los elementos necesarios para la fenomenología  
877 del **SM** y extensiones, permitiendo el uso de una variedad de herramientas relevantes para  
878 generación, manipulación y análisis de eventos.

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

886 El principal conjunto de herramientas que componen la herramienta **MadGraph5\_aMC-**  
887 **@NLO**, o a las que puede ser integrada son: **Delphes** (de Favereau *et al.* [2014a]), **MadAnaly-**  
888 **sis4** y **MadAnalysis5** (Conte *et al.* [2013]), **ExRootAnalysis**, **Golem95** (Binoth *et al.* [2008]),  
889 **QCDLoop** (Ellis y Zanderighi [2008]), **maddm** (Wang [2018]), **maddump** (Buonocore *et al.*  
890 [2019]), **pythia8** (Sjöstrand *et al.* [2015a]), **lhapdf5** y **lhapdf6** (Buckley *et al.* [2015]), **collier**  
891 (Denner *et al.* [2017]), **hepmc**, **mg5amc\_py8\_interface** (Sjöstrand *et al.* [2015a]), **ninja** (Hirs-  
892 chi y Peraro [2016]; Peraro [2014]; Mastrolia *et al.* [2012]), **oneloop** (van Hameren [2011]).  
893 Su implementación se hace necesaria para estudios de partículas, dada su versatilidad, aun-  
894 que sea una herramienta de altas exigencias en conocimiento de programación y trabajo en el  
895 sistema Linux.

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

900 **2.3.3 Hadronizacion con Pythia 8**

901 El programa **Pythia** (descripción en referencia Sjöstrand *et al.* [2015b]) es una herramienta 902 estándar para la generación de colisiones de alta energía con mas de 35 años de desarrollo y 903 actualización, este comprende un conjunto coherente de modelos físicos para la evolución de 904 un proceso difícil de pocos cuerpos a un estado final multihadrónico complejo. Contiene una 905 biblioteca de procesos y modelos complejos para los estados inicial y final del *parton showers* 906 (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 907 interfaces para programas externos.  
908

909 Si bien las versiones anteriores se escribieron en **Fortran**, **Pythia 8** representa una re- 910 escritura completa en **C++**. Su versión mas actual es una opción atractiva para los estudios 911 de física del **LHC** pero el programa también se utiliza para una multitud de otros estudios 912 fenomenológicos o experimentales.

913 Las principales tareas realizadas por el programa incluyen la exploración de las conse- 914 cuencias experimentales de los modelos teóricos, el desarrollo de estrategias de búsqueda, 915 la interpretación de datos experimentales y el estudio del rendimiento del detector. De este 916 modo, abarca toda la vida útil de un experimento, desde los primeros conceptos de diseño 917 para el detector hasta la presentación final de los datos.

918 **Limitaciones**

919 Los modelos de física incorporados en **Pythia** se centran en colisiones de partículas de 920 alta energía que tienen energías de centro de masa (**CM**) mayores de 10 **GeV**, correspon- 921 dientes a una energía de haz fijo de protón-protón (pp) de  $\geq 50 \text{ GeV}$ . Esta limitación se 922 debe a la aproximación de un continuo de estados finales permitidos que se utilizan en varios 923 lugares de **Pythia**, especialmente para los cálculos de la sección transversal hadron-hadron, 924 total y diferencial, y como base para el modelo de fragmentación de cuerdas. Con energías 925 inferiores a 10 **GeV**, ingresamos a la región de resonancia hadrónica, donde estas aproxima- 926 ciones se rompen, y por lo tanto los resultados producidos por **Pythia** no serían confiables. 927 El límite de 10 **GeV** se elige como una escala típica; para la aniquilación positrón-electrón 928 ( $e+ e-$ ) sería posible ir algo más bajo, mientras que para las colisiones pp los modelos no 929 son particularmente confiables cerca del límite inferior.

930 En el extremo opuesto, solo conocemos pruebas explícitas de la física de **Pythia** que 931 modela hasta energías **CM** de aproximadamente 100 **TeV**, que corresponde a una energía de 932 haz de objetivo fijo de  $pp \leq 10^{10} \text{ GeV}$ .

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

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

## 942        Procesos incluidos

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

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

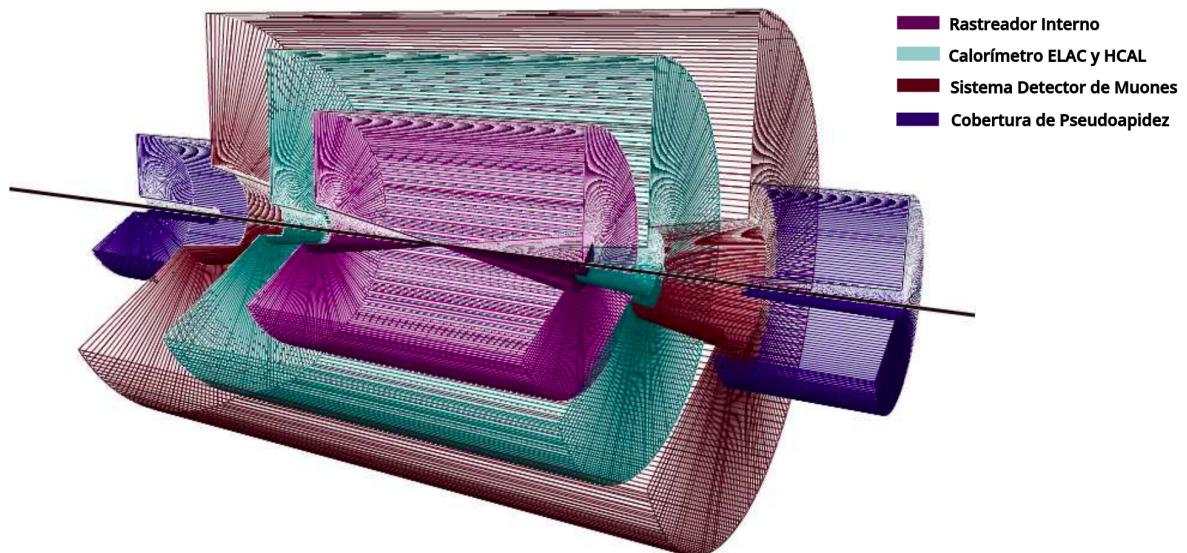


Figura 2-7: Perfil de diseño básico de la geometría del detector genérico asumido en **Delphes**.<sup>5</sup>

<sup>5</sup> Adaptado del artículo de origen Alwall *et al.* [2014]

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

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

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

## 1000 Capítulo 3 – Simulación y análisis de la señal MSSMD

1001 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  
1002 diferentes condiciones de los detectores **CMS**.

1003 Este proyecto se organizó en cuatro etapas en como se observa en el diagrama de la Fig.  
1004 3-1. Primeramente, se genera la simulación de los decaimiento bajo diferentes condiciones  
1005 iniciales, buscando que sea suficientemente flexible a distintas condiciones de trabajo sin per-  
1006 der la eficiencia en el proceso de implementación computacional. La información pertinente  
1007 al estudio es extraída de la simulación y almacenada en formato **HDF**. Posteriormente se  
1008 ajustan modelos de regresión para generalizar la información haciendo uso de herramientas  
1009 de regresión y tratamiento de datos con redes neuronales. Finalmente, se hace un estudio  
1010 estadístico y análisis de los resultados.

1011 La información recopilada debe ser debidamente procesada, dada las limitantes tecnoló-  
1012 gicas a las que se tiene acceso, de tal forma, que permita la reconstrucción de resultados  
1013 en condiciones cercanas a las ya conocidas, existen en el ámbito científico varios métodos  
1014 para abordar esta problemática uno de los más sencillo es el hacer uso de herramientas de  
1015 regresión y tratamiento de datos con redes neuronales, este forma parte del tercer grupo de  
1016 herramientas desarrolladas. Finalmente se procederá al desarrollo de las herramientas para  
1017

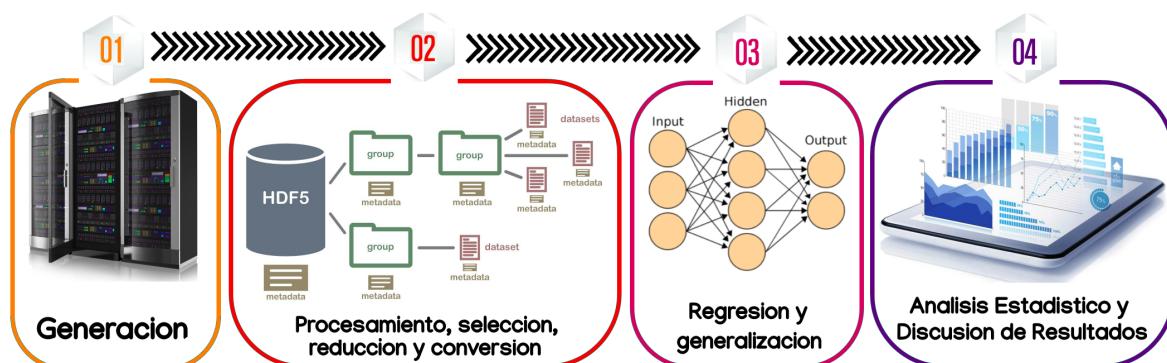


Figura 3-1: Secuencia lógica del análisis del proyecto.

1018 realizar el análisis estadístico característico de la física del proceso al que se le está estudiando,  
1019 su interpretación y discusión es la intencionalidad final del trabajo.

1020 **3.1 Generación de los datos**

1021 Los procesos de simulación de física de altas energías posee muchas desventajas, entre  
1022 ellas están los altos requerimientos computacionales para generar las simulaciones y para  
1023 guardar los resultados, por lo que se hace necesario para la investigación el uso de poderosas  
1024 supercomputadoras como el **ACARUS**(Área de Cómputo de Alto Rendimiento de la  
1025 Universidad de Sonora), recurso dedicado a la investigación de los cuerpos académicos de la  
1026 universidad.

1027 **3.1.1 Configuración e implementación de recursos en ACARUS**

1028 El recurso a usar es el cluster ocotillo.acarus.uson.mx , este debe ser debidamente confi-  
1029 gurado con las herramientas necesarias para el proceso de generación. Se hace necesario una  
1030 sección autorizada en el servidor, y seguir los pasos de conexión especificados en el portal  
1031 del proyecto<sup>1</sup>, todo el trabajo se realiza por medio de una terminal, cuestión que imposibilita  
1032 el uso del recurso sin conocimientos previos de Linux.

1033 Los programas **ROOT**(sección 2.3.1), **Madgraph** (sección 2.3.2), **Delphes** (sección -  
1034 2.3.4) y **pythia8** (sección 2.3.3) deben ser integradas debidamente para correr de forma  
1035 seriada, el procedimiento de instalación y configuración se pueden encontrar en su página  
1036 oficial<sup>2</sup>.

1037 **3.1.2 Gestión de recursos con Slurm**

1038 Este sistema gestiona el uso de los recursos entre sus usuarios mediante un sistema de  
1039 gestión de tareas y de clústeres **Slurm** (**S**imple **L**inux **U**nity for **R**esources **M1040<sup>3</sup>. Esta herramienta posibilita asignar a los usuarios acceso a nodos de cómputo durante un  
1041 tiempo determinado, proporciona un framework que permite iniciar, ejecutar y supervisar el  
1042 trabajo y además se encarga de arbitrar la necesidad de recursos, administrando una cola de  
1043 tareas pendiente. Para el caso que nos ocupa en nuestra investigación, para poder paralelizar  
1044 el proyecto de generación desarrollado en **Python** se prepara un fichero (“script”) con los**

---

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

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

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

1045 datos del trabajo a ejecutar y el modo de utilizar de los recursos requeridos, el usado en este  
1046 proyecto contiene la siguiente configuración:

