



UNIVERSIDAD
DE LA REPUBLICA
URUGUAY

Simulación de interacciones de neutrinos de Majorana en colisionadores de partículas

Tesis de Maestría

Juan Tomas Urruzola Abdala

Programa de Posgrado en Física - PEDECIBA
Facultad de Ciencias, Facultad de Ingeniería
Universidad de la República

Montevideo – Uruguay
Octubre de 2023



UNIVERSIDAD
DE LA REPUBLICA
URUGUAY

Simulación de interacciones de neutrinos de Majorana en colisionadores de partículas

Tesis de Maestría

Juan Tomas Urruzola Abdala

Tesis de Maestría presentada al Programa de Posgrado en Física - PEDECIBA, Facultad de Ciencias de la Universidad de la República, como parte de los requisitos necesarios para la obtención del título de Magíster en Física - PEDECIBA.

Directores:

Dra. Lucía Duarte Pastorino (Orientadora)

Dr. Gabriel González Sprinberg (Co-Orientador)

Montevideo – Uruguay

Octubre de 2023

Urruzola Abdala, Juan Tomas

Simulación de interacciones de neutrinos de Majorana en colisionadores de partículas / Juan Tomas Urruzola Abdala. - Montevideo: Universidad de la República, Facultad de Ciencias, Facultad de Ingeniería, 2023.

XII, 109 p. 29, 7cm.

Directores:

Lucía Duarte Pastorino (Orientadora)

Gabriel González Sprinberg (Co-Orientador)

Tesis de Maestría – Universidad de la República, Programa en Física - PEDECIBA, 2023.

Referencias bibliográficas: p. 102 – 109.

1. Física de partículas, 2. Neutrinos, 3. Extensiones del Modelo Estándar, 4. Física de Colisionadores. I. Duarte Pastorino (Orientadora), Lucía, González Sprinberg (Co-Orientador), Gabriel, . II. Universidad de la República, Programa de Posgrado en Física - PEDECIBA. III. Título.

INTEGRANTES DEL TRIBUNAL DE DEFENSA DE TESIS

Dra. Marcela Peláez (Presidenta)

Dr. Diego Armentano

Dr. Joel Jones Perez

Dr. Guzmán Hernández

Dra. Lucía Duarte (Orientadora)

Dra. Cecilia Mateu (Suplente)

Montevideo – Uruguay

Octubre de 2023

A mi Mamá.

Agradecimientos

Quisiera agradecer a todas las personas que me apoyaron y acompañaron en el transcurso de esta maestría, nada de esto hubiera sido posible sin ustedes:

A mis tutores, Lucía y Gabriel. A Lucía por las enseñanzas, las risas y el afecto. A Gabriel por sus cursos, en particular por enseñarme que el cielo es azul y que para guardar neutrones en una bolsa, basta con cerrarla con un nudo.

A mis docentes, tanto de la Licenciatura como de la Maestría, fueron años de muchísimo aprendizaje.

A mis compañeros de estudios, que se volvieron compañeros de la vida. Al Feli, por su hermandad, por la música y por las charlas. Al Agus Talento, por estar siempre al firme para una pizza. A los Necios pishos e inmorales: Cami, Maxi, Nico (inmenso compañero de estudio), Quiti (inmenso compañero de granolate), Nacho, Vale, Joaco y Sofi. Les juro que la próxima ida para afuera me sumo.

A mis compañeros del IFFI, gracias por las horas de catarsis, risas, café y chismes, no se me ocurriría un mejor lugar para trabajar.

A Freddy y Gabriel de Mar del Plata, por hacerme parte del grupo de investigación y por las enseñanzas.

A LDS, mi barra amiga, por la incondicionalidad.

A Tomi y a Chris, por la más pura amistad, por Tom Chris & Tom, por la música, por la comida, por el cine y por las risas.

A Feli Vitale, por compartir conmigo su sabiduría en el espacio de aprendizaje más sano que conocí.

A mi familia, por haberme dado las herramientas y el impulso y por todos los malhumores que me aguantaron. A mi Mamá, por alimentar mi curiosidad desde la primera hora. A mi Papá, a Lula, a Yoana y a Adriana, por creer en

mí y por ser un sostén imprescindible. A Matteo y a Lou, por ser unos sobrinos increíbles. A mi abuela Amparo, por todas las meriendas después de facultad. A Cao, por las charlas, los consejos y la comida rica.

A Sofí, por el amor. Al Bollo, por la compañía y la ternura.

A la Universidad de la República, por todo lo que da. A PEDECIBA y a Jimena por la gestión. A la CAP por las becas, a la ANII por el proyecto de investigación y a CSIC por brindarme los medios para ir a Suiza.

¡Muchas gracias!

RESUMEN

El Modelo Estándar de la física de partículas es la teoría que describe el comportamiento de las partículas elementales y sus interacciones. A pesar de las exitosas predicciones que esta teoría permite realizar, también encuentra ciertas limitaciones. Se puede considerar entonces al Modelo Estándar como el límite de baja energía de una teoría de campos con nueva física accesible a escalas de energía mucho mayores a las alcanzables en los experimentos existentes.

En especial, las oscilaciones de neutrinos, cuyo descubrimiento dio lugar al premio Nobel de física de 2015, evidenciaron la necesidad de extender el Modelo Estándar de la física de partículas para obtener neutrinos masivos. Una manera de hacerlo, es incorporando lo que se conoce como *neutrinos derechos estériles*, de esta manera, a través del mecanismo *seesaw (subibaja)* se obtienen estados de Majorana masivos livianos (los conocidos) y pesados (los neutrinos de Majorana pesados).

La nueva física, existente a escalas de energía mayores, podría mediar nuevas interacciones entre los neutrinos de Majorana pesados y las partículas del Modelo Estándar. Se podría detectar evidencia de esta nueva física si los neutrinos pesados tuvieran masas en la escala electrodébil y se pudieran producir en colisionadores de partículas. Una forma de parametrizar las nuevas interacciones introducidas es con una teoría de campos efectiva que incluye a los neutrinos pesados como grados de libertad accesibles (conocida como ν SMEFT). En este enfoque, los nuevos términos de interacción son válidos únicamente en cierto rango de energías, menores a la escala de nueva física.

En esta tesis estudiamos la fenomenología de la extensión ν SMEFT a través de la realización de simulaciones de experimentos en colisionadores de partículas. Estudiamos la producción de neutrinos de Majorana pesados en los colisionadores futuros ILC (International Linear Collider, del tipo electrón-positrón) y LHeC (Large Hadron-electron Collider, del tipo electrón-protón). De esta manera, buscamos posibles procesos físicos que, de ser observados, evidenciarían la existencia de los neutrinos de Majorana pesados o permitirían acotar los parámetros de la teoría. Finalmente, obtuvimos regiones del espacio

de parámetros de la extensión efectiva en las que las predicciones para estos experimentos se apartan de las del Modelo Estándar lo suficiente como para ser observadas.

Palabras claves:

Física de partículas, Neutrinos, Extensiones del Modelo Estándar, Física de Colisionadores.

ABSTRACT

The Standard Model of particle physics is the theory that describes the behavior of elementary particles and their interactions. Despite its successful predictions, this theory also encounters certain limitations. The Standard Model can then be considered the low-energy limit of a field theory with new physics accessible at energy scales much larger than those achievable in existing experiments.

In particular, neutrino oscillations, whose discovery led to the 2015 Nobel Prize in physics, evidenced the need to extend the Standard Model of particle physics to obtain massive neutrinos. One way to do this is by incorporating what are known as *sterile right-handed neutrinos*. Then, through the *seesaw* mechanism, one can obtain light and heavy Majorana neutrino massive states.

The new physics existing at higher energy scales could mediate new interactions between heavy Majorana neutrinos and Standard Model particles. Evidence of this new physics could be detected if heavy neutrinos had masses in the electroweak scale and could be produced in particle colliders.

One way to parameterize the new introduced interactions is with an effective field theory that includes heavy neutrinos as accessible degrees of freedom (known as ν SMEFT). In this approach, the new interaction terms are valid only in a certain range of energies, lower than the new physics scale.

In this thesis we study the phenomenology of the ν SMEFT extension through simulations of experiments in particle colliders. We study the production of heavy Majorana neutrinos in the future colliders ILC (International Linear Collider, electron-positron type) and LHeC (Large Hadron-electron Collider, electron-proton type). In this way, we look for possible physical processes that, if observed, would evidence the existence of heavy Majorana neutrinos or instead would allow us to put bounds on the parameters of the theory. Finally, we obtained regions of the parameter space of the effective extension in which the predictions for these experiments deviate enough from those of the Standard Model as to be observed.

Keywords:

Particle Physics, Neutrinos, Beyond Standard Model, Collider Physics.

Tabla de contenidos

1	El Modelo Estándar y los Neutrinos	1
1.1	Partículas y sus interacciones	2
1.2	El Modelo Estándar	5
1.3	Neutrinos ¿masivos?	21
1.4	Amplitudes y Renormalización	29
2	Lagrangiano efectivo para Neutrinos de Majorana	32
2.1	Teorías Efectivas	32
2.2	Lagrangiano efectivo para Neutrinos derechos	35
2.3	Cotas a los coeficientes efectivos	41
2.4	Perspectivas	42
3	Metodología de la fenomenología de Física de Partículas	43
3.1	Colisionadores	45
3.2	Observables	53
3.3	Estudio estadístico	58
3.4	Simulaciones numéricas en colisionadores	62
3.5	Perspectivas	65
4	Test de interacciones efectivas de neutrinos de Majorana en colisionadores leptónicos	66
4.1	Procesos estudiados	67
4.2	Resultados	73
4.3	Algunas conclusiones	81
5	Estudio de la sensibilidad de colisionadores electrón-protón a las interacciones efectivas de neutrinos de Majorana	82

5.1	Procesos estudiados	83
5.2	Resultados	91
5.3	Algunas conclusiones	97
6	Conclusiones	99
	Referencias bibliográficas	102

Capítulo 1

El Modelo Estándar y los Neutrinos

“La teoría cuántica de campos es un conjunto de ideas y herramientas que combina tres de los conceptos más importantes de la física moderna: la teoría cuántica, el concepto de campo y el principio de la relatividad”¹.

Desde los inicios del pensamiento, la humanidad ha buscado responder a las grandes interrogantes en torno a la naturaleza de las cosas. En esa búsqueda, entender cuál es la composición de la materia y cuáles son los mecanismos por los cuales esta se forma, es fundamental para comprender porqué el universo que habitamos es como es. En la antigua Grecia, grandes filósofos creían que todo estaba formado por cuatro elementos: fuego, tierra, agua y aire, y si bien hoy sabemos que la realidad es bastante más compleja que eso, seguimos intentando descifrar cual es la composición fundamental de la materia. En la actualidad, la mejor respuesta a esta pregunta la da la teoría cuántica de campos.

El Modelo Estándar de la física de partículas es justamente una teoría cuántica de campos desarrollada principalmente en la segunda mitad del siglo XX, que describe gran parte del comportamiento y de las interacciones de las partículas elementales, es decir, de las partículas que no están compuestas por nada más pequeño y de las cuales está hecho el universo que habitamos y nosotros mismos. Esta teoría ha logrado predecir la existencia de partículas como

¹Cita del libro “Una introducción a la teoría cuántica de campos de Peskin & Schroeder”[1].

los bosones W^\pm , Z , el bosón de Higgs y los quarks Top y Charm, además de predecir con gran precisión muchas de sus propiedades, predicciones que luego se han ido confirmando experimentalmente a lo largo de los años[2-6]. Sin embargo, a pesar de sus grandes logros, el Modelo Estándar también deja numerosas preguntas sin responder: no incluye a la gravedad debido a la dificultad de dar una descripción cuántica de la misma, no ha podido incorporar a la materia oscura (la cual constituye cerca del 27 % de la materia del universo) y predice neutrinos no masivos, a pesar de que estos sí tienen masa. En esta tesis, nos vamos a centrar en esta última interrogante, ya que la evidencia experimental de la existencia de las masas de los neutrinos es una clara señal de nueva física y de la necesidad de extender el Modelo Estándar mas allá. Cabe aclarar que estos son tan solo algunos de los límites que encuentra el Modelo Estándar.

En este capítulo presentaremos algunas de las ideas principales del Modelo Estándar de la física de partículas. Para ello comenzaremos recordando las partículas elementales y sus interacciones. Luego veremos cómo se construye formalmente esta teoría en el marco de las teorías cuánticas de campos, donde veremos cómo el mecanismo de Higgs nos da una explicación para el origen de las masas de las partículas elementales pero con una excepción: los neutrinos. Terminaremos entonces estudiando el caso de los neutrinos, sus posibles mecanismos de generación de masa y las consecuencias que esto trae.

Los contenidos de este capítulo están basados en distintos cursos y libros de física de partículas, teoría cuántica de campos y el Modelo Estándar, además de otras tesis del área. Aquí las principales referencias: [1, 7-12].

1.1. Partículas y sus interacciones

Según el Modelo Estándar, el número de partículas elementales que forman toda la materia que conocemos se reduce tan solo a las 17 partículas que podemos ver en la figura 1.1 y a sus anti-partículas, partículas con las mismas masas pero con las cargas opuestas.

Esta lista se separa en dos tipos de partículas: Fermiones y Bosones. De manera simplificada se puede decir que la materia está compuesta por fermiones, mientras que los bosones son las partículas mediadoras de las distintas interacciones, lo que llamamos “portadores de fuerza”. El momento angular intrínseco de las partículas *-espín-*, nos permite clasificarlas, ya que los fermiones tienen

Modelo estándar de física de partículas

		tres generaciones de materia (fermiones)			portadores de fuerza (bosones)	
		I	II	III		
masa		$\approx 2.2 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.28 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.1 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 124.97 \text{ GeV}/c^2$
carga		$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
espín		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
		u up	c charm	t top	g gluon	H higgs
	QUARKS	d down	s strange	b bottom	γ fotón	
		$\approx 4.7 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 96 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$	0	
		$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		e electrón	μ muon	τ tau	Z bosón Z	
	LEPTONES	$\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 105.66 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.7768 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 91.19 \text{ GeV}/c^2$	
		-1	-1	-1	0	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		ν_e electrón neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W bosón W	
		$< 1.0 \text{ eV}/c^2$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$	$< 18.2 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 80.39 \text{ GeV}/c^2$	
		0	0	0	± 1	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
						BOSONES ESCALARES
						BOSONES DE GAUGE BOSONES VECTORIALES

Figura 1.1: Cuadro de las partículas del Modelo Estándar.

espín $1/2$ y los bosones tienen espín entero.

Los fermiones se dividen en dos categorías, los quarks y los leptones. Para los quarks observamos seis tipos o “sabores” distintos: up, down, charm, strange, top y bottom. Los leptones también son seis: electrón, muón, tau y los neutrinos asociados a cada uno de ellos. Como podemos ver, los fermiones vienen en tres generaciones y las partículas de cada generación tienen propiedades similares a su correspondiente de la familia anterior y mayor masa. En el modelo estándar, los neutrinos son los únicos fermiones no masivos.

La materia que conocemos está principalmente formada por quarks del tipo up y down y de electrones, esto se debe a que los átomos que componen a las moléculas de la materia, están formados por protones y neutrones en los núcleos y electrones en la periferia. Los protones y neutrones son estados ligados de tres quarks cada uno: $|u, u, d\rangle$ y $|u, d, d\rangle$ respectivamente. A estos tipos de estados ligados de quarks los llamamos “Hadrones” y los separamos en dos categorías, los Bariones formados por tres quarks y los Mesones formados por un quark y un anti-quark.

Estos fermiones interactúan a través de las interacciones fundamentales de la naturaleza, y es ahí que entran en juego los bosones. Una descripción

comúnmente utilizada es considerar que las partículas, al interactuar “intercambian” al bosón de la interacción correspondiente.

La interacción nuclear fuerte, es la interacción de mayor intensidad pero de menor alcance. Esta únicamente se da entre los quarks, y su partícula mediadora es el gluón, el cual también la siente. Es la responsable de formar a los hadrones y también permite que el núcleo atómico se mantenga unido a pesar de la repulsión eléctrica entre protones. La teoría que describe estas interacciones es la Cromodinámica Cuántica (QCD por sus siglas en inglés). En el marco de esta teoría, se le atribuye a los quarks una carga conocida como “carga de color”, esto hace que los mismos vengan en tres colores: rojo, verde y azul y, para formar estados ligados, estos tienen que unirse dando como resultante al color neutro. Los quarks también pueden cambiar de color a través de la emisión o la absorción de un gluón, el cual también tiene color.

La interacción electromagnética, es la siguiente en términos de intensidad. Esta interacción se da entre toda partícula con carga eléctrica, por ende todos los fermiones, salvo los neutrinos, pueden interactuar electromagnéticamente. Su partícula mediadora es el fotón, que es a su vez el cuanto de la luz. La teoría que describe esta interacción es la Electrodinámica Cuántica (QED).

La interacción débil es la de menor intensidad y también es de corto alcance. Es la responsable de la desintegración β (entre otros procesos), proceso radiactivo por el cual un neutrón decae (se convierte) en un protón, un electrón y un anti-neutrino del electrón. Sus partículas mediadoras son el bosón Z y los bosones W^+ y W^- (anti-partículas la una de la otra). Estos bosones son curiosos, ya que poseen masa no nula (aproximadamente ochenta veces la masa del protón para los bosones W y noventa y un veces para el bosón Z). Esto es lo que hace que esta interacción sea, como su nombre lo indica, débil. Todos los fermiones interactúan débilmente.

La única interacción fundamental que no está incluida en el Modelo Estándar es la gravedad.

Por último, está el bosón de Higgs, el cual no es mediador de ninguna interacción fundamental, pero es imprescindible para esta teoría, ya que proporciona el mecanismo para que las partículas adquieran masa, como veremos más adelante en este capítulo.

Con esta descripción del Modelo Estándar, ya tenemos una cierta intuición adquirida de la física de partículas. Hecho esto, intentemos ir más allá, viendo cómo se construye como una teoría cuántica de campos.

1.2. El Modelo Estándar

En esta teoría las partículas son creadas a partir del vacío por operadores de campo (funciones continuas de las coordenadas del espacio-tiempo de la relatividad especial), que tienen propiedades de transformación bien definidas bajo simetrías del espacio-tiempo: traslaciones espacio-temporales, rotaciones espaciales, y transformaciones de Lorentz (que definiremos en esta sección) entre sistemas de coordenadas. Decimos que los operadores de campo se clasifican por las representaciones del grupo de simetría de Poincaré (correspondiente al conjunto de todas las transformaciones recién mencionadas), con un impulso (o momento) definido, creando partículas caracterizadas por su espín. Dependiendo de sus propiedades de transformación bajo las rotaciones estos campos son escalares (de espín 0, como el campo de Higgs), espinoriales (de espín 1/2, como los campos de Weyl, Dirac o Majorana que describen los fermiones: quarks y leptones) o vectoriales (bosones de espín 1, como el campo electromagnético que crea fotones, las partículas mediadoras de la interacción electromagnética).

Para incorporar las interacciones fundamentales entre las partículas, hay que hacer uso de las *simetrías de gauge locales*, concepto que introduciremos más adelante en este capítulo.

Las simetrías de una teoría son de gran importancia ya que, por el teorema de Noether, implican la existencia de cantidades conservadas.

Grupo de Lorentz y Espinores

Comencemos entonces viendo cómo se construye la teoría desde la relatividad especial. Esto es imprescindible, ya que en última instancia, queremos llegar a ecuaciones invariantes del punto de vista de la relatividad, es decir que al cambiar de referencial sigan siendo válidas, y que respeten la causalidad. Veamos entonces cómo podemos implementar estas ideas utilizando el grupo de Lorentz y sus distintas representaciones.

Las transformaciones de Lorentz son operaciones que nos permiten transformar cantidades de un referencial a otro en movimiento relativo o rotado. Estas transformaciones incluyen a los *boosts*, que tienen en cuenta los efectos de la velocidad relativa entre los referenciales, y a las rotaciones. El conjunto de todas las transformaciones de Lorentz forman el grupo (en el sentido matemático) de Lorentz y, para llegar a una teoría invariante de Lorentz, bus-

camos construir cantidades invariantes bajo la acción de este grupo. En este sentido, la formulación Lagrangiana es particularmente útil, ya que las ecuaciones de movimiento obtenidas de un Lagrangiano *escalar* de Lorentz son por consecuencia invariantes de Lorentz. Buscamos entonces cantidades invariantes de Lorentz para así construir el Lagrangiano de la teoría. Para ello, el desafío está en hallar las representaciones de este grupo.

Sea Λ la transformación de Lorentz en las coordenadas $x^\mu = (ct, x, y, z)$ ¹ tal que:

$$x^\mu \rightarrow x'^\mu = \Lambda^{\mu\nu} x_\nu, \quad (1.1)$$

si consideramos las representaciones matriciales $n \times n$, obtenemos matrices $M^{ab}(\Lambda)$ que actúan sobre los campos n -dimensionales Φ de la siguiente manera:

$$\Phi^a(x) \rightarrow M^{ab}(\Lambda)\Phi^b(\Lambda^{-1}x). \quad (1.2)$$

En esta sección nos restringiremos al caso de las representaciones matriciales correspondientes al espín 1/2, el cual corresponde a los campos fermiónicos. Consideremos entonces cuatro matrices γ^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) $n \times n$ que cumplen la relación de anti-conmutación:

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \times \mathbf{1}_{n \times n}, \quad (1.3)$$

con $g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ la métrica del espacio de Minkowski.

Utilizando estas matrices podemos encontrar una representación n -dimensional del grupo de Lorentz:

$$S^{\mu\nu} = \frac{i}{4} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]. \quad (1.4)$$

Estas matrices verifican las relaciones de conmutación del álgebra:

$$[S^{\mu\nu}, S^{\rho\sigma}] = i(g^{\nu\rho}S^{\mu\sigma} - g^{\mu\rho}S^{\nu\sigma} - g^{\nu\sigma}S^{\mu\rho} + g^{\mu\sigma}S^{\nu\rho}). \quad (1.5)$$

Para un espacio de Minkowski de dimensión cuatro, tomamos las matrices γ^μ 4×4 conocidas como las *matrices de Dirac*:

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix},$$

¹A partir de ahora tomaremos el sistema de unidades naturales en el que $c = 1, \hbar = 1$, por lo que escribiremos $x^\mu = (t, x, y, z)$.

con σ_i las matrices de Pauli². Utilizando 1.4, obtenemos la llamada representación de *Weyl* o *quiral*. En esta representación, los generadores de los boosts y de las rotaciones son, respectivamente:

$$S^{0i} = \frac{i}{4} [\gamma^0, \gamma^i] = -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} \sigma^i & 0 \\ 0 & -\sigma^i \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

y

$$S^{ij} = \frac{i}{4} [\gamma^i, \gamma^j] = \frac{1}{2} \epsilon^{ijk} \begin{pmatrix} \sigma^k & 0 \\ 0 & \sigma^k \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

Un campo ψ de cuatro componentes, que transforma mediante el producto con las matrices $S^{\mu\nu}$, es llamado *espinor* y transforma de la siguiente manera:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x') = \Lambda_{1/2} \psi(\Lambda^{-1}x) \quad (1.8)$$

con

$$\Lambda_{1/2} = \exp\left(-\frac{i}{2} \omega_{\mu\nu} S^{\mu\nu}\right), \quad (1.9)$$

siendo $\omega_{\mu\nu}$ una matriz anti-simétrica con los parámetros de los boosts (velocidades) y las rotaciones (ángulos) en sus entradas.

Si ahora definimos al espinor adjunto $\bar{\psi}$ como:

$$\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0, \quad (1.10)$$

podemos escribir el Lagrangiano invariante de Lorentz para estos campos espinoriales:

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \equiv \bar{\psi}(i\rlap{\not{\partial}} - m)\psi, \quad (1.11)$$

donde definimos $\rlap{\not{\partial}} \equiv \gamma^\mu \partial_\mu$. Este Lagrangiano es conocido como el **Lagrangiano de Dirac**, ya que la ecuación de movimiento obtenida del mismo (también invariante) es:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0, \quad (1.12)$$

la **ecuación de Dirac**, la cual describe el comportamiento de campos fermiónicos libres de masa m . Además, operando con la ecuación de Dirac y utilizando las propiedades de anti-conmutación de las matrices γ , podemos ver

²Definidas de la siguiente forma: $\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ y $\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$.

que las componentes de los espinores de Dirac también cumplen la ecuación de Klein-Gordon:

$$(\partial^2 + m^2)\psi = 0. \quad (1.13)$$

Esta ecuación, nos permite escribir las soluciones a la ecuación de Dirac utilizando ondas planas con momento definido.

Espinores de Weyl y Paridad

Como podemos ver, los generadores de las transformaciones de Lorentz 1.6 y 1.7, son matrices diagonales por bloques, lo que sugiere que esta representación es reducible¹. Si consideramos los bloques de manera independiente, podemos construir dos representaciones de dimensión 2 escribiendo:

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}. \quad (1.14)$$

Los objetos ψ_L y ψ_R de dos componentes son llamados espinores de Weyl izquierdos y derechos respectivamente y, ante boosts $\vec{\beta}$ y rotaciones $\vec{\theta}$ infinitesimales, transforman de la siguiente manera:

$$\psi_L \rightarrow (1 - i\vec{\theta} \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2} - i\vec{\beta} \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2})\psi_L \quad (1.15)$$

$$\psi_R \rightarrow (1 - i\vec{\theta} \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2} + i\vec{\beta} \cdot \frac{\vec{\sigma}}{2})\psi_R. \quad (1.16)$$

donde $\vec{\sigma} \equiv (\sigma^1, \sigma^2, \sigma^3)$.

Podemos escribir la ecuación de Dirac de la siguiente forma:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = \begin{pmatrix} -m & i(\partial_0 + \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) \\ i(\partial_0 - \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) & -m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix} = 0, \quad (1.17)$$

y en el caso en el que $m = 0$, estas ecuaciones se desacoplan y obtenemos:

$$i(\partial_0 - \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla})\psi_L = 0 \quad (1.18)$$

$$i(\partial_0 + \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla})\psi_R = 0. \quad (1.19)$$

¹Esto se evidencia gracias a la base que tomamos de las matrices γ , esta elección varía según los libros.

Estas ecuaciones son conocidas como *ecuaciones de Weyl* y son importantes para trabajar con neutrinos en el Modelo Estándar ya que en el mismo los neutrinos (y los anti-neutrinos) tienen masa nula y únicamente tienen parte izquierda (y derecha).

Es útil poder proyectar un espinor de Dirac en los espinores izquierdos y derechos de Weyl. En la base de las matrices γ^μ en la que estamos trabajando, esto es particularmente sencillo de hacer, pero podemos definir las proyecciones de manera independiente a la base definiendo la matriz γ^5 :

$$\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3. \quad (1.20)$$

En esta base tenemos:

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} -\mathbb{1} & 0 \\ 0 & \mathbb{1} \end{pmatrix}, \quad (1.21)$$

y podemos definir entonces los operadores de proyección:

$$P_L = \frac{1 - \gamma^5}{2} = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, P_R = \frac{1 + \gamma^5}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \mathbb{1} \end{pmatrix}. \quad (1.22)$$

Cuando hablamos de campos izquierdos o derechos, nos referimos a la *quiralidad* de los campos y es posible transformar campos izquierdos en campos derechos y viceversa a través de las transformaciones de *paridad*, definidas de la siguiente forma:

$$P \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} -x \\ -y \\ -z \end{pmatrix}. \quad (1.23)$$

Esta transformación consiste en la inversión de los ejes espaciales.

Las transformaciones de paridad son de suma importancia en la construcción del Modelo Estándar ya que en el año 1956 el experimento dirigido por Chien-Shiung Wu, en el que se estudió el decaimiento del cobalto-60, permitió ver que las interacciones débiles no son simétricas ante transformaciones de paridad. Esta evidencia experimental llevó a la conclusión de que las interacciones débiles solo involucran a las componentes izquierdas de los campos fermiónicos (o a las derechas en el caso de anti-partículas). Veremos algunas consecuencias de esto más adelante.

La quiralidad está íntimamente relacionada con la *helicidad* de una partícula. Se define el operador helicidad de la siguiente manera:

$$h \equiv \frac{\vec{S} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \vec{\sigma} \cdot \vec{p} & 0 \\ 0 & \vec{\sigma} \cdot \vec{p} \end{pmatrix}, \quad (1.24)$$

siendo \vec{p} el momento de la partícula y \vec{S} el operador de espín. Los auto-valores de este operador son $h = -1/2$ si la partícula viaja con su espín en el sentido opuesto a su momento y $h = 1/2$ si espín y momento están alineados. La helicidad depende del referencial, ya que siempre es posible trasladarse a un referencial en el que el momento de la partícula tiene sentido opuesto y cambiar entonces su helicidad. Esto no se cumple para partículas sin masa ya que estas viajan a la velocidad de la luz, en particular, helicidad y quiralidad de una partícula sin masa son iguales.

Conjugación de Carga y espinores de Majorana

Para terminar esta sección, vamos a definir la operación de conjugación de carga, la cual permite transformar partículas en anti-partículas y viceversa. Si definimos la conjugación de carga como la operación que realiza las siguientes transformaciones:

$$\psi \rightarrow \psi^C = C\bar{\psi}^T = C\gamma^0\psi^* \quad (1.25)$$

$$\bar{\psi} \rightarrow \bar{\psi}^C = -\psi^T C \quad (1.26)$$

donde C cumple:

$$C\gamma^{\mu T}C^{-1} = -\gamma^\mu \quad (1.27)$$

$$C^\dagger = C^{-1} \quad (1.28)$$

$$C^T = -C, \quad (1.29)$$

obtenemos, en la representación quiral:

$$\psi^C = \begin{pmatrix} -i\sigma^2 & 0 \\ 0 & i\sigma^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_L^* \\ \psi_R^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i\sigma^2\psi_R^* \\ i\sigma^2\psi_L^* \end{pmatrix}. \quad (1.30)$$

Expresando los espinores de Dirac en términos de los operadores creación y aniquilación¹, podemos ver que esta transformación lleva partículas a sus anti-

¹Esto sucede cuando cuantizamos la teoría, la idea principal es promover los campos a operadores con relaciones de conmutación (o anti-conmutación) definidas, que actúan sobre estados pertenecientes a un espacio de Fock.

partículas. Esto nos permite definir otro tipo de espinor, conocido como *espinor de Majorana*:

$$\psi_M = \begin{pmatrix} \psi_L \\ i\sigma^2\psi_L^* \end{pmatrix}. \quad (1.31)$$

Este espinor tiene únicamente dos grados de libertad y cumple que:

$$\psi_M^C = \psi_M, \quad (1.32)$$

es decir que describe a un fermión que es su propia antipartícula.

Simetría de Gauge

Veamos ahora cómo, a través de las *simetrías de gauge*, se introducen los campos bosónicos de las interacciones a la teoría.

Si recordamos la formulación covariante del electromagnetismo, el potencial escalar eléctrico y el vector potencial magnético que se definen de las ecuaciones homogéneas de Maxwell, pasan a formar parte de un mismo objeto matemático: el 4-vector potencial, que en unidades naturales es

$$A_\mu(x) = (\phi(x), \vec{A}(x)). \quad (1.33)$$

Estos potenciales no están definidos de manera única, ya que sumarle una constante al potencial eléctrico o un gradiente al potencial vector resulta en los mismos campos eléctricos y magnéticos y por ende en la misma física. Esta libertad es conocida como *libertad de gauge* o de *calibre* y equivale a decir que las ecuaciones de Maxwell son invariantes ante las transformaciones de gauge

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{q}\partial_\mu\lambda(x). \quad (1.34)$$

En el marco de las teorías cuánticas de campos a este campo se le llama *campo de gauge*, su Lagrangiano es:

$$\mathcal{L}_{Gauge} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}, \quad (1.35)$$

con:

$$F_{\mu\nu} \equiv (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu), \quad (1.36)$$

y describe la propagación de fotones libres en ausencia de materia.

Si ahora volvemos al Lagrangiano de Dirac 1.11, vemos otra simetría interesante, ya que este queda invariante si transformamos los campos de la siguiente forma:

$$\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi. \quad (1.37)$$

Esta es una simetría global, es decir que no depende del punto x^μ , ya que $\alpha = cte$. Sin embargo podemos construir una simetría local, en la que $\alpha = \lambda(x)$ si reemplazamos la derivada del Lagrangiano de Dirac por la derivada covariante

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu, \quad (1.38)$$

siendo q la carga eléctrica del campo fermiónico ψ . En ese caso, el Lagrangiano de Dirac queda:

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\not{D} - m)\psi = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - q\gamma^\mu A_\mu - m)\psi. \quad (1.39)$$

Y es fácil ver que ante las transformaciones $A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{q}\partial_\mu\lambda(x)$ y $\psi \rightarrow e^{i\lambda(x)}\psi$, el Lagrangiano queda invariante.