1047

```
#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**.

1048 El código anterior gestiona los recursos del crúster para que se ejecute en paralelo el  
1049 programa generador `genera_v5.py` siendo este el desarrollado para generar las muestras que  
1050 se precisan para la investigación.

1051 **3.1.3 Generando señal MSSMD**

1052 Ante la necesidad de flexibilizar la generación de eventos de decaimiento característicos  
1053 de la Fig. 1-7 se crea un proyecto de programación con la capacidad de generar eventos en  
1054 **Madgraph** bajo la variación teórica de la masa del neutralino ligero  $n_1$ , el neutralino oscuro  
1055  $n_D$ , del fotón oscuro  $\gamma_D$  y del tiempo de vida de este último  $c\tau_{\gamma_D}$ , además de recrear la  
1056 simulación bajo condiciones del detector en Run-2 (referenciada en el trabajo como **R2**) y  
1057 Alta Luminosidad (referenciada como **HL**). La estructura del proyecto se puede observar en  
1058 la Fig. 3-2.

1059 Para hacer uso eficiente de los recursos puestos a disposición, el proyecto generador de  
1060 muestras para uso de esta investigación creado en **Python**, fue programado con la intencio-  
1061 nalidad de automatizar las configuraciones necesarias para su correcta ejecución, automati-

---

<sup>4</sup>Procedimiento original de integración del modelo **Dark-SUSY** en **Madgraph** presentado en [https://github.com/cms-tamu/DarkSUSY\\_MC\\_MG5](https://github.com/cms-tamu/DarkSUSY_MC_MG5)

## 01 PROYECTO DARKSUSY PE

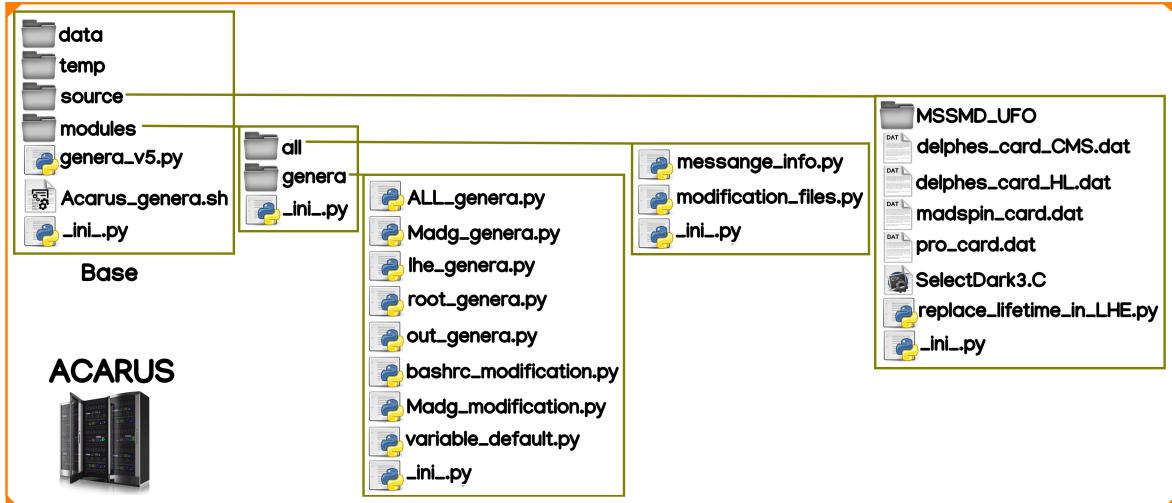


Figura 3-2: Estructura del proyecto de generación de eventos **Dark-SUSY**<sup>4</sup>.

1062 zando el cambio de los parámetros de generación, inclusión del modelo **MSSMD** o **Dark-**  
 1063 **SUSY** dentro de **Madgraph** y guardado automático de los resultados en un archivo externo  
 1064 predefinido, el flujo general del programa se puede observar en la Fig. 3-3 y los parámetros  
 1065 de generación con sus valores en la Tabla 3-3.

1066 La función generadora **genera\_v5.py** en su versión 5, incluye una descripción de los  
 1067 argumentos opcionales que permiten su adaptabilidad ante situaciones alternativas a su con-  
 1068 figuración original:

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

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

1069 Es importante tener en cuenta que los archivos de **MC** generados por **MadGraph** con  
 1070 extensión \*.lhe se generan para diferentes condiciones de masas ( $m_{n_1}$ ,  $m_{n_D}$  y  $m_{\gamma_D}$ ), cuando  
 1071 es requerido, en estos se adaptada el tiempo de vida del fotón oscuro  $\tau_{C_{\gamma_D}}$  con la función  
 1072 `replace_lifetime_in_LHE.py`, continuando con la implementación de la herramienta de ha-  
 1073 dronización **pythia8** y por el simulador del detector **Delphes**, este último bajo las dos condi-  
 1074 ciones de configuración requeridas (Run-2 y Alta Luminosidad), de esta forma la estadística  
 1075 de comparación en la investigación se puede enfocar en las variaciones de las reconstruccio-  
 1076 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	$m_{\gamma_D}$	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.

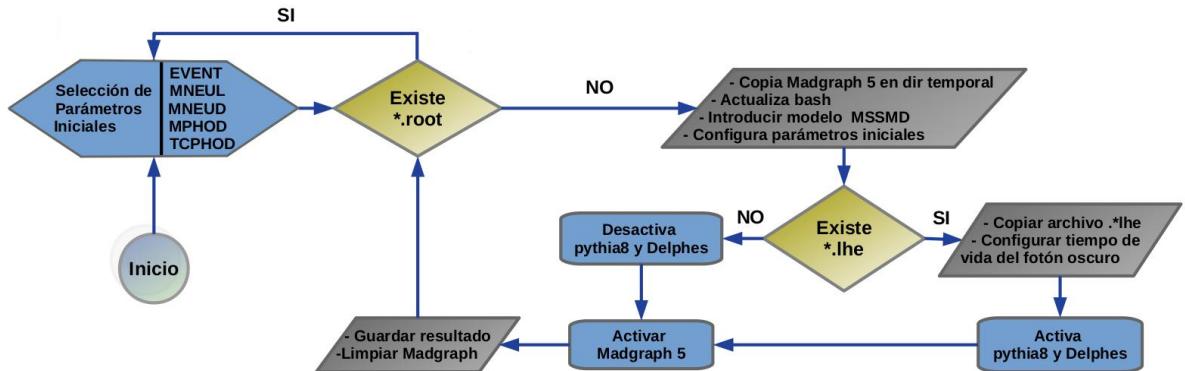


Figura 3-3: Diagrama de flujo de programación del proyecto de generación.

1077 método **MC**. Por defecto y por motivos de exploración básica se definen variables inicializadas en el archivo **variable\_default.py**, estas se volverán las muestras de esta investigación:

1079 Como se puede observar el valor predeterminado de generación  $N_e$  es relativamente bajo  
1080 para los requerimientos de una investigación riburosa, pero será suficiente por cuando es por  
1081 motivo de exploración, el tamaño de los archivos de muestras es de  $\sim 800$  MB, además por  
1082 una cuestión de espacio la información de los eventos para valores de  $m_{n_1} > 10$  GeV/c<sup>2</sup>  
1083 se reduce para aquellos poseedores de mínimo 4 muones. La base de datos generada para  
1084 propósitos de esta investigación es de  $\sim 2$  Terasbyte.

## 1085 3.2 Procesamiento y conversión de los datos

1086 Para poder realizar los estudios requeridos se hace necesario acceder a la información con-  
1087 tenida en los archivos \*.root de forma eficiente<sup>5</sup>. Se programa la clase `classDarkSUSY.py`  
1088 como interpretador externo al entorno predeterminado de **ROOT** para poder acceder a la in-  
1089 formación pertinente a la investigación, ésta es creada en python y permite fácilmente extraer  
1090 información del archivo original \*.root (se hace uso de las paquetes `pyroot`).

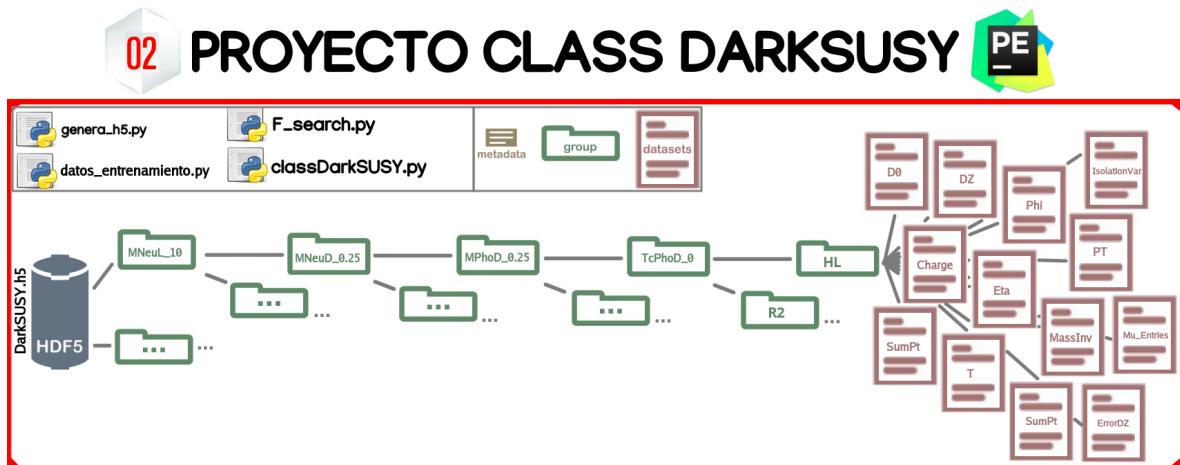


Figura 3-4: Estructura del proyecto interpretador de la información contenida en los archivos \*.root<sup>6</sup>.

1091 Dada la gran cantidad de información y archivos a procesar para el análisis estadístico  
1092 incluso ante un acceso eficiente, la gran dispersión de la información hace que los procesos  
1093 de recolección de datos sea lento y con altos requerimientos de memoria, la forma en que  
1094 se abordó esta dificultad fue incorporar la información solicitada en un mismo archivo de  
1095 tipo **HDF5** (**Hierarchical Data Format**) la cual posee una librería de propósito general con un  
1096 formato de ficheros para el almacenamiento de datos científicos, ver Fig. 3-4. Este formato de  
1097 datos **HDF5** fue creado para atender las necesidades de científicos e ingenieros que trabajan  
1098 en entornos de computación de altas prestaciones que requieran un uso intensivo de datos, de  
1099 aquí que este predeterminado para que sea muy eficiente en el almacenamiento y el acceso.

<sup>5</sup>La 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>

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

## 1100 3.3 Métodos de regresión de datos

1101 Ante la necesidad de investigar las relaciones entre diferentes variables cuantitativas los  
1102 análisis de regresión son una herramienta de frecuente uso en estadística, dado que simula  
1103 un proceso o modelo que analiza este vínculo entre una variable dependiente y una o varias  
1104 variables independientes.

1105 Una de las principales aplicaciones del análisis de regresión es la proyección con diferen-  
1106 tes escenarios, teniendo en cuenta el grado de correlación sobre la variable dependiente y de  
1107 esta manera construir una función que permita estimar el valor la variable de estudio<sup>7</sup>.

### 1108 3.3.1 Forma analítica

1109 La foma general analítica de una regresión no lineal tiene la forma matemática:

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

1110 donde  $Y$  y  $X$  son los valores de salida y entrada multidimensionales,  $\epsilon$  es un parámetro mul-  
1111 tidimensional correspondiente a los residuos y  $f$  es una función de correlación.

1112 Dado que los valores de  $Y$  a los que se hará referencia en esta investigación son referidos  
1113 a frecuencias resultado de la aplicación de métodos estadísticos sobre alguna propiedad de  
1114 nuestro conjunto de datos, entonces,  $Y \geq 0$ . La presencia de valores positivos en el rango del  
1115 codominio genera un problema de continuidad, una transformación se hace necesaria para  
1116 ampliar este a todos los valores reales  $\mathbb{R}$ , la solución implementada es haciendo uso de una  
1117 transformación logarítmica:

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

1118 Si hacemos supuesto que la forma de la función de  $f$  sea polinomial, entonces:

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

1119 donde  $\alpha_{ni}$  son las constantes del polinomio, el orden de la regresión está dado por  $n$  y los  
1120 valores  $x_i$  serán las variables independientes de nuestro modelo, estas son integrados en una  
1121 función en python implementando la paquetería `sklearn` con la flexibilidad de cambiar los  
1122 valores  $k$  y  $n$ .

---

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

### 1123 3.3.2 Redes neuronales

1124 Las **RNA** son una estructura compuesta de un número de unidades interconectadas (neuro-  
1125 nas artificiales), cada unidad posee una característica entrada/salida e implementa una compu-  
1126 tación local o función, la salida de cualquier unidad esta determinada, su interconexión con  