Obtenemos entonces el Lagrangiano de QED para fotones y fermiones cargados:

$$\mathcal{L}_{QED} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\not{D} - m)\psi. \quad (1.40)$$

Estas modificaciones en el Lagrangiano son interesantes por distintos motivos. En primer lugar, pasamos a tener un término del Lagrangiano donde aparece el producto de los campos ψ , $\bar{\psi}$ y A_μ , esto se traduce en lo que llamamos un *vértice de interacción*. En última instancia, este término describe la interacción entre un fermión cargado y el fotón, la cual garantiza que los fermiones cargados sientan la interacción electromagnética en QED. En segundo lugar, es interesante notar que esta simetría de gauge local no es más que la invariancia ante la acción del grupo de Lie $U(1)$ local. Esto nos da un marco natural para la generalización de QED a otras teorías, en particular al pasar a los grupos $SU(N)$ obtenemos las teorías de Yang-Mills.

Las teorías de Yang-Mills son teorías de gauge no abelianas, esto se debe a que sigue habiendo invariancia de gauge pero ahora los generadores del grupo de simetría no conmutan. En estos casos, los campos de gauge transforman

infinitesimalmente de la siguiente manera:

$$A_\mu^a(x) \rightarrow A_\mu^a(x) + \frac{1}{g} \partial_\mu \alpha^a(x) - f^{abc} \alpha^b(x) A_\mu^c(x) \quad (1.41)$$

y su lagrangiano es:

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu a} F_{\mu\nu}^a, \quad (1.42)$$

con

$$F_{\mu\nu}^a \equiv (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c), \quad (1.43)$$

siendo f^{abc} las constantes de estructura del grupo y g la constante de acoplamiento.

La forma del lagrangiano de Yang-Mills hace que los campos de gauge sí interactúen, a diferencia del caso $U(1)$ para QED, en el que no hay términos de interacción entre fotones.

Las teorías de Yang-Mills son de suma importancia en la construcción del Modelo Estándar, ya que este es una teoría de gauge

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y. \quad (1.44)$$

El grupo $SU(3)_C$ corresponde a la simetría de la interacción nuclear fuerte y en este caso los índices latinos de los campos en 1.41 corresponden al índice de color. Efectivamente, los gluones interactúan entre sí. Si también agregamos los campos fermiónicos de materia, con la transformación de gauge correspondiente, obtenemos la cromodinámica cuántica.

El grupo $SU(2)_L$ corresponde al isospín débil, y es el responsable de que la interacción débil sea quiral, ya que es un grupo que únicamente actúa sobre las componentes izquierdas de los campos (de ahí el subíndice L). En la representación fundamental del grupo, los fermiones se agrupan en dobletes izquierdos, conocidos como *dobletes de isospín débil*:

$$L^i = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}, \quad Q^i = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, \quad (1.45)$$

donde el índice i recorre las generaciones. Cada entrada de estos dobletes es a su vez un fermión de Weyl izquierdo.

El grupo $SU(2)_L$ da lugar a tres campos de gauge W_μ^1 , W_μ^2 y W_μ^3 y sus generadores son $\tau^a = \sigma^a/2$, con σ^a las matrices de Pauli. La derivada covariante

queda entonces de la forma:

$$D_\mu = \partial_\mu - igW_\mu^a \tau^a, \quad (1.46)$$

siendo g la constante de acoplamiento del grupo.

El grupo $U(1)_Y$ de hipercarga es análogo al electromagnetismo, con la diferencia de que distingue a las partes izquierdas de las derechas de los campos, ya que estas tienen distintas hipercargas Y . El campo de gauge de $U(1)_Y$ es B_μ , por lo que en este caso la derivada covariante queda:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig'Y B_\mu, \quad (1.47)$$

siendo g' su constante de acoplamiento.

Estos últimos dos grupos son unificados en el modelo de unificación electrodébil introducido por Glashow, Weinberg y Salam, en el que la teoría tiene simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$. El posterior rompimiento de esta simetría es lo que da lugar a los campos bosónicos W^\pm y Z de la interacción débil y al campo del fotón del electromagnetismo, como veremos en la sección siguiente.

Mecanismo de Higgs

Como mencionamos anteriormente, el Modelo Estándar es una teoría de gauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, pero todavía hay un camino por recorrer para dar con una teoría que describa a las partículas y las interacciones que presentamos al comienzo de este capítulo. En particular, hay que encontrar la manera de darles masa a las partículas. En efecto, para los bosones de gauge no es posible agregar términos de masa de la forma mA^2 , ya que estos términos no son invariantes ante las transformaciones de gauge definidas en 1.34 y 1.41. Como veremos más adelante, algo similar sucede con los términos de masa para fermiones. La solución a esto la da el Mecanismo de Higgs a través del rompimiento espontáneo de la simetría del sector electrodébil $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ incorporando un doblete complejo ϕ . Por el teorema de Goldstone, sabemos que cada generador roto da lugar a un bosón de Goldstone, pero el mecanismo de Higgs, realizando una transformación de gauge para tomar el *gauge unitario*, elimina a los bosones de Goldstone dándole masa a los bosones de gauge asociados a los generadores rotos. Esto resulta en tres bosones de gauge masivos (W^+ , W^- y Z) y uno no masivo (el fotón). También da lugar a

un nuevo campo escalar masivo cuya partícula asociada es el *bosón de Higgs*.

Introducimos entonces un doblete de $SU(2)$ complejo con hipercarga $Y = 1/2$ conocido como el *doblete de Higgs*:

$$\phi = \begin{pmatrix} \varphi_1 + i\varphi_2 \\ \varphi_3 + i\varphi_4 \end{pmatrix}, \quad (1.48)$$

sometido al potencial

$$V(\phi) = m^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad \text{con } \lambda > 0 \in \mathbb{R}. \quad (1.49)$$

Todo esto resulta en un lagrangiano para los bosones de la siguiente forma:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}(W_{\mu\nu}^a)^2 - \frac{1}{4}(B_{\mu\nu})^2 + (D_\mu \phi)^\dagger (D_\mu \phi) + m^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (1.50)$$

con $W_{\mu\nu}^a = (\partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + gf^{abc}W_\mu^b W_\nu^c)$ y $B_{\mu\nu} = (\partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu)$. Juntando las derivadas de 1.46 y 1.47 obtenemos la derivada covariante completa para el doblete ϕ :

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - igW_\mu^a \tau^a \phi - \frac{1}{2}ig' B_\mu \phi. \quad (1.51)$$

Observando el potencial del ϕ , vemos que este tiene un mínimo en $\phi^\dagger \phi = m^2/\lambda \equiv v$. Podemos entonces expandir el campo ϕ en torno a este mínimo (conocido como *valor esperado en el vacío* o v.e.v.) parametrizando la expansión con los campos $\pi^a(x)$ (estos son los bosones de Goldstone) y $h(x)$ de la siguiente forma:

$$\phi = \exp\left(2i\frac{\pi^a(x)\tau^a}{v}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \xrightarrow[\text{unitario}]{\text{gauge}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \\ \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.52)$$

donde ya tomamos el gauge unitario fijando $\pi^a = 0$, sacando así a los bosones de Goldstone y con los $1/\sqrt{2}$ producto de la normalización de los campos. Finalmente, sustituyendo en el término de la derivada covariante de ϕ , obtenemos para los términos con el v :

$$|D_\mu \phi|^2 = \frac{v^2}{8}g^2 \left[(W_\mu^1)^2 + (W_\mu^2)^2 + \left(\frac{g'}{g}B_\mu - W_\mu^3\right)^2 \right]. \quad (1.53)$$

Es posible escribir términos de masa para los bosones de gauge diagonalizando

este Lagrangiano con un cambio de base que también nos da auto-estados del generador de la simetría no rota, correspondiente a la carga eléctrica:

$$W_\mu^+ \equiv \frac{W_\mu^1 - iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad W_\mu^- \equiv \frac{W_\mu^1 + iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (1.54)$$

$$Z_\mu \equiv \cos\theta_w W_\mu^3 - \sin\theta_w B_\mu \quad \text{y} \quad A_\mu \equiv \sin\theta_w W_\mu^3 + \cos\theta_w B_\mu, \quad (1.55)$$

con

$$\tan\theta_w = \frac{g'}{g}. \quad (1.56)$$

Obtenemos así términos de masa para los campos de gauge con:

$$m_{W^\pm} = \frac{vg}{2}, \quad m_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} = \frac{m_W}{\cos\theta_w} \quad \text{y} \quad m_A = 0. \quad (1.57)$$

Estos nuevos campos de gauge que surgen luego de romper la simetría son justamente los bosones W^+ , W^- , Z y el fotón A . Estas re-definiciones de los campos y el hecho de que $SU(2)_L$ sea una teoría no-abeliana, nos da términos de interacción en el Lagrangiano entre los bosones W y el Z y entre los W y el fotón. En particular, el acoplamiento entre el fotón y los bosones W , nos permite relacionar la carga eléctrica de los W con las constantes g y g' :

$$e = g\sin\theta_w = g'\cos\theta_w. \quad (1.58)$$

Luego, al incluir los términos con el campo escalar h , obtenemos interacciones entre este y los bosones de gauge, con excepción del fotón.

Veamos ahora cuáles son las consecuencias del rompimiento espontáneo de simetría para el sector fermiónico del Modelo Estándar. Como presentamos en la sección anterior, el contenido de materia está dado por 1.45 para los fermiones izquierdos y por:

$$e_R^i = \{e_R, \mu_R, \tau_R\}, \quad u_R^i = \{u_R, c_R, t_R\}, \quad d_R^i = \{d_R, s_R, b_R\}, \quad (1.59)$$

para los fermiones derechos. Estos singletes de isospín son a su vez fermiones de Weyl derechos.

Como podemos ver, no estamos incluyendo singletes de neutrinos derechos ya que en el Modelo Estándar estos no existen. Esto eventualmente va a ser la causa de que en el Modelo Estándar los neutrinos no tengan términos de

masa.

Siendo este el contenido de materia en el Modelo Estándar, ya vemos un problema: los términos de masa $m\bar{\psi}\psi$ del Lagrangiano de Dirac 1.11 no son invariantes de gauge frente a las transformaciones $SU(2)_L$, ya que dan lugar a términos de la forma $m\bar{e}_L e_R$. Una vez más, el doblete ϕ resuelve esto a través de su acoplamiento a los fermiones. El lagrangiano de Yukawa contiene todos los términos de esta forma que respetan las simetrías de la teoría:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -Y_{ij}^u \bar{Q}^i \tilde{\phi} u_R^j - Y_{ij}^d \bar{Q}^i \phi d_R^j - Y_{ij}^e \bar{L}^i \phi e_R^j + h.c., \quad (1.60)$$

con $\tilde{\phi} \equiv i\sigma_2 \phi^*$ con hipercarga $Y_{\tilde{\phi}} = -1/2$. Luego, con el rompimiento espontáneo de la simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, expandiendo ϕ en torno a su mínimo y tomando el gauge unitario obtenemos:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \left(\frac{v}{\sqrt{2}} + \frac{h}{\sqrt{2}} \right) \left[-Y_{ij}^u \bar{u}_L^i u_R^j - Y_{ij}^d \bar{d}_L^i d_R^j - Y_{ij}^e \bar{e}_L^i e_R^j \right] + h.c. \quad (1.61)$$

Escribiendo esto en forma matricial tenemos:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \left(\frac{v}{\sqrt{2}} + \frac{h}{\sqrt{2}} \right) \left[-Y^u \bar{u}_L u_R - Y^d \bar{d}_L d_R - Y^e \bar{e}_L e_R \right] + h.c. \quad (1.62)$$

Las matrices Y^u , Y^d e Y^e no son diagonales ni simétricas, pero podemos diagonalizarlas con tres conjuntos de matrices unitarias U y K escribiendo:

$$Y^u = U_u M_u K_u^\dagger, \quad Y^d = U_d M_d K_d^\dagger, \quad Y^e = U_e M_e K_e^\dagger \quad (1.63)$$

y transformando

$$\begin{aligned} d_R &\rightarrow K_d d_R, & u_R &\rightarrow K_u u_R, & e_R &\rightarrow K_e e_R, \\ d_L &\rightarrow U_d d_L, & u_L &\rightarrow U_u u_L, & e_L &\rightarrow U_e e_L. \end{aligned} \quad (1.64)$$

Estas transformaciones sobre los campos dejan el lagrangiano de Yukawa en una base conocida como la *base de masas*, ya que los campos transformados son auto-estados de masa. Así obtenemos finalmente los términos de masa conocidos como *de Dirac*:

$$\mathcal{L}_{masa} = -m_j^u \bar{u}_L^j u_R^j - m_j^d \bar{d}_L^j d_R^j - m_j^e \bar{e}_L^j e_R^j + h.c. \quad (1.65)$$

Esto también genera que los acoplamientos de los fermiones con el campo escalar h no mezclen familias ya que la diagonalización repercute también en esos términos. Como podemos ver, al no tener neutrinos derechos ν_R , no hay términos de masa para los neutrinos.

Interacciones

Ahora que entendemos los mecanismos por los cuales se generan las partículas masivas en el Modelo Estándar, solo nos queda estudiar los términos de interacción. Juntando entonces la derivada covariante del sector electrodébil 1.51 y los campos fermiónicos 1.45 y 1.59, podemos escribir el lagrangiano de Dirac antes del rompimiento espontáneo de simetría como:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Dirac} = & i\bar{L}_i(\not{\partial} - igW^a\tau^a - \frac{1}{2}ig'Y_L\not{B})L_i \\
& +i\bar{Q}_i(\not{\partial} - igW^a\tau^a - \frac{1}{2}ig'Y_Q\not{B})Q_i \\
& +ie_R^i(\not{\partial} - \frac{1}{2}ig'Y_e\not{B})e_R^i \\
& +iu_R^i(\not{\partial} - \frac{1}{2}ig'Y_u\not{B})u_R^i \\
& +id_R^i(\not{\partial} - \frac{1}{2}ig'Y_d\not{B})d_R^i.
\end{aligned} \tag{1.66}$$

Al sustituir los valores de las hipercargas con los valores de la tabla 1.1 y diagonalizar las matrices de masas para bosones y fermiones, obtenemos las interacciones débiles y eléctricas a través de corrientes cargadas (interacciones mediadas por bosones W^\pm , cargados eléctricamente) y a través de corrientes neutras (interacciones mediadas por bosones Z y A , ambos sin carga eléctrica).

Se puede ver que los auto-valores del generador no roto,

$$Q = \tau^3 + Y\mathbb{1}, \tag{1.67}$$

corresponden a los acoplamientos con los campos A_μ , es decir, a las cargas eléctricas.

Las corrientes neutras (CN) quedan entonces de la forma:

$$\mathcal{L}_{CN} = -\frac{g}{\cos\theta_w}J_Z^\mu Z_\mu - eJ_A^\mu A_\mu. \tag{1.68}$$

Debido a la diagonalización de la matriz de masas para los bosones, las corrien-

Campos	$L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	e_R	$Q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	u_R	d_R	ϕ
Hipercargas Y	-1/2	-1	1/6	2/3	-1/3	1/2

Tabla 1.1: Hipercargas de los distintos campos del Modelo Estándar.

Fermiones	g_L	g_R
ν_e, ν_μ, ν_τ	1/2	0
e, μ, τ	$-1/2 + \sin^2 \theta_w$	$\sin^2 \theta_w$
u, c, t	$1/2 - 2/3 \sin^2 \theta_w$	$-2/3 \sin^2 \theta_w$
d, s, b	$-1/2 + 1/3 \sin^2 \theta_w$	$1/3 \sin^2 \theta_w$

Tabla 1.2: Constantes de acoplamiento con el bosón Z .

tes neutras no mezclan las distintas entradas de los dobletes izquierdos, esto genera que las transformaciones 1.64 que hacemos para pasar a la base de masas de los fermiones se cancelen en estos términos, haciendo que las corrientes neutras no mezclen familias de fermiones. Tenemos entonces:

$$J_A^\mu = -\bar{e}\gamma^\mu e + \frac{2}{3}\bar{u}\gamma^\mu u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma^\mu d. \quad (1.69)$$

y

$$J_Z^\mu = g_L^u \bar{u}_L \gamma^\mu u_L + g_L^d \bar{d}_L \gamma^\mu d_L + g_R^u \bar{u}_R \gamma^\mu u_R + g_R^d \bar{d}_R \gamma^\mu d_R \\ + g_L^\nu \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L + g_L^e \bar{e}_L \gamma^\mu e_L + g_R^e \bar{e}_R \gamma^\mu e_R, \quad (1.70)$$

con los valores de los acoplamientos g en la tabla 1.2.

Para las corrientes cargadas (CC) tenemos:

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ J_{CC}^\mu - \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- J_{CC}^{\mu\dagger}, \quad (1.71)$$

con

$$J_{CC}^\mu = \bar{\nu}_{e,L} \gamma^\mu e_L + \bar{u}_L \gamma^\mu d_L. \quad (1.72)$$

En este caso, cuando pasemos a la base de masas de los fermiones, al tener términos que mezclan neutrinos con leptones cargados y quarks u con d , las transformaciones 1.64 ya no se cancelan, como sí pasaba en las corrientes neutras. Por lo tanto las corrientes cargadas quedan:

$$J_{CC}^\mu = \bar{\nu}_{e,L} \gamma^\mu U_e e_L + \bar{u}_L \gamma^\mu U_u^\dagger U_d d_L. \quad (1.73)$$

La matriz $V_{CKM} \equiv U_u^\dagger U_d$, conocida como la matriz de *Cabibbo-Kobayashi-*

Maskawa, no tiene porqué ser diagonal, y de hecho no lo es, aunque sí es unitaria. Esto genera que las corrientes cargadas puedan cambiar de familia de quarks, es decir que un quark u puede interactuar, por ejemplo, con un bosón W^- y con un quark s , las entradas de la matriz corresponden con las probabilidades de estos intercambios y se determinan experimentalmente. Para la parte leptónica la situación es diferente, ya que al no tener términos de masa para los neutrinos, estos siguen en la base de sabor. Puedo entonces realizar la transformación:

$$\nu_L \rightarrow U_e^\dagger \nu_L, \quad (1.74)$$

dejando las corrientes cargadas de la siguiente forma:

$$J_{CC}^\mu = \overline{\nu_{e,L}} \gamma^\mu e_L + \overline{u_L} \gamma^\mu V_{CKM} d_L. \quad (1.75)$$

Esto implica que las corrientes cargadas mezclan familias de quarks y definen a los tres *sabores* de los neutrinos según el leptón cargado con el que estos interactúan.

Por último, viendo el lagrangiano 1.66, encontramos que aún quedan simetrías globales que sobreviven a todos los procesos de cambio de base mencionados anteriormente, estas son:

$$\begin{aligned} Q_L^i &\rightarrow e^{i\theta/3} Q_L^i, \\ u_R^i &\rightarrow e^{i\theta/3} u_R^i, \\ d_R^i &\rightarrow e^{i\theta/3} d_R^i \end{aligned} \quad (1.76)$$

y

$$\begin{aligned} L_L^i &\rightarrow e^{i\phi/3} L_L^i, \\ e_R^i &\rightarrow e^{i\phi/3} e_R^i. \end{aligned} \quad (1.77)$$

Estas simetrías corresponden a las conservaciones del número bariónico y del número leptónico. El número bariónico se define como $n_b = (n_q - n_{\bar{q}})/3$, siendo n_q el número de quarks y $n_{\bar{q}}$ el número de anti-quarks y el número leptónico se define como $(n_\ell - n_{\bar{\ell}})$ siendo n_ℓ el número de leptones (en este caso cargados o neutros) y $n_{\bar{\ell}}$ el número de anti-leptones. Si bien estas definiciones son para los números totales de quarks y leptones (es decir que no distinguen familias o sabores), en el caso de los leptones se da otra conservación interesante. Debido a la transformación 1.74, ningún término del lagrangiano del Modelo Estándar mezcla sabores leptónicos, esto implica que, además de conservarse el número

leptónico total, todo proceso tiene que conservar el número leptónico de cada sabor.

Todas estas simetrías son conocidas como simetrías *anómalas*, ya que al cuantizar la teoría estas desaparecen. Sin embargo, al tratarse de anomalías globales, estas no dan lugar a inconsistencias en la teoría, algo que sucedería si las simetrías de gauge fueran anómalas.

1.3. Neutrinos ¿masivos?

En las secciones anteriores presentamos el Modelo Estándar de la física de partículas y vimos cómo los campos fermiónicos y bosónicos adquieren masa e interactúan entre sí. Sin embargo, dado que el Modelo Estándar no incluye campos de neutrinos derechos, no hay un mecanismo por el cual los neutrinos puedan adquirir masa y por ende tienen masa nula. A diferencia del caso del fotón, en el que la masa es cero porque queda una simetría de gauge sin romper, el caso del neutrino es más curioso, ya que no hay ningún motivo físico por el cual este no deba tener masa. Esto terminó siendo un problema aún más grande cuando a través de la observación del fenómeno de oscilaciones de neutrinos se descubrió que estos sí tienen masa, descubrimiento que dio lugar al premio Nobel de física de 2015. En esta sección comenzaremos introduciendo las oscilaciones de neutrinos para luego estudiar de qué manera se podría extender el Modelo Estándar con el fin de incorporar las masas de los neutrinos.

Oscilaciones de neutrinos

Comencemos entonces con las oscilaciones de neutrinos: ¿Qué son? ¿Cuál es la relación entre las oscilaciones y la masa de los neutrinos?

Las oscilaciones de neutrinos, son los procesos por los cuales neutrinos de un sabor se transforman en neutrinos de otro sabor, violando así la conservación del número leptónico de sabor. Esto fue lo que se propuso para explicar distintas observaciones en las cuales, para un cierto sabor de neutrinos, se detectaban menos de los esperados. Las primeras inconsistencias que se observaron, fueron en la detección de neutrinos provenientes del sol en la década de 1960. En estos experimentos, se buscaban neutrinos a través de la detec-

ción de corrientes débiles cargadas¹ 1.75 con leptones, sin embargo, siempre se observaba un déficit de neutrinos del electrón no despreciable. Algo similar sucedía con los neutrinos del muón provenientes de la atmósfera: en 1998 el experimento Super-Kamiokande detectó una asimetría entre los neutrinos del muón detectados desde la parte de abajo del detector y aquellos detectados desde la parte de arriba[13]. Por último, en el experimento KamLAND en Japón, a comienzos de siglo XXI, se observó evidencia de las oscilaciones para anti-neutrinos del electrón provenientes de reactores nucleares[14]. Toda esta evidencia experimental, sugirió que al trasladarse en el espacio, los neutrinos cambian de sabor. Esto es un fenómeno que según el Modelo Estándar no debería darse y veremos que se explica asumiendo que los neutrinos son entonces partículas masivas.

Consideremos entonces un haz de neutrinos de un sabor cualquiera. Un estado neutrinos de un sabor ℓ se puede escribir como una combinación de estados masivos:

$$|\nu_\ell\rangle = \sum_{\alpha} U_{\ell\alpha} |\nu_\alpha\rangle, \quad (1.78)$$

Siendo U una matriz unitaria. Esta descomposición se debe a que, en caso de tener neutrinos masivos, las bases de sabor y la de masa son distintas. La evolución temporal está dada por la ecuación de Schrödinger:

$$|\nu_\ell(t)\rangle = \sum_{\alpha} e^{-iE_\alpha t} U_{\ell\alpha} |\nu_\alpha\rangle, \quad (1.79)$$

donde la evolución de cada estado de masa es distinta, ya que al tener masas distintas, las energías $E_\alpha = \sqrt{p_\alpha^2 + m_\alpha^2}$ son distintas. Ya podemos ver que la amplitud de probabilidad de encontrar un neutrino $\nu_{\ell'}$ en el haz original es:

$$\langle \nu_{\ell'} | \nu_\ell(t) \rangle = \sum_{\alpha\beta} \langle \nu_\beta | U_{\ell'\beta}^\dagger e^{-iE_\alpha t} U_{\ell\alpha} | \nu_\alpha \rangle = \sum_{\alpha} e^{-iE_\alpha t} U_{\ell'\alpha}^* U_{\ell\alpha}, \quad (1.80)$$

usando la ortogonalidad de las bases. Por lo tanto, la probabilidad de encontrar un neutrino $\nu_{\ell'}$ al cabo de un tiempo t es:

$$P_{\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'}}(t) = |\langle \nu_{\ell'} | \nu_\ell(t) \rangle|^2 = \sum_{\alpha\beta} |U_{\ell\alpha} U_{\ell'\alpha}^* U_{\ell\beta}^* U_{\ell'\beta}| e^{-i(E_\alpha - E_\beta)t}. \quad (1.81)$$

¹Es importante aclarar que los neutrinos, a diferencia de los fermiones cargados, no pueden ser detectados directamente. Al interactuar solo débilmente, su detección se infiere a través de la observación de corrientes débiles.

Como los neutrinos suelen ser ultrarelativistas (es decir que $\vec{p}^2 \gg m^2$), podemos hacer la siguiente aproximación:

$$E_\alpha = \sqrt{\vec{p}_\alpha^2 + m_\alpha^2} \approx p_\alpha + \frac{m_\alpha^2}{2p_\alpha} \approx E + \frac{m_\alpha^2}{2E}, \quad (1.82)$$

tomando $p_\alpha = E$, es decir que consideramos neutrinos con energías y momentos similares E a primer orden. Por lo tanto:

$$E_\alpha - E_\beta = \frac{m_\alpha^2 - m_\beta^2}{2E} = \frac{\Delta m_{\alpha\beta}^2}{2E}. \quad (1.83)$$

Si ahora sustituimos el tiempo por la distancia recorrida, que en unidades naturales queda $t = L$ ya que los neutrinos viajan a velocidades cercanas a la luz, tenemos:

$$P_{\nu_\ell \rightarrow \nu_{\ell'}}(L) = \sum_{\alpha\beta} |U_{\ell\alpha} U_{\ell'\alpha}^* U_{\ell\beta}^* U_{\ell'\beta}| \exp\left(-i \frac{\Delta m_{\alpha\beta}^2 L}{2E}\right). \quad (1.84)$$

Esta probabilidad oscila con la distancia L recorrida por los neutrinos, mostrando finalmente que los estados masivos dan una explicación para el fenómeno de oscilación de neutrinos. En particular, la dependencia en la distancia explica la asimetría de la detección de neutrinos atmosféricos, ya que los neutrinos detectados desde la parte de arriba del detector recorren una distancia menor a la de los detectados desde la parte de abajo del detector, debido a que estos últimos atraviesan la tierra para llegar de la atmósfera al detector.

Es interesante ver cómo esta probabilidad no depende de las masas de los neutrinos, sino de las diferencias de las masas al cuadrado. Es por esto que los experimentos que detectan y estudian estos procesos solo pueden estimar o poner cotas sobre los valores de $\Delta m_{\alpha\beta}^2$.

A la matriz U de 1.84 se la conoce como la matriz PMNS por Pontecorvo, Maki, Nakagawa y Sakata, esta da las mezclas de estados de masas en la base de sabor, así como lo hace la matriz V_{CKM} de la ecuación 1.73 para las corrientes cargadas con quarks.

Ahora si, dado que la evidencia experimental nos obliga a darles masas a los neutrinos, veamos cómo es posible extender el Modelo Estándar para incorporar estas masas.

Masa de Dirac

La extensión más simple que podemos hacer consiste en agregar neutrinos derechos con hipercarga $Y = 0$:

$$\nu_R^i = \{\nu_{eR}, \nu_{\mu R}, \nu_{\tau R}\}. \quad (1.85)$$

Estos campos, al no tener carga eléctrica (ver 1.67) ni de color y ser derechos son lo que se conoce como neutrinos *estériles*, ya que no tienen ninguna de las interacciones del Modelo Estándar.

Incorporar neutrinos derechos nos permite agregar distintos términos de masa. En primer lugar, a través del acoplamiento con el doblete ϕ podemos añadir al lagrangiano de Yukawa 1.60 el término:

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^\nu = -Y_{ij}^\nu \bar{L}^i \tilde{\phi} \nu_R^j + h.c., \quad (1.86)$$

que después del rompimiento espontáneo de simetría del sector electrodébil y la diagonalización de la matriz de masas da lugar a lo que se conoce como un término de masas de Dirac:

$$\mathcal{L}_{masa}^{\nu,D} = -m_j^\nu \bar{\nu}_L^j \nu_R^j + h.c., \quad (1.87)$$

donde, al igual que con los otros fermiones, los valores de las masas m_j^ν son proporcionales al valor esperado en el vacío del Higgs v . Este es quizás uno de los puntos débiles del mecanismo ya que para los neutrinos las observaciones experimentales dan masas de varios órdenes de magnitud por debajo de las masas de los demás fermiones. Las cotas más recientes para masas de los neutrinos dan valores menores al eV, mientras que la masa de los electrones es $m_e \approx 0.51$ MeV. Estas diferencias crecen aún mas con los otros fermiones ($m_\tau \approx 1776$ MeV, $m_t \approx 173$ GeV), sin embargo no hay ningún mecanismo que logre explicarlo.

Una consecuencia importante de este mecanismo de generación de masas, es que la transformación 1.74 ya no está permitida debido a la diagonalización de la matriz de masas. Esto implica que las corrientes cargadas con neutrinos ahora quedan de la forma:

$$J_{\nu,CC}^\mu = \bar{\nu}_{e,L} \gamma^\mu U_{PMNS}^\dagger e_L, \quad (1.88)$$

lo que debería generar un efecto análogo a lo que sucede con los cambios de familia de los quarks. Por lo tanto, los neutrinos podrían cambiar de sabor a través de las corrientes cargadas y la matriz de mezcla es justamente la matriz PMNS que utilizamos en 1.78 para descomponer un estado de sabor en estados masivos. Esto también tiene una consecuencia en la conservación del número leptónico. En la sección anterior comentamos que el Lagrangiano admitía las simetrías $U(1)$ 1.76 y 1.77 y que en particular, al no haber mezclas de sabores leptónicos, el número leptónico de cada sabor se debía conservar. Sin embargo, como acabamos de ver, agregar neutrinos derechos hace que las corrientes débiles cargadas sí mezclen sabores de leptones, lo que implica que las transformaciones mencionadas anteriormente son simetrías únicamente cuando la fase es la misma para todos los leptones y por ende el número leptónico de sabor ya no debe ser conservado. Hasta ahora entonces el número leptónico total sigue siendo una cantidad conservada, al igual que el número bariónico total.

Masa de Majorana

Si ahora también nos permitimos descartar la conservación del número leptónico total, sucede algo interesante¹. Recordemos que los neutrinos derechos, que agregamos para extender el modelo, no tienen ninguna carga, por lo que si también dejamos de tener en cuenta al número leptónico, no poseen ningún número cuántico no nulo. Esto hace que podamos construir con ellos términos de masa de la siguiente forma:

$$\mathcal{L}_{masa}^{\nu,M} = -\frac{1}{2} M_{ij}^M \overline{\nu_R^{iC}} \nu_R^j + h.c., \quad (1.89)$$

conocidos como términos de *masa de Majorana*. Estos términos respetan todas las simetrías del Modelo Estándar, con excepción de las simetrías asociadas a la conservación del número leptónico.

¹Es importante aclarar que las transformaciones 1.76 y 1.77, asociadas a las conservaciones de los números bariónico y leptónico, no son simetrías utilizadas para construir la teoría, como sí sucede con la invariancia de Lorentz o las simetrías de gauge. Son simetrías *accidentales* que aparecen en el proceso, pero nada nos impide, del punto de vista teórico, agregar términos que no sean invariantes ante estas transformaciones.

Masa de Dirac-Majorana

Si ahora tenemos en cuenta ambos términos de masa, podemos escribir un lagrangiano de masa de los neutrinos más general sumando las dos contribuciones. En este caso escribiremos todos los términos en la base de sabor (recordemos que para el término de masa de Dirac habíamos pasado a la base de masas). Tenemos entonces:

$$\mathcal{L}_{masa}^{\nu,D+M} = -m_{ij}^D \bar{\nu}_L^i \nu_R^j - \frac{1}{2} M_{ij}^M \bar{\nu}_R^{iC} \nu_R^j + h.c. \quad (1.90)$$

Este Lagrangiano lo podemos re-escribir definiendo el vector columna:

$$n = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^C \end{pmatrix} \quad (1.91)$$

y la matriz (simétrica) de masas 6×6 :

$$M^{D+M} = \begin{pmatrix} 0 & m^D \\ (m^D)^T & M^M \end{pmatrix}. \quad (1.92)$$

El Lagrangiano de masas queda entonces:

$$\mathcal{L}_{masa}^{\nu,D+M} = -\frac{1}{2} \bar{n} M^{D+M} n^C + h.c., \quad (1.93)$$

y diagonalizando la matriz M^{D+M} obtenemos los estados de masa:

$$\mathcal{L}_{masa}^{\nu,D+M} = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^6 \bar{\nu}_i m_i \nu_i. \quad (1.94)$$

Es posible ver que estos estados de masa son ellos también su propia anti-partícula, lo que los hace entonces partículas de Majorana.

Este desarrollo también nos permite relacionar las distintas masas generadas, a través de un mecanismo conocido como *mecanismo seesaw* (en español subibaja). Veamos una versión simplificada del mismo considerando únicamente una generación de fermiones.

En este caso la matriz de masas M^{D+M} pasa a ser 2×2 y al diagonalizarla

obtenemos los auto-valores:

$$m_{1,2} = \frac{M^M \pm \sqrt{(M^M)^2 + 4(m^D)^2}}{2} \quad (1.95)$$

Si ahora estudiamos el caso en que $M^M \gg m_D$ podemos aproximar los auto-valores de masa:

$$m_1 \approx M^M \quad m_2 \approx -\frac{m^D}{M^M} m^D. \quad (1.96)$$

Es decir, que las masas de los auto-estados masivos cumplen que

$$|m_1| \gg |m_2|, \quad (1.97)$$

lo que nos da una posible explicación de porqué los neutrinos del Modelo Estándar tienen masas tan pequeñas en comparación con los otros fermiones, de hecho cuanto mayor sea m_1 , menor es m_2 (de ahí “subibaja”). Es interesante aclarar que no es descabellado realizar la aproximación $M^M \gg m^D$, ya que la masa de Dirac, al ser generada por la simetría rota de $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$, no puede ser mayor a la escala electrodébil (≈ 100 GeV), mientras que la masa de Majorana no tiene restricciones de ningún tipo. Se dice que la masa de Dirac está “protegida” por las simetrías del Modelo Estándar.

Volviendo al caso con tres neutrinos izquierdos y tres neutrinos derechos se puede aplicar el mismo mecanismo y ver cómo los autovalores de la matriz de masas se separan en dos conjuntos: los livianos, cuyos auto-estados asociados llamaremos ν_i , con $i = 1, 2, 3$, y los pesados, cuyos auto-estados asociados llamaremos N_k , con $k = 1, 2, 3$. Esto también implica que los neutrinos *activos* (es decir en la base de sabor) se pueden escribir en términos de la base de masas de la siguiente forma:

$$\nu_{eL} = U_{ei}\nu_i + U_{eN_k}N_k, \quad (1.98)$$

con $e_i = (e, \mu, \tau)$ y donde la matriz U_{ei} es la matriz PMNS, que en este caso ya no es más una matriz unitaria, y la matriz U_{eN_i} describe las interacciones entre los neutrinos pesados y las partículas del Modelo Estándar. Las entradas de U_{eN} también están restringidas por el mecanismo seesaw, se puede ver que

para una sola generación:

$$U_{eN} = \frac{vY_e}{\sqrt{2}M^M} \lesssim \sqrt{\frac{m_\nu}{m_N}}. \quad (1.99)$$

Utilizando 1.98 podemos entonces escribir nuevas corrientes cargadas y neutras para los neutrinos pesados sustituyendo en 1.70 y 1.72:

$$\mathcal{L}_{CN}^N = -\frac{g}{2\cos\theta_w} U_{eN} \bar{N} \gamma^\mu \nu_{e,L} Z_\mu + h.c. \quad (1.100)$$

y

$$\mathcal{L}_{CC}^N = -\frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ U_{eN} \bar{N} \gamma^\mu e_L + h.c. \quad (1.101)$$

Una consecuencia inmediata de esto es que ahora los neutrinos pueden cambiar de sabor a través de las corrientes neutras.

Otra interacción que aparece es entre los neutrinos derechos y el bosón de Higgs h . Recordemos que los términos de interacción con el v.e.v. del Higgs, que resultan en los términos de masas de Dirac, también vienen acompañados de interacciones con el campo h , como se puede ver en 1.62, esto resulta en términos de interacción de la forma:

$$\mathcal{L}_{\nu h} = -\frac{1}{v} m^D \bar{\nu}_L \nu_R h + h.c., \quad (1.102)$$

por lo que invirtiendo la descomposición de 1.98 obtenemos otra interacción de las partículas del Modelo Estándar con los neutrinos pesados.

Habiendo presentado los posibles mecanismos de generación de masa para los neutrinos, ahora es relevante preguntarse cuáles son las consecuencias observables de estas modificaciones al Modelo Estándar. Sin embargo, la mayor dificultad en estos estudios es que incorporar partículas estériles da consecuencias extremadamente difíciles de medir. Por lo pronto, la consecuencia más evidente es que si los neutrinos masivos son de Majorana, el número leptónico no se debe conservar. Esto dirige la búsqueda hacia la detección de procesos físicos en los que se viola la conservación del número leptónico, conocidos como procesos LNV . Siendo uno de los procesos más buscados, el decaimiento doble β sin neutrinos.

El decaimiento β es el proceso en el que un neutrón decae en un protón, un electrón y un anti-neutrino del electrón: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Este fue el proceso

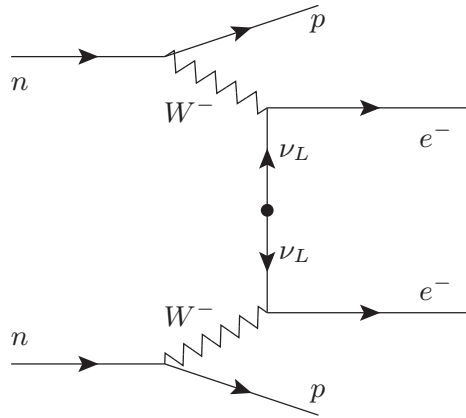


Figura 1.2: Diagrama del decaimiento doble β sin neutrinos.

debido al cual Pauli postuló la existencia del neutrino. El decaimiento doble β es un proceso que se da cuando, para ciertos núcleos, es energéticamente más conveniente decaer a través del proceso $n + n \rightarrow p + p + e^- + e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_e$. Lo interesante de este decaimiento, es que en el caso de que los neutrinos pesados sean partículas de Majorana, sería posible observar el proceso sin neutrinos en el estado final, como se observa en la figura 1.2, a este proceso se le llama decaimiento doble β sin neutrinos.

Los experimentos actuales aún no han observado este proceso, por lo que han ido acotando los posibles valores de $|U_{eN}|^2$. Diversos experimentos y colaboraciones internacionales se dedican a la búsqueda de este y otros procesos que permitan validar, rechazar, o por lo menos acotar los parámetros de los modelos teóricos que permitan incorporar masas para los neutrinos. Se puede encontrar un resumen del estado actual de estas cotas en [15].

1.4. Amplitudes y Renormalización

En las teorías cuánticas de campos, las cantidades físicas que se pueden calcular son amplitudes de probabilidad. Un ejemplo de esto es el propagador de Feynman $D_F(x - y)$ que, para una partícula creada por un campo ϕ , corresponde a la probabilidad de que dicha partícula se propague de un punto x a un punto y en el espacio-tiempo:

$$D_F(x - y) = \langle \Omega | T \{ \phi(x) \phi(y) \} | \Omega \rangle, \quad (1.103)$$

donde $|\Omega\rangle$ es el vacío y T el operador *Tiempo Ordenado*, definido tal que:

$$\langle\Omega|T\{\phi(x)\phi(y)\}|\Omega\rangle = \theta(x^0 - y^0) \langle\Omega|\phi(x)\phi(y)|\Omega\rangle + \theta(y^0 - x^0) \langle\Omega|\phi(y)\phi(x)|\Omega\rangle. \quad (1.104)$$

A esta amplitud también se le llama *función de correlación* a dos puntos.

De forma general, estas amplitudes se pueden calcular utilizando las integrales de caminos de Feynman:

$$\langle\Omega|T\{\phi(x_1) \cdots \phi(x_n)\}|\Omega\rangle = \frac{\int \mathcal{D}\phi \phi(x_1) \cdots \phi(x_n) e^{iS[\phi]}}{\int \mathcal{D}\phi e^{iS[\phi]}}, \quad (1.105)$$

donde $S = \int \mathcal{L} d^4x$ es la acción de la teoría. La idea es entonces que las integrales $\int \mathcal{D}\phi$ suman todas las posibles configuraciones de los campos, donde el límite clásico es dominante.

Es posible utilizar esta expresión para el cálculo de cantidades medibles, como lo son las secciones eficaces y los anchos de decaimiento, cantidades que definiremos en el capítulo 3. La fórmula de reducción de LSZ (por Lehman, Symanzik y Zimmerman) nos permite pasar de las funciones de correlación de la parte izquierda de 1.105 a lo que se conoce como los elementos de la *matriz de scattering*, que corresponden a la probabilidad de ir de un estado inicial a un estado final con momentos definidos en un proceso de dispersión:

$${}_{in} \langle \vec{p}_1 \vec{p}_2 \cdots | \vec{k}_A \vec{k}_B \rangle_{in} \equiv \langle \vec{p}_1 \vec{p}_2 \cdots | S | \vec{k}_A \vec{k}_B \rangle. \quad (1.106)$$

Podemos separar S de la siguiente forma:

$$S = \mathbb{1} + iT, \quad (1.107)$$

donde la identidad corresponde con que no se dé ninguna interacción entre los estados iniciales y T corresponde justamente a los términos de interacción. En la interacción se deben conservar la energía y el momento totales, por lo que definimos el elemento de matriz \mathcal{M} de la siguiente forma:

$$\langle \vec{p}_1 \vec{p}_2 \cdots | iT | \vec{k}_A \vec{k}_B \rangle = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k_A + k_B - \sum p_f) \cdot i\mathcal{M}(k_A, k_B \rightarrow p_f).^1 \quad (1.108)$$

La parte derecha de 1.105 a menudo se puede calcular utilizando métodos

¹Aquí k_A, k_B y p_f son los cuadri-momentos de las partículas definidos como en la sección 3.1.

perturbativos, pero en estos procesos suelen aparecer divergencias, a pesar de tratarse del cálculo de cantidades finitas. Una forma de resolver esto es regularizando las integrales de la teoría, esto es acotar el espacio de fases que se integra para obtener un resultado finito. De esta manera los cálculos de amplitudes ya no divergen, pero sólo son válidos para un rango de energías. Esto se debe a que las teorías necesitan medidas que den una suerte de “calibración” de los modelos, lo que se conoce como el *esquema de renormalización*. De esta manera, las amplitudes teóricas se pueden calcular en función de las medidas, lo que permite separar las constantes de la teoría en partes finitas y partes infinitas que cancelen las divergencias (contra-términos). Las teorías en las que es posible realizar este procedimiento utilizando un conjunto finito de medidas son las teorías renormalizables y son predictivas a toda escala. Sin embargo no todas las teorías son renormalizables y es ahí que entran en juego las teorías efectivas, teorías que son válidas, y por ende predictivas, únicamente en un cierto rango de energías.

En esta tesis, trabajamos con un enfoque en el cual incorporamos neutrinos derechos al Modelo Estándar y estudiamos sus interacciones con las demás partículas utilizando una teoría efectiva, suponiendo que el Modelo Estándar es el límite de bajas energías de una física desconocida a escalas de energía mayores. En el próximo capítulo presentaremos este desarrollo más en detalle.

Capítulo 2

Lagrangiano efectivo para Neutrinos de Majorana

En el capítulo anterior mencionamos brevemente las teorías efectivas, ahora profundizaremos más en este concepto, viendo porqué son herramientas sumamente útiles en la física. Luego introduciremos un acercamiento alternativo a los mencionados en el capítulo anterior para el estudio de interacciones de neutrinos de Majorana pesados. La idea consiste en agregar un neutrino derecho al Modelo Estándar y estudiar todas sus posibles interacciones con las demás partículas introduciendo términos de interacción en un Lagrangiano efectivo, válido únicamente en un rango de energías. Este enfoque está basado en el artículo [16] de del Águila, Bar-Shalom, Soni y Wudka.

2.1. Teorías Efectivas

Para realizar cálculos teóricos de observables físicos en teorías cuánticas de campos, es muy común utilizar métodos perturbativos. Para ello se utilizan los conocidos diagramas de Feynman, que permiten representar de manera gráfica los distintos términos que resultan del desarrollo de las integrales necesarias para el cálculo de amplitudes como en la parte derecha de 1.105. Aunque depende del nivel de precisión que se busque, a menudo basta con calcular el primer orden no trivial del desarrollo (que muchas veces coincide con lo que se conoce como el nivel árbol o *tree level*) para obtener buenos resultados. Sin embargo, a medida que se incorporan términos de órdenes mayores, comienzan a aparecer los diagramas llamados *a 1 loop* (o *bucle*). Estos pueden diverger,

algo problemático ya que las medidas físicas son finitas. Como comentamos anteriormente, esto se resuelve renormalizando la teoría. De esta manera, con tan solo algunas medidas, es posible realizar infinidad de predicciones. Aún así, las teorías renormalizables también tienen ciertas desventajas, ya que para determinar observables a cualquier escala de energía con pocas medidas, es necesario hacer cálculos a varios loops, lo cual termina siendo un enorme desafío matemático.

Afortunadamente, las teorías efectivas nos muestran un camino alternativo. Si el objetivo es hacer predicciones comparables con un experimento, suele ser más conveniente el uso de teorías no renormalizables en las que se tienen en cuenta únicamente los grados de libertad relevantes para el problema. Si bien el rango de aplicabilidad de estas teorías es más acotado, siguen siendo predictivas en la escala de interés. Para hacer esto, se introduce en las integrales una energía de corte Λ , conocida como *cut-off*. De esta manera, siempre que los momentos y las energías del problema sean suficientemente menores que el cut-off, la teoría efectiva es válida. Λ se interpreta como la escala de energía de los procesos que no estamos teniendo en cuenta.

Estos procedimientos no solo son de utilidad cuando la teoría completa es de gran complejidad, permitiéndonos realizar predicciones con modelos simplificados. También resulta interesante utilizar las teorías efectivas cuando realmente desconocemos la física a escalas de energía mayores.

Un ejemplo de esto es la teoría de Fermi de 1933 para la interacción débil. En ella, Fermi establece que es posible modelar los decaimientos β y los decaimientos leptónicos del muón ($\mu^- \rightarrow e^- \nu_e \bar{\nu}_\mu$) con interacciones de cuatro fermiones:

$$\mathcal{L}_{Fermi} = G_F \bar{\psi} \psi \bar{\psi} \psi, \quad (2.1)$$

con el valor de G_F medido experimentalmente de los decaimientos del muón, dando un valor de:

$$G_F = \left(\frac{1}{292.3 \text{ GeV}} \right)^2. \quad (2.2)$$

Hoy sabemos que las interacciones débiles son quirales y tienen mediadores masivos, por lo que no hay interacciones de cuatro fermiones en el Modelo Estándar. Sin embargo, si la escala de energías en la que se trabaja es suficientemente más chica que la masa del bosón W ($E \ll m_W \approx 80.4 \text{ GeV}$), es posible escribir las interacciones débiles cargadas utilizando el lagrangiano

efectivo:

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu J^\mu, \quad (2.3)$$

con J_μ las corrientes cargadas de la ecuación 1.72.

La teoría de Fermi es válida si se usa en la escala de energía correcta, mostrando que las teorías efectivas permiten hacer predicciones precisas de ciertos fenómenos, a pesar de ignorar la física detrás de los mismos, visible a energías mayores.

Como mencionamos en el capítulo anterior, hay claras evidencias de la necesidad de extender el Modelo Estándar. Una de las formas de hacer esto es utilizando teorías efectivas. Si consideramos que el Modelo Estándar es el límite a bajas energías de una física desconocida, es posible construir un lagrangiano efectivo agregando términos suprimidos por una escala de energía Λ y construidos con operadores formados por los mismos campos ya conocidos del Modelo Estándar, al igual que en la teoría de Fermi. De esta manera, obtenemos un desarrollo de la forma:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_{d=5}^{\infty} \frac{1}{\Lambda^{d-4}} \sum_{\mathcal{J}} c_{\mathcal{J}} \mathbf{O}_{\mathcal{J}}^d, \quad (2.4)$$

siendo $\mathbf{O}_{\mathcal{J}}$ los operadores formados por productos de los campos del Modelo Estándar, d la dimensión de los mismos y Λ la escala de nueva física, y en donde cada término es invariante bajo las simetrías $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. A esta extensión efectiva del Modelo Estándar se la conoce como SMEFT. En este tipo de desarrollos, el cálculo de observables da términos proporcionales a $((E/\Lambda)^{d-4})^2$, por lo que si trabajamos en rangos de energía tales que $E \ll \Lambda$, podemos quedarnos únicamente con los operadores de dimensión más baja. La idea de este enfoque es ir acotando los valores de los coeficientes $c_{\mathcal{J}}$ a partir de los resultados experimentales de bajas energías.

Antes de seguir es importante aclarar a qué nos referimos cuando hablamos de la “dimensión” de los operadores. Los Lagrangianos con los que estamos trabajando técnicamente son *densidades lagrangianas*, ya que hay que integrarlos en $\int d^4x$ para obtener cantidades adimensionadas. En el sistema de unidades naturales, $c = 1$ por lo que $[distancia]=[tiempo]$, lo que implica que $[\mathcal{L}]=[distancia]^{-4}=[energía]^4$. La dimensión en energía es lo que llamamos

dimensión canónica y es a lo que nos referimos cuando hablamos de la dimensión del operador. Recordando por ejemplo el lagrangiano de Dirac 1.66, podemos ver que las derivadas ∂_μ y los campos bosónicos vectoriales tienen dimensión canónica $d = 1$ y que los campos fermiónicos tienen dimensión canónica $d = 3/2$. De esta manera, escribiendo productos de campos y derivadas que sean invariantes de gauge, podemos ir construyendo los operadores de dimensión cada vez mayor en el desarrollo 2.4.

2.2. Lagrangiano efectivo para Neutrinos derechos

Veamos entonces cómo las teorías efectivas pueden ser de utilidad para estudiar las consecuencias de la incorporación de neutrinos derechos al Modelo Estándar.

Como mencionamos anteriormente, una forma de incorporar las masas de los neutrinos al Modelo Estándar es agregando neutrinos derechos y descartando la conservación del número leptónico. De esa manera, a través de los términos de masa de Dirac-Majorana y el mecanismo seesaw, obtenemos estados masivos livianos y pesados para los neutrinos, dando una explicación natural para la gran diferencia entre las masas de los neutrinos y las de los otros fermiones.

El inconveniente de esto es que da como resultado neutrinos masivos pesados, cuyas interacciones con las demás partículas dependen de las entradas de la matriz de mezcla U_{eN_k} , como vimos en las corrientes 1.100, 1.101 y 1.102. Estas entradas están fuertemente restringidas por el mecanismo seesaw, como vimos en la ecuación 1.99.

Sin embargo, siguiendo un enfoque similar al de la extensión efectiva del Modelo Estándar (SMEFT), introducida en la sección anterior, es posible construir nuevos términos de interacción con los neutrinos derechos como grados de libertad accesibles. Estos términos, a pesar de estar suprimidos por potencias de la escala Λ de nueva física en el denominador, pueden introducir diferencias con las predicciones del Modelo Estándar. Este enfoque es conocido como ν SMEFT y se han estudiado los operadores hasta dimensión $d = 9$ [16-22].

En esta tesis, siguiendo el trabajo realizado en [16], agregamos un solo campo de neutrino derecho N_R e incorporamos la extensión efectiva ν SMEFT

Tipo	Operador	Interacciones	Acoplamiento
Término de masa $d = 5$	$\mathcal{O}_{N\phi}^{d=5}$ $(\bar{N}N^c)(\phi^\dagger\phi)$	hNN y término de masa de Majorana	$\alpha_{N\phi}^{d=5}$
Dipolo $d = 5$	$\mathcal{O}_{NB}^{(5)}$ $(\bar{N}_a\sigma_{\mu\nu}N_b^c)B^{\mu\nu}$, $a \neq b$	Dipolos d_γ, d_Z	$\alpha_{NB}^{d=5}$
Mezcla con h	$\mathcal{O}_{LN\phi}^{(i)}$ $(\phi^\dagger\phi)(\bar{L}_i\tilde{N}\tilde{\phi})$	Yukawa + doblete (U_{LN} y m_ν)	$\alpha_{LN\phi}^{(i)}$
Corrientes bosónicas	$\mathcal{O}_{NN\phi}$ $i(\phi^\dagger\overleftrightarrow{D}_\mu\phi)(\bar{N}\gamma^\mu N)$	Corriente neutra (NNZ)	$\alpha_{NN\phi} = \alpha_Z$
	$\mathcal{O}_{Nl\phi}^{(i)}$ $i(\phi^\dagger\epsilon D_\mu\phi)(\bar{N}\gamma^\mu l_i)$	Corriente cargada (NIW)	$\alpha_{Nl\phi}^{(i)} = \alpha_W^{(i)}$
4 fermiones NC	$\mathcal{O}_{QNN}^{(i)}$ $(\bar{Q}_i\gamma^\mu Q_i)(\bar{N}\gamma_\mu N)$	4 fermiones mediado vectorialmente	$\alpha_{QNN}^{(i)}$
	$\mathcal{O}_{LNN}^{(i,j)}$ $(\bar{L}_i\gamma^\mu L_j)(\bar{N}\gamma_\mu N)$		$\alpha_{LNN}^{(i,j)}$
	$\mathcal{O}_{fNN}^{(i)}$ $(\bar{f}_i\gamma^\mu f_i)(\bar{N}\gamma_\mu N)$	$f = u, d, l$	$\alpha_{fNN}^{(i)}$
4 fermiones CC	$\mathcal{O}_{duNI}^{(i,j)}$ $(\bar{d}_j\gamma^\mu u_j)(\bar{N}\gamma_\mu l_i)$	4 fermiones mediado vectorialmente	$\alpha_{duNI}^{(i,j)} = \alpha_{V_0}^{(i,j)}$
4 fermiones CC/NC	$\mathcal{O}_{QuNL}^{(i,j)}$ $(\bar{Q}_i u_i)(\bar{N} L_j)$	4 fermiones mediado escalarmente	$\alpha_{QuNL}^{(i,j)} = \alpha_{S_1}^{(i,j)}$
	$\mathcal{O}_{LNQd}^{(i,j)}$ $(\bar{L}_i N)\epsilon(\bar{Q}_j d_j)$		$\alpha_{LNQd}^{(i,j)} = \alpha_{S_2}^{(i,j)}$
	$\mathcal{O}_{QNLd}^{(i,j)}$ $(\bar{Q}_i N)\epsilon(\bar{L}_j d_j)$		$\alpha_{QNLd}^{(i,j)} = \alpha_{S_3}^{(i,j)}$
	$\mathcal{O}_{LNLl}^{(i,j)}$ $(\bar{L}_i N)\epsilon(\bar{L}_j l_j)$		$\alpha_{LNLl}^{(i,j)} = \alpha_{S_0}^{(i,j)}$
Dipolos	$\mathcal{O}_{NB}^{(i)}$ $(\bar{L}_i\sigma^{\mu\nu}N)\tilde{\phi}B_{\mu\nu}$	Generados a nivel un loop d_γ, d_Z, d_W	$\alpha_{NB}^{(i)}$
	$\mathcal{O}_{NW}^{(i)}$ $(\bar{L}_i\sigma^{\mu\nu}\tau^I N)\tilde{\phi}W_{\mu\nu}^I$		$\alpha_{NW}^{(i)}$

Tabla 2.1: Operadores de dimensiones $d = 5$ y $d = 6$ con neutrinos derechos $N_R \simeq N$ [16, 20]. $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ y $\epsilon = i\sigma^2$. La notación es la utilizada en [16].

al Lagrangiano del Modelo Estándar. Juntando todo, el Lagrangiano completo queda:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SM} + \bar{N}_R \not{\partial} N_R - Y^\nu \bar{L} \tilde{\phi} N_R - \frac{1}{2} M^\nu \bar{N}_R^c N_R + \sum_{d=5}^{\infty} \frac{1}{\Lambda^{d-4}} \sum_{\mathcal{J}} \alpha_{\mathcal{J}} \mathcal{O}_{\mathcal{J}}^d. \quad (2.5)$$

Esto genera tres estados masivos livianos ν_i , con $i = 1, 2, 3$ y un neutrino pesado N .¹ Luego, considerando al estado pesado N de los neutrinos relativamente liviano ($m_N \lesssim 1$ TeV) y las mezclas con los estados de sabor despreciables debido a las fuertes cotas en los coeficientes U_{eN} (1.99), con $e = \{e, \mu, \tau\}$, descartamos las interacciones 1.100, 1.101 y 1.102 frente a las interacciones efectivas. Esto también genera que el neutrino derecho coincida con el neutrino pesado:

$$N = N_R. \quad (2.6)$$

En la tabla 2.1 podemos ver los distintos operadores con neutrinos derechos que se pueden construir con dimensiones $d = 5$ y $d = 6$. Utilizamos la notación de [16] en la que para los leptones cargados derechos se utiliza $e_R \equiv l_i$, con

¹En rigor, al menos dos estados pesados son necesarios para reproducir las medidas de las masas y las mezclas con neutrinos livianos. En este enfoque consideramos que los demás estados pesados tienen masas demasiado grandes para ser detectados en las energías estudiadas.

$i = \{e, \mu, \tau\}$ y ya sustituimos $N = N_R$.

Para $d = 5$, tenemos dos operadores posibles:

- El operador de Anisimov-Graesser [17, 18] $\mathcal{O}_{N\phi} = (\bar{N}_R N_R^C)(\phi^\dagger \phi)$, que contribuye al término de masa de Majorana de N_R y da interacciones con el bosón de Higgs.
- El operador dipolar $\mathcal{O}_{NB} = (\bar{N}_R \sigma_{\mu\nu} N_R^C) B^{\mu\nu}$, con $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, que introduce un momento magnético para los neutrinos pesados.

Al agregar sólo un neutrino derecho, las contribuciones de este último son nulas, por lo que no lo consideramos. Un estudio más detallado de estos operadores se puede encontrar en [19, 23].

Para $d = 6$ podemos separar los operadores en tres categorías: términos con bosones escalares y vectoriales, términos de cuatro fermiones y términos a 1-loop.

Los operadores construidos con campos bosónicos son los siguientes:

$$\mathcal{O}_{LN\phi}^{(i)} = (\phi^\dagger \phi)(\bar{L}_i N \tilde{\phi}), \quad \mathcal{O}_{NN\phi} = i(\phi^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu \phi)(\bar{N} \gamma^\mu N), \quad \mathcal{O}_{Nl\phi}^{(i)} = i(\phi^T \epsilon D_\mu \phi)(\bar{N} \gamma^\mu l_i), \quad (2.7)$$

con D_μ la derivada covariante del sector electrodébil (1.51), $\epsilon = i\sigma^2$ el tensor de Levi-Civita en dos dimensiones y $\phi^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu \phi = \phi^\dagger D_\mu \phi - (D_\mu \phi)^\dagger \phi$.

Luego del rompimiento espontáneo de simetría (1.52) obtenemos los siguientes términos del Lagrangiano efectivo:

- Término de masas con Higgs:

$$\mathcal{O}_{LN\phi}^{(i)} = (\phi^\dagger \phi)(\bar{L}_i N \tilde{\phi}) \rightarrow \frac{\alpha_{LN\phi}^{(i)}}{\Lambda^2} \left(\frac{3v^2}{2\sqrt{2}} \bar{\nu}_{L,i} N_R h + \frac{3v}{2\sqrt{2}} \bar{\nu}_{L,i} N_R hh + \frac{1}{2\sqrt{2}} \bar{\nu}_{L,i} N_R hhh \right), \quad (2.8)$$

el cual contribuye al decaimiento $h \rightarrow \nu N$ y al término de masa de los neutrinos (ver [24]): $\frac{\alpha_{LN\phi}^{(i)}}{\Lambda^2} \frac{v^3}{2\sqrt{2}} \nu_{L,i} N_R$.

- Corrientes neutras bosónicas:

$$\mathcal{O}_{NN\phi} = i(\phi^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu \phi)(\bar{N}\gamma^\mu N) \rightarrow -\frac{\alpha_{NN\phi}^{(i)}}{\Lambda^2} \left((\bar{N}_R \gamma^\mu N_R) \left(\frac{m_Z}{v} Z_\mu \right) (v^2 + 2vh + hh) \right). \quad (2.9)$$

Este término introduce contribuciones al decaimiento $Z \rightarrow NN$ y a las interacciones con el Higgs.

- Corrientes cargadas bosónicas:

$$\mathcal{O}_{Nl\phi}^{(i)} = i(\phi^T \epsilon D_\mu \phi)(\bar{N}\gamma^\mu l_i) \rightarrow \frac{\alpha_{Nl\phi}^{(i)}}{\Lambda^2} \frac{m_W}{\sqrt{2}v} (\bar{N}_R \gamma^\mu l_{R,i}) W_\mu^+ (v^2 + 2vh + hh). \quad (2.10)$$

Es interesante ver que este último operador introduce corrientes cargadas similares a las del Modelo Estándar (ec 1.72) pero con leptones derechos en lugar de izquierdos.

Los operadores que podemos construir con cuatro fermiones son:

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{QNN}^{(i)} &= (\bar{Q}_i \gamma^\mu Q_i)(\bar{N}\gamma_\mu N), & \mathcal{O}_{LNN}^{(i)} &= (\bar{L}_i \gamma^\mu L_i)(\bar{N}\gamma_\mu N), \\ \mathcal{O}_{fNN}^{(i)} &= (\bar{f}_i \gamma^\mu f_i)(\bar{N}\gamma_\mu N), & \mathcal{O}_{duNI}^{(i,j)} &= (\bar{d}_j \gamma^\mu u_j)(\bar{N}\gamma_\mu l_i), \\ \mathcal{O}_{QuNL}^{(i,j)} &= (\bar{Q}_j u_j)(\bar{N} L_i), & \mathcal{O}_{LNQd}^{(i,j)} &= (\bar{L}_i N) \epsilon (\bar{Q}_j d_j), \\ \mathcal{O}_{QNLd}^{(i,j)} &= (\bar{Q}_i N) \epsilon (\bar{L}_j, d_j), & \mathcal{O}_{LNLl}^{(i,j)} &= (\bar{L}_i N) \epsilon (\bar{L}_j l_j). \end{aligned} \quad (2.11)$$

Generando los siguientes términos para el Lagrangiano efectivo:

- Términos de corrientes neutras mediadas por campos vectoriales:

$$\mathcal{O}_{QNN}^{(i)} = (\bar{Q}_i \gamma^\mu Q_i)(\bar{N}\gamma_\mu N) \rightarrow \frac{\alpha_{QNN}^{(i)}}{\Lambda^2} (\bar{u}_{L,i} \gamma^\mu u_{L,i} + \bar{d}_{L,i} \gamma^\mu d_{L,i})(\bar{N}_R \gamma_\mu N_R) \quad (2.12)$$

$$\mathcal{O}_{LNN}^{(i)} = (\bar{L}_i \gamma^\mu L_i)(\bar{N}\gamma_\mu N) \rightarrow \frac{\alpha_{LNN}^{(i)}}{\Lambda^2} (\bar{\nu}_{L,i} \gamma^\mu \nu_{L,i} + \bar{\ell}_{L,i} \gamma^\mu \ell_{L,i})(\bar{N}_R \gamma_\mu N_R) \quad (2.13)$$

$$\mathcal{O}_{fNN}^{(i)} = (\bar{f}_i \gamma^\mu f_i)(\bar{N}\gamma_\mu N) \rightarrow \frac{\alpha_{fNN}^{(i)}}{\Lambda^2} (\bar{f}_i \gamma^\mu f_i)(\bar{N}_R \gamma_\mu N_R), \quad f = u_R, d_R, \ell_R \quad (2.14)$$

- Una corriente cargada mediada por un campo vectorial:

$$\mathcal{O}_{duNI}^{(i,j)} = (\bar{d}_j \gamma^\mu u_j)(\bar{N} \gamma_\mu l_i) \rightarrow \frac{\alpha_{duNI}^{(i,j)}}{\Lambda^2} (\bar{d}_{R,j} \gamma^\mu u_{R,j})(\bar{N}_R \gamma_\mu \ell_{R,i}) \quad (2.15)$$

• Interacciones que pueden ser mediadas por campos escalares cargados y neutros:

$$\mathcal{O}_{QuNL}^{(i,j)} = (\bar{Q}_j u_j)(\bar{N} L_i) \rightarrow \frac{\alpha_{QuNL}^{(i,j)}}{\Lambda^2} (\bar{u}_{L,j} u_{R,j} \bar{N}_R \nu_{L,i} + \bar{d}_{L,j} u_{R,j} \bar{N}_R \ell_{L,i}) \quad (2.16)$$

$$\mathcal{O}_{LNQd}^{(i,j)} = (\bar{L}_i N) \epsilon(\bar{Q}_j d_j) \rightarrow \frac{\alpha_{LNQd}^{(i,j)}}{\Lambda^2} (\bar{\nu}_{L,i} N_R \bar{d}_{L,j} d_{R,j} - \bar{\ell}_{L,i} N_R \bar{u}_{L,j} d_{R,j}) \quad (2.17)$$

$$\mathcal{O}_{QNLd}^{(i,j)} = (\bar{Q}_i N) \epsilon(\bar{L}_j, d_j) \rightarrow \frac{\alpha_{QNLd}^{(i,j)}}{\Lambda^2} (\bar{u}_{L,i} N_R \bar{\ell}_{L,j} d_{R,j} - \bar{d}_{L,i} N_R \bar{\nu}_{L,j} d_{R,j}) \quad (2.18)$$

$$\mathcal{O}_{LNLl}^{(i,j)} = (\bar{L}_i N) \epsilon(\bar{L}_j l_j) \rightarrow \frac{\alpha_{LNLl}^{(i,j)}}{\Lambda^2} (\bar{\nu}_{L,i} N_R \bar{\ell}_{L,j} \ell_{R,j} - \bar{\ell}_{L,i} N_R \bar{\nu}_{L,j} \ell_{R,j}). \quad (2.19)$$

Si bien existen más operadores de cuatro fermiones de dimensión seis, en [20] los autores prueban que es posible escribirlos en función de los aquí presentados utilizando la identidad de Fierz para fermiones quirales:

$$(\overline{\psi_{1L}} \gamma^\mu \psi_{2L})(\overline{\psi_{3R}} \gamma_\mu \psi_{4R}) = -2(\overline{\psi_{1L}} \psi_{4R})(\overline{\psi_{3R}} \psi_{2L}). \quad (2.20)$$

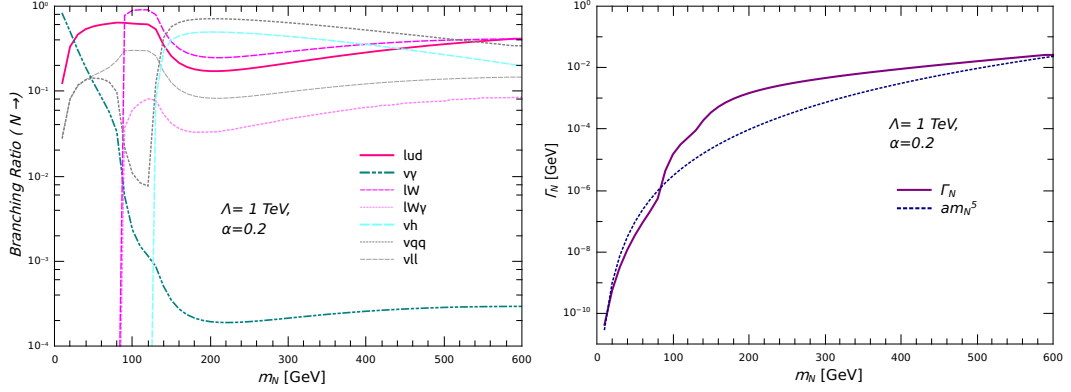
Por último están los operadores dipolares. Estos operadores son siempre generados a nivel un loop, ya que la única manera de escribirlos respetando las simetrías de gauge es con un loop de los mediadores de la teoría de altas energías [25]. Esto implica que estos operadores están suprimidos por un factor $1/(4\pi)^2$. Estos son:

$$\mathcal{O}_{NB}^{(i)} = (\bar{L}_i \sigma^{\mu\nu} N) \tilde{\phi} B_{\mu\nu}, \quad \mathcal{O}_{NW}^{(i)} = (\bar{L}_i \sigma^{\mu\nu} \tau^I N) \tilde{\phi} W_{\mu\nu}^I. \quad (2.21)$$

Luego del rompimiento espontáneo de simetría y expresando $B_{\mu\nu}$ en términos de los bosones Z y A como vimos en 1.55:

$$B_{\mu\nu} = \cos\theta_w (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) - \sin\theta_w (\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu), \quad (2.22)$$

obtenemos los siguientes términos del lagrangiano efectivo:



(a) Tasas de decaimiento de los canales de decaimiento más relevantes del N . (b) Ancho total de decaimiento del N .