1127 otras unidades, y posiblemente de sus unidades internas. La red desarrolla usualmente una  
1128 funcionalidad por lo general a través de una o mas formas, por lo tanto es un arreglo masivo  
1129 de elementos de procesamiento simple llamados neuronas, los cuales poseen un alto grado de  
1130 interconectividad entre sus elementos, en los que la información puede fluir en cascada poten-  
1131 ciando su capacidad para aproximar funciones, clasificar patrones y aumenta su inmunidad  
1132 frente al ruido.

1133 La función desarrollada para el uso en esta investigación utiliza la paquetería de **keras** y  
1134 permite la flexibilidad de cambiar la cantidad de  $k$  capas ocultas y los nodos  $m_k$  que posee  
1135 cada una de ellas.

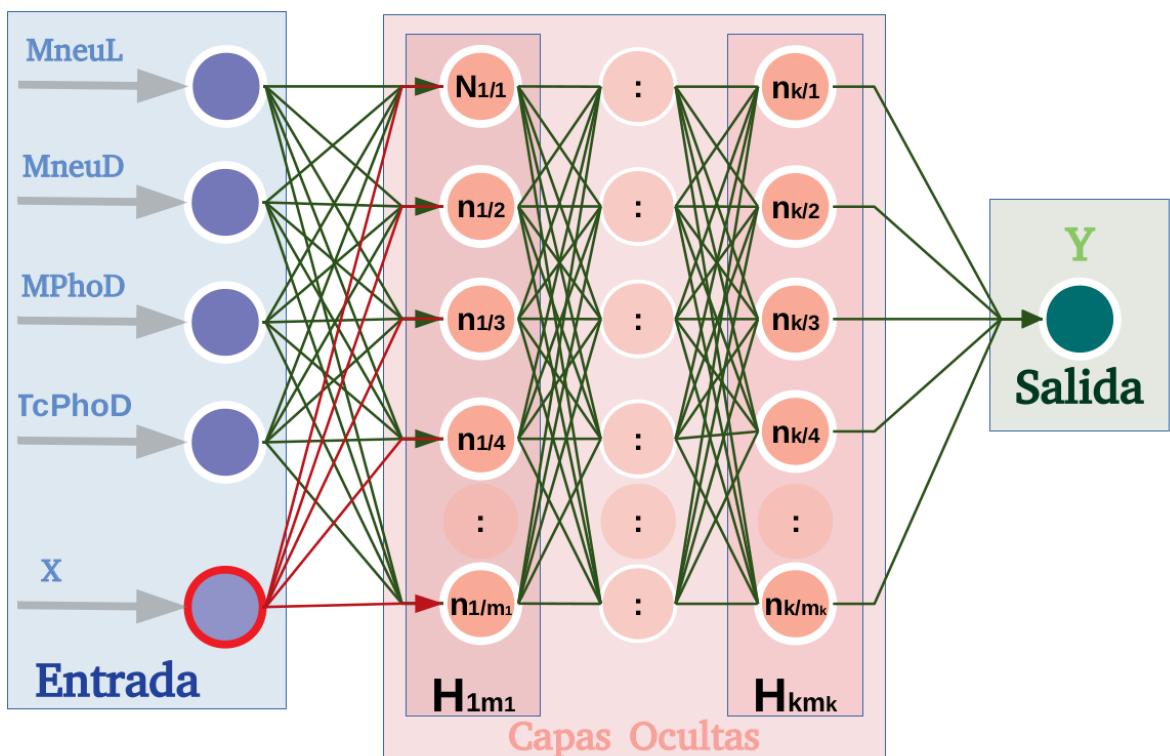


Figura 3-5: Diagrama de la estructura general de la red neuronal para regresión.

1136 También se permite cambiar la dimensión de los datos de entrada para que estas coincidan  
1137 con las necesidades requeridas, siempre considerando como mínimas entradas las condicio-  
1138 nes iniciales de generación y una variable extra en el caso de que sea necesario.

1139 **Parámetros de confianza.**

1140 Con el fin de determinar si el modelo es adecuado, se hace necesario utilizar conceptos  
1141 de inferencia estadística tales como intervalos de confianza para los parámetros así como  
1142 pruebas de bondad de ajuste.

1143 El parámetro **RMSE** (Root Mean Square Error) es el error cuadrático medio o raíz de la  
1144 desviación cuadrática media. Este mide la cantidad de error que hay entre dos conjuntos de  
1145 datos, comparando un valor predicho y un valor observado o conocido, la ecuación que la  
1146 describe es:

$$\text{RMSE} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N |Y_i^{(\text{sm})} - Y_i^{(\text{real})}|^2}{N}} \quad (3-4)$$

1147 donde  $Y_i^{(\text{sm})}$  es conjunto de datos predichos o simulados y  $Y_i^{(\text{real})}$  se corresponde con el con-  
1148 junto de datos experimentales o observados.

1149 El parámetro **RMSE** es siempre no negativa, y un valor de 0 indicaría un ajuste perfecto a  
1150 los datos. Dado que es una raíz cuadrada del promedio de errores cuadrados, este parámetro  
1151 es proporcional al tamaño del error cuadrado; por lo tanto, los errores mayores tienen un  
1152 efecto desproporcionadamente mas grande, de aquí que sea sensible a los valores atípicos.

1153 Otra prueba ampliamente utilizada es la prueba de correlación de Pearson o coeficiente  
1154 de determinación  $R^2$ , esta se considera una prueba no paramétrica que mide la discrepancia  
1155 entre una distribución observada y otra teórica, indicando en qué medida las diferencias exis-  
1156 tentes entre ambas, una de sus bondades es que es independiente de la escala de medida de  
1157 las variables. La fórmula que da el estadístico es:

$$R^2 = \frac{\sum_{i=1}^N Y_i^{(\text{sm})} Y_i^{(\text{real})}}{\sqrt{\left[\sum_{i=0}^N Y_i^{(\text{sm})}\right]^2 \cdot \left[\sum_{i=0}^N Y_i^{(\text{real})}\right]^2}} \quad (3-5)$$

1158 El valor de este índice de correlación varía en el intervalo  $[-1, 1]$ , indicando el signo el  
1159 sentido de la relación, si  $R^2 = 1(-1)$ , existe una correlación positiva(negativa) perfecta. Si  
1160  $R^2 = 0$ , no existe relación lineal.

1161 **3.4 Análisis de la señal sin detectores**

1162 Para entender la señal del proceso **MSSMD** (estos procesos corresponden con la descom-  
1163 posición según lo muestra el diagrama de la Fig. 1-7), siendo el objetivo de estudio en esta  
1164 investigación, se hace necesario su caracterización antes y después de simular su paso por las

1165 diferentes configuraciones del detector. Conocer la morfología de la señal real y la recons-  
1166 truida por el detector nos permitirá comprender la teoría y como está es visualizada por el  
1167 experimento CMS.

1168 **3.4.1 Variación del contenido muónico**

1169 Se hace necesario investigar el contenido muónico de la señal **MSSMD** bajo las  
1170 diferentes condiciones de generación, para hacer referencia a estas condiciones iniciales con  
1171 las que se generó la señal, se hará uso del vector:

$$\vec{\alpha} = (m_{n_1}, m_{n_D}, m_{\gamma_D}, c\tau_{\gamma_D}) \quad (3-6)$$

1172 además el número de partículas  $p$  en el  $i$ -ésimo evento generado está definido por:

$$n_i^{(p,k)} \equiv n_i^{(p,k)}(\vec{\alpha}) \quad (3-7)$$

1173 donde  $k = \text{R2, HL, True}$  declara la presencia del detector y su configuración,  $i = 1, \dots, N_e$   
1174 hace referencia al evento y  $p = \mu^\pm, \gamma_D, n_D, n_1$  partícula caracterizada. Además, definiendo:

$$f_{\mathbf{e}}^{(p,k)}(\vec{\alpha}; x) = \sum_{i=1}^{N_e} \delta_x(n_i^{(p,k)}) / \sum_{i=1}^{N_e} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_n(n_i^{(p,k)}) = \sum_{i=1}^{N_e} \delta_x(n_i^{(p,k)}) / N_e \quad (3-8)$$

1175 y

$$\mathbb{F}_{\mathbf{e}}^{(p,k)}(\vec{\alpha}; x) = 1 - f_{\mathbf{e}}^{(p,k)}(\vec{\alpha}; x) \quad (3-9)$$

1176 donde  $x \in \mathbb{N}$  pertenece al grupo de los números naturales,  $\delta$  es la función delta de Dirac y  
1177  $f_{\mathbf{e}}^{(p,k)}(x)$  se interpreta como el porcentaje de eventos poseedores de un número  $x$  de partículas  
1178  $p$  de la señal generada bajo las condiciones iniciales  $\vec{\alpha}$  y con la configuración del detector  $k$ .  
1179 Además:

$$\begin{aligned} f_{\mathbf{n}}^{(p,k)}(\vec{\alpha}; x) &= \sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(p,k)} \delta_x(n_i^{(p,k)}) / \sum_{i=1}^{N_e} \sum_{n=0}^{\infty} n_i^{(p,k)} \delta_n(n_i^{(p,k)}) \\ &= \sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(p,k)} \delta_x(n_i^{(p,k)}) / \sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(p,k)} \end{aligned} \quad (3-10)$$

1180 donde  $f_{\mathbf{n}}^{(p,k)}(\vec{\alpha}; x)$  es el porcentaje de partículas tipo  $p$  que se encuentran en eventos con  $x$   
1181 de estas partículas.

1182 Algunos ejemplos del contenido muónico de los eventos se pueden mostrar en la Fig. 3-6,  
 1183 donde se puede visualizar los cambios dependientes del parámetro de generación masa del  
 1184 fotón oscuro  $m_{\gamma_D}$ . Se constató en la investigación de la señal, la invarianza de la distribución  
 1185 del contenido muónico por evento ante los cambios de la masa del neutralino oscuro  $m_{n_D}$  y  
 1186 del tiempo de vida del fotón oscuro  $c\tau_{\gamma_D}$ , cuestión esperada por la teoría, ya que son elemen-  
 1187 tos que no se esperan estar relacionados con los procesos de ruido que generen muones.

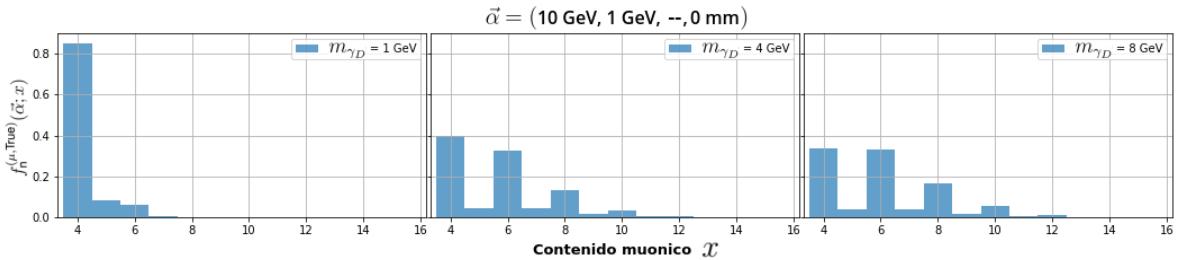


Figura 3-6: Variación del contenido muónico de los eventos antes de pasar por el detector.

1188 De la Fig. 3-6 se conoce que el contenido mínimo de muones por evento para  $k = \text{True}$  es  
 1189 de 4 muones, estos son el resultado de la recreación de la señal **MC** proveniente de **MSSMD**  
 1190 relacionada con el decaimiento de la Fig. 1-7b. Algunos ejemplos de variación del porcentaje  
 1191 de eventos con muones provenientes de señales de ruido ( $\mathbb{F}_e^{(\mu, \text{True})}(4)$ ) y del porcentaje de  
 1192 muones provenientes de señales de ruido  $\sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(p,k)} - 4N_e$  se muestran en la Tabla 3-4.

Parámetros de generación ( $\vec{\alpha}$ )				Variables	
$m_{n_1}$ (GeV)	$m_{n_D}$ (GeV)	$m_{\gamma_D}$ (GeV)	$c\tau_{\gamma_D}$ (mm)	$\mathbb{F}_e^{(\mu, \text{True})}(4)$ %	$\sum_{i=1}^{N_e} n_i^{(p,k)} - 4N_e$ %
10	1	1	0	15.32	5.50
10	1	4	0	60.43	30.16
10	1	8	0	66.16	34.08

Tabla 3-4: Cambio del contenido muónico de procesos con variación de la masa de fotón oscuro  $m_{\gamma_D}$

1193 Al analizar los resultados obtenidos, se pudo concluir que hay un aumento del ruido muó-  
 1194 nico en la reconstrucción de la señal **MSSMD** con el aumento teórico del parámetro de ge-  
 1195 neración correspondiente a la masa del fotón  $m_{\gamma_D}$ , no se muestran cambios con el cambio  
 1196 de los parámetros  $m_{n_D}$  y  $c\tau_{\gamma_D}$ . Los datos que se poseen no son adecuados para estudiar la  
 1197 correspondencia con la masa del neutralino ligero  $m_{n_1}$ .

1198 **3.4.2 Variación de las propiedades de los muones con el parámetro  $\vec{\alpha}$**

1199 Analizar la señal **Dark-SUSY** o **MSSMD** mediante las propiedades de los muones sin  
 1200 la reconstrucción del detector dará una base de comparación y un mayor entendimiento de  
 1201 la teoría. Además, separar la información según los muones que provienen del decaimiento  
 1202  $h \rightarrow 2n_1 \rightarrow 2n_D + 2\gamma_D \rightarrow 2n_D + 4\mu$  del resto de los procesos se hace necesario para una  
 1203 mejor interpretación de la reconstrucción conjunta de las señales. Se introduce la notación  
 1204 de las propiedades de una partícula  $p = n_1, n_D, \gamma_D, \mu$ , siendo la distribución de frecuencia  
 1205 dada por:

$$W^{(p,k)}(\chi) \equiv W^{(p,k)}(\vec{\alpha}; \chi) \quad \longrightarrow \quad W_N^{(p,k)}(\chi) = W^{(p,k)}(\chi) / \sum_{\chi} W^{(p,k)}(\chi) \quad (3-11)$$

1206 donde  $\chi$  hace referencia a la propiedad de interés, estás se pueden ver en la Tabla 3-5.

$\chi$	Definición
$m$	Masa invariante
$PT$	Momento de la partícula.
$\eta$ :	Pseudoapizel, esta representa la coordenada espacial que describe el ángulo de una partícula en relación con el eje del haz. Su ecuación tiene la forma:
$\phi$ :	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 está 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 máximo 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 $\Omega$
$Iso$ :	Combinación del aislamiento de <b>ECAL</b> , <b>HCAL</b> (ver sección 2.2) y $SumPt$ .

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

1207 La distribución correspondiente al momento transversal de los muones  $W_N^{(\mu, \text{True})}(PT)$  pro-  
 1208 veniente del decaimiento **Dark-SUSY (MSSMD)**, de otros procesos secundarios o ruido y

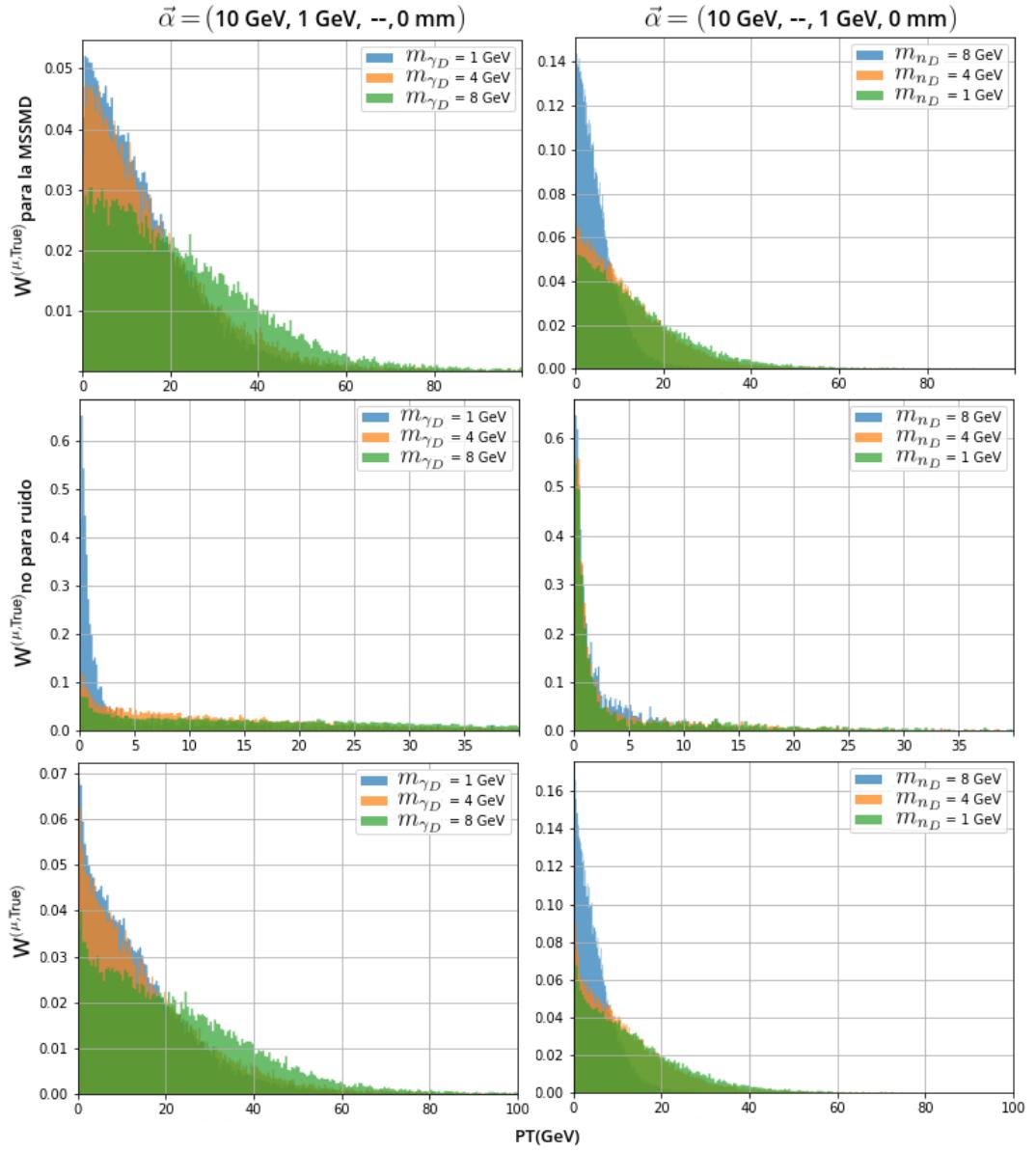


Figura 3-7: Variación de las distribuciones de los momentos transversales de los muones .

la unificación de todas se pueden visualizar en la Fig. 3-7. Con la comparación de las distribuciones se pudo evidenciar la variación de su morfología con el cambio del parámetro de generación masa del fotón oscuro  $m_{\gamma D}$  y del neutralino oscuro  $m_{n D}$ .

Las distribuciones muestran que el  $\sim 95\%$  de los muones correspondientes al decaimiento **MSSMD** muestran su dominio para valores  $PT < 80 \text{ GeV}$ , para los muones resultantes de procesos de ruido tenemos  $PT < 10 \text{ GeV}$ . Además, se confirma una relación directa entre los estadísticos medios del momento transversal de los muones con el parámetro de generación

1216 masa del fotón oscuro  $m_{\gamma_D}$ , de forma inversa con el parámetro de masa del neutralino oscuro  
 1217  $m_{n_D}$ .

### 1218 3.4.3 Características del fotón oscuro $\gamma_D$

1219 La reconstrucción del fotón oscuro  $\gamma_D$  predicho por el decaimiento **MSSMD** es el motivo  
 1220 principal de estudio de esta investigación. La caracterización de sus propiedades y el cambio  
 1221 de la morfología de los gráficos de frecuencias  $W_N^{(\gamma,k)}(\chi)$  para  $k = \text{True}$  con el cambio de  
 1222 los parámetros de generación  $\vec{\alpha}$ , permitirá una comprensión mas completa de los resultados  
 1223 obtenidos con la reconstrucción realizada por los detectores en la configuración Run-2 (R2)  
 1224 y Alta Luminosidad (HL).

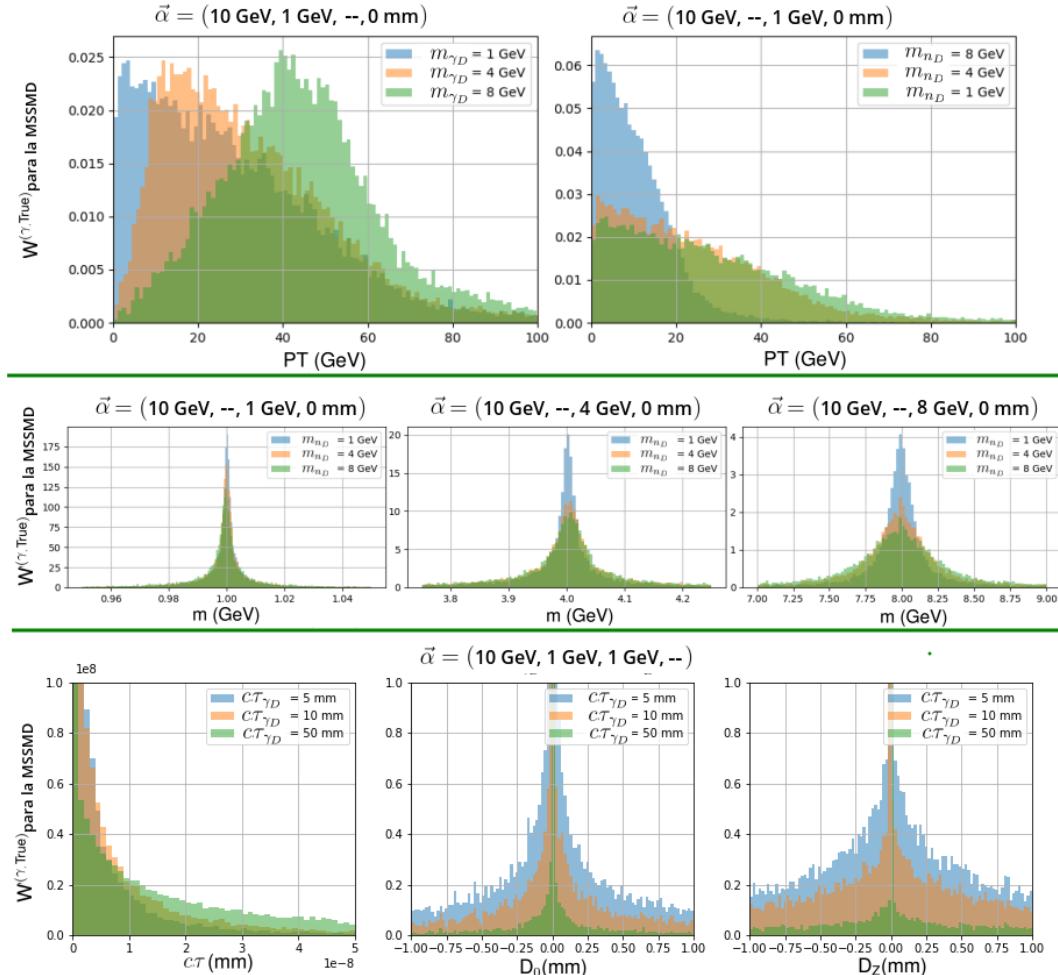


Figura 3-8: Variación de las propiedades del fotón oscuro  $\gamma_D$  con la variación de los parámetros de generación  $m_{\gamma_D}$ ,  $m_{n_D}$  y  $\tau C_{\gamma_D}$ .

1225 Los gráficos de la Fig. 3-8 muestra la clara dependencia del momento angular  $PT$  y con

1226 los parámetros de masa de  $\vec{\alpha}$ , ya que son la masa del fotón  $m_{\gamma_D}$  y su tiempo de vida  $c\tau_{\gamma_D}$  son  
 1227 tratados por la teoría como parámetros libres, no hay dependencia directa entre ellas. Hay  
 1228 una correspondencia clara entre los parámetros de impacto  $D_0$  y  $D_Z$  como se esperaría con  
 1229 el parámetro de generación  $c\tau_{\gamma_D}$ .

### 1230 3.4.4 Identificando y reconstruyendo el fotón oscuro $\gamma_D$

1231 Es de gran interés en esta investigación la creación de una metodología de identificación  
 1232 de di-muones, que pueda discernir entre los muones provenientes de la señal **MSSMD**, empa-  
 1233 rejarlos y reconstruir correctamente el fotón oscuro del cual teóricamente se espera que hayan  
 1234 decaido según el diagrama de la Fig. 1-7b. Esta herramienta de identificación, puede crearse,  
 1235 haciendo uso de las redes artificiales neuronales, ya que la misma posee altas capacidades  
 1236 de aprendizaje, generalización, adaptación y tolerancia a fallos, haciéndola una herramienta  
 1237 robusta en el reconocimiento de patrones y objetos. .

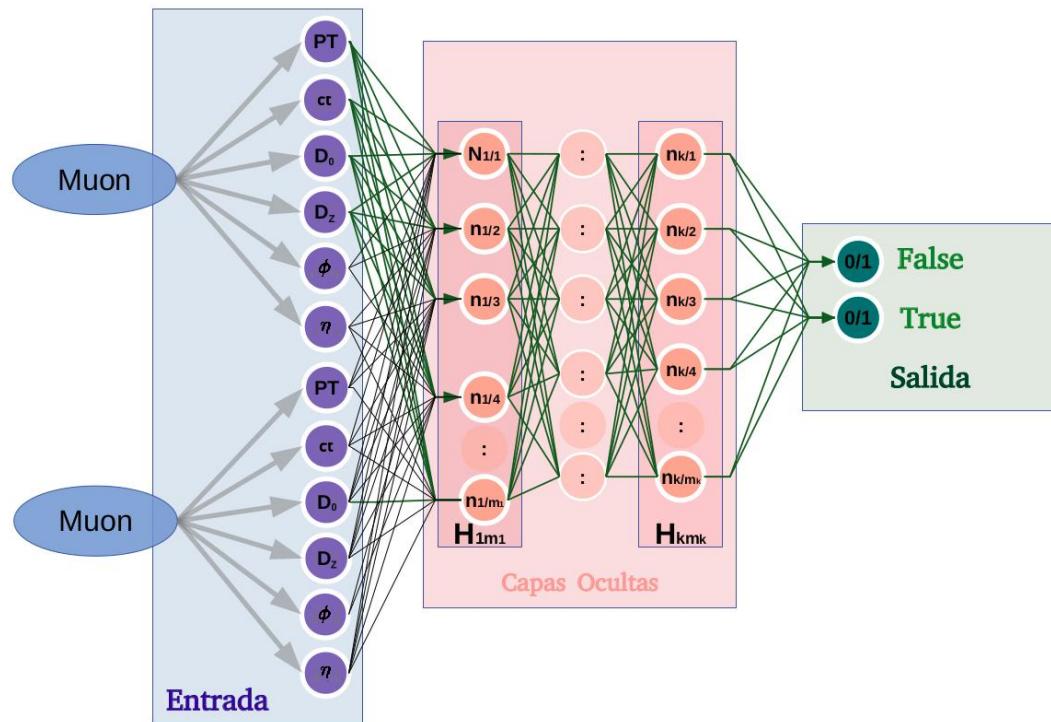


Figura 3-9: Diagrama de la estructura de la red neuronal dedicada a la identificación de di-muones provenientes del fotón oscuro  $\gamma_D$ .

1238 Se crea una red artificial que dadas las propiedades de los di-muones, pueda informar si  
 1239 esta selección proviene o no de un fotón oscuro de **MSSMD** (ver Fig. 3-9). Este problema,  
 1240 es equivalente al perceptrón simple, siendo una de las caracterizaciones más básicas en el

1241 área de redes neuronales artificiales. Para implementar este identificador se hace uso de las  
 1242 paqueterías o herramientas de keras programando en el entorno de **Python**.

1243 El modelo genérico de neurona artificial se puede ver en la Fig. 3-10, en este se puede  
 1244 visualizar el funcionamiento simple de una neurona en forma de un procesador elemental, que  
 1245 a partir de un vector de entrada procedente del exterior o de otras neuronas, proporcionando  
 1246 una única respuesta o salida.

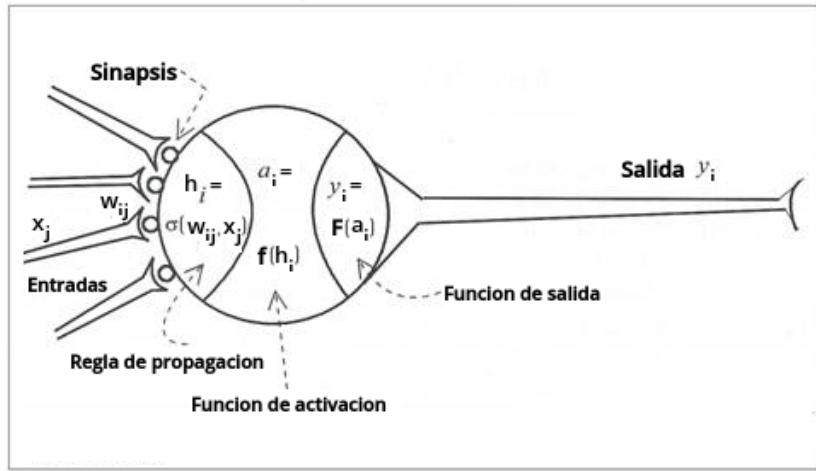


Figura 3-10: Modelo genérico de una neurona artificial.<sup>8</sup>

1247 Los elementos que constituyen neurona genérica se pueden observar en la Fig. 3-10, sien-  
 1248 do  $x_i(t)$  las variables de entrada y salida, los pesos sinápticos  $w_{ij}$  representan la intensidad  
 1249 de interacción entre cada neurona presináptica  $j$  y la neurona postsináptica  $i$ . Las reglas  
 1250 de propagación  $\sigma(w_{ij}, x_j(t))$  proporcionan el valor del potencial postsináptico,  $h_i(t)$ , de la  
 1251 neurona  $i$  en función de sus pesos  $w_{ij}$  y entradas  $x_i(t)$ , la usada en esta investigación es  
 1252  $h_i(t) = \sum w_{ij}x_j$ . La función de activación o de transferencia  $y_i(t) = f_i(h_i(t))$  representa la  
 1253 simultáneamente la salida de la neurona y su estado de activación.

1254 Para la optimización de la red de la Fig. 3-9 se implementa el algoritmo de optimización  
 1255 de Adam, siendo este una extensión del descenso de gradiente estocástico. La función de  
 1256 activación utilizada para relacionar las capas intermedias ( $H_1m_1$ ) es una lineal rectificada<sup>9</sup>  
 1257 dada por:

$$f(x) = \max(0, x) = \begin{cases} 0 & \text{para } x < 0 \\ x & \text{para } x \geq 0 \end{cases} \quad (3-13)$$

1258 Se hace necesario funciones de activación específicas que incluyan las entradas  $x_i$  y las  
 1259 salidas  $y_i$ , las primeras ante la necesidad de reacondicionamiento ante la gran diferencia de

---

<sup>8</sup>Las funciones <https://www.diegocalvo.es/funcion-de-activacion-redes-neuronales/>

1260 rango de los dominios de las variables  $\chi$ , las salidas deben ser dadas en forma de probabilidad  
 1261 de tal manera que el sumatoria de las salidas sea normalizada y de esta manera poder  
 1262 imponer criterios de binarización. Dado lo cual, se utilizó la tangente hiperbólica para la que  
 1263 conexión entre las capas de entrada con las primeras capas ocultas  $x_i \rightarrow H_1 m_1$ :

$$f(x) = \frac{2}{1 + e^{-2x}} - 1 \quad (3-14)$$

1264 Para  $H_k m_k \rightarrow y_i$  se utiliza la función softmax:

$$f(x)_j = \frac{e^{Z_j}}{\sum_{k=1}^K e^{Z_k}} \quad (3-15)$$

1265 Para poder caracterizar la precisión del modelo clasificadorio implementado, la relación entre  
 1266 el número de predicciones correctas y el número total de muestras de entrada nos permitirá  
 1267 conocer la eficiencia del clasificador:

$$\text{accy} = \text{accuracy} = \frac{\text{Número de predicciones correctas}}{\text{Número total de predicciones}} \quad (3-16)$$