Figura 2.1: Tasas de decaimiento de los canales más relevantes y ancho total de decaimiento del N considerando los operadores efectivos de la tabla 2.1, $\Lambda = 1 \text{ TeV}$ y los coeficientes $\alpha_{\mathcal{J}} = 0.2$.

$$\mathcal{O}_{NB}^{(i)} = (\bar{L}_i \sigma^{\mu\nu} N) \tilde{\phi} B_{\mu\nu} \rightarrow i \frac{\alpha_{NB}^{(i)}}{\Lambda^2} \frac{(v+h)}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_{L,i} \sigma^{\mu\nu} N_R) (s_w P_\mu^{(Z)} Z_\nu - c_w P_\mu^{(A)} A_\nu). \quad (2.23)$$

Análogamente, escribiendo $\sigma^{\mu\nu} \tau^I W_{\mu\nu}^I$ en términos de A , Z , W^\pm , $\cos\theta_w$ y $\sin\theta_w$, obtenemos:

$$\begin{aligned} \mathcal{O}_{NW}^{(i)} &= (\bar{L}_i \sigma^{\mu\nu} \tau^I N) \tilde{\phi} W_{\mu\nu}^I \rightarrow \\ &\frac{\alpha_{NW}^{(i)}}{\Lambda^2} i\sqrt{2} \left\{ (\bar{\nu}_{L,i} \sigma^{\mu\nu} N_R) \left[(v+h)(c_w P_\mu^{(Z)} Z_\nu + s_w P_\mu^{(A)} A_\nu) + (2m_W + gh)W_\mu^+ W_\nu^- \right] \right. \\ &\left. + (\bar{\ell}_{L,i} \sigma^{\mu\nu} N_R) \left[\sqrt{2}(2m_W + gh)W_\mu^- (c_w Z_\nu + s_w A_\nu) + P_\mu^{(W)} W_\nu^- (v+h) \right] \right\}, \quad (2.24) \end{aligned}$$

donde $c_w = \cos\theta_w$, $s_w = \sin\theta_w$ y sustituimos la acción de las derivadas en los campos por los cuadri-momentos correspondientes ($\partial_\mu \phi \rightarrow -iP_\mu^{(\phi)} \phi$). Estos últimos operadores son tensores de Lorentz debido al tensor $\sigma^{\mu\nu}$.

Todos estos operadores introducen canales de decaimiento para el neutrino N . En la figura 2.1, podemos ver los anchos de decaimiento (cantidad que definiremos en el próximo capítulo) de los canales más relevantes, además del ancho total de decaimiento del N en función de su masa m_N para $\alpha_{\mathcal{J}} = 0.2$. El ancho de decaimiento del N es el inverso de su vida media y corresponde a la probabilidad de que este decaiga, lo que es de gran importancia en el estudio de sus interacciones.

Habiendo presentado los operadores de dimensión $d = 6$ responsables de las interacciones efectivas para el neutrino derecho, que en nuestro caso es el mismo que el pesado $N \simeq N_R$, veamos qué cotas existen para sus respectivos coeficientes $\alpha_{\mathcal{J}}$.

2.3. Cotas a los coeficientes efectivos

Como comentamos previamente, el interés de este tipo de teorías efectivas está en ir acotando progresivamente los parámetros del Lagrangiano en función de los resultados experimentales. Esto permite ganar intuición de la física por encima de la escala de energía Λ . En los últimos años, numerosos trabajos han estudiado las interacciones de neutrinos derechos en el marco de la extensión efectiva del Modelo Estándar (ν SMEFT) y han ido acotando sus parámetros. En [26] se puede ver un extenso resumen de las cotas actuales para masas $\mathcal{O}(1)$ MeV $< m_N < \mathcal{O}(100)$ GeV.

En el trabajo de esta tesis, consideramos el rango de masas de 100 GeV $< m_N < 500$ GeV y fijamos la escala de nueva física en $\Lambda = 1$ TeV. Dado que los operadores efectivos llevan el factor $\frac{\alpha}{\Lambda^2}$, las amplitudes $|\mathcal{M}_{i \rightarrow f}|^2$ son proporcionales a $\left(\frac{\alpha}{\Lambda^2}\right)^2$, y es posible cambiar a otra escala $\tilde{\Lambda}$ cambiando los coeficientes por $\tilde{\alpha} = \left(\frac{\tilde{\Lambda}}{\Lambda}\right)^2 \alpha$.

Veamos entonces cuáles son las cotas más restrictivas a tener en cuenta para los parámetros $\alpha_{\mathcal{J}}$ en el enfoque simplificado con un solo neutrino derecho N_R y despreciando las mezclas $U_{\ell N}$ en 1.98.

El operador $\mathcal{O}_{LN\phi}^{(i)}$, como vimos en 2.8, contribuye al decaimiento $h \rightarrow \nu N$. Las cotas asociadas a este proceso, válidas para $m_N < m_h$, se traducen a $\alpha_{LN\phi}^{(i)} \lesssim 0.3$ para $\Lambda = 1$ TeV, cuando este operador es el único activo. Las cotas asociadas a los decaimientos invisibles del bosón Z , introducidos por el operador $\mathcal{O}_{NN\phi}$ solo valen para $m_N < m_Z \approx 91.2$ GeV, que está fuera de nuestro rango de masas de interés y por ende no son tenidas en cuenta.

Para el operador bosónico $\mathcal{O}_{NL\phi}^{(1)}$ y los operadores de cuatro fermiones $\mathcal{O}_{duNL}^{(1,1)}$, $\mathcal{O}_{QuNL}^{(1,1)}$, $\mathcal{O}_{LNQd}^{(1,1)}$ y $\mathcal{O}_{QNLd}^{(1,1)}$, ambos para la primera familia, las cotas más restrictivas son las de no-observación del decaimiento doble β sin neutrinos, como comentamos en el capítulo 1. Esto da un límite dependiente de la masa que establece que $\alpha_{0\nu\beta\beta}(m_N) \leq 3.2 \times 10^{-2} \left(\frac{m_N}{100 \text{ GeV}}\right)^{1/2}$ para $\Lambda = 1$ TeV (los detalles

de este cálculo se pueden ver en [27, 28]). Siguiendo esta cota utilizamos $\alpha_{Nl\phi}^{(1)} = \alpha_{duNl}^{(1,1)} = \alpha_{QuNL}^{(1,1)} = \alpha_{LNQd}^{(1,1)} = \alpha_{QNLd}^{(1,1)} = \alpha_{0\nu\beta\beta}(m_N) = 3.2 \times 10^{-2} (\frac{m_N}{100 \text{ GeV}})^{1/2}$, dando valores dependientes de m_N .

Para el operador bosónico $\mathcal{O}_{Nl\phi}^{(i=2,3)}$ con los leptones μ y τ , es posible utilizar los límites actuales para las mezclas $U_{\ell N}$ a través de la relación:

$$U_{\ell N} \approx \frac{v^2 \alpha_{Nl\phi}^{(i)}}{2 \Lambda^2}, \quad (2.25)$$

para obtener cotas asociadas a la búsqueda de los procesos $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ y $\tau \rightarrow e \gamma$. En ambos casos y también para los límites en los operadores de cuatro fermiones, las cotas son menos restrictivas que $\alpha \leq 0.3$.

Teniendo en cuenta estas cotas, estudiaremos la extensión efectiva para $d = 6$ con $\alpha_{\mathcal{J}} \leq 0.3$, igualando todos los coeficientes entre sí y variándolos en simultáneo, excepto para los coeficientes asociados al decaimiento doble β sin neutrinos, para los cuales utilizaremos $\alpha_{Nl\phi}^{(1)} = \alpha_{duNl}^{(1,1)} = \alpha_{QuNL}^{(1,1)} = \alpha_{LNQd}^{(1,1)} = \alpha_{QNLd}^{(1,1)} = \alpha_{0\nu\beta\beta}(m_N) = 3.2 \times 10^{-2} (\frac{m_N}{100 \text{ GeV}})^{1/2}$. Variando los valores de las constantes de acoplamiento respetando las cotas actuales, intentaremos ver cuándo esta teoría efectiva da predicciones suficientemente alejadas de las del Modelo Estándar, para así identificar el tipo de experimentos en el que se podrían seguir acotando estos parámetros. Para hacer esto implementaremos numéricamente la teoría efectiva con el software `FeynRules` [29], que nos permitirá realizar las simulaciones de experimentos como explicaremos en el siguiente capítulo.

2.4. Perspectivas

En este capítulo escribimos la extensión efectiva del Modelo Estándar con neutrinos derechos (ν SMEFT), las nuevas interacciones que introduce y las principales cotas en sus coeficientes. En el capítulo siguiente presentaremos un poco de la metodología de trabajo en los colisionadores de partículas para entender el tipo de experimentos que permiten poner a prueba teorías como las mencionadas anteriormente para así validarlas, refutarlas o acotar los valores de sus parámetros.

Capítulo 3

Metodología de la fenomenología de Física de Partículas

Ahora presentaremos parte de la metodología comúnmente utilizada en la fenomenología de la física de partículas y, por lo tanto, en esta tesis. Desde el conocido experimento de Rutherford (quizás el primer experimento de física de partículas de la historia), en el que se descubrió que el átomo tenía estructura interna al “bombardear” con partículas α (núcleos de helio-4) una delgada lámina de oro y observar la dispersión de las mismas, aceleradores y colisionadores de partículas han sido herramientas fundamentales para completar el entendimiento que tenemos del universo que habitamos. En los experimentos realizados en colisionadores se miden propiedades de las partículas ya conocidas, se ponen a prueba distintas teorías y se explora la existencia de nuevas partículas.

Esto es posible, ya que en los colisionadores se producen inicialmente paquetes de partículas específicas con momentos precisamente definidos e “infinitamente” separados entre sí, que luego interactúan a altas energías en un punto del espacio tiempo, dando lugar a partículas finales con momentos definidos que son luego detectadas por complejos sistemas de detección. De esta manera, los colisionadores permiten recrear con gran precisión los estados de las amplitudes calculables teóricamente, como los de la expresión 1.106. Al interactuar a altas energías, las partículas producen nuevas partículas no presentes en el estado inicial, las probabilidades de que se produzcan ciertos estados finales

están dadas por la *sección eficaz*, cantidad que definiremos más adelante en el capítulo. Una vez producidas, las partículas pueden decaer o desintegrarse en otras. Las probabilidades de estos decaimientos están dadas por los *anchos de decaimiento*, relacionados con la vida media de las partículas inestables.

Todos estos procesos tienen lugar en los colisionadores de partículas, y es así que en 2012 se realizó uno de los más grandes hallazgos de la física reciente: el descubrimiento del Bosón de Higgs en el LHC -*el Gran Colisionador de Hadrones*- [30, 31], completando así el Modelo Estándar de la física de partículas. Por la importancia de estos experimentos para estudiar la materia y sus interacciones, en la actualidad se siguen realizando mejoras en los colisionadores ya existentes (por ejemplo el proyecto del HL-LHC, LHC de alta luminosidad)[32], además de proyectar la construcción de nuevos colisionadores[33, 34].

En este contexto, la fenomenología de la física de partículas cumple un rol pivot imprescindible, ya que a través del uso de simulaciones realiza predicciones de las consecuencias observables de los modelos teóricos, orientando así la búsqueda en los laboratorios, pero también analiza datos experimentales, para entender las implicancias de los mismos. En este capítulo intentaremos explicar entonces cuáles son las principales herramientas utilizadas en fenomenología, allanando el camino para luego entender la metodología y los resultados de la investigación desarrollada a lo largo de esta tesis.

Comenzaremos recordando parte del formalismo teórico que será utilizado en esta sección y en el resto de la tesis, hecho esto presentaremos brevemente algunos tipos de colisionadores de partículas y sus principales características. Luego, definiremos algunos de los *observables* utilizados para analizar estos experimentos, es decir las cantidades que realmente se miden (o que se calculan en función de cantidades medidas) al realizar las colisiones. Una vez familiarizados con los colisionadores y parte de los observables más importantes, introduciremos algunas de las herramientas estadísticas utilizadas para analizar estos datos. Finalmente presentaremos el conjunto de softwares utilizados para realizar las simulaciones de experimentos en colisionadores de partículas que estudiamos a lo largo de esta tesis, comentando las distintas etapas de las mismas.

3.1. Colisionadores

Energía, cuadri-momentos y variables de Mandelstam

Comencemos recordando la ecuación para la energía de una partícula de masa m en reposo:

$$E = mc^2. \quad (3.1)$$

Cuando la partícula está en movimiento con momento lineal \vec{p} , su energía está dada por:

$$E = \sqrt{m^2c^4 + (c\vec{p})^2}. \quad (3.2)$$

Estas expresiones son sumamente importantes en la física dentro de los colisionadores, ya que es la energía de las partículas incidentes la que permite producir a las partículas salientes luego de las interacciones.

Necesitamos también definir los 4-momentos: Si consideramos nuevamente una partícula de masa m , moviéndose con momento \vec{p} , definimos su 4-momento como $p^\mu \equiv (\frac{E}{c}, \vec{p})$. Usando la métrica $diag(1, -1, -1, -1)$ y el sistema de unidades naturales, en el cual $c = 1$ y $\hbar = 1$, vemos que al contraer el 4-momento de una partícula consigo mismo obtenemos la masa en reposo de la partícula, cantidad invariante de Lorentz:

$$p^2 = p^\mu p_\mu = E^2 - \vec{p} \cdot \vec{p} = m^2. \quad (3.3)$$

En los colisionadores, al haber partículas con velocidades muy altas, incluso cercanas a la velocidad de la luz, muchos de los fenómenos interesantes se pueden entender mejor en referenciales solidarios a estas partículas en movimiento, es por eso que suele ser útil trabajar con cantidades que no cambian al pasar de un referencial en movimiento al referencial del laboratorio en el que se hacen los experimentos.

Por este motivo, resulta interesante trabajar con las variables de Mandelstam, ya que estas también son invariantes de Lorentz. Se definen de la siguiente manera: para una dispersión de partículas $2 \rightarrow 2$, si asignamos los

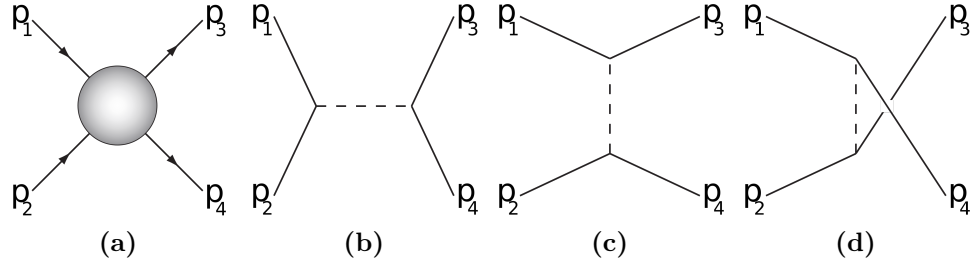


Figura 3.1: (a) Esquema de dispersión $2 \rightarrow 2$. (b), (c) y (d) Diagramas de los canales s, t y u para procesos $p_1 + p_2 \rightarrow p_3 + p_4$.

4-momentos $p_1 + p_2 \rightarrow p_3 + p_4$ como muestra la figura 3.1a, definimos:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 = E_{cm}^2 \quad (3.4)$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \quad (3.5)$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2. \quad (3.6)$$

Estas variables, además de ser invariantes de Lorentz y prácticas para realizar cálculos de amplitudes¹, introducen la nomenclatura de los “canales s, t y u”, que son de gran utilidad para clasificar procesos utilizando diagramas de Feynman como muestran las figuras 3.1b, 3.1c, 3.1d y donde las variables s , t y u corresponden al cuadrado de los momentos de las partículas intermedias (punteadas) de los respectivos canales.

Física de los Colisionadores

Pasemos entonces a los colisionadores de partículas. Como mencionamos anteriormente, el objetivo de colisionar partículas es hacerlas interactuar a altas energías. Estas interacciones dan lugar a la producción de nuevas partículas (generalmente inestables) que a su vez pueden decaer en otros conjuntos de partículas finales. Este es uno de los motivos por los cuales con el paso del tiempo se ha buscado incrementar la energía de las partículas incidentes en los aceleradores: con mayor energía se pueden producir más partículas y estas a su vez pueden decaer a otras por ser producidas con más energía cinética. El espectro de fenómenos físicos que pueden tener lugar crece con la energía y se vuelve más interesante de estudiar. A menudo nos referiremos a la energía de la

¹Ver por ejemplo sección 5.4 de Peskin & Schroeder[1] donde se utilizan para expresar de una forma concisa la amplitud al cuadrado del proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ y de la misma se deriva la amplitud del proceso $e^-\mu^- \rightarrow e^-\mu^-$ también utilizando las variables de Mandelstam.

colisión en términos de la variable de Mandelstam que definimos previamente:

$$E_{cm} = \sqrt{s}. \quad (3.7)$$

Si bien no pretendemos entrar en detalles técnicos de los aceleradores de partículas, que exceden el tema de esta tesis, es importante tener una noción de cómo es que se les da energía a las partículas para luego hacerlas chocar. Existen dos tipos de aceleradores: los circulares y los lineales. En ambos el principio es el mismo, se hace pasar a las partículas cargadas por regiones con campos eléctricos que las aceleran progresivamente. En el caso de los aceleradores lineales hay una clara limitante espacial, ya que cuanto más largo sea el acelerador, mayor va a ser la energía final de la partícula acelerada, sin embargo los presupuestos son acotados y no se pueden construir aceleradores arbitrariamente grandes. Para los aceleradores circulares, se utilizan campos magnéticos que curvan y coliman las trayectorias de las partículas y de esta manera las mismas pueden pasar reiteradas veces por las regiones de aceleración, por ende el tamaño es menos limitante.

Cuando las partículas cargadas alcanzan velocidades ultra-relativistas (cercanas a la velocidad de la luz), aparecen nuevos fenómenos a tener en cuenta: las pérdidas por radiación. Utilizando la generalización covariante de la fórmula de Larmor para la potencia radiada por una partícula de masa m y carga e :

$$P = -\frac{2}{3} \frac{e^2}{m^2 c^3} \left(\frac{dp^\mu}{d\tau} \right) \left(\frac{dp_\mu}{d\tau} \right) \quad (3.8)$$

podemos obtener expresiones para las pérdidas de energía en aceleradores. Las mismas indican que para aceleradores lineales estas pérdidas por radiación son despreciables a menos que la ganancia energética de las cargas sea de 2×10^{14} MeV/m, sin embargo, el crecimiento de energía en estos casos suele ser menor a 50 MeV/m. Para aceleradores circulares en cambio, la situación es más compleja, ya que las pérdidas por radiación son:

$$\delta E \propto \frac{1}{R} \left(\frac{E}{m} \right)^4, \quad (3.9)$$

donde E es la energía del haz, m la masa de la partícula y R el radio del acelerador¹. Esto muestra que ambos tipos de aceleradores tienen sus ventajas

¹Los cálculos de ambos casos están más detallados en la sección 14.2 del libro *Classical Electrodynamics* de John David Jackson[35].

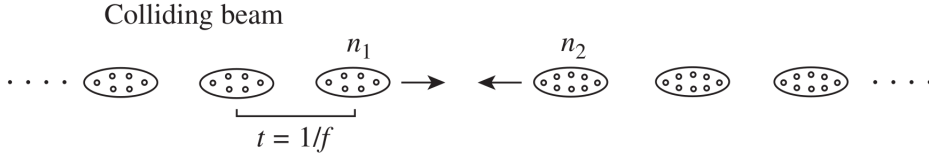


Figura 3.2: Esquema de colisión de dos haces de partículas. Tomada de [36].

y sus limitaciones, hoy en día ambos son utilizados.

Otra cantidad importante en los colisionadores es la luminosidad, que se define como la cantidad de partículas que impactan en el experimento por unidad de tiempo y por unidad de área transversal en el punto de interacción.

En los haces incidentes, las partículas viajan en paquetes, como se puede ver de forma muy esquemática en la figura 3.2. Por lo tanto, si los paquetes de los haces 1 y 2 tienen n_1 y n_2 partículas respectivamente y chocan con una frecuencia f (en Hertz), con un perfil transversal de los haces a , la luminosidad cumple:

$$\mathcal{L}_{inst} \propto f n_1 n_2 / a. \quad (3.10)$$

Esta cantidad también es conocida como la *Luminosidad instantánea*, para distinguirla de la *Luminosidad integrada*, definida como:

$$\mathcal{L} = \int_0^T \mathcal{L}_{inst}, \quad (3.11)$$

y que permite estimar el número de colisiones ocurridas en un colisionador en un lapso de tiempo T .

La luminosidad es un parámetro del colisionador y depende de las características del mismo. Si queremos usar la luminosidad para estimar el número de eventos de dispersión que ocurren por unidad de tiempo, hay que tener en cuenta que las partículas tienen un área transversal efectiva para la interacción llamada *sección eficaz de interacción*.

La sección eficaz se define como la tasa de eventos por partícula incidente y por partícula blanco y se calcula usando las amplitudes de probabilidad que se obtienen a partir de la teoría cuántica de campos que describe las interacciones. La expresión de la sección eficaz diferencial para una dispersión de dos partículas A y B con energías y velocidades E_A , E_B , \vec{v}_A y \vec{v}_B , yendo a

un cierto conjunto de partículas finales con momentos $\{p_f\}$ está dada por:

$$d\sigma = \left(\prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_f} \right) \frac{|\mathcal{M}(p_A, p_B \rightarrow \{p_f\})|^2}{2E_A 2E_B |\vec{v}_A - \vec{v}_B|} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_A + p_B - \Sigma p_f). \quad (3.12)$$

donde la amplitud de probabilidad $|\mathcal{M}(p_A, p_B \rightarrow \{p_f\})|^2$, definida en 1.108, se calcula perturbativamente utilizando los diagramas de Feynman de los procesos tenidos en cuenta al orden que se quiera considerar. El factor $\left(\prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_f} \right)$ de la ecuación, refleja la naturaleza cuántica de los procesos, ya que corresponde a tener en cuenta todas las configuraciones posibles de los momentos de las partículas finales (espacio de fases). Por lo tanto, para obtener la sección eficaz total solo queda integrar en el espacio de fases, restringido por la delta de Dirac $\delta^{(4)}(p_A + p_B - \Sigma p_f)$ que selecciona la región permitida por la conservación del cuadri-momento del proceso.

Podemos ver que, mientras que la luminosidad es una característica propia del colisionador, la sección eficaz es una cantidad que además de estar determinada por las propiedades de las partículas en los estados iniciales y finales, depende de las interacciones fundamentales que tienen lugar al momento de la colisión.

La sección eficaz tiene unidades de $[distancia]^2$, pero al tratarse de haces de partículas sub-atómicas, por ende infinitesimales, es conveniente utilizar el *barn* (b) como unidad. Se define entonces

$$1cm^2 = 10^{24}b = 10^{36}pb = 10^{39}fb = 10^{42}ab. \quad (3.13)$$

Volviendo al cálculo del número de eventos de un cierto proceso de dispersión ocurridos en un colisionador, tenemos que el número de colisiones por unidad de tiempo se obtiene como el producto de la luminosidad instantánea y la sección eficaz del proceso considerado:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}_{inst}\sigma. \quad (3.14)$$

Es habitual trabajar en términos de la luminosidad integrada a lo largo de un año, ya que permite estimar el número de colisiones que tendrían lugar para un año de actividad del colisionador. Por lo tanto es común expresar la luminosidad de un colisionador en $fb^{-1}/año$.

Otra cantidad importante que se mencionó previamente, es el *ancho de decaimiento* o *tasa de decaimiento* de una partícula. Esta cantidad corresponde a la probabilidad de que una partícula inestable se desintegre produciendo una cierta cantidad de partículas finales. Para una partícula A en su referencial de reposo, el ancho de decaimiento se calcula de manera análoga a la sección eficaz:

$$d\Gamma = \left(\prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E_f} \right) \frac{|\mathcal{M}(m_A \rightarrow \{p_f\})|^2}{2m_A} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_A - \Sigma p_f). \quad (3.15)$$

Es posible utilizar esta expresión para calcular la tasa total de decaimiento de una partícula, sumando en todos los canales permitidos, es decir, en todas las combinaciones posibles de partículas finales permitidas por las leyes de conservación. La tasa total de decaimiento es el inverso de la vida media de la partícula, por lo que tiene unidades de $[tiempo]^{-1}$, que en unidades naturales es $[masa]$ y se expresa en eV.

Esto es de gran importancia en los colisionadores, ya que las partículas que se producen en las colisiones tienen una cierta vida media, lo que significa que pueden decaer rápidamente luego de producidas, dependiendo de su masa. Estos decaimientos dan lugar a partículas finales distintas de las producidas en la colisión principal. Parte del análisis de datos en experimentos en colisionadores consiste en reconstruir los vértices donde se produjeron las partículas finales. Algo sumamente importante a destacar, es que cuanto mayor sea la masa de la partícula inestable, mayor es el volumen del espacio de fases accesible, ya que puede dar lugar a más configuraciones de momentos finales. Esto significa que las partículas más pesadas “viajan” menos, es decir que decaen rápidamente.

Si a esto le agregamos la conservación del momento, obtenemos una descripción más fiel de la cinemática de las partículas dentro de los colisionadores: las partículas más livianas suelen ser producidas con mayor velocidad mientras que las partículas más pesadas suelen ser producidas con menor velocidad. Al decaer, una partícula con velocidad alta produce a sus partículas “hijas” en torno a su dirección de vuelo, mientras que una partícula con velocidad baja suele dar como productos de su decaimiento a partículas en diferentes direcciones vistas desde el laboratorio. La intuición de la cinemática de los decaimientos y el conocimiento de los distintos canales de decaimiento de una partícula son fundamentales en los experimentos en colisionadores, ya que en

un proceso dado, las partículas intermedias solo se pueden detectar a través de sus productos de decaimiento, que son las partículas detectadas en los estados finales.

Antes de finalizar esta sección, comentaremos brevemente algunos tipos de colisionadores en función de las partículas allí utilizadas. Cabe aclarar que nos centraremos en colisionadores en los cuales hay dos haces de partículas, dejando de lado los colisionadores de blanco fijo (como por ejemplo en el experimento de Rutherford).

Como comentamos previamente, las partículas cargadas son ideales para estos experimentos, ya que es posible acelerarlas y controlar sus trayectorias con campos eléctricos y magnéticos. Esto y su estabilidad hace de protones y electrones, partículas óptimas para utilizar en colisionadores. En efecto, los principales tipos de colisionadores que han existido son los llamados colisionadores hadrónicos (como el LHC, donde se aceleran y chocan protones) y leptónicos (como el LEP -*Gran Colisionador de electrones y positrones*-), además de los colisionadores electrón-protón, como HERA (en actividad de 1992 a 2007). Actualmente no hay colisionadores electrón-protón en funcionamiento, pero se está desarrollando el proyecto para la construcción del LHeC en el CERN[37-39].

El interés de construir distintos tipos de colisionadores, es que la física que podemos observar en cada uno de ellos es distinta y complementaria.

En los colisionadores hadrónicos, al colisionar protones, que son partículas compuestas por quarks, se observan principalmente procesos mediados por la interacción fuerte. Debido justamente a la estructura interna de los protones, cada quark lleva una fracción distinta de la energía del protón incidente, haciendo que, para cada evento de colisión entre quarks, el referencial del centro de masas se mueva siempre con distinta velocidad, además de no coincidir con el referencial del laboratorio. Esta cinemática puede dar lugar a resultados poco intuitivos y es por eso que es importante trabajar con cantidades invariantes bajo boosts en la dirección de los haces incidentes para realizar predicciones y analizar resultados en este tipo de colisionadores.

Por otro lado, para una colisión dada entre dos quarks incidentes, además del “*hard scattering*”, es decir el proceso principal en el que los quarks (partones) intercambian grandes cantidades de energía, existe toda una cantidad de procesos secundarios entre los demás quarks y gluones de los protones, que también producen grandes cantidades de partículas y radiación en los estados

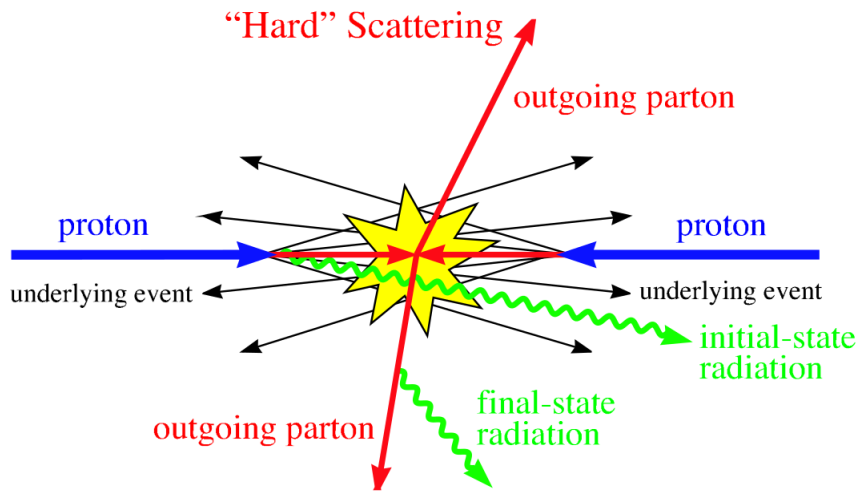


Figura 3.3: Esquema de colisión de dos protones. Tomada de [36].

finales y que no están relacionados con la colisión principal, como muestra la figura 3.3. Estos procesos son principalmente mediados por la fuerza fuerte.