1268 Los datos  $x_i$  y  $y_i$  fueron obtenidos de las muestras simuladas con variación en los parámetros de generación  $\vec{\alpha}$ . La cantidad de capas mostró pocos cambios de mejora en el parámetro de eficiencia accy para  $k > 2$  (ver Fig. 3-9), tampoco la cantidad de neuronas por capas, es un factor poco determinante en este caso específico. Se implementa una caracterización para diferentes combinación de parámetros  $\chi$  como entradas  $x_i$ , manteniendo constante la cantidad de épocas, los resultados se muestran en la Tabla 3-6.

$x_i$ consideradas							$x_i$ consideradas						
$PT$	$\phi$	$\eta$	$c\tau$	$D_0$	$D_Z$	accy	$PT$	$\phi$	$\eta$	$c\tau$	$D_0$	$D_Z$	accy
X						$0.54 \pm 0.06$	X						$0.78 \pm 0.02$
X						$0.71 \pm 0.02$	X						$0.53 \pm 0.05$
X						$0.51 \pm 0.07$	X						$0.53 \pm 0.07$
X	X	X	X	X	X	$0.80 \pm 0.01$	X	X					$0.84 \pm 0.02$

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

1274 De la interpretación de los resultados de la Tabla 3-6 se concluye que las propiedades  
 1275  $PT$ ,  $c\tau$ ,  $D_0$ ,  $D_Z$  no son determinantes en la identificación de los di-muones, por el contrario  
 1276 las propiedades  $\eta$  y  $\phi$  muestran potencial válido en el  $\text{accy} > 0.70$ .

1277 Finalmente se concluyó que la creación de una herramienta identificadora de di-muones

1278 con las entradas  $x_i = (\eta, \phi)$  es la más adecuada encontrada, pero con un **accy** =  $(0.84 \pm 0.02)$   
 1279 se presenta con grandes errores que no la hacen una herramienta adecuada para una investiga-  
 1280 ción en la que se esperan resultados robustos. Las propiedades intrínsecas de los muones son  
 1281 factores importantes en la determinación de la pareja di-muon, pero no son concluyentes, se  
 1282 hace necesario encontrar métodos o propiedades complementarias para aumentar la fiabilidad  
 1283 de la herramienta.

## 1284 **3.5 Análisis de la señal con detector**

1285 Una vez entendida la señal de la teoría **MSSMD**, correspondiente a la descomposición  
 1286 según lo muestra el diagrama de la Fig. 1-7b, se intenta comprender como los detectores  
 1287 del **CMS** en las configuraciones Run-2 y Alta Luminosidad reconstruyen experimentalmen-  
 1288 te este decaimiento. Para esto la generación de muestras se divide por la simulación de la  
 1289 configuración del detector (ver Tabla 3-3).

### 1290 **3.5.1 Variación del contenido muónico**

1291 Se hace necesario comenzar con la identificación de las variaciones de las distribuciones  
 1292 de frecuencia del número total de muones por evento, según la notación de la ec. 3-8 está está  
 1293 denotada por:

$$f_{\mathbf{e}}^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x) = \sum_{i=1}^{N_e} \delta_x(n_i^{(\mu,k)}) / N_e \quad (3-17)$$

1294 donde  $\vec{\alpha}$  es el vector de parámetros que especifica las condiciones de generación de la señal  
 1295 **MSSMD** y  $k$  es la configuración del detector requerida.

1296 Para entender el sesgo o varianza de un estadístico genérico resultado de su aplicación  
 1297 sobre una población finita  $\mathbb{M}$ , se aplica el “Bootstrapping”<sup>10</sup>. Este método es el resultado  
 1298 de la selección aleatoria de subconjuntos  $\mathbb{M}_i$ , seguida de la aplicación del estadístico sobre  
 1299 esta. La aplicación continua de “bootstrap” sobre el estadístico  $f_{\mathbf{e}}^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$  y el graficar los  
 1300 histogramas normalizados resultantes (ver Fig. 3-11) permitirán entender la correspondencia  
 1301 de los términos  $\vec{\alpha}$  con las distribuciones.

1302 En las distribuciones de la Fig. 3-11 muestran una alta dependencia con los parámetros  $\vec{\alpha}$ ,  
 1303 además para  $f_{\mathbf{e}}^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x \geq 5) \lesssim 0.0003$  para los cambios de  $\vec{\alpha}$  considerados en la Tabla 3-3,  
 1304 razón por la cual son descartados de nuestra caracterización. Si consideramos que la forma

---

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

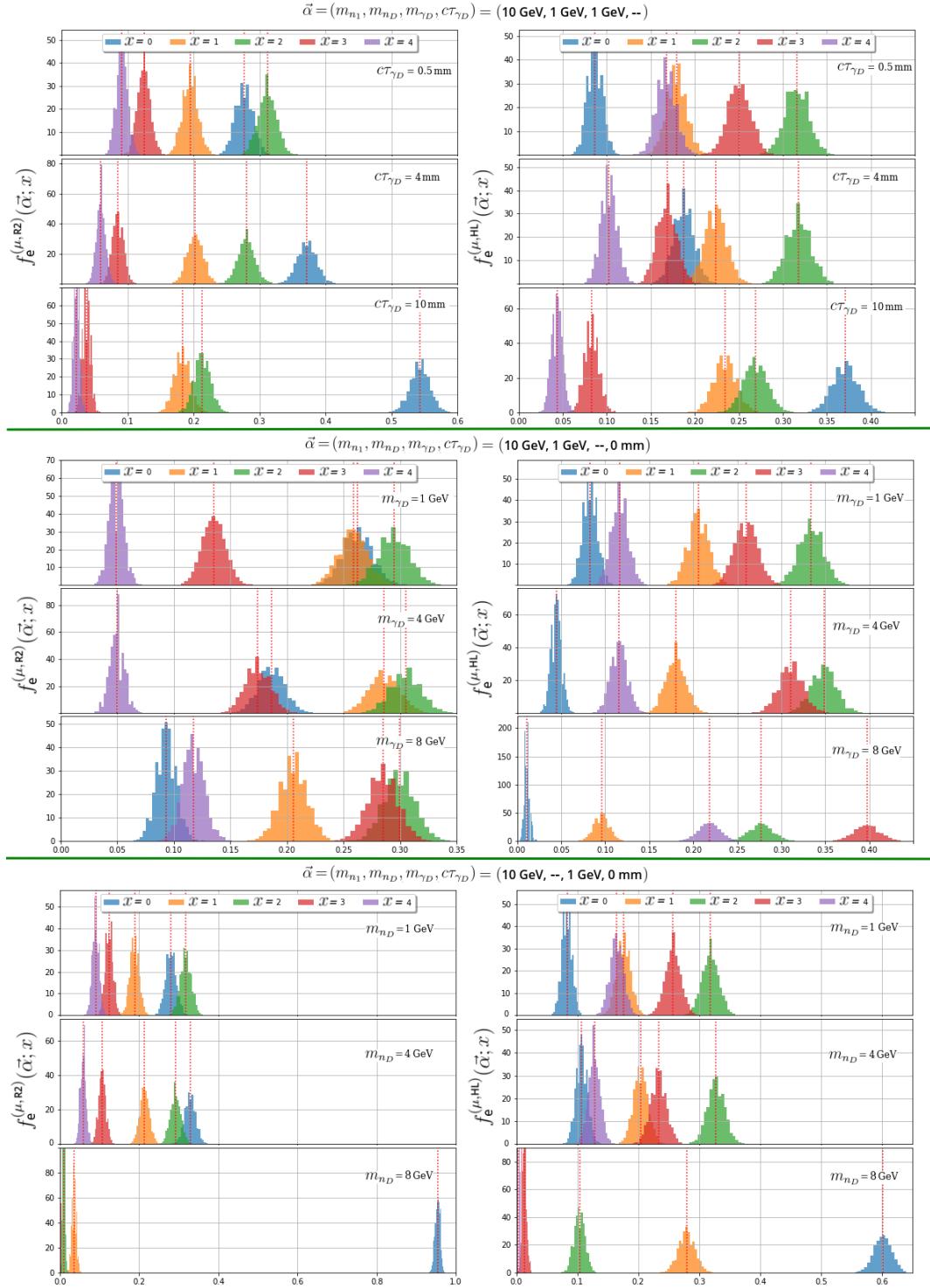


Figura 3-11: Distribuciones de frecuencias resultado de aplicar “bootstrap” sobre los valores  $f_e^{(\mu, k)}(\vec{\alpha}; x)$  ante cambios de los parámetros  $\vec{\alpha}$ .

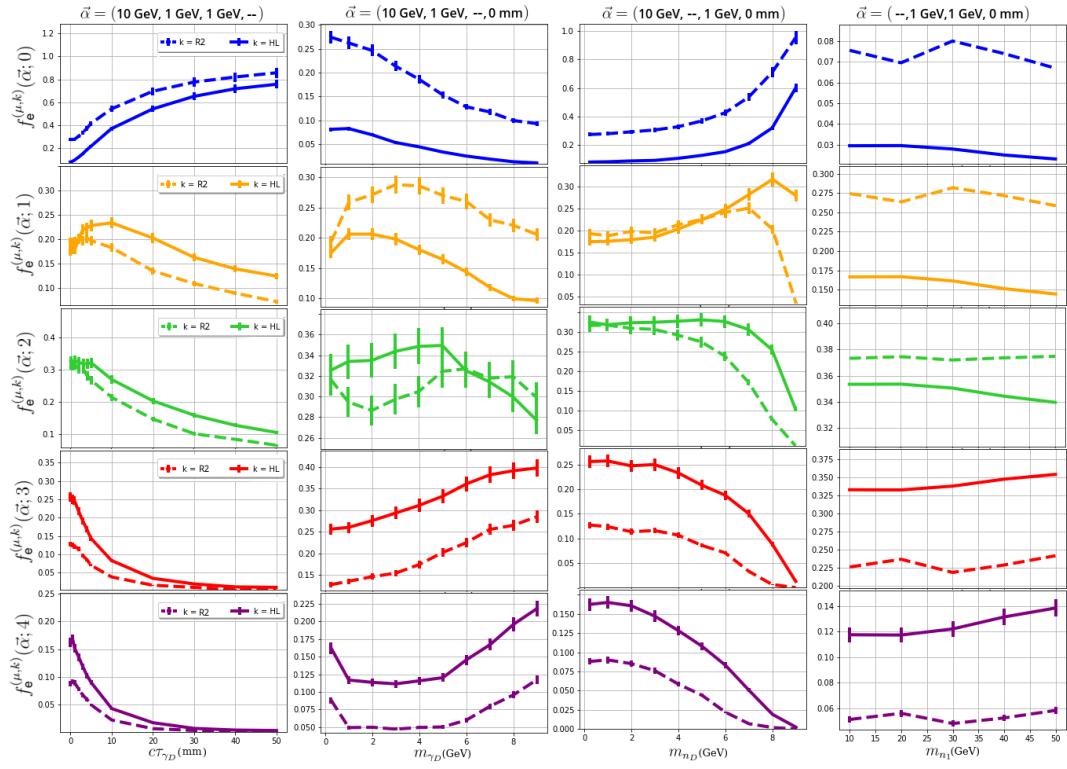


Figura 3-12: Ejemplo de variaciones del parámetro  $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$ .

1305 de estas distribuciones corresponde con una gaussiana, el error en la frecuencia de la ec. 3-8  
 1306 es calculable como:

$$\Delta f_e^{(\mu,k)}(x) \equiv \Delta f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x) = f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x) \cdot Z_{\frac{\beta}{2}} \sqrt{\frac{\rho(1-\rho)}{f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x) \cdot N_e}} \quad (3-18)$$

$$= \frac{Z_{\frac{\beta}{2}}}{100} \sqrt{\rho(1-\rho) \cdot f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)} \quad (3-19)$$

1307 donde:

$Z_{\frac{\beta}{2}}$  es un parámetro que depende del nivel de confianza  $(1 - \alpha)$ . Algunos de los valores  
 1308 mas usados son:  $Z_{0.1} = 1.65$ ,  $Z_{0.05} = 1.96$  y  $Z_{0.01} = 2.58$ .  
 1309  $\rho$  es la probabilidad ocurrencia.

### 1309 Correspondencia entre los eventos de interés y los parámetros de generación.

1310 Algunos ejemplos de los valores de  $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$  los podremos observar en la Tabla 3-7 y en  
 1311 los gráficos de la Fig. 3-12. En estos se puede observar una clara tendencia con los parámetros  
 1312 de generación  $\vec{\alpha}$ . Se pudo constatar la disminución de eventos de interés ( $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; 4)$ ) con el

$\vec{\alpha}$				Frecuencia de muones ( $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x) \pm \Delta f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$ )			
$m_{n_1}$	$m_{n_D}$	$m_{\gamma_D}$	$c\tau_{\gamma_D}$	$f_e^{(\mu,R2)}(\vec{\alpha}; 0)$	$f_e^{(\mu,HL)}(\vec{\alpha}; 0)$	$f_e^{(\mu,R2)}(\vec{\alpha}; 4)$	$f_e^{(\mu,HL)}(\vec{\alpha}; 4)$
10	1	1	0.5	$0.2777 \pm 0.0068$	$0.0864 \pm 0.0038$	$0.0920 \pm 0.0040$	$0.1678 \pm 0.0053$
			2	$0.3040 \pm 0.0071$	$0.1227 \pm 0.0045$	$0.0779 \pm 0.0036$	$0.1355 \pm 0.0047$
			4	$0.3718 \pm 0.0078$	$0.1872 \pm 0.0056$	$0.0597 \pm 0.0032$	$0.1024 \pm 0.0041$
			10	$0.5428 \pm 0.0095$	$0.3710 \pm 0.0079$	$0.0227 \pm 0.0019$	$0.0433 \pm 0.0027$
			50	$0.8570 \pm 0.0119$	$0.7568 \pm 0.0112$	$0.0016 \pm 0.0005$	$0.0039 \pm 0.0008$
			100	$0.9217 \pm 0.0123$	$0.8664 \pm 0.0120$	$0.0002 \pm 0.0002$	$0.0006 \pm 0.0003$
10	1	2	0	$0.2467 \pm 0.0064$	$0.0699 \pm 0.0034$	$0.0497 \pm 0.0029$	$0.1135 \pm 0.0043$
			4	$0.1862 \pm 0.0055$	$0.0446 \pm 0.0027$	$0.0494 \pm 0.0029$	$0.1157 \pm 0.0040$
			6	$0.1286 \pm 0.0046$	$0.0253 \pm 0.0021$	$0.0599 \pm 0.0032$	$0.1456 \pm 0.0049$
			8	$0.0998 \pm 0.0040$	$0.0134 \pm 0.0015$	$0.0957 \pm 0.0040$	$0.1960 \pm 0.0057$
10	2	1	0	$0.2929 \pm 0.0069$	$0.0890 \pm 0.0038$	$0.0852 \pm 0.0038$	$0.1604 \pm 0.0052$
			4	$0.3287 \pm 0.0074$	$0.1072 \pm 0.0042$	$0.0586 \pm 0.0031$	$0.1281 \pm 0.0046$
			6	$0.4265 \pm 0.0084$	$0.1536 \pm 0.0051$	$0.0221 \pm 0.0019$	$0.0831 \pm 0.0037$
			8	$0.7097 \pm 0.0108$	$0.3203 \pm 0.0073$	$0.0022 \pm 0.0006$	$0.0193 \pm 0.0018$
20	1	1	0	—	—	$0.0560 \pm 0.0030$	$0.1176 \pm 0.0044$
			30	—	—	$0.0480 \pm 0.0028$	$0.1224 \pm 0.0045$
			40	—	—	$0.0524 \pm 0.0030$	$0.1319 \pm 0.0047$
			50	—	—	$0.0583 \pm 0.0031$	$0.1391 \pm 0.0048$

Tabla 3-7: Valores de  $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$  para combinaciones de los términos del parámetro generación  $\vec{\alpha}$  y los detectores  $k$ .

aumento del tiempo de vida del fotón oscuro  $c\tau_{\gamma_D}$  y de la masa del neutralino oscuro  $m_{n_D}$ , en contraste se registra aumento de los eventos de interés con la masa del fotón oscuro  $m_{\gamma_D}$ . En el caso de cambios de la masa del neutralino ligero  $m_{n_1}$ , los datos muestran variaciones pequeñas en el rango definido (ver Tabla 3-3), los datos adquiridos no dan una conclusión clara de su comportamiento.

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

**Regresión de datos de frecuencia**  $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; x)$ .

Con la intención de realizar una caracterización eficiente de la cantidad de eventos de interés y de su dependencia con los parámetros de generación, se intenta utilizar métodos simples de regresión para valorar la posibilidad de inferir información pertinente a la frecuencia de los eventos. Para esto se utilizán los métodos presentados ya en la sección 3.3.2 mediante una aproximación lineal como la propuesta en la ec. 3-3 y con una red neuronal como la