En los colisionadores leptónicos (electrón-positrón) la situación es considerablemente más sencilla, ya que al chocar partículas elementales, el problema de la estructura interna no existe. Además, el referencial del centro de masas de las colisiones idealmente siempre es el mismo y coincide con el referencial del laboratorio. Por último, al tratarse de leptones, los procesos esperados son principalmente mediados por las interacciones débil y electromagnética. Todo esto resulta en señales más limpias y fáciles de analizar e interpretar que para los colisionadores de protones, como se puede observar en la figura 3.4 donde se ven las trazas dejadas por las partículas y los depósitos de energía en los calorímetros para ambos tipos de colisionadores.

Por último, es importante comentar que, ya sea en colisionadores leptónicos o hadrónicos, es imposible detectar quarks aislados. Esto se debe al confinamiento de QCD, que genera que los quarks se agrupen siempre en hadrones. En los colisionadores, cuando se producen quarks muy energéticos, producto del evento principal, estos radían gluones que suelen tener su momento aproximadamente paralelo al del quark. Los gluones radiados a su vez dan lugar a pares de quark y anti-quark, que también emiten gluones que luego vuelven a producir pares. Estos procesos se repiten sucesivamente dando lugar a quarks cada vez menos energéticos hasta que las energías son suficientemente bajas como para que los quarks se combinen en mesones y bariones. A este gran

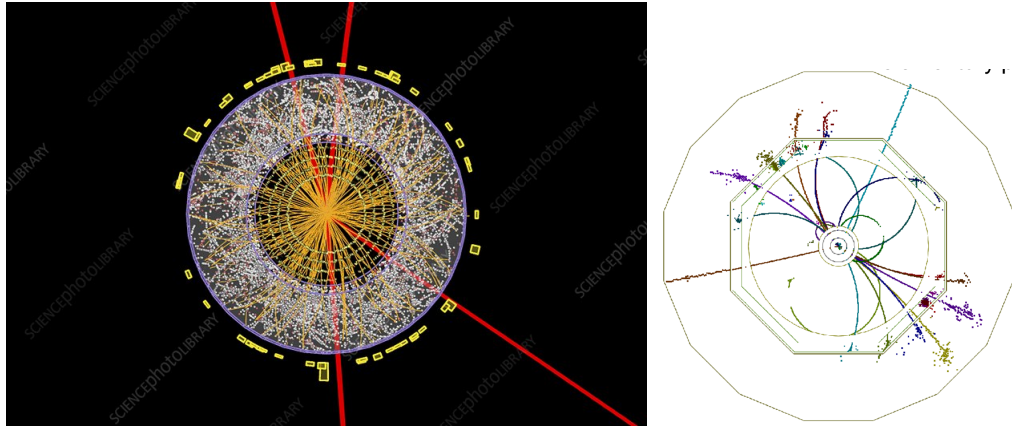


Figura 3.4: Comparación de eventos en colisionadores hadrónicos y leptónicos respectivamente, tomada del curso *Lepton Collider Experiments* de Frank Simon. En el caso del colisionador hadrónico se detecta gran cantidad de trazas de las partículas producidas por la radiación de QCD.

conjunto de hadrones finalmente emitido en la dirección del primer quark se le llama “jet” y su reconstrucción a partir de las señales en los detectores es un gran desafío, ya que a bajas energías la constante de acoplamiento de QCD crece, haciendo que no sean válidos los métodos perturbativos.

3.2. Observables

Mucho se ha evolucionado desde las primeras cámaras de niebla que permitieron detectar rayos cósmicos y las cámaras de burbujas como el Gargamelle, dónde se observaron por primera vez las corrientes neutras de la interacción débil en la década del 70. Comentemos entonces cómo es que se detectan hoy en día a las partículas salientes luego de las colisiones y cuáles son las cantidades medibles con las que luego se trabaja en este tipo de experimentos.

Los colisionadores cuentan con sistemas de detección de alta precisión que permiten detectar a las partículas que los atraviesan. A través del uso de detectores de radiación Cherenkov y de transición, centelladores, fotomultiplicadores y otros instrumentos, distintas cámaras de detección de trazas y calorímetros se disponen en capas salientes respecto al lugar de la colisión. Estos son concebidos para detectar distintas interacciones (hadrónicas o electromagnéticas) de forma que las partículas van dejando trazas y/o depósitos de energía característicos, como se puede ver en la figura 3.5. A esto se le agregan distintos

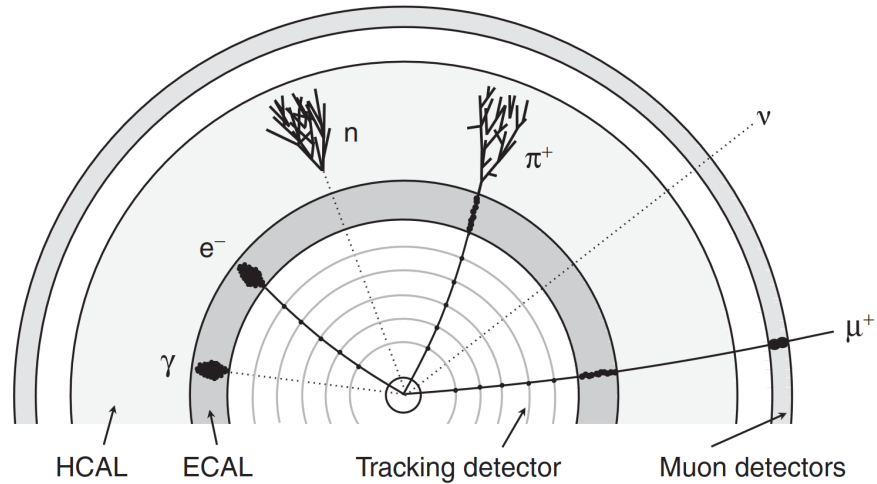


Figura 3.5: Interacciones características de las distintas partículas con las capas de detectores. Imagen tomada de [40].

campos magnéticos que curvan las trayectorias de las partículas cargadas, de forma de poder identificar sus cargas eléctricas.

Todo esto resulta en enormes cantidades de datos para analizar, incluso haciendo uso de complejos sistemas de *trigger* que permiten descartar las señales que no son de interés para no almacenarlas. En el CERN Data Centre se procesó aproximadamente 1 *petabyte* de datos por día durante la segunda corrida del LHC.

Estos datos permiten calcular los momentos con los que se producen las partículas en el estado final, y así reconstruir los vértices¹ donde fueron producidas.

La forma de reconstruir lo sucedido en los experimentos en colisionadores, es con el uso de distintos *observables*, que son las cantidades realmente medibles o calculadas en función de cantidades medibles con los detectores.

A continuación, una lista de algunos de los observables principales con los que se trabaja en estos análisis:

- Momento lineal de una partícula y todas sus componentes: $|\vec{p}|$, p_x , p_y y p_z (ver sistema de coordenadas en la figura 3.6).

¹Es importante distinguir entre los vértices de producción y los vértices permitidos de las interacciones. Los primeros refieren a la producción de las partículas reales, mientras que los segundos corresponden a las interacciones permitidas por los términos del Lagrangiano de la teoría.

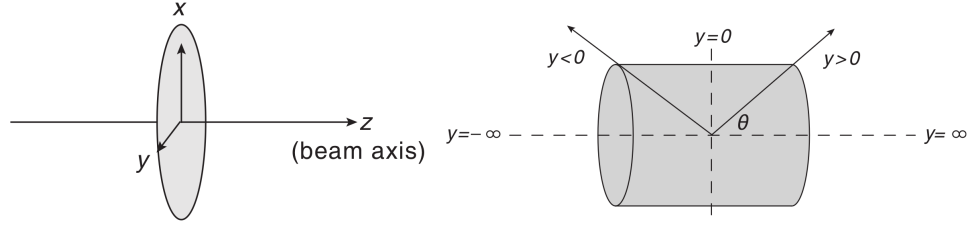


Figura 3.6: Coordenadas utilizadas en los colisionadores. Imagen tomada de [41].

- Energía de una partícula (ver Ecuación 3.2).
- Velocidad de una partícula (en particular se suele trabajar con $|\vec{\beta}| = |\vec{v}|/c = |c\vec{p}|/E$).
- θ y ϕ : Ángulo entre el momento lineal y el eje del haz y ángulo azimutal respectivamente.
- *Rapidity* y *Pseudo-Rapidity*:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z c}{E - p_z c} \quad (3.16)$$

y

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z}, \quad (3.17)$$

respectivamente. Se pueden ver algunos valores que toma y en 3.6. Estas dos definiciones permiten dar una descripción del ángulo θ con la particularidad de que, si tomamos dos partículas 1 y 2, tanto $\Delta y = y_1 - y_2$ como $\Delta \eta = \eta_1 - \eta_2$ son cantidades invariantes bajo boosts en la dirección z . Es posible utilizar una de estas cantidades y ϕ como coordenadas angulares en el detector, como se ve en el *Lego Plot* de la figura 3.7.

- $\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \phi)^2}$. Haciendo uso de la invariancia de $\Delta \eta$ y $\Delta \phi$, se construye este observable invariante que da una descripción de separación angular entre dos partículas detectadas. En el *Lego Plot* de la figura 3.7, ΔR representa las distancias entre dos puntos del plano η - ϕ .
- Momento transversal de una partícula: $|\vec{p}_T| = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, con z correspondiendo a la dirección longitudinal paralela a los haces incidentes, como se puede

ver en 3.6. Suele ser útil trabajar con cantidades transversales como esta, ya que al tratarse de proyecciones en el plano perpendicular a la dirección de los haces incidentes, son perpendiculares a la dirección de velocidad relativa entre el centro de masas y el laboratorio y por lo tanto invariantes. Además, al no conocer siempre la velocidad del centro de masas de la colisión, el momento transversal es la única parte conocida del momento inicial.

- Energía transversal de una partícula: $E_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$.
- Masa transversal de un sistema de partículas: dadas dos partículas 1 y 2, $m_T = \sqrt{(E_{1T} + E_{2T})^2 - (\vec{p}_{1T} + \vec{p}_{2T})^2}$.
- Masa invariante de un conjunto de partículas: Se suman los cuadri-momentos de las partículas y se calcula la masa como en 3.3). Esta cantidad es de suma importancia en los experimentos en colisionadores, ya que las partículas inestables, se detectan a través de los productos de sus decaimientos y la masa invariante nos permite conocer la masa de la partícula que da lugar a las partículas detectadas en el estado final. Un ejemplo de esto se puede ver en la figura 3.8, donde la masa invariante de las partículas finales se corresponde con la masa de los bosones W .

También podemos definir observables generales de un evento:

- Energía perdida: Este observable corresponde a la energía faltante en un evento, suele corresponder a neutrinos, ya que son partículas imposibles de detectar, y a partículas que escapan sin ser observadas (por ejemplo en la dirección de los haces, ya que ahí no hay detectores).
- Momento transversal perdido: (\cancel{p}_T) .
- Energía transversal perdida -*Missing Transverse Energy*- (\cancel{E}_T o MET).
- Suma de la energía total de todos los objetos del estado final (TET).

Y utilizarlos para definir nuevos observables:

- MT_MET : Para una partícula, este observable corresponde a la masa transversal del sistema formado por esa partícula y la energía transversal perdida:

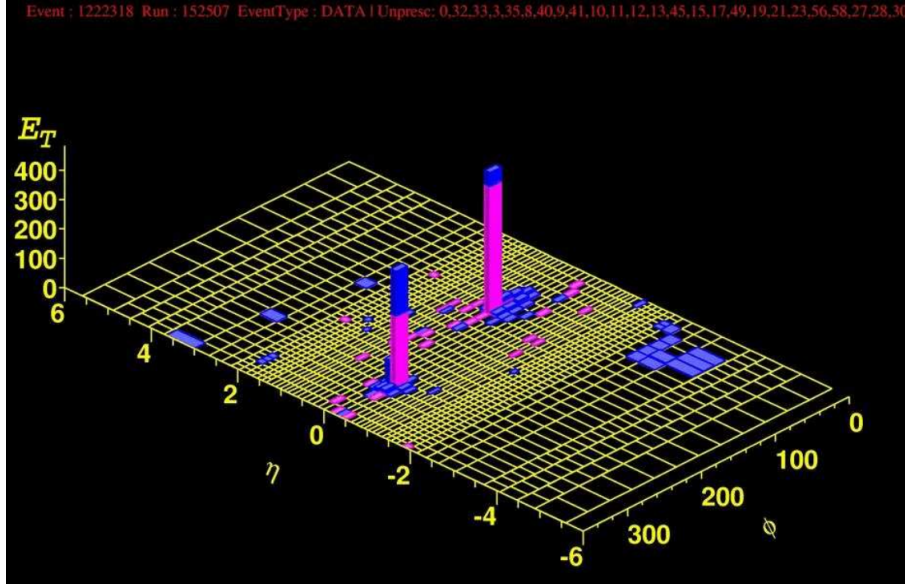


Figura 3.7: Gráfica de la energía transversal para un evento con dos Jets en el plano η - ϕ . Tomada de [36].

$$\text{MT-MET}(\mathcal{A}) = \sqrt{2p_T^A p_T^B [1 - \cos(\Delta\phi(\vec{p}_T^A, \vec{p}_T^B))]}.$$

Es importante especificar que esta lista muestra solo algunos de los observables más utilizados. Cabe aclarar que muchas de estas cantidades que se definen para una partícula, también se pueden calcular para dos o más partículas sumando sus cuadri-momentos.

Debido a la naturaleza cuántica de los procesos que tienen lugar en los colisionadores de partículas, una misma colisión puede dar lugar a distintas partículas finales, estas a su vez con distintos momentos. Es por esto que la forma de hacer estos experimentos es repitiendo muchas veces las colisiones¹, para obtener el número de eventos de colisión en los cuales se da una cierta configuración de los momentos finales. Esto se representa con histogramas como los de la figura 3.8. En este ejemplo se puede ver para cada bin (o columna del histograma), el número de eventos en los que la masa invariante de las partículas consideradas está en el rango correspondiente. Los picos corresponden a los valores más probables, que en este caso son producto del decaimiento de bosones W , cuya masa es $m_W \approx 80.4$ GeV.

Los histogramas son fundamentales para representar los resultados de ex-

¹Actualmente en el LHC se generan alrededor de 600 millones de colisiones por segundo.

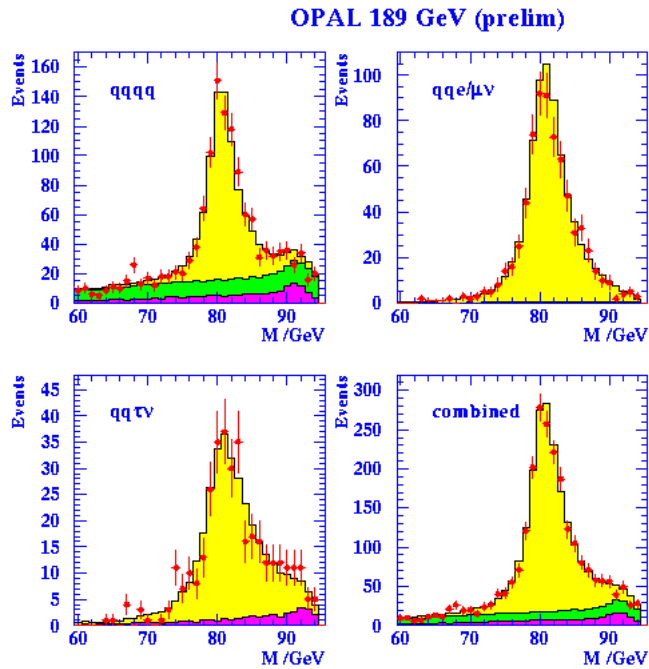


Figura 3.8: Histogramas de los números de eventos observados para distintos valores de la masa invariante de las partículas finales. Datos del experimento OPAL del LEP.

perimentos que se repiten una gran cantidad de veces y se usan para comparar las distintas predicciones teóricas (de naturaleza probabilística). La estadística es una herramienta imprescindible para cuantificar las diferencias o similitudes entre las predicciones y los resultados.

En la siguiente sección explicaremos cómo son utilizados los observables aquí presentados (y muchos más) junto con algunos métodos estadísticos usados para realizar los análisis de datos que permiten sacar conclusiones de los experimentos en colisionadores de partículas.

3.3. Estudio estadístico

Ya sea en experimentos en colisionadores o con simulaciones, existen distintos desafíos a nivel del análisis de los datos.

Un primer desafío consiste en identificar correctamente los eventos en los que los procesos ocurridos son los buscados (comúnmente llamados eventos de *Señal*). En los colisionadores, al tener lugar una gran cantidad de procesos físicos, es importante poder descartar la parte de los datos finales correspon-

diente a procesos que no son de interés, ya sea la información de partículas finales que son producto de procesos secundarios o los resultados de colisiones en las cuales no suceden los procesos buscados. A estos conjuntos de datos se les suele llamar eventos de *Background*.

En el estudio de las predicciones de distintas teorías para su comparación, sin embargo, es común utilizar otra terminología. Cuando lo que se busca es comparar las predicciones de una nueva teoría con las del Modelo Estándar, es común referirse a los eventos correspondientes a procesos del Modelo Estándar como *Background* y a los eventos correspondientes a procesos predichos por la nueva teoría estudiada, como *Señal*. Esta es la terminología que empleamos a lo largo de esta tesis, por lo que para referirnos a procesos en los que se producen neutrinos de Majorana pesados N , utilizaremos el término *Señal*. En estos casos, el desafío es identificar las regiones del espacio de fases en las cuales las predicciones de las teorías a comparar son distintas, de manera de poder ponerlas a prueba con experimentos, y eventualmente restringir los posibles valores de los parámetros que las caracterizan. Esto es lo que se conoce como un *Test de hipótesis* de nueva física (H_1 , correspondiente a la extensión ν SMEFT) comparada con el Modelo Estándar (H_0). La forma de hacer esto es utilizando observables como los definidos en la sección anterior, ya que, dado un proceso en específico, es esperable cierta correlación característica entre los valores de los observables de las partículas finales. Lo que se hace entonces es aplicar “cortes” que restringen el espacio de fases. Estos cortes consisten en seleccionar o rechazar los eventos en los que los estados finales dan lugar a ciertos valores de los observables, como se puede ver de forma esquemática en la figura 3.9. De esta manera se descartan los eventos en los cuales las predicciones de las teorías comparadas son similares.

Sin embargo, las teorías en comparación no sólo tienen que predecir resultados distintos, también es importante identificar las regiones del espacio de fases en las que las diferencias son suficientemente grandes.

La razón de esto último es que las desviaciones en los resultados, debidas por ejemplo a errores en la medición, pueden resultar en eventos de background identificados como señal y viceversa, es por esto que se buscan regiones en las que el conjunto de datos de señal y el conjunto de datos de background tengan diferencias estadísticamente significativas. La definición de “diferencias estadísticamente significativas” es ambigua, sin embargo un criterio que se suele utilizar en la literatura para afirmar la realización de un descubrimiento

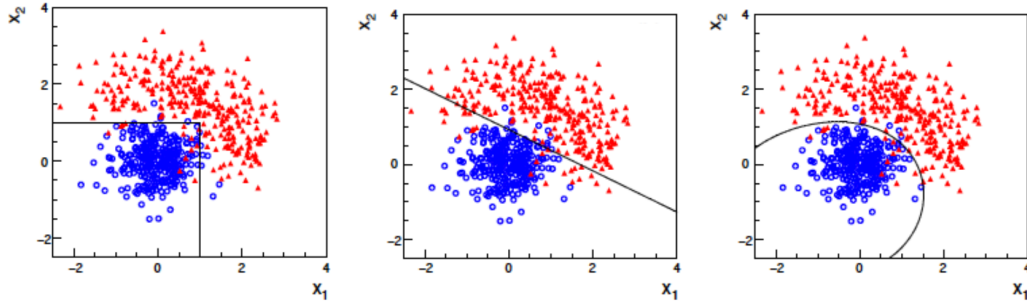


Figura 3.9: Distintos tipos de cortes utilizados para separar eventos de Señal (en azul) de eventos de Background (en rojo). Tomada de las clases de *Statistics for Particle Physicists* de Glen Cowan.

es el de los 5σ . Esto significa que la diferencia entre dos conjuntos de datos es estadísticamente significativa cuando tienen una separación de al menos 5 desviaciones estándar, ya que en ese caso la probabilidad de que la diferencia se deba a fluctuaciones es suficientemente baja.¹

Una forma de poner a prueba un modelo teórico utilizando el criterio de los 5σ , es realizar lo que se conoce como *Test Estadístico* χ^2 para histogramas.² Al ser cada colisión independiente de las otras, el número de eventos en cada columna del histograma sigue una distribución de Poisson, es decir que la probabilidad de tener $N = k$ eventos en una columna es

$$P(N = k) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!}, \quad (3.18)$$

donde λ es el valor esperado de N y también su varianza. En el caso de una cantidad suficientemente grande de entradas en cada columna del histograma, esta distribución se vuelve Gaussiana y se puede construir la cantidad

$$\chi^2 \equiv \sum_i \frac{(n_i - \mu_i)^2}{\sigma_i}, \quad (3.19)$$

siendo n_i el número de eventos en cada columna y μ_i el valor teórico esperado en cada columna y σ_i la desviación. El índice i recorre las columnas del histograma. La cantidad χ^2 sigue una distribución χ^2 (de ahí el nombre) y con

¹A pesar de que el criterio de 5σ es ampliamente utilizado en física de partículas, autores señalan que para otro tipo de fenómenos, como la física mas allá del Modelo Estándar, las ondas gravitacionales o el descubrimiento de pentaquarks, el número de sigmas debería ser mayor a 5 para poder refutar la física anterior[42].

²Un tratamiento más general y detallado de estos temas puede encontrarse en el capítulo 8 del libro *Statistical methods for data analysis in particle physics*[43] de Luca Lista.

ella podemos calcular el número de desviaciones estándar que se apartan los resultados obtenidos para la señal (H_1) respecto del background (H_0). Si este número es suficientemente alto, las predicciones de los eventos de nueva física no pueden explicarse exclusivamente por fluctuaciones del background. Para esto, se calcula el *valor p*, el cual corresponde a la probabilidad de obtener un resultado tan extremo como el obtenido o más, suponiendo que la teoría H_1 que se está testeando es falsa. De esta probabilidad se puede obtener el número de desviaciones estándar de la siguiente forma:

$$p = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{Z}{\sqrt{2}} \right) \right], \quad (3.20)$$

siendo Z el número de desviaciones estándar.

También es posible calcular la separación entre las predicciones de distintas teorías a través del conteo de eventos, como se muestra en [44]. La idea es que al clasificar los eventos observados como *Señal* y *Background*, los números de eventos de cada conjunto de datos también pueden ser utilizados como observables para el análisis. De esta manera, es posible calcular el número de desviaciones que hay de separación, dado un número de eventos de señal N_s y un número de eventos de background N_b observados, utilizando la siguiente fórmula:

$$Z\sigma = \sqrt{2 \left[(N_s + N_b) \ln \left(1 + \frac{N_s}{N_b} \right) - N_s \right]}. \quad (3.21)$$

Para comparar las predicciones de dos teorías, también es posible calcular los conocidos *límites de exclusión* como se explica en el apéndice B de [45] y en la sección de estadística de [46]. Esto se hace suponiendo que la hipótesis H_1 de nueva física es falsa y que las medidas obtenidas del experimento coinciden con las predicciones de la hipótesis nula H_0 , con estas suposiciones, se puede determinar la región a descartar del espacio de parámetros de la teoría de nueva física.

Para ello, consideramos un experimento de conteo de eventos, en el que se observan n eventos y hay b eventos predichos por el Modelo Estándar y s eventos predichos por la nueva física. En el marco Bayesiano, dada una probabilidad a posteriori y una función de verosimilitud, es posible establecer

un límite superior con nivel de confianza de $1 - \alpha$ de la siguiente manera:

$$1 - \alpha = \int_0^{s_{up}} p(s|n) ds = \frac{\int_{-\infty}^{s_{up}} L(n|s)\pi(s) ds}{\int_{-\infty}^{\infty} L(n|s)\pi(s) ds}. \quad (3.22)$$

Utilizando una función de probabilidad a priori (π) constante para nueva física y una función de verosimilitud de Poisson:

$$L(n|s) = \frac{(s + b)^n}{n!} e^{-(s+b)}, \quad (3.23)$$

podemos escribir:

$$\alpha = e^{-s_{up}} \frac{\sum_{m=0}^n (s_{up} + b)^m / m!}{\sum_{m=0}^n b^m / m!}, \quad (3.24)$$

y resolver para hallar s_{up} , el número máximo de eventos de señal consistente con la observación y con la predicción del background con nivel de confianza de $1 - \alpha$.

Como explicamos anteriormente, si asumimos $n = b$, es decir que los eventos observados en el experimento coinciden con el número de eventos predicho por el background, podemos determinar las regiones del espacio de parámetros de la teoría de nueva física compatibles con la no-observación de eventos de señal. Esto implica que, al testear una teoría, la ausencia de observaciones de eventos de señal, no siempre permite refutar dicha teoría, simplemente nos permite acotar su espacio de parámetros.

Estas son tan solo algunas de las herramientas estadísticas utilizadas en la física de colisionadores para transformar los resultados experimentales o de simulaciones en conclusiones con significado físico. Ahora pasamos a presentar las simulaciones y los softwares utilizados para las mismas a lo largo de la tesis.

3.4. Simulaciones numéricas en colisionadores

Como el título de esta tesis lo indica, nuestro trabajo se centró en la simulación y el posterior análisis de experimentos en colisionadores de partículas. Esto se hizo con la implementación de la extensión efectiva del Modelo Estándar con neutrinos derechos presentada en el capítulo 2, la cual incorpora un neutrino pesado e interacciones efectivas del mismo con las demás partículas del Modelo Estándar. Ahora que estamos más familiarizados con la física en colisionadores de partículas y con las herramientas utilizadas para estudiar los resultados

de estos experimentos, vamos a presentar el software utilizado tanto para la simulación de las colisiones, como para la simulación de los detectores para cada tipo de colisionador utilizado y los programas empleados para el análisis de los datos.

La primera etapa consiste en la implementación numérica de la extensión efectiva del Modelo Estándar con neutrinos derechos, cuyas interacciones están determinadas por el Lagrangiano presentado en 2.2. Para ello, cargamos el Lagrangiano en el paquete `FeynRules` [47] de Mathematica, el cual escribe las reglas de Feynman de la teoría (vértices y propagadores). En nuestro caso incluye al Modelo Estándar e incorpora los vértices de la extensión efectiva dados por los operadores de la tabla 2.1. De esta forma, se genera un archivo *Universal FeynRules Output* (UFO) [29], que contiene la información de las interacciones de esta teoría y que luego es importado por el software que simula los experimentos.

El software `MadGraph5_aMC@NLO` [48, 49] es luego utilizado para simular las colisiones de partículas y sus decaimientos. Este programa realiza las simulaciones de los eventos de colisión con el método Monte Carlo, calculando secciones eficaces y anchos de decaimiento y determinando los cuadri-momentos de las partículas en los estados finales para un cierto número de eventos de Monte Carlo generados. Para generar un proceso dado se le especifica al software las partículas iniciales y finales (además de poder especificar las partículas intermedias) y los parámetros del experimento, como la energía de las partículas incidentes y el número de eventos a generar. En esta etapa se pueden aplicar los primeros cortes en los observables, conocidos como *cortes de generación*. Esto se debe a que, si bien todo el espacio de fases permitido por las leyes de conservación es accesible a nivel teórico, esto no es así a nivel experimental. Por ejemplo, las partículas solo pueden ser detectadas si depositan suficiente energía en los detectores (p_{Tmin}) y tampoco pueden ser detectadas si sus momentos son en la dirección de los haces incidentes ($|\eta|_{max}$). Por último, `MadGraph` genera únicamente procesos a nivel partónico, esto significa que en los estados finales no se observan estados ligados, solamente partículas elementales (en especial quarks libres o partones).

Una vez generado un cierto número de eventos de Monte Carlo a nivel partónico, estos datos son luego procesados por el software `Pythia` [50, 51] que justamente simula la hadronización de los quarks en los estados finales, generando los jets que se observan realmente en los detectores de los colisionadores,

y las “lluvias” electromagnéticas, correspondientes a radiación electromagnética.

Con las colisiones y hadronizaciones simuladas y teniendo un conjunto de eventos Monte Carlo con la información de las partículas estables finales, la última etapa de la simulación consiste en simular el funcionamiento de los detectores. Para ello, utilizamos el software `Delphes` [52]. Esta etapa es fundamental, ya que al simular los detectores, el programa agrega ciertas incertidumbres en los valores medidos en los observables y la eficiencia con la que pueden ser detectadas ciertas partículas.

Al final de la cadena de programas de simulación, lo que obtenemos es un conjunto de eventos de Monte Carlo en los cuales está la información de las partículas observadas en el estado final, con sus momentos, energías, etc. Para ver y analizar estos datos, es necesario utilizar programas que puedan leer los archivos generados por `Delphes` (de formato `.root`), para esto hay distintas alternativas. Una de ellas es el software `MadAnalysis5`[53], que permite realizar histogramas con los observables mencionados anteriormente o definiendo nuevos, además de aplicar cortes. También se puede utilizar el programa `Root`, desarrollado y utilizado ampliamente en el CERN para analizar datos de colisiones. En esta tesis, el paquete `TMVA` (Toolkit for Multivariate Data Analysis) de `Root` [54], nos permitió utilizar algoritmos de *Machine Learning* para hacer análisis más efectivos de nuestros datos, como veremos en el capítulo 5.

Tanto `MadAnalysis` como `Root` permiten realizar un nuevo tipo de cortes, conocidos como cortes de *pre-selección*, para seleccionar los eventos que tengan los estados finales buscados (ciertas partículas con ciertas características). Estos cortes son necesarios ya que la simulación del detector introduce cambios en los estados finales (nuevas partículas, partículas detectadas con menos energía, etc). Luego se pasa al análisis final de los datos, que puede implicar la realización de cortes para separar los conjuntos de eventos de señal y background como explicamos en la sección anterior.

En estos procedimientos, es importante distinguir entre el número de eventos generados por las simulaciones con el método Monte Carlo y el número de eventos físicos realmente observables en colisionadores. La forma de pasar de unos a otros es multiplicando la eficiencia de los cortes en los eventos de Monte Carlo ($\epsilon = N_{seleccionados}/N_{totales}$) por sus respectivas secciones eficaces y por la luminosidad integrada según el tipo de colisionador y el lapso de tiempo

considerado:

$$N_{fis} = \mathcal{L} \sigma \epsilon_{MC}. \quad (3.25)$$

De esta manera se puede traducir la información de un cierto histograma obtenido con eventos Monte Carlo a un histograma de predicciones reales, comparable con resultados de experimentos.

Todos los programas mencionados anteriormente, fueron desarrollados para la investigación en física de altas energías y son herramientas fundamentales en el estudio de la fenomenología de física de colisionadores.

3.5. Perspectivas

Habiendo presentado en los capítulos 1 y 2 el Modelo Estándar y su extensión efectiva con neutrinos derechos (ν SMEFT), y en este capítulo algunas de las técnicas usadas para estudiar la fenomenología de la física de los colisionadores, prodecemos a presentar en los capítulos 4 y 5 los resultados de la investigación llevada a cabo a lo largo de esta tesis.

Capítulo 4

Test de interacciones efectivas de neutrinos de Majorana en colisionadores leptónicos

En los capítulos anteriores, presentamos sucintamente el Modelo Estándar de la Física de Partículas y vimos porqué el mismo encuentra limitaciones en la descripción de los neutrinos, en particular respecto al mecanismo de generación de masa de los mismos. En ese contexto introdujimos la extensión efectiva del Modelo Estándar con neutrinos derechos (ν SMEFT), la cual incorpora términos de interacción entre estos y las partículas del Modelo Estándar suprimidos por la escala de nueva física Λ . En el enfoque simplificado que adoptamos, vimos que los neutrinos derechos coinciden con los neutrinos pesados de Majorana: $N_R = N$. Hecho esto, presentamos parte de la metodología comúnmente utilizada en la fenomenología de la física de partículas, donde mencionamos algunas características de la física de los colisionadores y vimos las herramientas utilizadas a lo largo de la investigación realizada en esta tesis.

En este capítulo, procederemos a presentar los primeros resultados, que corresponden a simulaciones de experimentos en colisionadores del tipo electrón-positrón.