1329 presentada en la Fig. 3-5.

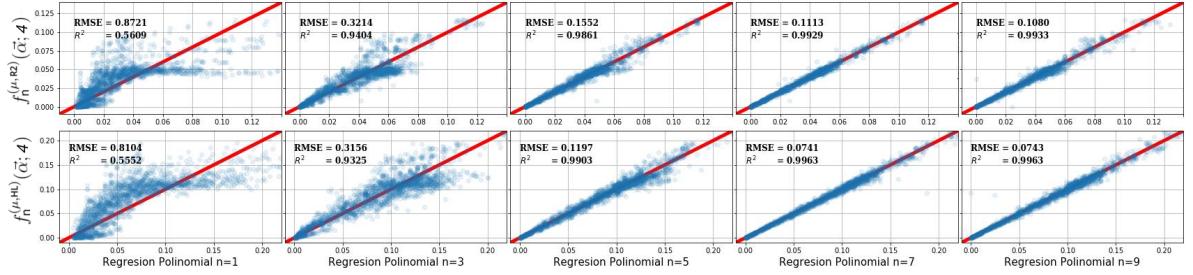


Figura 3-13: Resultados de la regresión polinomial de los valores de frecuencia  $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; 4)$ .

1330 Al implementar el método de regresión polinomial sobre los datos  $f_e^{(\mu,k)}(4)$  hasta el orden  
 1331  $n = 9$  en la Fig. 3-13, se puede observar una mejora en los parámetros progresiva con el au-  
 1332 mento del orden  $n$ . Se visualiza con facilidad la correspondencia entre los valores simulados  
 1333 y los predichos, esta es corroborada por los parámetros de confianza **RMSE** y **R<sup>2</sup>**.

1334 Haciendo uso del método **RNA** según una configuración semejante a la Fig. 3-3 con 4  
 1335 capas ocultas con cantidad de nodos  $m_k = \{9, 7, 5, 3\}$  por cada uno respectivamente, se  
 1336 obtuvo un modelo con valores de **RMSE** y **R<sup>2</sup>** comparables con los del método de regresión  
 1337 lineal explicado con anterioridad.

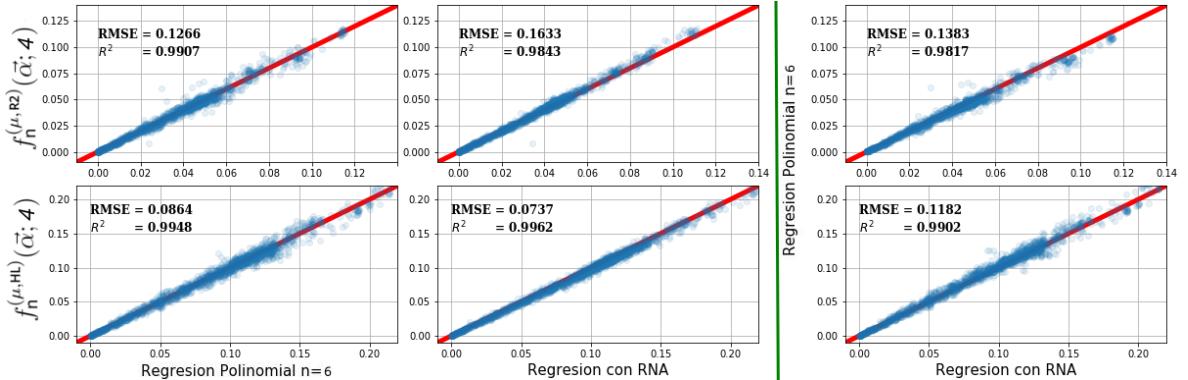


Figura 3-14: Comparación de los resultados de regresión utilizando RNA y regresión polinomial para predecir las frecuencias  $f_e^{(\mu,k)}(\vec{\alpha}; 4)$ .

1338 En la Fig. 3-14 también se puede observar una comparación de los resultados de los dos  
 1339 métodos al intentar reconstruir la información de los valores de frecuencia  $f^{(4\mu, k)}$  mostrando  
 1340 una alta linealidad en los resultados obtenidos validando su implementación como método  
 1341 de análisis. Los resultados dan claridad de como el método de predicción del porcentaje de  
 1342 eventos con 4 muones puede ser utilizado para optimizar la selección del parámetro  $N_e$  en el  
 1343 proceso de generación (ver Tabla 3-3).

1344 **3.5.2 Variación de las propiedades de los muones con el parámetro  $\alpha^*$**

1345 La caracterización de las propiedades de los muones es parte importante de este estudio,  
1346 obtener las dependencias empíricas entre ellas y los posibles cambios en los límites de estas  
1347 propiedades resultado del cambio de la eficiencia de los detectores en sus diferentes config-  
1348 uraciones se hace necesario para comprender mejor como se visualiza la teoría investigada  
1349 desde su reconstrucción por los detectores.

1350 Ante la necesidad de hacer estadística con las variables  $\chi$  definimos la frecuencia de cada  
1351 una de estas variables  $\mathbb{F}_\chi^{(k)}(x)$  donde para un valor predefinido de resolución de la información  
1352  $\delta\chi$

$$\Theta(X, Y) = \begin{cases} 1 & X - \Delta X < Y \text{ and } Y < X + \Delta X \\ 0 & X - \Delta X > Y \text{ or } Y > X + \Delta X \end{cases} \quad (3-20)$$

$$\mathbb{F}_\chi^{(k)}(x) = \sum_{ji} \Theta(\chi_i^{(j,k)}, x) \quad (3-21)$$

$$f_\chi^{(k)}(x) = \mathbb{F}_\chi^{(k)}(x) / \sum_x \mathbb{F}_\chi^{(k)}(x) \quad (3-22)$$

1353 En los gráficos superiores de la Fig. 3-15 se puede observar los valores de momento an-  
1354 gular de todos los muones reconstruidos para eventos  $\mathbb{E}_i^{(4\mu, \text{ CMS})}$  (configuración Run-2) y  
1355  $\mathbb{E}_i^{(4\mu, \text{ HL})}$  (configuración en High Luminosity), en estos se puede visualizar las diferen-  
1356 cias entre los rangos de detección donde para eventos  $k = \text{CMS}$  el  $\sim 99\%$  de los muones po-  
1357 seen  $\sim 10 < P_t^{(4\mu, \text{ CMS})} < \sim 100$ , en contraste para  $k = \text{HL}$  tenemos  $\sim 0.1 < P_t^{(4\mu, \text{ HL})} < \sim$   
1358 100. Este aumento de rango en HL para valores menores de  $\sim 10 \text{ GeV}$  se puede ver que no  
1359 es sin pérdidas, se puede constatar un cambio en la forma de los gráficos, esto es debido a  
1360 que la inclusión de nuevos sensores en la configuración HL no poseen la misma eficiencia en  
1361 la reconstrucción de la información.

1362 **Valores de angulo**

1363 Otro factor importante en la detección de los muones es el valor de Entonces de forma  
1364 generar se puede Además como límite superior se puede constatar que el se encuentran para  
1365 valores

1366 **3.5.3 Reconstruyendo el fotón oscuro  $\gamma^*$**

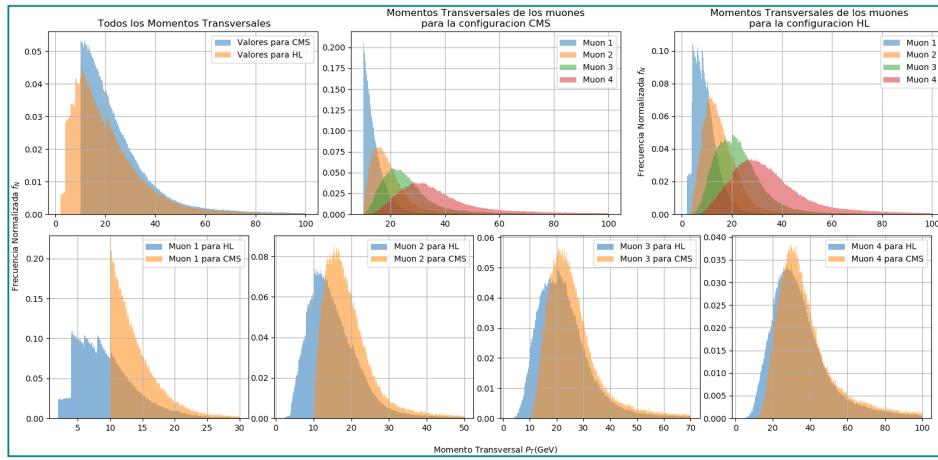


Figura 3-15: Caracterización global de los momentos transversales de nuestra población de muones reconstruidos.

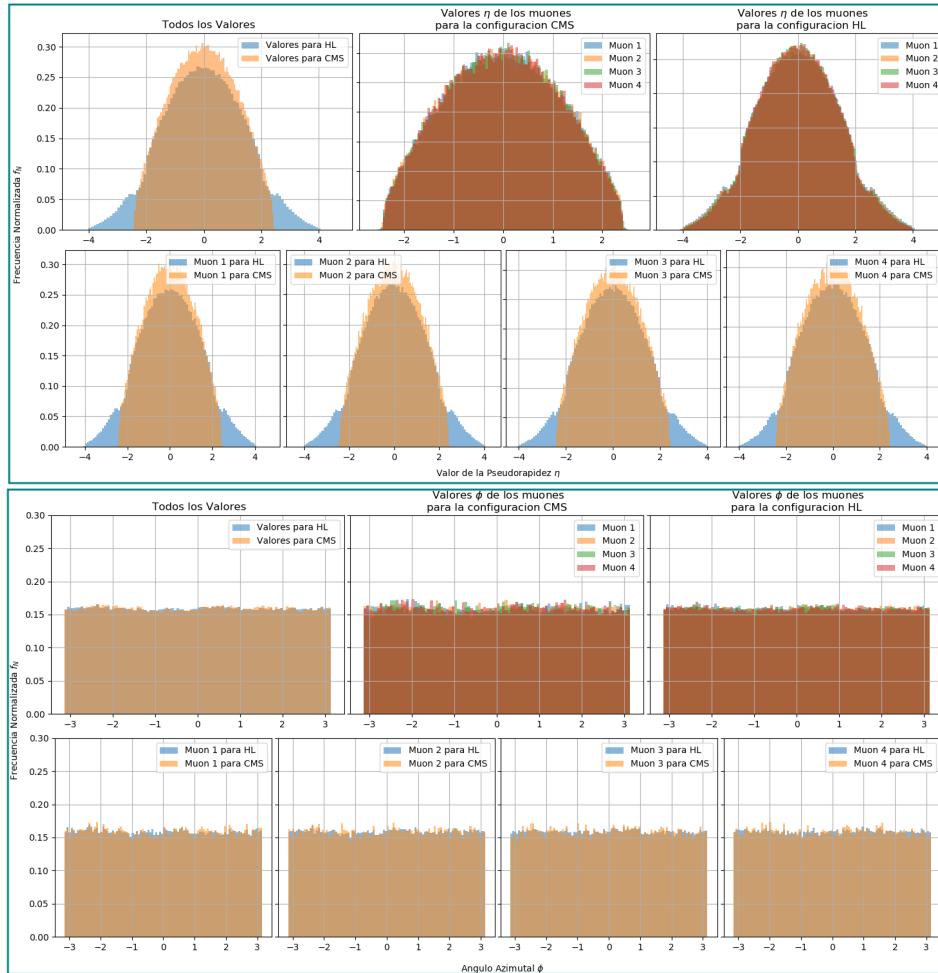


Figura 3-16: Grupo total de datos generados para los eventos de interés.

## <sup>1367</sup> Apéndice A – Experimentos de Materia Oscura

<sup>1368</sup> Muchos fenómenos cosmológicos han dado indicios de la existencia de materia oscura  
<sup>1369</sup> en sus diferentes composiciones teóricas, dado por lo cual un gran conjunto de experimen-  
<sup>1370</sup> tos han sido dedicados únicamente con la intención de obtener información pertinente en la  
<sup>1371</sup> comprensión de su composición y explicación de su comportamiento, existen dos métodos  
<sup>1372</sup> para realizar mediciones dimensionales.

<sup>1373</sup> Los métodos de detección directa intentan detectar las esporádicas interacciones que, a  
<sup>1374</sup> su paso por la Tierra, podrían experimentar las partículas de materia oscura con un material  
<sup>1375</sup> adecuado y muy bien aislado del entorno. Algunos experimentos de masa oscura son:

<sup>1376</sup> **ADMX (Axion Dark Matter eXperiment) :**

- <sup>1377</sup> ■ **Nombre:** Experimento de Materia Oscura Axion
- <sup>1378</sup> ■ **Resumen:** Utiliza una cavidad de microondas resonante dentro de un gran imán super-  
conductor para buscar axiones de materia oscura fría en el halo local de materia oscura  
galáctica.
- <sup>1381</sup> ■ **Página del proyecto :** <https://depts.washington.edu/admx/publications.shtml#>

<sup>1382</sup> **ANAIS (Annual modulation with NaI Scintillators) :**

- <sup>1383</sup> ■ **Nombre:** Modulación anual con NaI Centelleador.
- <sup>1384</sup> ■ **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.
- <sup>1389</sup> ■ **Página del proyecto :** <https://gifna.unizar.es/anais/>.

<sup>1390</sup> **ArDM (Argon Dark Matter):**

- <sup>1391</sup> ■ **Nombre:** Materia Oscura en el Argón.

- 1392     ■ **Resumen:** Busca medir y observando electrones libres de ionización y fotones de cen-  
1393       telleo, que son producidos por la interacción de su núcleo con los átomos vecinos y de  
1394       esta forma relacionarla con la dispersión elástica de **WIMP** de los núcleos de argón  
1395       líquido del que esta hecho el detector.  
1396     ■ **Página del proyecto:** [https://wikimili.com/en/China\\_Jinping\\_Underground\\_Labora-](https://wikimili.com/en/China_Jinping_Underground_Labora-)  
1397       tory.

1398     **CDMS (Cryogenic Dark Matter Search)**

- 1399     ■ **Nombre:** Buscando Materia Oscura Criogénica  
1400     ■ **Resumen:** Busca utilizando una serie de detectores de semiconductores a temperatu-  
1401       ras de milikelvin encontrar los límites más sensibles en las interacciones de la materia  
1402       oscura **WIMP** con materiales terrestres y de esta manera detectar directamente la ma-  
1403       teria oscura. Constituye una serie de experimentos continuos: el **CDMS I**, **CDMS II**,  
1404       el **SuperCDMS** y en la actualidad continua con **SuperCDMS SNOLAB**.  
1405     ■ **Página del proyecto :** <https://supercdms.slac.stanford.edu/>

1406     **DAMA/NaI experiment**

- 1407     ■ **Nombre:** Experimento DAMA/NaI  
1408     ■ **Resumen:** Características semejantes al experimento **ANALIS** con mas de 7 años de  
1409       datos de datos recopilados, fue continuado su estudio con el experimento **DAMA/LI-  
1410       BRA**.  
1411     ■ **Página del proyecto :** <https://people.roma2.infn.it/~dama/web/home.html>

1412     **DarkSide**

- 1413     ■ **Nombre:** DarkSide  
1414     ■ **Resumen:** Busca con la construcción y operación de una serie de cámaras de pro-  
1415       yección de tiempo o **TPC** (Time Projection Chamber) de argón líquido para detectar  
1416       **WIMPs**.  
1417     ■ **Página del proyecto :** <http://darkside.lngs.infn.it/>

1418     **DEAP (Dark matter Experiment using Argon Pulse-shape discrimination)**

- 1419     ■ **Nombre:** Experimento de materia oscura con discriminación de forma de pulso de  
1420       argón  
1421     ■ **Resumen:**) Busca discriminación de fondo basada en la característica forma de pulso  
1422       de centelleo del argón permitiendo medir directamente **WIMP**.

1423     ■ **Página del proyecto :** <http://deap3600.ca/>

1424     Otros experimentos :

- 1425     ■ **MACRO** (Monopole, Astrophysics and Cosmic Ray Observatory),  
1426         **Página del proyecto :** [https://hepwww.pp.rl.ac.uk/groups/ukdmc/ukdmc\\_old.html](https://hepwww.pp.rl.ac.uk/groups/ukdmc/ukdmc_old.html)
- 1427     ■ **PandaX** (Particle and Astrophysical Xenon Detector),  
1428         **Página del proyecto :** <https://pandax.sjtu.edu.cn/>
- 1429     ■ **WARP** (WIMP ARgon Programme),  
1430         **Página del proyecto :** <https://ztopics.com/WIMP%20Argon%20Programme/>
- 1431     ■ **XENON**,  
1432         **Página del proyecto :** <http://www.xenon1t.org/>
- 1433     ■ **ZEPLIN-III** dark matter experiment,  
1434         **Página del proyecto :** <https://zeplin.io/>
- 1435     ■ **UKDMC** (UK Dark Matter Collaboration),  
1436         **Página del proyecto :** <https://hepwww.pp.rl.ac.uk/groups/ukdmc/ukdmc.html>

1437     Otro mecanismo de investigación es cuando el valor de la propiedad física se obtiene a partir  
1438     de lecturas directas de otras propiedades y de una expresión matemática que las relacione.  
1439     Las medidas indirectas calculan el valor de la medida mediante una expresión matemática  
1440     fundamentada por la teoría, previo cálculo de las magnitudes que intervienen en la expresión  
1441     por medidas directas. Algunas investigaciones relacionadas con este mecanismo son:

1442     **AMS-02** (Alpha Magnetic Spectrometer)

- 1443     ■ **Nombre:** Espectrómetro Magnético Alfa
- 1444     ■ **Resumen:** Busca con un detector localizado en Estación Espacial Internacional o **ISS**  
1445         (International Space Station) medir la antimateria en los rayos cósmicos, detectando  
1446         picos en el flujo de positrones, antiprotones o rayos gamma pudiendo indicar la presen-  
1447         cia de neutralinos. El **AMS-01** es referido al prototipo de **AMS**, conteniendo este una  
1448         versión simplificada del detector usado. Algunos de sus resultados se muestran en las  
1449         referencias Li *et al.* [2017]; Battiston [2008]
- 1450     ■ **Página del proyecto :** <https://ams.nasa.gov/>

1451     **ANTARES** (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch  
1452     project)

- 1453     ■ **Nombre:** Astronomía con un Proyecto de Investigación Ambiental del Telescopio de  
1454         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/index.html>

## 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 astronómicas de rayos gamma desde la órbita terrestre baja para estudiar fenómenos astrofísicos y cosmológicos como núcleos galácticos activos, púlsares, otras fuentes de

1486 alta energía y materia oscura. Su instrumento principal es el Telescopio de Área Gran-  
1487 de o **LAT** (Large Area Telescope), con el cual los astrónomos pretenden realizar un  
1488 levantamiento de todo el cielo.

- 1489 ■ **Página del proyecto :** <https://glast.sites.stanford.edu/>

1490 **PAMELA** (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics)

1491 ■ **Nombre:** Exploración de la Materia-Antimateria y Astrofísica de los Núcleos de Luz.  
1492 ■ **Resumen:** Busca estudiar y detectar rayos cósmicos, con un enfoque particular en su  
1493 componente antimateria, en forma de positrones y antiprotones, además monitorea a  
1494 largo plazo de la modulación solar de los rayos cósmicos, partículas energéticas del  
1495 Sol, partículas de alta energía en la magnetosfera de la Tierra y electrones jovianos,  
1496 con el objetivo de detectar evidencia de aniquilación de materia oscura.

- 1497 ■ **Página del proyecto :** <https://pamela.roma2.infn.it/>

1498 **MASS** (Matter Antimatter Superconducting Spectrometer)

1499 ■ **Nombre:** Espectrómetro Superconductor de Materia-Antimateria.  
1500 ■ **Resumen:** Busca con la adaptación de la configuración básica de la Instalación de  
1501 Imanes en Globo investigar partículas de alta energía usando un espectrómetro de imán  
1502 superconductor, un dispositivo de tiempo de vuelo, un contador de gas cherenkov y  
1503 un calorímetro de imagen de tubo streamer, de esta manera medir antiprotones en el  
1504 rango de energías entre  $4 - 20 \text{ GeV}$  y positrones de aproximadamente  $4 - 10 \text{ GeV}$ .  
1505 Se utilizó la misma configuración del experimento **MASS-1** excepto por el sistema de  
1506 seguimiento.

- 1507 ■ **Página del proyecto :** <https://stratocat.com.ar/fichas-e/1991/FSU-19910923.htm>

1508 **CAPRICE** (Cosmic AntiParticle Ring Imaging Cherenkov Experiment)

1509 ■ **Nombre:** Experimento Cósmico de Imágenes de Anillo de Antipartículas de Cheren-  
1510 kov.  
1511 ■ **Resumen:** Busca estudiar el flujo de rayos cósmicos sin demasiado fondo de partículas  
1512 producidas atmosféricamente, esto es posible por el uso de un espectrómetro capaz de  
1513 discriminar entre diferentes partículas. El proyecto se enfoca en estudiar los núcleos de  
1514 antimateria, luz en los rayos cósmicos así como los muones en la atmósfera, específi-  
1515 camente mide el flujo de las antipartículas (antiprotones y positrones) por encima de  
1516 aproximadamente  $5 \text{ GeV}$  y relaciona los flujos con modelos que incluyen la producción  
1517 exótica de antipartículas como partículas supersimétricas de materia oscura.

1518 ■ **Página del proyecto :** <https://cds.cern.ch/record/5608>

1519 **HEAT (High-Energy Antimatter Telescope)**

1520 ■ **Nombre:** Telescopio de Antimateria de Altas Energías

1521 ■ **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].

1529 ■ **Página del proyecto :** <http://stratocat.com.ar/fichas-e/1994/FSU-19940503.htm>

1530 **LHC (Large Hadron Collider)**

1531 ■ **Nombre:** Gran Colisionador de Hadrones

1532 ■ **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.

1538 ■ **Página del proyecto :** <https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>  
1539 [https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider.](https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider)

1540 Otros experimentos :

1541 ■ **MOA (Microlensing Observations in Astrophysics)**

1542 ■ **Página del proyecto :** [http://www.tekapotourism.co.nz/info/mt\\_john.html](http://www.tekapotourism.co.nz/info/mt_john.html)

1543 ■ **VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System)**

1544 ■ **Página del proyecto :** <https://veritas.sao.arizona.edu/>

<sup>1545</sup> **Apéndice B – Name of Appendix B**

1546 **Bibliografía**

- 1547 1548 1549 1550 1551 ALWALL, J., FREDERIX, R., FRIXIONE, S., HIRSCHI, V., MALTONI, F., MATTELAER,  
O., SHAO, H.S., STELZER, T., TORRIELLI, P., Y ZARO, M. The automated computation  
of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to  
parton shower simulations. *Journal of High Energy Physics* **2014**(7):79 (2014). ArXiv:  
1405.0301
- 1552 1553 BATTISTON, R. The anti matter spectrometer (AMS-02): a particle physics detector in space.  
*Journal of Physics: Conference Series* **116**:012001 (2008)
- 1554 1555 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
- 1556 1557 1558 1559 BINOTH, T., GUFFANTI, A., GUILLET, J.P., HEINRICH, G., KARG, S., KAUER, N., MER-  
TSCH, P., REITER, T., REUTER, J., Y SANGUINETTI, G. Precise predictions for LHC  
using a GOLEM. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **183**:91–96 (2008). Ar-  
Xiv: 0807.0605
- 1560 1561 1562 BUCKLEY, A., FERRANDO, J., LLOYD, S., NORDSTROM, K., PAGE, B., RUEFENACHT,  
M., SCHOENHERR, M., Y WATT, G. LHAPDF6: parton density access in the LHC preci-  
sion era. *The European Physical Journal C* **75**(3):132 (2015). ArXiv: 1412.7420
- 1563 1564 1565 BUONOCORE, L., FRUGUEULE, C., MALTONI, F., MATTELAER, O., Y TRAMONTANO, F.  
Event generation for beam dump experiments. *Journal of High Energy Physics* **2019**(5):28  
(2019). ArXiv: 1812.06771
- 1566 1567 1568 COLLABORATION, A. Search for long-lived neutral particles decaying into lepton jets in  
proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector. *Journal of High  