El objetivo fue estudiar las consecuencias observables de la extensión ν SMEFT considerando únicamente las interacciones efectivas de dimensión $d = 6$, además de las interacciones del Modelo Estándar. Para nuestro estudio, implementamos numéricamente esta teoría, con el fin de realizar simulaciones de experimentos en colisionadores variando los parámetros de masa m_N y los

coeficientes $\alpha_{\mathcal{J}}$ de las interacciones efectivas y analizando sus consecuencias.

Cabe aclarar que a pesar de que en la actualidad hay pocos colisionadores leptónicos activos y estos operan a energías significativamente más bajas que los máximos alcanzados (6.5 TeV por haz en el LHC contra 104 GeV por haz en el LEP), su física sigue siendo de interés por diversos motivos (recordemos que fue en el LEP que se pudo medir por primera vez las masas de los bosones Z y W). Como mencionamos en el capítulo 3, los experimentos en colisionadores leptónicos permiten observar otro tipo de procesos, además de dar resultados considerablemente más “limpios” que para los colisionadores hadrónicos. En particular, la búsqueda de neutrinos de Majorana está entre los principales objetivos de los futuros colisionadores e^+e^- , como se puede observar en la literatura [55-69].

Para las simulaciones que presentaremos en este capítulo, utilizamos parámetros correspondientes al futuro colisionador International Linear Collider (ILC) [34], es decir que simulamos procesos con una energía en el centro de masa de $\sqrt{s} = 500$ GeV y una luminosidad integrada de $\mathcal{L} = 500 fb^{-1}$. Para la simulación a nivel partónico (es decir el proceso principal que involucra sólo partículas elementales) utilizamos `MadGraph5_aMC@NLO 2.5.5` [48, 49], generando únicamente diagramas de Feynman a nivel árbol. Luego realizamos la simulación de la hadronización de los quarks con `Pythia 8` [51] y por último la simulación del detector la realizamos con `Delphes 3.5.0` [52] utilizando la `DSiD card` para simular la detección en el ILC [70]. Para el análisis de los datos finales utilizamos el software `MadAnalysis5 1.8.58` [53].

Los resultados de este capítulo fueron publicados en The European Physical Journal C [71].

4.1. Procesos estudiados

Para los colisionadores del tipo electrón-positrón, estudiamos la producción de neutrinos de Majorana N a través del proceso $e^+e^- \rightarrow \nu N$, seguido por dos tipos de decaimientos, el leptónico $N \rightarrow \mu^- \mu^+ \nu$ y el semi-leptónico $N \rightarrow \mu^- jj$, como se puede ver en la figura 4.1. Los procesos con muones y jets en los estados finales son de gran interés ya que dejan señales distintivas en los detectores.

Veamos qué operadores de los definidos en la sección 2.2 contribuyen a estos procesos. En la extensión efectiva, la producción del N en el vértice primario (vértice I en la figura 4.1) está dominada por el operador $\mathcal{O}_{LNLI}^{(1,1)}$,

ya que la contribución del operador $\mathcal{O}_{Nl\phi}^{(1)}$ está fuertemente suprimida por las cotas actuales, asociadas a que aún no se ha observado el decaimiento doble beta sin neutrinos. Luego, para los decaimientos del N que contribuyen al estado final buscado (vértice II en la figura 4.1) tenemos dos tipos de procesos. Para el canal leptónico, el decaimiento del N al par muón y anti-muón tiene contribuciones de los operadores $\mathcal{O}_{LNLI}^{(2,2)}$ y $\mathcal{O}_{Nl\phi}^{(2)}$ para la segunda familia de sabor. En el caso del canal semi-leptónico, el decaimiento a dos jets y un muón tiene contribuciones del operador vectorial de cuatro fermiones $\mathcal{O}_{duNI}^{(2,i)}$, del operador vectorial bosónico $\mathcal{O}_{Nl\phi}^{(2)}$ y de los operadores escalares de cuatro fermiones $\mathcal{O}_{QuNL}^{(2,i)}$, $\mathcal{O}_{LNQd}^{(2,i)}$ y $\mathcal{O}_{QNLd}^{(i,2)}$.

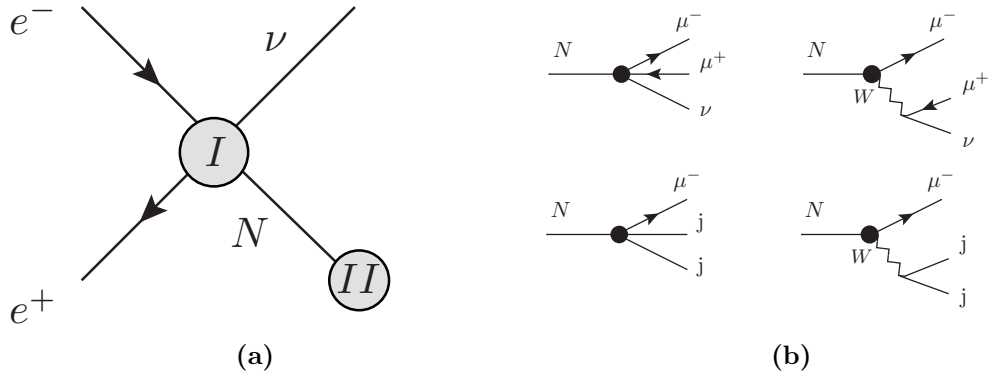


Figura 4.1: Producción de N y decaimiento en canales con dos muones y con dos jets.

Como mencionamos anteriormente, nuestro objetivo es ver cuánto difieren los resultados de nuestras simulaciones que incluyen neutrinos pesados N (S+B: señal con neutrinos pesados junto a background del Modelo Estándar, incluyendo interferencias) respecto a los resultados para procesos similares pero generados únicamente a través de vértices de interacción permitidos en el Modelo Estándar (B: background). Es importante identificar el background dominante (con mayor sección eficaz y por ende más probable) ya que son los procesos que se pueden confundir con nuestra señal. En nuestro caso, tanto para el canal leptónico $e^+e^- \rightarrow \nu\mu^-\mu^+\nu$, como para el canal semi-leptónico $e^+e^- \rightarrow \nu\mu^-jj$, existe lo que se conoce como *backgrounds irreducibles*, es decir que hay procesos permitidos por el SM en los cuales las partículas iniciales y finales son exactamente las mismas que en los procesos con neutrinos N . Para ambos canales, los backgrounds del Modelo Estándar dominantes vienen

del proceso $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ mediado por fotones, Higgs o bosones Z , con los bosones W decayendo ambos leptónicamente para el canal leptónico y uno leptónicamente y otro hadrónicamente para el canal semi-leptónico como vimos en las corrientes cargadas débiles 1.75 y como se puede ver en la figura 4.2.

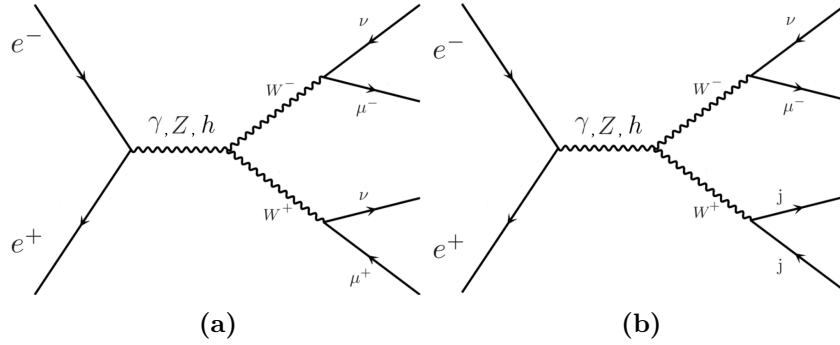


Figura 4.2: Diagramas dominantes del background de los procesos para los canales leptónicos (a) y semi-leptónicos (b).

Una vez identificados los backgrounds dominantes, procedemos a estudiar nuestra señal (S), es decir que simulamos los procesos $e^+e^- \rightarrow \nu N \rightarrow \nu \mu^- \mu^+ \nu$ y $e^+e^- \rightarrow \nu N \rightarrow \nu \mu^- jj$ donde le explicitamos al software que incluya solo los eventos con neutrinos N intermediarios, y analizamos las características cinemáticas de los procesos. De esta forma, buscamos saber en qué difieren estos procesos con los del background y por ende qué tipo de análisis se puede implementar para identificar la región del espacio de fases en la que los procesos de señal y los de background dan predicciones suficientemente distintas.

Previo a simular los procesos de señal y background, es importante fijar los cortes de generación de eventos, esto significa que de todos los eventos posibles, generamos únicamente aquellos que cumplan con ciertas condiciones dadas de antemano. Tanto para el proceso leptónico como el semi-leptónico, aplicamos los siguientes cortes: rechazamos los eventos con momento transversal de los jets tales que $p_T^j < 20$ GeV y para los leptones $p_T^\ell < 10$ GeV, seleccionamos las pseudorapidades $|\eta_j| < 5$, $|\eta_\ell| < 2.5$ y seleccionamos para las separaciones angulares de jets y leptones, $\Delta R_{jj,\ell\ell,lj} > 0.4$. Estos son cortes estándar que se suelen aplicar por defecto y la razón de los mismos es que buscamos que las partículas finales detectadas provengan del proceso principal y no de subprocesos secundarios cuya física no nos interesa (en este caso), es por eso que seleccionamos un momento transversal mínimo de las partículas finales. En el

caso de los jets, los cortes también nos permiten una correcta separación e identificación de jets independientes. Por último, algunos cortes están motivados por la disposición real de los detectores en los colisionadores (por ejemplo, no podemos aspirar a detectar partículas que sean producidas con momento en la dirección del haz principal, ya que ahí no hay detectores), es por eso que seleccionamos un máximo para los valores absolutos de las pseudorapidades ($|\eta|$ muy grande se corresponde a partículas que se escapan en la dirección de las partículas incidentes, ver 3.6).

Una vez hechos los cortes de generación, la siguiente etapa consiste en generar una cierta cantidad de eventos de Monte Carlo (en este caso 100.000) y estudiar la sección eficaz de los procesos dada por **MadGraph**, tanto para los backgrounds como para los procesos generados con la extensión efectiva, que incluyen al background y a la señal con neutrinos N . Recordemos que en la ν SMEFT, la masa de los neutrinos m_N y los coeficientes $\alpha_{\mathcal{J}}$ de los operadores (2.5) son parámetros que variamos con el objetivo de ver cómo sus distintos valores alteran los resultados. En este trabajo igualamos todos los coeficientes a un parámetro α , el cual variamos progresivamente. También consideramos las cotas actuales correspondientes a los operadores que contribuirían al decaimiento doble-beta sin neutrinos, por lo que utilizamos la expresión dependiente de m_N : $\alpha_{0\nu\beta\beta} = 3.2 \times 10^{-2} \left(\frac{m_N}{100\text{GeV}}\right)^{1/2}$, para los coeficientes de los operadores $\mathcal{O}_{LN\phi}^{(1)}$, $\mathcal{O}_{duNL}^{(1,1)}$, $\mathcal{O}_{QuNL}^{(1,1)}$, $\mathcal{O}_{LNQd}^{(1,1)}$, $\mathcal{O}_{QNLd}^{(1,1)}$.

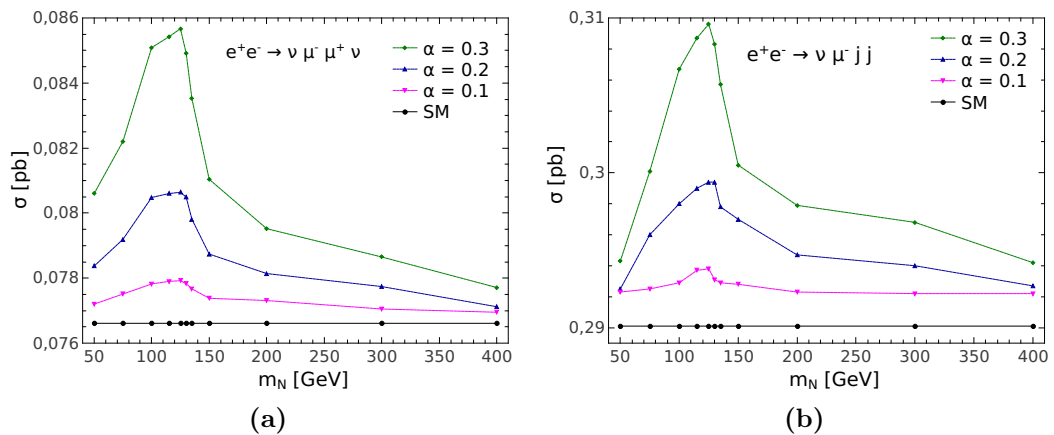


Figura 4.3: Secciones eficaces de los procesos leptónicos y semi-leptónicos en función de m_N para distintos valores de las constantes α .

En la figura 4.3 podemos ver las curvas de las secciones eficaces (recordar definición de 3.12) de ambos procesos (leptónico y semi-leptónico) en función

de las distintas masas de N y de los distintos valores de α para los procesos de los conjuntos de datos que llamamos S+B (en colores) y B (en negro). Estas curvas nos permiten ver que los efectos de la extensión efectiva son más notorios si el neutrino N tiene una masa cercana a $m_N = 125$ GeV, esto se debe a que a partir de $m_N = 80$ GeV se abre un canal de decaimiento del N en el cual, independientemente de la energía que tenga, puede decaer al bosón W , ya que de ser producido el N , siempre va a tener suficiente masa como para decaer al W . Estos efectos crecen al aumentar la masa m_N , pero a partir de $m_N \approx m_h \approx 125$ GeV las secciones eficaces de los procesos buscados comienzan a decrecer, ya que aparece un nuevo canal de decaimiento a Higgs y neutrino liviano $N \rightarrow h\nu$. Por otro lado, los efectos de la existencia del N son naturalmente más importantes a medida que α crece. Para el background, como es de esperarse, la sección eficaz no depende ni de la masa m_N ni de α , además verificamos que los valores de la misma están en concordancia con trabajos previos [62].

Por último, antes de pasar a los análisis específicos para los procesos de los canales leptónico y semi-leptónico respectivamente, discutamos brevemente características comunes a ambos que nos permitirían diferenciar las señales de los backgrounds.

Asimetrías Forward-Backward

Como comentamos anteriormente, tanto en el canal leptónico como en el canal semi-leptónico podemos esperar que la presencia del N tenga consecuencias en los momentos de las partículas finales, y por ende esto también debería depender de su masa. De hecho, en los procesos de la señal del canal leptónico ($N \rightarrow \mu^- \mu^+ \nu$), el N decae en el par de muones y un neutrino liviano de los del estado final (el otro neutrino liviano viene del primer vértice, en el que se produce el N y común a ambos canales: $e^+ e^- \rightarrow \nu N$), mientras que para los backgrounds, al estar dominados por la producción de un par de bosones W^+ y W^- , como muestra la figura 4.2, cada uno de los muones proviene del decaimiento de un bosón W distinto. Esto naturalmente tiene consecuencias en los momentos de las partículas finales y en las distribuciones angulares de los mismos. Por ejemplo, dependiendo de si la masa del N es pequeña o grande (recordemos que se trata de un parámetro a variar), podemos esperar que el N sea producido con mayor o menor velocidad respectivamente (intuitivamente,

la idea es que si el N tiene una masa elevada, gran parte de la energía se usa en producirlo, por ende su velocidad es menor). Luego, si el N es producido con velocidad mayor, entonces los productos de su decaimiento son producidos en direcciones cercanas a la de su vuelo, mientras que si el N es producido con menor velocidad, los productos de su decaimiento tienden a salir en direcciones más separadas. Nada de esto se puede decir para el background, ya que el mismo está dominado por procesos donde las partículas finales provienen de los decaimientos de distintas partículas. El mismo razonamiento se puede llevar a cabo para el canal semi-leptónico ($N \rightarrow \mu^- jj$), en el que el N decae en un muon y dos jets. Para el background, estas partículas típicamente también van a ser producto de los decaimientos de dos bosones W^+ y W^- .

Es con esto en mente que introducimos un observable relacionado con las separaciones angulares de las partículas salientes y que nos permite cuantificar qué tan seguido dos partículas son producidas con momentos en la misma dirección: las asimetrías forward-backward. Definidas para dos partículas x_1 y x_2 :

$$A_{x_1, x_2}^{FB} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (4.1)$$

con N_+ y N_- los números de eventos en los cuales las partículas x_1 y x_2 salen en la misma semi-esfera ($0 \leq \cos(\Delta\theta(x_1, x_2)) \leq 1$) y en semi-esferas opuestas ($-1 \leq \cos(\Delta\theta(x_1, x_2)) \leq 0$) respectivamente.

Para generar cierta intuición, veamos cómo se comporta esta asimetría en casos extremos: cuando dos partículas x_1 y x_2 son más comúnmente producidas en la misma dirección, A_{x_1, x_2}^{FB} va a tender a 1, mientras que cuando son producidas en direcciones opuestas, A_{x_1, x_2}^{FB} va a tender a -1 . Este tipo de observables es de gran utilidad para estos procesos, ya que una de las primeras diferencias entre las señales y los backgrounds proviene justamente de la separación angular de las partículas del estado final. Para calcular este observable, utilizamos el software `MadAnalysis5 1.8.58` en su modo experto, el cual nos permite definir observables a partir de los cuadri-momentos generados por `Delphes` y realizar análisis más elaborados que el modo normal, el cual es más sencillo pero permite únicamente realizar análisis rápidos y preliminares.

Por lo mencionado anteriormente, este observable es de gran utilidad para estudiar tanto el canal leptónico como el canal semi-leptónico. Procedemos entonces a los análisis y resultados de cada canal.

4.2. Resultados

Canal Leptónico: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\nu\nu$

Para el canal leptónico, las partículas del estado final son únicamente neutrinos livianos y muones, por ende, las únicas partículas que pueden ser realmente detectadas e identificadas independientemente son los muones (recordemos que los neutrinos se detectan como energía perdida, como definimos en la sección 3.2). Es por esto que nuestro análisis se centró en la distribución angular entre los muones del estado final.

Veamos entonces el análisis de los datos del conjunto de señal (S), que corresponde a generar explícitamente los procesos con neutrinos N ($e^+e^- \rightarrow \nu N \rightarrow \nu\mu^-\mu^+\nu$), para así estudiar las características de los procesos con neutrinos de Majorana. Hecho esto pasaremos al análisis de todos los procesos que lleven al mismo estado final en la extensión efectiva, correspondiente al conjunto de datos (S+B), para luego comparar con el conjunto de datos correspondiente únicamente al background del Modelo Estándar (B).

Como mencionamos antes, para la señal ambos muones son producto del decaimiento del neutrino N , por ende podemos esperar que su separación angular refleje una dependencia en la masa m_N . Cabe aclarar que el argumento presentado en la sección anterior respecto a la separación angular de las partículas finales según la masa del N está incompleto, ya que incluso para masas m_N grandes, el neutrino N puede ser producido con una velocidad alta (y viceversa), simplemente es menos probable, pero no imposible. Es por esto que resulta interesante analizar los resultados en función de la energía de los muones finales, $E_{\mu\mu} = E(\mu^+ + \mu^-)$, ya que esta cantidad refleja la energía con la que se produce el N .

En la figura 4.4a vemos el histograma de la separación angular $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ ¹ entre los muones finales en función de $E_{\mu\mu}$ para distintos valores de m_N para la señal generada con $\alpha = 0.2$. Como es de esperarse, cuando los

¹En el caso de los colisionadores leptónicos, el uso del observable ΔR no es imprescindible, ya que el referencial del laboratorio y el del centro de masas son el mismo y por ende no es necesario utilizar un observable invariante de Lorentz, podríamos directamente calcular la diferencia angular entre los momentos. Sin embargo en física de colisionadores, el ΔR es ampliamente utilizado ya que para los colisionadores electrón-protón y protón-protón sí es necesario trabajar con observables invariantes ante boosts, como veremos en el próximo capítulo. Para evitar confusiones, en este capítulo también trabajamos con ΔR , ya que cualitativamente refleja lo que necesitamos.

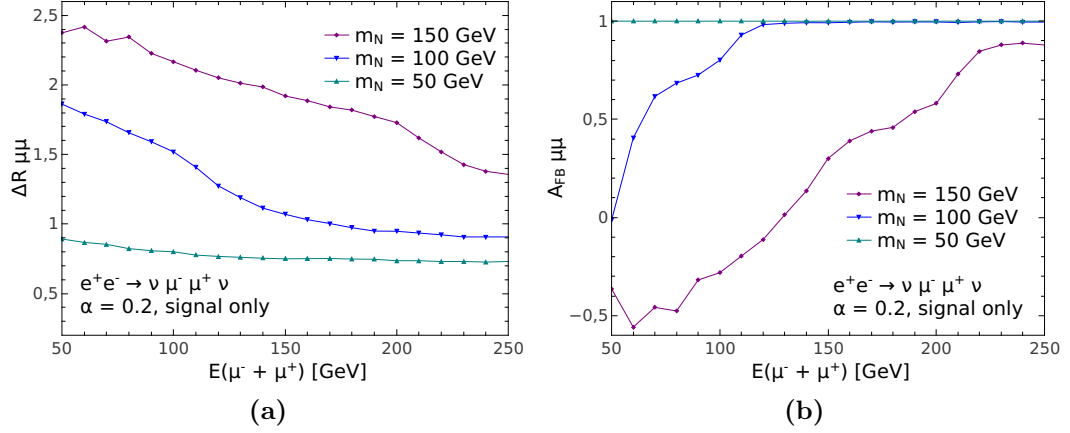


Figura 4.4: Distribuciones de $\Delta R_{\mu\mu}$ (promediado en cada bin) (a) y $A_{\mu\mu}^{FB}$ (b) en función de $E_{\mu\mu}$, solo señal (S) y sin cortes aplicados.

muones producidos son muy energéticos, es decir que vienen de un N con momento alto, estos son producidos de forma más colineal ($\Delta R_{\mu\mu}$ pequeño), mientras que cuando son poco energéticos, su separación angular comienza a crecer. Sin embargo, vemos que para la masa del N más baja ($m_N = 50 \text{ GeV}$), los muones finales son producidos siempre en la misma dirección, mientras que para las masas más grandes ($m_N = 100$ y 150 GeV) se da el comportamiento explicado anteriormente.

Para cuantificar de forma más precisa la colinearidad de los muones, calculamos la asimetría forward-backward $A_{\mu\mu}^{FB}$ entre estos y la graficamos en la figura 4.4b. Como mencionamos anteriormente, a medida que la masa m_N decrece, los muones son producidos más colinealmente, como vemos en particular para $m_N = 50 \text{ GeV}$, para la cual $A_{\mu\mu}^{FB} = 1$. Para $m_N = 100$ y 150 GeV vemos que a medida que $E_{\mu\mu}$ decrece, $A_{\mu\mu}^{FB}$ se aleja de 1, como consecuencia de muones cada vez menos colineales, dando incluso valores negativos para $m_N = 150 \text{ GeV}$.

Con esta intuición adquirida luego del análisis de la señal, veamos los resultados y el análisis realizado para los conjuntos de datos generados con procesos de señal y background (S+B, generados en conjunto y por ende con interferencias), comparando con el background correspondiente a los procesos permitidos únicamente por el Modelo Estándar.

Antes de esto, es importante establecer los cortes de pre-selección. Los primeros cortes implementados consisten en seleccionar los eventos con al menos un muón y un anti-muón en el estado final y seleccionar los eventos con

$MET > 25$ GeV, este último garantiza que haya neutrinos en el estado final, ya que selecciona eventos con un mínimo de energía perdida (que principalmente corresponde a los neutrinos).

Para el análisis, luego de realizar los cortes de selección, realizamos un corte más, que consiste en seleccionar los eventos con $E_{\mu\mu} < 240$ GeV. Esto se debe a que en la curva de background de la figura 4.5 observamos un pico en $E_{\mu\mu} \approx 250$ GeV correspondiente a la configuración final más simétrica en la que cada bosón W es producido con una energía de 250 GeV y los productos de sus decaimientos son producidos con 125 GeV cada uno, dando una energía $E_{\mu\mu} \approx 250$ GeV. Además podemos ver que no hay eventos de señal por encima de esa energía ya que para la señal ambos muones son producidos por el decaimiento del N producido en el vértice principal con una energía de 250 GeV.

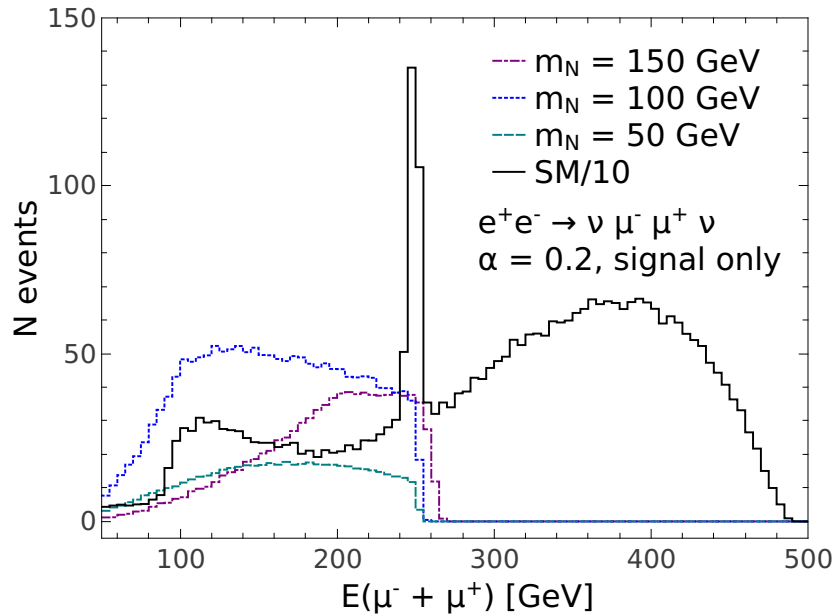


Figura 4.5: Histograma de los números de eventos en función de $E_{\mu\mu}$ para $\alpha = 0.2$, $\Lambda = 1\text{TeV}$, $\sqrt{s} = 500$ GeV y $\mathcal{L} = 500$ fb^{-1} .

Este último corte nos permite descartar gran parte del background y restringirnos a la región del espacio de fases en la cual la separación entre la señal y el background sería máxima. El impacto de estos cortes en los números de eventos de las señales y el background pueden observarse en la tabla 4.1. En la misma vemos que al implementar los cortes, nos quedamos todavía con un 94 %, 92 % y 81 % de los eventos generados por las señales de $m_N = 50$, 100

$\alpha = 0.2$	$m_N = 50$ GeV		$m_N = 100$ GeV		$m_N = 150$ GeV		SM
Cortes:	S	S+B	S	S+B	S	S+B	B
Muons	544	33545	1659	34612	901	33860	33060
MET	539(99%)	27098	1617(97%)	28035	884(98%)	27296	26543(80%)
$E_{\mu\mu}$	511(94%)	7085	1524(92%)	8070	734(81%)	7351	6771(20%)
$S/\sqrt{(S+B)}$	6.1		16.9		8.6		

Tabla 4.1: $e^+e^- \rightarrow \nu\mu^-\mu^+\nu$ (Canal-leptónico). Numero de eventos para señal (S), señal con background (S+B, generado con interferencia) y background (B), para $\alpha = 0.2$, $\Lambda = 1\text{TeV}$, $\sqrt{s} = 500$ GeV y $\mathcal{L} = 500$ fb^{-1} . Corte de muones: un muon y un anti-muon en el estado final. Corte en MET : seleccionamos eventos con $MET > 25$ GeV. Corte en $E_{\mu\mu}$: seleccionamos eventos con $E_{\mu\mu} < 240$ GeV (ver Fig.4.5). Significancia de la señal: $S/\sqrt{(S+B)}$ para experimento de conteo de eventos.

y 150 GeV respectivamente, mientras que sólo nos estamos quedando con el 20% de los eventos del background.

Por último, para realizar una comparación cuantitativa entre los conjuntos de eventos S+B y B, utilizamos un test $\Delta\chi^2$ para así calcular la separación estadística entre los histogramas de las asimetrías luego de aplicados todos los cortes. Para esto, construimos la función $\Delta\chi^2$ de la siguiente manera:

$$\Delta\chi^2 = \sum_{E_i} \frac{(A_{\mu\mu}^{S+B}(E_i, m_N, \alpha) - A_{\mu\mu}^B(E_i))^2}{((\Delta A_{\mu\mu}^{S+B})^2 + (\Delta A_{\mu\mu}^B)^2)}, \quad (4.2)$$

donde $E_i = E_{\mu\mu}$, la energía de los dos muones en función de la cual graficamos las distribuciones en las figuras 4.4. Para esto utilizamos la suma al cuadrado del error en el número de eventos de ambas asimetrías (S+B y B) en cada bin de $E_{\mu\mu}$ sumado. Estos errores son estimados considerando que los números de eventos siguen una distribución de Poisson.

En la figura 4.6 podemos ver el histograma de las asimetrías en función de $E_{\mu\mu}$ para las masas de $m_N = 50, 100$ y 150 GeV y con $\alpha = 0.2$. En las mismas aparecen las barras de error calculadas como se explicó anteriormente, las cuales nos permitieron calcular la separación estadística entre las curvas de S+B y B. Como observamos en la figura, para el conjunto de datos de señal con $m_N = 50$ GeV no hay una separación estadística apreciable, mientras que para $m_N = 100$ GeV se obtiene una separación de 12.23σ y para $m_N = 150$ GeV una separación de 7.13σ .

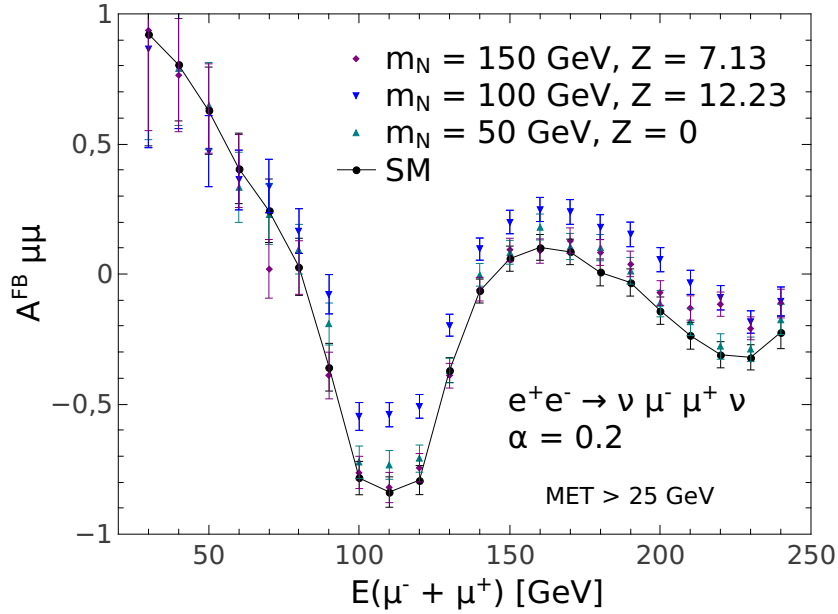


Figura 4.6: Asimetría entre los muones finales $A_{\mu\mu}^{FB}$ en función de $E_{\mu\mu}$ para $\alpha = 0.2$, $\Lambda = 1\text{TeV}$, $\sqrt{s} = 500\text{ GeV}$ y $\mathcal{L} = 500\text{ fb}^{-1}$.

Canal Semi-Leptónico $e^+e^- \rightarrow \nu\mu^-jj$

Para el canal semi-leptónico, el razonamiento es completamente análogo al caso puramente leptónico, pero los cortes son distintos, ya que los criterios para separar los conjuntos de eventos S+B y B deben modificarse al tener distintas partículas en el estado final. En este caso, las partículas finales son un neutrino liviano, un muón y dos jets. Como comentamos en secciones anteriores, en el caso de la señal (es decir el proceso $e^+e^- \rightarrow \nu N \rightarrow \nu\mu^-jj$), tanto el muón como los jets provienen del decaimiento del neutrino N , mientras que, al igual que en el caso leptónico, el background del Modelo Estándar consiste principalmente de eventos en los cuales el muón y los jets son producidos por los decaimientos de dos bosones W^- y W^+ respectivamente, como vimos en la figura 4.2b. Además, podemos ver que lo realmente detectable en este estado final son el muón y los jets, por lo tanto nuestro análisis va a utilizar la separación angular entre, justamente, el muón y el jet más energético. Nuevamente, esperamos que la presencia del N y el valor de su masa m_N tengan algún impacto en la separación angular entre el muón y los jets.