Energy Physics* **2014**(11):88 (2014). ArXiv: 1409.0746
- 1569 1570 1571 COLLABORATION, A. Search for new light gauge bosons in Higgs boson decays to four-  
lepton final states in \$pp\$ collisions at  $\sqrt{s}=8$  TeV with the ATLAS detector at the  
LHC. *Physical Review D* **92**(9):092001 (2015). ArXiv: 1505.07645

- 1572    COLLABORATION, A. Search for new phenomena in events with at least three photons  
1573    collected in \$pp\$ collisions at \$\sqrt{s} = 8\$ TeV with the ATLAS detector. *The European*  
1574    *Physical Journal C* **76**(4):210 (2016a). ArXiv: 1509.05051
- 1575    COLLABORATION, A. Search for the Higgs boson produced in association with a \$W\$ boson  
1576    and decaying to four \$b\$-quarks via two spin-zero particles in \$pp\$ collisions at 13 TeV  
1577    with the ATLAS detector. *The European Physical Journal C* **76**(11):605 (2016b). ArXiv:  
1578    1606.08391
- 1579    COLLABORATION, A. Search for Higgs boson decays to beyond-the-Standard-Model light  
1580    bosons in four-lepton events with the ATLAS detector at \$\sqrt{s}=13\$ TeV. *Journal of*  
1581    *High Energy Physics* **2018**(6):166 (2018a). ArXiv: 1802.03388
- 1582    COLLABORATION, A. Search for the Higgs boson produced in association with a vector  
1583    boson and decaying into two spin-zero particles in the \$H \rightarrow aa \rightarrow 4b\$  
1584    channel in \$pp\$ collisions at \$\sqrt{s} = 13\$ TeV with the ATLAS detector. *Journal of*  
1585    *High Energy Physics* **2018**(10):31 (2018b). ArXiv: 1806.07355
- 1586    COLLABORATION, C. Search for a non-standard-model Higgs boson decaying to a pair of  
1587    new light bosons in four-muon final states. *Physics Letters B* **726**(4-5):564–586 (2013).  
1588    ArXiv: 1210.7619
- 1589    COLLABORATION, C. Search for a very light NMSSM Higgs boson produced in decays of  
1590    the 125 GeV scalar boson and decaying into tau leptons in pp collisions at \$\sqrt{s} = 8\$ TeV.  
1591    *Journal of High Energy Physics* **2016**(1):79 (2016c). ArXiv: 1510.06534
- 1592    COLLABORATION, C. Search for a very light NMSSM Higgs boson produced in decays of  
1593    the 125 GeV scalar boson and decaying into tau leptons in pp collisions at \$\sqrt{s} = 8\$ TeV.  
1594    *Journal of High Energy Physics* **2016**(1):79 (2016d). ArXiv: 1510.06534
- 1595    COLLABORATION, C. Search for an exotic decay of the Higgs boson to a pair of light  
1596    pseudoscalars in the final state of two muons and two \$\tau\$ leptons in proton-proton  
1597    collisions at \$\sqrt{s} = 13\$ TeV. *Journal of High Energy Physics* **2018**(11):18 (2018c).  
1598    ArXiv: 1805.04865
- 1599    COLLABORATION, C. Search for an exotic decay of the Higgs boson to a pair of light pseu-  
1600    doscalars in the final state with two b quarks and two \$\tau\$ leptons in proton-proton colli-  
1601    sions at \$\sqrt{s} = 13\$ TeV. *Physics Letters B* **785**:462–488 (2018d). ArXiv: 1805.10191

- 1602    COLLABORATION, C. A search for pair production of new light bosons decaying into muons  
1603    in proton-proton collisions at 13 TeV. *Physics Letters B* **796**:131–154 (2019). ArXiv:  
1604    1812.00380
- 1605    COLLABORATION, L. Search for Higgs-like bosons decaying into long-lived exotic particles.  
1606    *The European Physical Journal C* **76**(12):664 (2016). ArXiv: 1609.03124
- 1607    COLLESS, M. Y DUNN, A.M. Structure and Dynamics of the Coma Cluster. *The Astrophysical Journal* **458**:435 (1996). ArXiv: astro-ph/9508070
- 1609    CONTE, E., FUKS, B., Y SERRET, G. MadAnalysis 5, a user-friendly framework for colli-  
1610    der phenomenology. *Computer Physics Communications* **184**(1):222–256 (2013). ArXiv:  
1611    1206.1599
- 1612    DE FAVEREAU, J., DELAERE, C., DEMIN, P., GIAMMANCO, A., LEMAÎTRE, V., MER-  
1613    TENS, A., Y SELVAGGI, M. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a  
1614    generic collider experiment. *Journal of High Energy Physics* **2014**(2):57 (2014a). ArXiv:  
1615    1307.6346
- 1616    DE FAVEREAU, J., DELAERE, C., DEMIN, P., GIAMMANCO, A., LEMAÎTRE, V., MER-  
1617    TENS, A., Y SELVAGGI, M. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a  
1618    generic collider experiment. *Journal of High Energy Physics* **2014**(2):57 (2014b). ArXiv:  
1619    1307.6346
- 1620    DENNER, A., DITTMAYER, S., Y HOFER, L. Collier: a fortran-based Complex One-Loop  
1621    Library in Extended Regularizations. *Computer Physics Communications* **212**:220–238  
1622    (2017). ArXiv: 1604.06792
- 1623    DEUR, A. Relativistic corrections to the rotation curves of disk galaxies. *arXiv:2004.05905*  
1624    [*astro-ph, physics:gr-qc*] (2020). ArXiv: 2004.05905
- 1625    ELLIS, R.K. Y ZANDERIGHI, G. Scalar one-loop integrals for QCD. *Journal of High Energy  
1626    Physics* **2008**(02):002–002 (2008). ArXiv: 0712.1851
- 1627    HIRSCHI, V. Y PERARO, T. Tensor integrand reduction via Laurent expansion. *Journal of  
1628    High Energy Physics* **2016**(6):60 (2016). ArXiv: 1604.01363
- 1629    HOOPER, D. Y KRIBS, G.D. Kaluza-Klein Dark Matter and the Positron Excess. *Physical  
1630    Review D* **70**(11):115004 (2004). ArXiv: hep-ph/0406026

- 1631 KURODA, M. Complete Lagrangian of MSSM. *arXiv:hep-ph/9902340* (2005). ArXiv: hep-  
 1632 ph/9902340
- 1633 LI, Z.Y., MENDEZ, C.J.D., GIOVACCHINI, F., HAINO, S., Y HOFFMAN, J. Antiproton  
 1634 identification below threshold with the AMS-02 RICH detector. *Chinese Physics C*  
 1635 **41**(5):056001 (2017). Publisher: IOP Publishing
- 1636 MARSH, G.E. Strings, Topological Change and Dark Matter. *arXiv:1909.01077 [gr-qc,*  
 1637 *physics:hep-th, physics:physics]* (2019). ArXiv: 1909.01077
- 1638 MASTROLIA, P., MIRABELLA, E., Y PERARO, T. Integrand reduction of one-loop scattering  
 1639 amplitudes through Laurent series expansion. *Journal of High Energy Physics* **2012**(6):95  
 1640 (2012). ArXiv: 1203.0291
- 1641 MIELKE, E.W., FUCHS, B., Y SCHUNCK, F.E. Dark Matter Halos as Bose-Einstein Condensates.  
 1642 *The Tenth Marcel Grossmann Meeting* págs. 39–58 (2006). ArXiv: astro-  
 1643 ph/0608526
- 1644 NAGY, Z. Y SOPER, D.E. What is a parton shower? *Physical Review D* **98**(1):014034 (2018).  
 1645 ArXiv: 1705.08093
- 1646 PERARO, T. Ninja: Automated Integrand Reduction via Laurent Expansion for One-Loop  
 1647 Amplitudes. *Computer Physics Communications* **185**(10):2771–2797 (2014). ArXiv:  
 1648 1403.1229
- 1649 ROMAO, J.C. Y SILVA, J.P. A resource for signs and Feynman diagrams of the Standard Mo-  
 1650 del. *International Journal of Modern Physics A* **27**(26):1230025 (2012). ArXiv: 1209.6213
- 1651 SANTAMARIA, A. Masses, Mixings, Yukawa Couplings and their Symmetries. *Physics*  
 1652 *Letters B* **305**(1-2):90–97 (1993). ArXiv: hep-ph/9302301
- 1653 SERVANT, G. Y TAIT, T.M.P. Is the Lightest Kaluza-Klein Particle a Viable Dark Matter  
 1654 Candidate? *Nuclear Physics B* **650**(1-2):391–419 (2003). ArXiv: hep-ph/0206071
- 1655 SJÖSTRAND, T., ASK, S., CHRISTIANSEN, J.R., CORKE, R., DESAI, N., ILTEN, P.,  
 1656 MRENNA, S., PRESTEL, S., RASMUSSEN, C.O., Y SKANDS, P.Z. An Introduction  
 1657 to PYTHIA 8.2. *Computer Physics Communications* **191**:159–177 (2015a). ArXiv:  
 1658 1410.3012

- 1659 SJÖSTRAND, T., ASK, S., CHRISTIANSEN, J.R., CORKE, R., DESAI, N., ILTEN, P.,  
1660 MRENNAN, S., PRESTEL, S., RASMUSSEN, C.O., Y SKANDS, P.Z. An Introduction  
1661 to PYTHIA 8.2. *Computer Physics Communications* **191**:159–177 (2015b). ArXiv:  
1662 1410.3012
- 1663 VAN HAMEREN, A. OneLOop: for the evaluation of one-loop scalar functions. *Computer*  
1664 *Physics Communications* **182**(11):2427–2438 (2011). ArXiv: 1007.4716
- 1665 WANG, F. A novel pulsed fiber laser: Further study on the bias-pumped gain-switched fiber  
1666 laser. *Laser Physics Letters* **15**(8):085105 (2018). ArXiv: 1804.00444
- 1667 WELLS, P.S. The upgraded ATLAS and CMS detectors and their physics capabilities. *Phi-*  
1668 *losophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering*  
1669 *Sciences* **373**(2032):20140046 (2015). Publisher: Royal Society
- 1670 WU, X. Y KROUPA, P. Galactic rotation curves, the baryon-to-dark-halo-mass relation  
1671 and space-time scale invariance. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*  
1672 **446**(1):330–344 (2015). ArXiv: 1410.2256