Como en el canal leptónico, comenzamos estudiando sólo la señal, en la que generamos los procesos explicitando la producción y el decaimiento del N . En la figura 4.7a podemos ver cómo la separación angular entre el muón y el

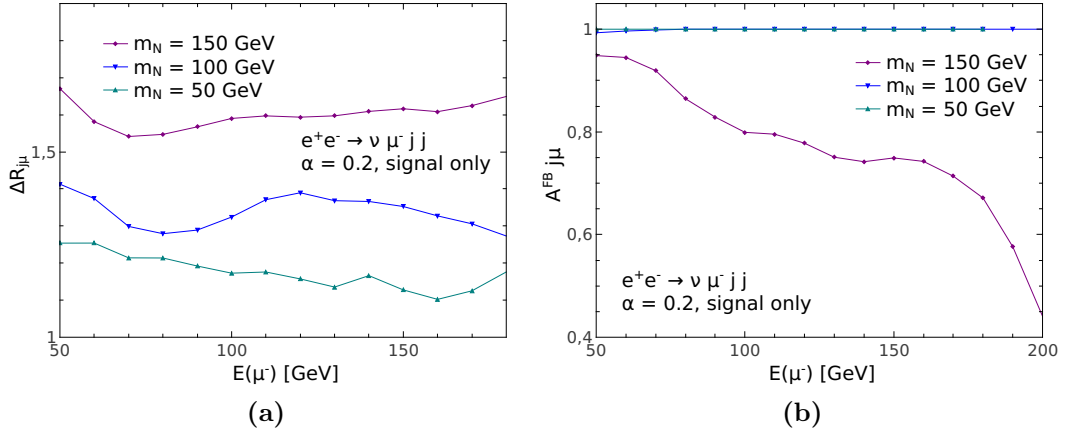


Figura 4.7: Distribuciones de $\Delta R_{j\mu}$ (promediado en cada bin) (a) y $A_{j\mu}^{FB}$ (b) en función de E_{μ^-} , solo señal (S) y sin cortes. En ambos casos el jet es el más energético

jet más energético crece a medida que la masa m_N aumenta, sin embargo, la dependencia en la energía del muón E_{μ^-} , como un reflejo de la dependencia en el boost del N , no es tan evidente como para el caso leptónico. A pesar de esto, en la figura 4.7b sí podemos ver que, para las masas de $m_N = 50$ y 100 GeV la asimetría $A_{j\mu}^{FB}$ depende de E_{μ^-} como lo esperaríamos, es decir que a medida que el muón final es producido con más energía (y por ende viene de un neutrino con momento mayor), menor es la separación angular entre el muón y el jet, por ende $A_{j\mu}^{FB}$ se acerca a 1. Este comportamiento no se ve reflejado por los datos de $m_N = 150$ GeV. Podemos suponer que esto se debe a que, a diferencia del caso leptónico, al crecer la masa de N , los nuevos canales de decaimiento (ver figura 4.1b) comienzan a pesar más, dando lugar a comportamientos menos intuitivos. Aún así, en los rangos de energías que estamos observando, la asimetría $A_{j\mu}^{FB}$ cambia con m_N de la forma esperada.

Para el background, por lo explicado anteriormente, podemos esperar que si la energía del muón es mayor, el momento del bosón W que lo produce también sea mayor, lo que vale para ambos bosones, ya que siempre salen *back-to-back* (en direcciones opuestas). Por ende, podemos esperar que para el background la asimetría $A_{j\mu}^{FB}$ tienda a -1 al crecer E_{μ^-} . Este efecto es más importante en este canal que en el leptónico, ya que al tratarse de un leptón y un jet, si sólo consideramos los vértices permitidos por el SM, estos siempre son producidos por decaimientos de partículas distintas, mientras que para los dos muones del caso leptónico, existen vértices con bosones Z , Higgs o fotones que, aunque menos probables, pueden producir el par $\mu^- \mu^+$.

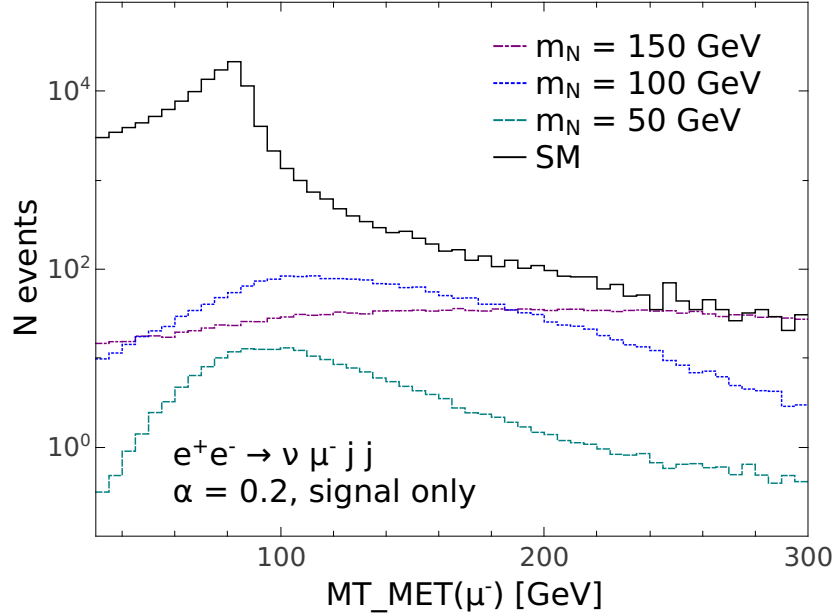


Figura 4.8: Histogramas del número de eventos en función de $MT_MET(\mu)$ con $\alpha = 0.2$, $\Lambda = 1\text{TeV}$, $\sqrt{s} = 500\text{ GeV}$ y $\mathcal{L} = 500\text{ fb}^{-1}$.

Veamos entonces los cortes de pre-selección y de análisis implementados para aislar la señal y descartar la mayor cantidad posible de background. Los cortes de pre-selección nuevamente seleccionan eventos con un muón en el estado final y eventos con $MET > 25\text{ GeV}$, para intentar asegurarnos de tener el estado final correcto. Para el análisis, un corte que resultó útil, surgió estudiando la masa transversal del sistema muón-neutrino (con el neutrino detectado a través de la energía perdida). Para ello utilizamos el observable definido en la sección 3.2 $MT_MET(\mu) = \sqrt{2p_T^\mu p_T^{miss} [1 - \cos(\Delta\phi(p_T^\mu, p_T^{miss}))]}$. Observamos que, como muestra la figura 4.8, para los procesos del background hay un pico en $MT_MET \approx 85\text{ GeV}$, el cual refleja que en la mayoría de los eventos del background, el muón y el neutrino vienen de un bosón W^- ($m_W \approx 80.4\text{ GeV}$). Habiendo constatado esto último, realizamos un último corte seleccionando los eventos con $MT_MET(\mu) > 85\text{ GeV}$.

En la tabla 4.2 podemos observar el impacto de los cortes en los números de eventos, vemos que luego de aplicados los tres cortes, conservamos entre 72% y 85% de las distintas señales, mientras que solo conservamos un 9% de los eventos de background.

Una vez implementados los cortes, repetimos el estudio estadístico utilizando nuevamente el test $\Delta\chi^2$ con la asimetría $A_{j\mu}^{FB}$, ahora entre el jet más

$\alpha = 0.2$	$m_N = 50$ GeV		$m_N = 100$ GeV		$m_N = 150$ GeV		SM
Cortes:	S	S+B	S	S+B	S	S+B	B
Muon	223	134944	2027	136584	2062	136799	135086
MET	223(100 %)	96046	2005(99 %)	97615	2048(99 %)	98189	96036(71 %)
MT-MET (μ)	161(72 %)	12140	1627(80 %)	13779	1755(85 %)	14058	12051(9 %)
$S/\sqrt{(S+B)}$	1.46		13.86		14.8		

Tabla 4.2: $e^+e^- \rightarrow \nu\mu^-jj$ (Canal semi-leptónico). Numero de eventos para señal (S), señal con background (S+B, generado con interferencia) y background (B), para $\alpha = 0.2$, $\Lambda = 1\text{TeV}$, $\sqrt{s} = 500$ GeV y $\mathcal{L} = 500$ fb^{-1} . Corte de Muones: un muon en el estado final. Corte en MET : seleccionamos eventos con $MET > 25$ GeV. Corte en MT-MET: seleccionamos eventos con $MT-MET(\mu) > 85$ GeV (ver Fig 4.8). Significancia de la señal: $S/\sqrt{(S+B)}$ para experimento de conteo de eventos.

energético y el muón, de la misma manera que hicimos para el canal leptónico. Así cuantificamos la separación entre las curvas de la asimetría para las señales con background (S+B) y el background (B).

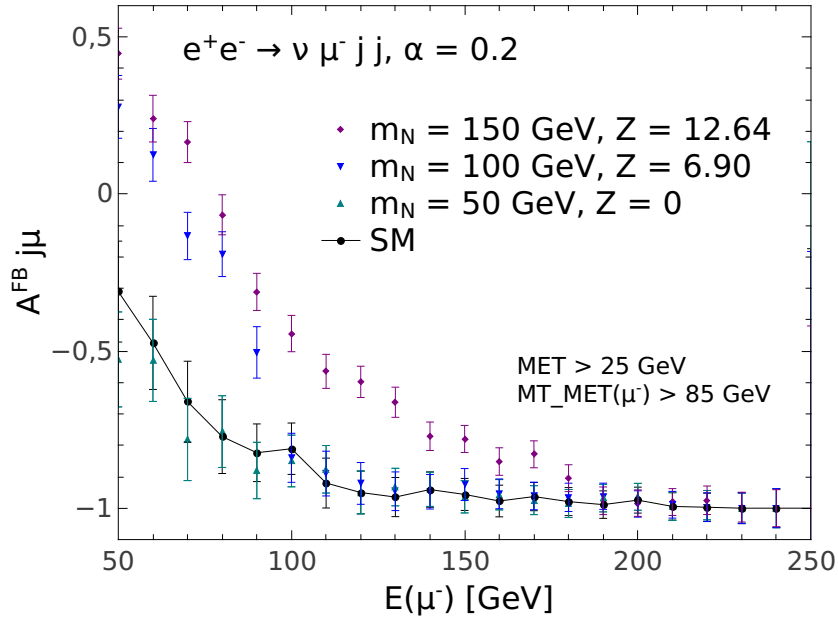


Figura 4.9: Asimetría $A_{j\mu}^{FB}$ entre el jet más energético y el muón finales en función de E_μ para $\alpha = 0.2$, $\Lambda = 1\text{TeV}$, $\sqrt{s} = 500$ GeV y $\mathcal{L} = 500$ fb^{-1} .

En la figura 4.9 podemos ver los histogramas de las asimetrías $A_{j\mu}^{FB}$, con las barras de error, en función de E_μ para las masas de $m_N = 50, 100$ y 150 GeV y con $\alpha = 0.2$. Nuevamente, constatamos que para $m_N = 50$ GeV no hay una separación estadística apreciable, mientras que para $m_N = 100$ GeV se da una separación de 6.90σ y para $m_N = 150$ GeV una separación de 12.64σ .

4.3. Algunas conclusiones

En este capítulo estudiamos posibles producciones de neutrinos de Majorana pesados en colisionadores electrón-positrón. Para ello analizamos el proceso $e^+e^- \rightarrow N\nu$, seguido por un decaimiento puramente leptónico $N \rightarrow \mu^-\mu^+\nu$ y semi-leptónico $N \rightarrow \mu^-jj$, para masas del N de 50, 100 y 150 GeV.

Realizamos simulaciones Monte-Carlo con `MadGraph5` utilizando los parámetros del futuro ILC en la energía $\sqrt{s} = 500$ GeV, la luminosidad integrada $\mathcal{L} = 500 \text{ fb}^{-1}$ y en la simulación del detector a través del software `Delphes 3.5.0`. Implementamos nuestro análisis con `MadAnalysis5`, el cual nos permitió utilizar las asimetrías para identificar diferencias entre la señal con background y el background del Modelo Estándar utilizando las asimetrías forward-backward entre las partículas finales.

Para el canal leptónico, observamos dichas diferencias con una sensibilidad de hasta 12σ para $m_N = 100$ GeV, con $\alpha = 0.2$ y escala de nueva física $\Lambda = 1$ TeV. Para el caso semi-leptónico encontramos la mayor separación para la masa de $m_N = 150$ GeV, nuevamente con una sensibilidad cercana a 12σ .

Si bien estos resultados son interesantes por el uso de las asimetrías como observables en el análisis, los rangos de masas m_N y de los valores de los coeficientes α estudiados son bastante acotados. Aún así muestran que el colisionador ILC permitiría estudiar la existencia de neutrinos de Majorana a través de la búsqueda de procesos como los presentados, ya que encontramos que la ν SMEFT de dimensión $d = 6$ predice que, para estos valores de m_N y α , el neutrino N se podría descubrir aplicando nuestro análisis a los datos, ya que obtuvimos separaciones mayores a 5σ . También, en caso de observar resultados compatibles con el background del Modelo Estándar, se podrían acotar los valores posibles de los parámetros de las masas y de los coeficientes efectivos α .

Capítulo 5

Estudio de la sensibilidad de colisionadores electrón-protón a las interacciones efectivas de neutrinos de Majorana

En este capítulo presentaremos los resultados de nuestras simulaciones en colisionadores del tipo electrón-protón. El objetivo fue estudiar procesos que permitan descubrir o restringir las interacciones efectivas de los neutrinos pesados N . Para ello realizamos simulaciones variando la masa de los neutrinos N y los coeficientes $\alpha_{\mathcal{J}}$ de los operadores de dimensión $d = 6$, los parámetros del Lagrangiano efectivo, con el fin de ver cómo sus distintos valores afectan a nuestros resultados.

Este tipo de colisionadores permiten acceder a un nuevo espectro de procesos que permitirían complementar los descubrimientos que se han hecho en colisionadores leptónicos y hadrónicos hasta la fecha. En particular, se puede ver que la producción de neutrinos de Majorana pesados en colisionadores del tipo electrón-protón ha sido estudiada en diversos artículos [59, 65, 72-81].

Para las simulaciones de este capítulo utilizamos los parámetros correspondientes al colisionador futuro LHeC, a ser implementado como una evolución del LHC en el CERN [37-39]. Esto corresponde a energías de 60 GeV para los electrones y 7 TeV para los protones, dando una energía en el centro de masa de $\sqrt{s} \approx 1.3$ TeV y una luminosidad integrada de $\mathcal{L} = 100 fb^{-1}$ por año de actividad. Realizamos las simulaciones a nivel partónico con MadGraph_aMC@NLO

3.4.1, para la simulación de la hadronización de los quarks utilizamos *Pythia* 6, ya que es la única versión compatible con colisionadores electrón-protón, y por último hicimos la simulación de la detección en el LHeC con *Delphes* 3.5.0.

Para analizar los datos, en una primera instancia seguimos los pasos del capítulo anterior, pero al encontrar dificultades con el uso de las asimetrías forward-backward, decidimos implementar otro tipo de análisis que está siendo cada vez más utilizado en física de colisionadores y análisis de datos para diversas aplicaciones: los métodos de *Machine Learning*. Para ello utilizamos el paquete de TMVA (Toolkit for Multivariate Data Analysis) de *Root* [54] aplicando un algoritmo de BDT (Boosted Decision Tree) para optimizar la separación de las señales y los backgrounds.

Los resultados de este capítulo se encuentran en el artículo [82].

5.1. Procesos estudiados

Para la producción de neutrinos pesados en colisionadores electrón-protón, consideramos el proceso $pe^- \rightarrow Nj$ con el neutrino N decayendo de dos formas distintas que se pueden observar en la figura 5.1. Por un lado, estudiamos el decaimiento $N \rightarrow \mu^- jj$, un proceso que viola la conservación del sabor leptónico por tener un electrón en el estado inicial y un muón en el estado final. Por otro lado, estudiamos el decaimiento $N \rightarrow \mu^+ jj$, el cual viola la conservación del número leptónico en dos unidades, ya que tiene nuevamente un electrón en el estado inicial, pero ahora un anti-muón en el estado final. Tanto el sabor como el número leptónico son cantidades conservadas en el Modelo Estándar, sin embargo, gracias al descubrimiento de las oscilaciones de neutrinos, sabemos que el sabor leptónico no se conserva, además, si los neutrinos masivos fueran de Majorana, el número leptónico tampoco se conservaría. Es por esto que los procesos estudiados en este capítulo son de gran interés en la búsqueda de nueva física y ayudarían a comprender mejor el origen de la masa de los neutrinos. En particular nosotros los utilizamos para acotar los coeficientes $\alpha_{\mathcal{J}}$ de las interacciones efectivas para distintas masas del neutrino pesado N .

Estudiemos los principales operadores del Lagrangiano efectivo que dominan las interacciones de estos procesos. En este caso, tanto en la producción del neutrino N en el vértice I , como en su decaimiento en el vértice II de la figura 5.1, las contribuciones son de los operadores escalares y vectoriales de

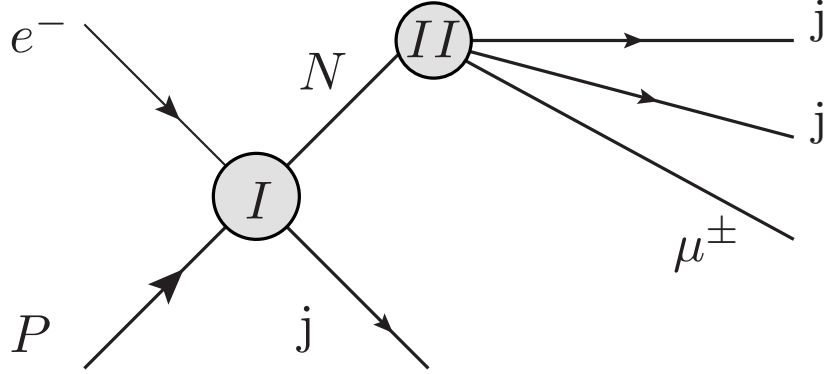


Figura 5.1: Producción de N y decaimiento en canales con tres jets y un muón (violación de conservación de sabor leptónico) o anti-muón (violación de la conservación número leptónico).

cuatro fermiones, $\mathcal{O}_{QuNL}^{(i,j)}$, $\mathcal{O}_{LNQd}^{(i,j)}$ y $\mathcal{O}_{QNLd}^{(i,j)}$ y $\mathcal{O}_{duNl}^{(i,j)}$ respectivamente y del operador vectorial bosónico $\mathcal{O}_{Nl\phi}^{(i)}$ (con los índices correspondientes según el sabor del leptón del vértice). Nuevamente, las contribuciones de algunos operadores están restringidas por las cotas correspondientes al decaimiento doble beta sin neutrinos, que aún no ha sido observado.

Si también queremos estudiar los procesos con las mismas partículas iniciales y finales, pero generados por el Modelo Estándar para comparar las predicciones de ambos modelos, nos encontramos con una situación interesante ya que dichos procesos no existen. Como mencionamos anteriormente, los procesos que estamos analizando violan la conservación del sabor leptónico ($pe^- \rightarrow \mu^- + 3j$) y la del número leptónico ($pe^- \rightarrow \mu^+ + 3j$), pero en el Modelo Estándar estas cantidades se conservan. Sin embargo, esto no significa que no haya procesos que se puedan confundir con los mencionados. Efectivamente, existen procesos con estados finales indistinguibles experimentalmente de los procesos de señal. Para que esto suceda en el Modelo Estándar, tiene que tratarse de procesos con partículas adicionales en el estado final que aseguren la conservación del número y del sabor leptónico. Estos procesos podrían ser confundidos con la señal buscada en el caso de que algunas de estas partículas no sean detectadas por errores en los detectores o simplemente por limitaciones técnicas. Recordemos que las partículas que escapan en la dirección de los haces incidentes no son detectables y lo mismo sucede con los neutrinos,

Etiqueta	Proceso	$\sigma_{(LHeC)}[Pb]$
$B1$	$p e^- \rightarrow j e^- (VV) \rightarrow j e^- (jj\mu^+\mu^-)$	$1,054 \times 10^{-4}$
$B2$	$p e^- \rightarrow j e^- (VV) \rightarrow j e^- (jj\mu^-\bar{\nu}_\mu)$	$1,801 \times 10^{-3}$
$B3$	$p e^- \rightarrow j\nu_e (VV) \rightarrow j\nu_e (jj\mu^+\mu^-)$	$7,155 \times 10^{-5}$
$B4$	$p e^- \rightarrow j\nu_e (VV) \rightarrow j\nu_e (jj\mu^-\bar{\nu}_\mu)$	$5,716 \times 10^{-4}$
$B5$	$p e^- \rightarrow j e^- (VV) \rightarrow j e^- (jj\mu^+\nu_\mu)$	$1,879 \times 10^{-3}$
$B6$	$p e^- \rightarrow j\nu_e (VV) \rightarrow j\nu_e (jj\mu^+\nu_\mu)$	$2,776 \times 10^{-4}$

Tabla 5.1: Procesos de Background de $p e^- \rightarrow \mu^\mp + 3j$. V corresponde a los bosones vectoriales Z y W^\pm

independientemente de su dirección de vuelo. Estos factores son incorporados en las simulaciones de los detectores del software **Delphes**.

Con esto en mente y siguiendo el trabajo realizado en [73], que realiza un estudio similar, generamos los backgrounds dominantes considerando los procesos de la tabla 5.1. Uno de los principales desafíos de este trabajo es justamente el desarrollo de un análisis para separar las señales de estos backgrounds de manera estadísticamente significativa.

Los procesos de background que llamamos $B1$, $B2$ y $B5$ surgen de la producción de dos bosones vectoriales Z y W^\pm junto con un electrón y un jet en el vértice principal, seguido por el decaimiento de los bosones a un par de jets y un muón con un anti-muón o un muón/anti-muón con un neutrino liviano. Si bien estos procesos tienen electrones en los estados finales, esto también puede suceder en las señales debido a procesos de radiación, por lo tanto, pueden confundirse con las señales y deben ser tenidos en cuenta. Los otros procesos considerados como background, son los que llamamos $B3$, $B4$ y $B6$, que también consisten en la producción de dos bosones vectoriales Z y W^\pm en el vértice principal, pero esta vez son producidos junto con un jet y un neutrino liviano. En estos casos, si el boson W^\pm decae leptónicamente, obtenemos estados finales idénticos a los de las señales, ya que los neutrinos escapan sin ser detectados.

Introducidos estos nuevos procesos, podría resultar natural agregar los mismos procesos pero con neutrinos masivos N en lugar de los neutrinos livianos ya que, por la explicación anterior, si estos escapan antes de decaer, darían lugar a los mismos estados finales. Sin embargo, no consideramos estos procesos ya que, para los rangos de masas m_N en los que estamos trabajando, el neutrino pesado decae rápidamente, dando lugar a estados finales distintos a

los de la señal.

Introducidos los procesos de las señales y de los backgrounds, procedemos a detallar los cortes de generación de los eventos Monte Carlo en `MadGraph`. Para ambas señales y para los backgrounds, rechazamos los eventos con momento transversal de los jets tales que $p_T^j < 5$ GeV y para los leptones $p_T^\ell < 2$ GeV, seleccionamos las pseudorapidades $|\eta_j| < 4.5$ y $|\eta_\ell| < 4.5$ y seleccionamos, para las separaciones angulares de jets y leptones, $\Delta R_{jj,\ell\ell,lj} > 0.4$. Tomamos estos cortes siguiendo nuevamente el trabajo realizado en [73] y, como especificamos en el capítulo anterior, los mismos buscan asegurar la correcta identificación de las partículas provenientes del proceso principal y la identificación y separación de jets independientes. También aseguran que se generen únicamente los eventos en los cuales las partículas no se escapan en la dirección de los haces incidentes.

Una vez determinados los procesos a estudiar y los cortes de generación, procedemos a simular las colisiones para distintos valores de m_N y de los coeficientes $\alpha_{\mathcal{J}}$. Al igual que en el capítulo anterior, igualamos todos los coeficientes de las interacciones efectivas a un parámetro α el cual fuimos variando, con excepción de los coeficientes de los operadores que contribuyen al decaimiento doble-beta sin neutrinos, para los cuales utilizamos $\alpha_{0\nu\beta\beta} = 3.2 \times 10^{-2} \left(\frac{m_N}{100\text{GeV}}\right)^{1/2}$.

Para cada proceso generamos 100.000 eventos de Monte Carlo y utilizamos una luminosidad integrada de $\mathcal{L} = 100\text{fb}^{-1}$ y energías de 60 GeV para los electrones y 7 TeV para los protones, dando una energía en el centro de masa de $\sqrt{s} \approx 1.3$ TeV. Todos los procesos son generados a nivel árbol.

En las figuras 5.2a y 5.2b podemos ver las secciones eficaces en función de m_N para $\alpha = 0.1, 0.2$ y 0.3 para los procesos $pe^- \rightarrow \mu^- + 3j$ (izquierda) y $pe^- \rightarrow \mu^+ + 3j$ (derecha). En ambas figuras se pueden ver también las secciones eficaces de los seis procesos de background.

Al igual que para nuestro estudio en colisionadores leptónicos, podemos ver que las secciones eficaces de las señales tienen un pico en un valor cercano a $m_N = 100$ GeV, esto nuevamente está asociado a que a partir de $m_N = m_W \approx 80.4$ GeV, se abren los canales de decaimiento de N a bosones W^\pm . Estos efectos crecen con m_N hasta $m_N \approx 125$ GeV, ya que en este valor se abre el canal de decaimiento del neutrino pesado a Higgs y neutrino liviano, $N \rightarrow h\nu$, que no contribuye a ninguno de los procesos de las señales. Naturalmente, las secciones eficaces crecen con α .

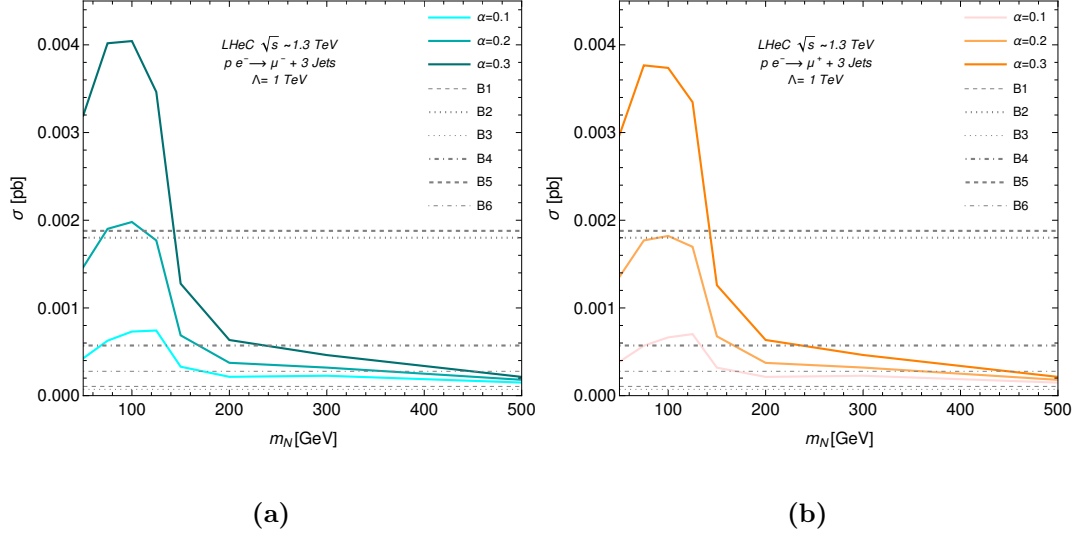


Figura 5.2: Secciones eficaces de los procesos $pe^- \rightarrow \mu^- + 3j$ (izquierda) y $pe^- \rightarrow \mu^+ + 3j$ (derecha) en función de m_N para distintos valores de los coeficientes α .

Cinemática de las señales

Para familiarizarnos con la física de los procesos de la señal, ahora estudiaremos su cinemática, es decir el comportamiento de las partículas producidas en los estados finales. Para esto realizamos los histogramas de algunos de los observables definidos en la sección 3.2 de las partículas producidas en las colisiones. Si trabajamos con los resultados de la simulación a nivel partónico, es decir previo a simular la hadronización y la detección, podemos estudiar la cinemática del N antes de que este decaiga. Esto nos da una noción del comportamiento que van a tener sus partículas hijas, común a los dos procesos de señal considerados.

En las figuras 5.3, podemos ver los histogramas de: la velocidad $|\vec{\beta}_N| = |\vec{v}_N|/c$ del neutrino N , su factor de Lorentz γ_N , su pseudo-rapidity η_N , la del jet más energético η_j , la separación con la que se producen el neutrino N y el jet $\Delta R(N, j)$ y la energía con la que se produce el neutrino E_N . Todas estas cantidades están calculadas en el referencial del laboratorio.

Como explicamos en el capítulo anterior, cuanto menor sea la masa del N , mayor es la parte de la energía de la colisión que se convierte en energía cinética, y por lo tanto el N es producido con mayor velocidad. Esto se confirma en las figuras 5.3a y 5.3b, donde vemos cómo los neutrinos N alcanzan mayores

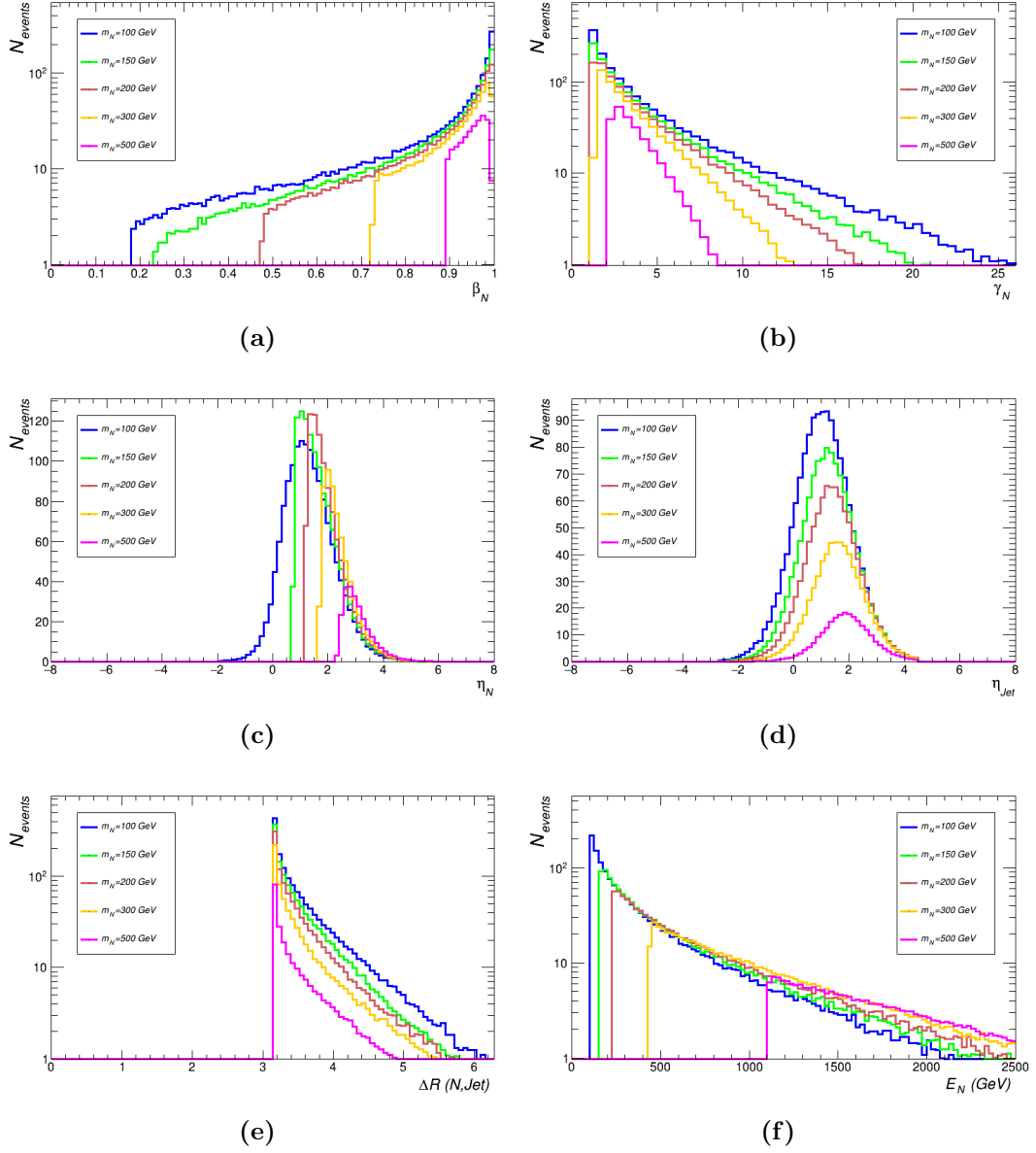


Figura 5.3: Caracterización cinemática del proceso $p e^- \rightarrow Nj$ a nivel partónico en el LHeC. Común a ambas señales.

velocidades en las curvas correspondientes a m_N menores. Si observamos estas figuras en detalle también podemos ver un resultado curioso, y es que las velocidades más bajas que se observan para los neutrinos N también corresponden a las curvas de masas m_N menores. Para entender este comportamiento, es necesario pararnos en el referencial del centro de masas de la colisión. En dicho referencial, la mínima energía con la que se puede producir el N es la de su masa en reposo. Sin embargo, debido a la gran asimetría de las energías de los haces incidentes de protones y electrones (E_p y E_e), el centro de masas de la colisión siempre se encuentra en movimiento respecto al laboratorio, lo que genera que, para el referencial del laboratorio, el neutrino siempre tenga una velocidad mínima, correspondiente a la velocidad relativa entre el centro de masas y el laboratorio. Esta velocidad mínima también depende de m_N , ya que el momento del centro de masas depende de la fracción de la energía del protón incidente que lleve el quark que efectivamente interactúa con el electrón, esta fracción se conoce como la variable de Björken x [7]. Para cada masa del N , existe un valor mínimo de esta variable que permite que el proceso tenga lugar, asegurando que la energía inicial sea suficiente para producirlo. Para la energía del centro de masas $\sqrt{S} = \sqrt{4E_p E_e}$, obtenemos el valor mínimo de la variable de Björken: $x_{min} = m_N^2/4E_p E_e$. Esto nos permite entonces calcular la velocidad mínima con la que se producen los N , correspondiente a la velocidad del centro de masas:

$$\beta_{Umbra} = \frac{m_N^2 - 4E_e^2}{m_N^2 + 4E_e^2},$$

De esta expresión podemos ver que, si m_N toma valores grandes y el mínimo de la variable de Björken para que se dé el proceso crece, el boost del referencial del centro de masas también crece, lo que resulta en una mayor velocidad mínima del N . Sin embargo, para $m_N \leq 2E_e = 120$ GeV se tiene $\beta_{Umbra} \leq 0$. Esto significa que por debajo de esa masa, el N es suficientemente liviano como para poder ser producido con la velocidad necesaria para compensar la velocidad del centro de masas. Este comportamiento se puede ver en las distribuciones para la curva de $m_N = 100$ GeV en las figuras 5.3a y 5.3b.

Si ahora observamos las distribuciones de η_N y η_j , efectivamente podemos ver que las partículas finales suelen producirse con $\eta > 0$, es decir hacia $z > 0$, que corresponde a la dirección de vuelo del protón incidente. Para los neutrinos más livianos y los jets, estas distribuciones tienden a centrarse más, en

particular vemos que para $m_N = 100$ GeV, η_N toma valores negativos en un número no despreciable de eventos. Como dijimos antes, esto se corresponde con una producción en dirección opuesta al boost del centro de masas. Este efecto se da también para los jets, ya que los quarks tienen masas aún menores.

La figura 5.3e, muestra el histograma de $\Delta R(N, j)$, el cual da una descripción de la separación angular entre el neutrino N y el jet más energético, ambos provenientes del vértice I . El pico de eventos en $\Delta R(N, j) \approx \pi$ se explica por el momento del centro de masas. En este referencial, ambas partículas son producidas en direcciones opuestas *-back to back-*, esto da una separación de $\Delta\phi \approx \pi$, mientras que la velocidad relativa del centro de masas genera una separación $\Delta\eta \approx 0$. Si las partículas son producidas con mayor velocidad, pueden compensar parcialmente los efectos del boost, haciendo crecer el número de eventos con $\Delta R(N, j) > \pi$.

Finalmente, en la figura 5.3f, vemos las energías con las que se producen los neutrinos N . Estas energías son siempre mayores o iguales a la energía en reposo de la masa del neutrino pesado, lo cual explica los saltos discretos en los números de eventos para cada masa del N . Salvo para $m_N = 100$ GeV, el valor en el que se dan estos saltos siempre está por encima del valor de la masa y esta diferencia crece con m_N . Esto nuevamente se debe al boost del referencial solidario al centro de masas, ya que la menor energía que puede tener el neutrino pesado, se da cuando este es producido en reposo en el centro de masas, en cuyo caso la energía es :

$$E_{min} = \gamma_{min} m c^2, \quad (5.1)$$

con

$$\gamma_{min} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{Umbra}^2}}. \quad (5.2)$$

Como explicamos anteriormente, el único caso de nuestras simulaciones en el que la velocidad del N puede compensar el efecto del boost, es para $m_N = 100$ GeV, es por esto que es la única curva en la que $E_N^{Min} = m_N$.

Pasamos entonces a la siguiente sección, en la que presentaremos los resultados de las simulaciones y su análisis.

5.2. Resultados

Para estudiar los procesos $pe^- \rightarrow \mu^\mp + 3j$ decidimos hacer un barrido de los parámetros más exhaustivo que el del capítulo anterior. Realizamos entonces las simulaciones de las señales para $m_N = 100, 125, 150, 200, 300$ y 500 GeV y $\alpha = 0.10, 0.15, 0.20, 0.25$ y 0.30 y de los seis procesos de background de la tabla 5.1. Para cada simulación se generaron 100.000 eventos Monte Carlo con los cortes de generación especificados anteriormente. Una vez generados los eventos a nivel partónico y simuladas la hadronización y la detección final, aplicamos los cortes de pre-selección. El primero fue en la energía transversal total y consistió en seleccionar los eventos con $TET < 900$ GeV, de esta manera nos aseguramos de estar en el rango de energías válido para el Lagrangiano efectivo. Recordemos que la escala de energías utilizada es $\Lambda = 1$ TeV y la energía del centro de masa en el LHeC se estima ≈ 1.3 TeV. El otro corte implementado en esta etapa consistió en seleccionar los eventos con al menos un muón final para el proceso $pe^- \rightarrow \mu^- + 3j$, o con al menos un anti-muón final para el proceso $pe^- \rightarrow \mu^+ + 3j$ y con al menos tres jets en el estado final para ambos procesos. Estos cortes garantizan que los estados finales de las señales y de los backgrounds sean los buscados. Una vez aplicados estos cortes, el número de eventos Monte Carlo de background es de 3.7×10^5 eventos para el proceso de violación de sabor leptónico y de 3.6×10^5 eventos para el proceso de violación de número leptónico. Para los conjuntos de datos de señal los cortes conservan más del 90% de los eventos.

Pasando al análisis de estos datos, en una primera instancia, intentamos reproducir el análisis realizado en el capítulo 4 para colisionadores leptónicos, utilizando nuevamente las asimetrías forward-backward pero construidas con el invariante de Lorentz ΔR (debido a la velocidad relativa del centro de masas). Esto, sin embargo, no nos permitió observar una diferencia estadísticamente significativa entre los resultados de los eventos de señal y los de los backgrounds, lo cual nos llevó a buscar un análisis más efectivo: el análisis multivariado.

El análisis multivariado consiste en entrenar un algoritmo que permita determinar la región del espacio de fases en la que dos conjuntos de datos tienen mayor diferencia. Una vez realizadas las simulaciones del experimento a nivel partónico, la hadronización de los quarks finales y la detección en el LHeC, le damos por separado los conjuntos de datos con eventos de señal

y de background al paquete TMVA de Root junto a la lista de observables a utilizar para el análisis. De esta manera, un algoritmo BDT (*Boosted Decision Tree*) determina la forma óptima de cortar en el espacio de fases para separar los eventos de cada conjunto. El poder de clasificación del BDT está en el hecho de que tanto la señal como los backgrounds tienen correlaciones entre los observables, características de los procesos, pero distintas entre sí. Al darle los conjuntos de eventos de señal y de background y los observables a utilizar, el algoritmo de entrenamiento tiene la capacidad de encontrar las regiones del espacio de fases en las que la mayoría de los eventos corresponden a uno de los conjuntos de datos. De esta manera, construye una variable con los observables de entrada en la que al realizar un corte se separan los eventos de señal de los de background de forma óptima.

Para nuestro análisis, utilizando el BDT realizamos un entrenamiento independiente para cada punto del espacio de parámetros (m_N, α) . Cada entrenamiento fue realizado con $\approx 3 \times 10^4$ eventos Monte Carlo de señal y de background, seleccionados aleatoriamente del conjunto de eventos de entrenamiento. Estos eventos fueron generados de forma independiente a los eventos para analizar, pero utilizando los mismos cortes.

Los observables que utilizamos fueron los momentos transversales p_T y las pseudo-rapidades η de los jets finales, del muón (o anti-muón) final y de la energía perdida \cancel{E}_T . También utilizamos las masas invariantes de cada par de jets $M(j_i, j_k)$ y de cada par de jets junto al muón (o anti-muón) $M(j_i, j_k, \mu^\mp)$. En las figuras 5.4 y 5.5 vemos algunos de los histogramas de los observables dados como entrada para el algoritmo de entrenamiento. Las señales mostradas corresponden al proceso de violación de número leptónico ($pe^- \rightarrow \mu^+ 3j$) para las masas de 100 GeV y 500 GeV respectivamente y $\alpha = 0.2$.

En las figuras de las masas invariantes de 5.4 y 5.5 encontramos un resultado interesante. Previo a realizar este análisis, esperaríamos que el jet más energético, identificado como j_1 , fuera producido siempre en el vértice principal junto con el neutrino N . Si este fuera el caso, la masa invariante $M(j_2, j_3, \mu^\mp)$ siempre correspondería al valor de m_N de la simulación correspondiente. Sin embargo, observando las masas invariantes de las otras combinaciones de jets con muón (o anti-muón), $M(j_1, j_3, \mu^\mp)$ y $M(j_1, j_2, \mu^\mp)$, vemos que también puede suceder que el jet más energético provenga del decaimiento del neutrino N . Esto se acentúa para la señal de $m_N = 500$ GeV, ya que al tener una masa mayor, las partículas producto de su decaimiento tienen mayor energía. Esta

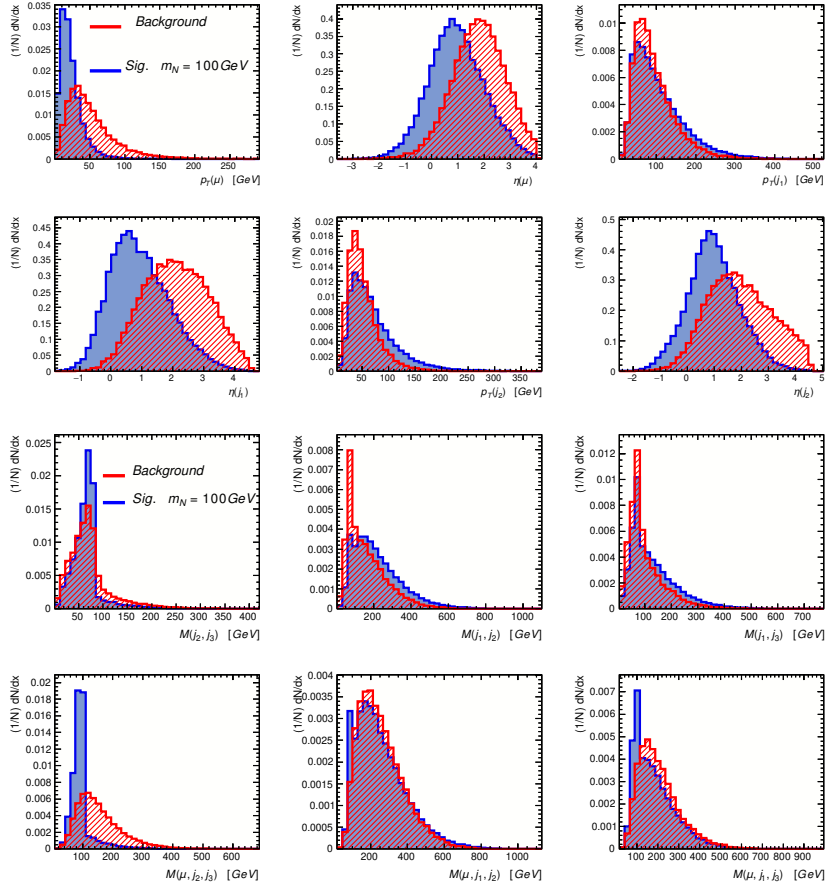


Figura 5.4: Distribuciones de algunos de los observables utilizados para el entrenamiento del análisis multivariado. Correspondientes a la señal de $m_N = 100$ GeV y $\alpha = 0.2$ y a los backgrounds.

ambigüedad a la hora de identificar a los jets por su energía puede ser uno de los principales motivos por el cual el análisis a través de las asimetrías no nos permitió separar de forma efectiva los eventos de señal de los de background.

En estas figuras también vemos cómo, para algunas distribuciones, la señal y el background tienen comportamientos apreciablemente diferentes, en particular para $m_N = 500$ GeV. Sin embargo, esto no significa que aplicar cortes en estos observables sea necesariamente óptimo. Efectivamente, las bajas secciones eficaces de las señales, en particular para las masas m_N altas, resultan en pocos números de eventos físicos. Los bajos números de eventos implican desviaciones grandes por lo que impiden observar separaciones estadísticamente significativas y por lo tanto no son útiles para nuestro análisis.

Una vez realizado el entrenamiento, el algoritmo nos permite calcular el corte ideal en la variable construida por el BDT en función de los números de

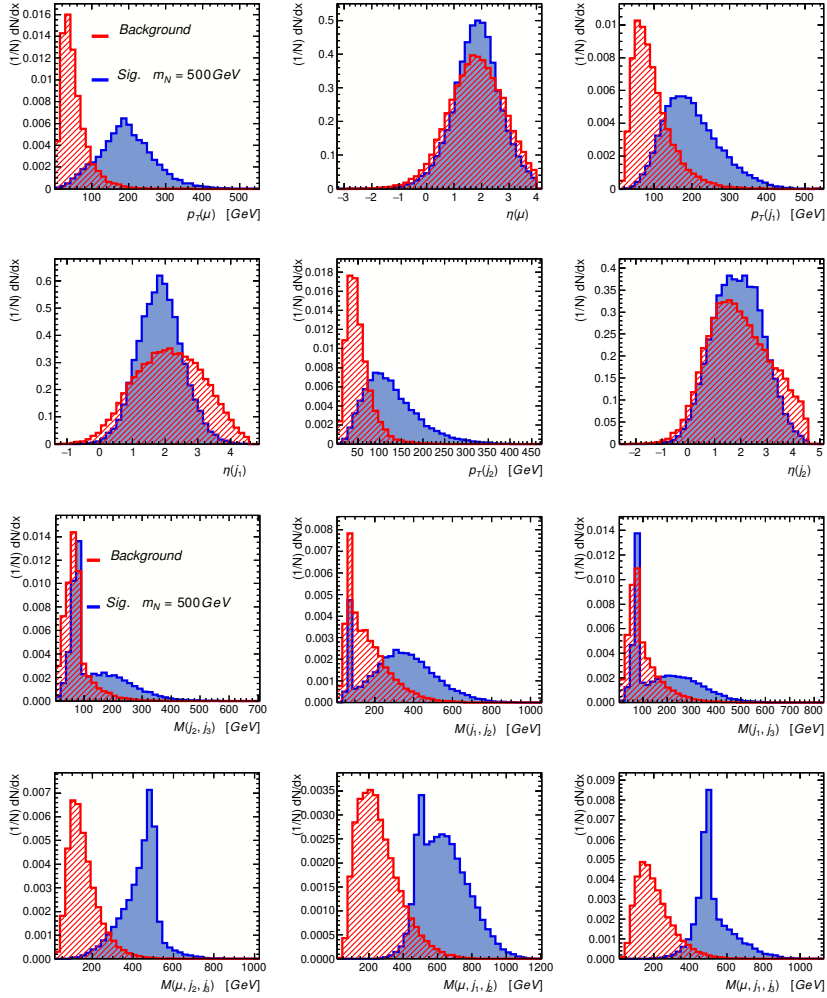


Figura 5.5: Distribuciones de algunos de los observables utilizados para el entrenamiento del análisis multivariado. Correspondientes a la señal de $m_N = 500$ GeV y $\alpha = 0.2$ y a los backgrounds.

eventos físicos esperados para señal y background. En la figura 5.6 podemos ver las distribuciones de la variable construida por el BDT para la señal y el background del proceso $pe^- \rightarrow \mu^+ + 3j$ nuevamente para $m_N = 100$ y 500 GeV con $\alpha = 0.2$, también podemos ver la eficiencia en función del corte en la variable del BDT.

Finalmente, en la tabla 5.2 podemos ver los números de eventos físicos obtenidos una vez aplicados los cortes para cada señal. La luminosidad integrada utilizada para calcular los números de eventos es de $\mathcal{L} = 100 fb^{-1}$.

Después de realizada la clasificación de los eventos en cada uno de los puntos seleccionados del espacio de parámetros (m_N, α) , podemos determinar

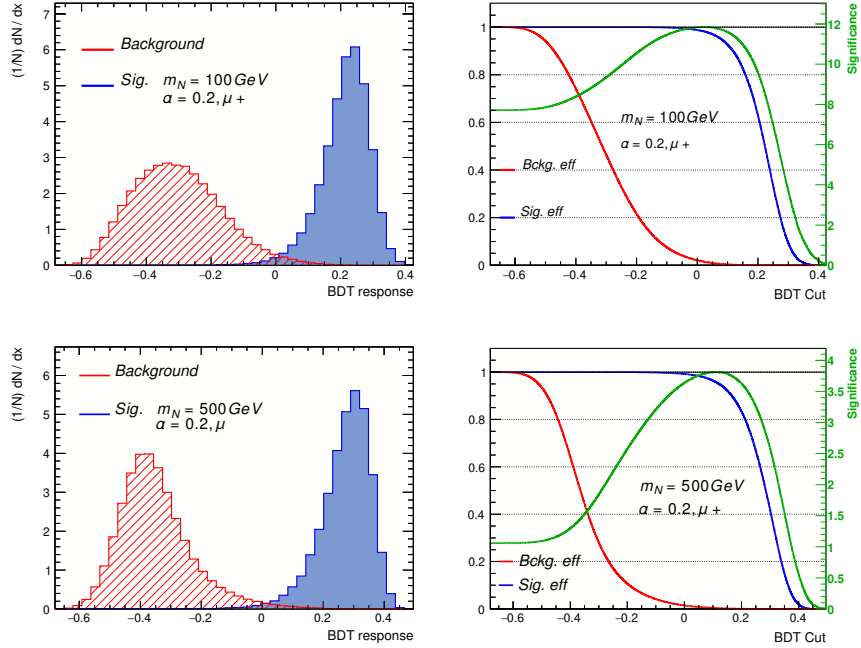


Figura 5.6: Distribuciones del BDT normalizadas y eficiencias de los cortes en muestras de señal y background para el proceso de violación de conservación del número leptónico ($pe^- \rightarrow \mu^+ + 3j$) en el LHeC. Arriba: $m_N = 100 \text{ GeV}$, $\alpha = 0.2$. Para $N_s = 146$ y $N_b = 212$, el corte en $\text{BDT} \geq 0.0247$ da una significancia de $N_s/\sqrt{N_s + N_b} = 11.8419$. Abajo: $m_N = 500 \text{ GeV}$, $\alpha = 0.2$. Para $N_s = 16$ y $N_b = 212$, el corte en $\text{BDT} \geq 0.1186$ da una significancia de $N_s/\sqrt{N_s + N_b} = 3.8117$.

el grado de separación entre las señales y el background realizando un estudio estadístico que explicaremos a continuación.

Estudio estadístico

Para el análisis estadístico de estos resultados, utilizamos dos de los métodos presentados en la sección 3.3. Los resultados de ambos se pueden ver en la figura 5.7.

El primero consistió en determinar la región del espacio de parámetros en la que el número de eventos de señal predicho por la simulación de la teoría efectiva se aleja al menos 5σ del número de eventos predicho por la simulación del background del Modelo Estándar. Esto se calcula utilizando la fórmula 3.21:

$$Z\sigma = \sqrt{2 \left[(N_s + N_b) \ln \left(1 + \frac{N_s}{N_b} \right) - N_s \right]}. \quad (5.3)$$

Esta expresión nos permite calcular, a través del conteo de eventos seleccio-

		LFV ($pe^- \rightarrow \mu^- + 3j$)							LNV ($pe^- \rightarrow \mu^+ + 3j$)				
m_N	α	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	m_N	α	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30
100 GeV	N_s	45.25	80.16	131.62	195.14	279.24	100 GeV	N_s	42.81	76.61	124.76	186.90	264.87
	N_b	246.45	253.47	260.02	270.76	278.39		N_b	221.89	227.43	233.80	241.06	248.65
125 GeV		49.62	82.16	126.01	187.22	257.29	125 GeV		49.51	81.60	127.19	187.30	261.75
		249.96	256.43	265.78	273.86	287.10			224.83	230.32	236.31	243.02	250.31
150 GeV		22.47	33.27	48.91	69.69	95.78	150 GeV		23.00	33.90	51.66	72.06	100.07
		242.67	245.84	249.51	253.18	257.22			218.59	221.46	222.89	226.87	228.41
200 GeV		14.99	20.04	27.49	36.13	47.83	200 GeV		15.22	20.72	28.59	37.46	49.38
		240.04	241.30	242.51	244.83	246.65			217.05	217.93	218.70	220.83	222.38
300 GeV		17.66	21.00	26.19	31.25	38.36	300 GeV		17.87	21.53	25.61	31.22	38.77
		238.31	238.85	238.48	239.42	239.71			215.53	215.74	216.52	216.76	216.79
500 GeV		12.63	14.19	15.60	16.48	18.02	500 GeV		12.59	13.93	15.02	16.74	18.09
		235.90	235.96	235.80	236.37	236.45			213.35	213.59	213.84	213.53	213.57

Tabla 5.2: Clasificación de los números de eventos de señal y de background realizada por el TMVA para el proceso de violación de conservación de sabor leptónico (izquierda) y para el proceso de violación de conservación del número leptónico (derecha) en el LHeC. $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$.

nados como de señal y de background, el número de desviaciones estándar de separación entre los dos conjuntos de datos. Una vez hecho este cálculo para cada punto de nuestra grilla de conjuntos de datos, interpolamos linealmente los valores obtenidos para toda la región de $100 \leq m_N \leq 500$ y $0.1 \leq \alpha \leq 0.3$, obteniendo la superficie del número de desviaciones estándar que separan a la señal del background para estos valores de los parámetros. Hecho esto, determinamos la intersección de esta superficie con el plano $Z = 5$ y, proyectándola en el plano (m_N, α) , obtuvimos los límites de 5σ para ambos procesos.

El segundo método fue el de los límites de exclusión de 95%CL, siguiendo el método presentado brevemente en el capítulo 3 de esta tesis y detallado en el capítulo de Estadística en [46] y en el Apéndice B de [45]. Este cálculo nos permite determinar, para cada punto del espacio de parámetros, el número máximo de eventos de señal s_{up} consistente con asumir que la hipótesis de nueva física es falsa y que el número total de eventos observado en el experimento coincide con el número de eventos de background predichos por el Modelo Estándar. Luego, interpolando linealmente los números de eventos de la simulación identificados como señal, determinamos la intersección entre esta superficie y los s_{up} calculados. Debido a que el valor de s_{up} varía levemente para cada punto (m_N, α) , hallamos la intersección con el mayor y con el menor s_{up} calculados y nuevamente proyectamos ambas intersecciones en el espacio de parámetros (m_N, α) .

En resumen, las figuras 5.7 muestran, para $100 \text{ GeV} \leq m_N \leq 500 \text{ GeV}$ y

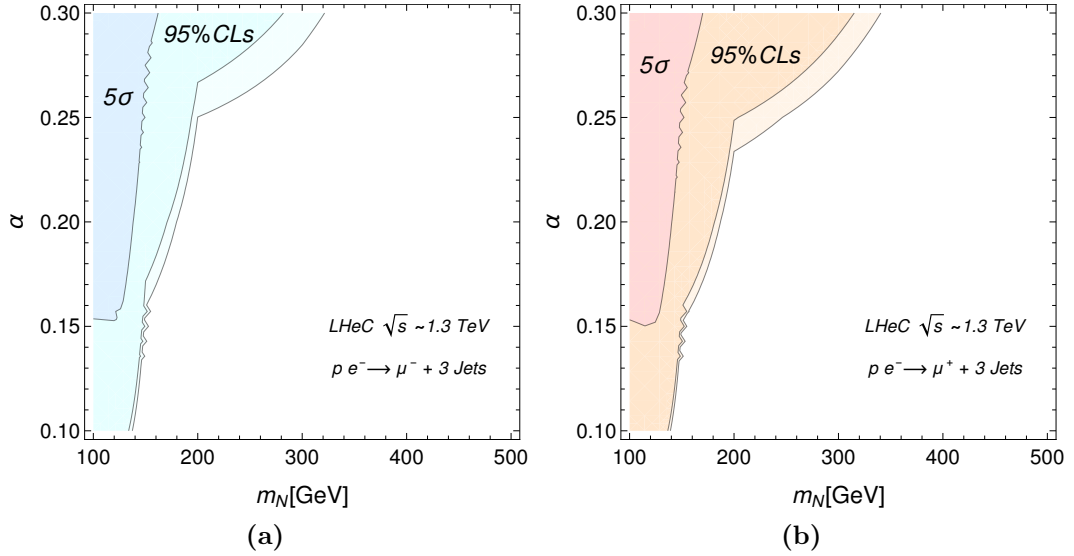


Figura 5.7: Límites de 5σ y 95% CL, para los procesos $pe^- \rightarrow \mu^- + 3j$ (izquierda) y $pe^- \rightarrow \mu^+ + 3j$ (derecha) en el LHeC. $\Lambda = 1$ TeV.

$0.1 \leq \alpha \leq 0.3$, la región en la que las predicciones del Lagrangiano efectivo y del Modelo Estándar se separan más de 5σ (en celeste y rojo) y la región en la que el número de eventos de señal predicho por el Lagrangiano efectivo supera el número máximo de eventos de señal consistente con la hipótesis nula para la nueva física y el número de eventos observados igual a los predichos por el background.

5.3. Algunas conclusiones

En este capítulo, estudiamos la producción de neutrinos pesados N en colisionadores electrón-protón. Para hacerlo, realizamos simulaciones de los procesos $pe^- \rightarrow \mu^- + 3j$ y $pe^- \rightarrow \mu^+ + 3j$ a través de la implementación del Lagrangiano efectivo presentado en el capítulo 2 y utilizando energía, luminosidad y simulación de detector del futuro colisionador LHeC. Estos procesos son interesantes, ya que violan la conservación del sabor leptónico y del número leptónico respectivamente, cantidades conservadas en el Modelo Estándar. Luego de estudiar las características cinemáticas de estos procesos, analizamos los resultados de las simulaciones utilizando un análisis multivariado con un algoritmo BDT con el fin de determinar las regiones del espacio de parámetros de la extensión efectiva ν SMEFT en las cuales la separación entre señal y

background es estadísticamente significativa.

Estos resultados muestran que, a través de la búsqueda de estos procesos, el LHeC podría testear las interacciones efectivas con neutrinos de Majorana pesados, restringiendo los parámetros de la teoría para los rangos mencionados.

Capítulo 6

Conclusiones

En esta tesis buscamos contribuir al conocimiento del origen de las masas de los neutrinos a través del estudio de las consecuencias fenomenológicas de la extensión efectiva del Modelo Estándar con un neutrino derecho. En dicho enfoque, se agrega un neutrino derecho al Modelo Estándar y se incorporan términos de interacción con las demás partículas a través de operadores de dimensión $d = 6$, suprimidos por la escala de energía de nueva física Λ . El objetivo de esta tesis fue estudiar posibles experimentos en colisionadores de partículas, en los cuales estos nuevos términos de interacción pudieran tener consecuencias medibles.

Para este estudio, implementamos el Lagrangiano efectivo de la teoría haciendo uso del paquete `FeynRules` de `Mathematica`, permitiéndonos así realizar simulaciones Monte Carlo de las colisiones con el software `MadGraph_aMC@NLO`. Luego, haciendo uso de los softwares `Pythia` y `Delphes` realizamos las simulaciones de las hadronizaciones de los quarks finales y la radiación partónica, y de los detectores, respectivamente.

Con toda la cadena de software en funcionamiento, simulamos experimentos de colisión de partículas a altas energías que podrían tener lugar en colisionadores de los tipos electrón-positrón y electrón-protón. Para los colisionadores electrón-positrón utilizamos los parámetros experimentales y simulamos la detección para el futuro International Linear Collider (ILC), mientras que para los colisionadores electrón-protón utilizamos los parámetros y la simulación del detector de Large Hadron-electron Collider (LHeC), también futuro.

En ambos casos el espacio de parámetros de la ν SMEFT que consideramos fue el de la masa m_N del neutrino de Majorana pesado N , y los coeficientes

de las interacciones efectivas $\alpha_{\mathcal{J}}$. Realizando nuestras simulaciones para distintos puntos del espacio de parámetros, buscamos las regiones en las cuales las predicciones se alejen lo suficiente de las del Modelo Estándar. El rango de masas estudiado fue $50 \text{ GeV} < m_N < 500 \text{ GeV}$ y, teniendo en cuenta las cotas actuales, tomamos valores de $\alpha_{\mathcal{J}} \leq 0.3$, igualando todos los coeficientes $\alpha_{\mathcal{J}}$ entre sí y variándolos en simultáneo, con excepción de los coeficientes de los operadores asociados al decaimiento doble beta sin neutrinos, para los cuales utilizamos $\alpha_{0\nu\beta\beta}(m_N) = 3.2 \times 10^{-2} \left(\frac{m_N}{100 \text{ GeV}}\right)^{1/2}$.

Para colisiones tipo electrón-positrón, estudiamos el proceso $e^+e^- \rightarrow N\nu$, seguido por los decaimientos $N \rightarrow \mu^-\mu^+\nu$ (leptónico) y $N \rightarrow \mu^-jj$ (semi-leptónico), con una energía en el centro de masas de $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ y una luminosidad integrada de $\mathcal{L} = 500 \text{ fb}^{-1}$, ambos parámetros del ILC. Simulamos los procesos para valores de $m_N = 50, 100$ y 150 GeV y $\alpha = 0.1, 0.2$ y 0.3 . Haciendo uso de asimetrías forward-backward entre las partículas finales para nuestro análisis, calculamos las separaciones entre los procesos generados incluyendo neutrinos pesados intermediarios (Señal + Background) y los procesos generados sin neutrinos pesados (Background). Para el proceso $e^+e^- \rightarrow \mu^-\mu^+\nu\nu$ observamos la separación con una sensibilidad de 12σ para $m_N = 100 \text{ GeV}$ y 7σ para $m_N = 150 \text{ GeV}$. Para el proceso $e^+e^- \rightarrow jj\mu^-\nu$ observamos la separación con una sensibilidad de 6σ para $m_N = 100 \text{ GeV}$ y 12σ para $m_N = 150 \text{ GeV}$, ambos con $\alpha = 0.2$.

En el caso de los colisionadores tipo electrón-protón, estudiamos dos procesos, primero $pe^- \rightarrow \mu^- + 3j$, en el que se viola la conservación del sabor leptónico y segundo $pe^- \rightarrow \mu^+ + 3j$, en el que se viola la conservación del número leptónico. Como ya mencionamos, para la energía y la luminosidad utilizamos los parámetros del LHeC, en el que $\sqrt{s} \approx 1.3 \text{ TeV}$ y $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ por año de actividad. Para estos procesos realizamos un barrido más exhaustivo de los parámetros de la teoría, simulando los procesos para $m_N = 100, 125, 150, 200, 300$ y 500 GeV y $\alpha = 0.10, 0.15, 0.20, 0.25$ y 0.30 . Luego, realizamos el análisis de los resultados de las simulaciones utilizando un algoritmo de análisis multivariado, que permitió clasificar los eventos de señal y los eventos de background y calculamos la separación entre los mismos para distintos puntos del espacio de parámetros (m_N, α) . Con los resultados de nuestro análisis logramos determinar las regiones de separación con mayor sensibilidad, obteniendo para ambos procesos las regiones comprendidas en $m_N < 150 \text{ GeV}$ y $0.15 \leq \alpha$.

Con estos resultados podemos concluir que tanto el uso de asimetrías en colisionadores leptónicos, como el uso de los métodos de análisis multivariado con datos de colisionadores electrón-protón, permitirían estudiar la existencia de neutrinos de Majorana y eventualmente poner cotas en los parámetros de la extensión efectiva del Modelo Estándar con neutrinos. En colisionadores como el ILC o el LHeC se podrían observar procesos de gran interés en esta rama de la física de altas energías, en particular a través de la búsqueda de los procesos de violación de conservación de sabor leptónico y de violación de conservación de número leptónico.

Respecto a las perspectivas de trabajo a futuro, aún queda mucho por hacer en el estudio de la fenomenología de los neutrinos de Majorana.

Un primer ejemplo surge del trabajo realizado en el capítulo 5 de la tesis, ya que sería interesante utilizar esa metodología para volver a estudiar simulaciones de experimentos en colisionadores electrón-positrón. También se podrían estudiar otros rangos de masas y otros valores para los parámetros de la teoría, para así de seguir buscando maneras de acotar el espacio de parámetros de las interacciones efectivas. Por otro lado, los métodos presentados en esta tesis pueden ser usados para estudiar procesos que puedan darse en colisionadores del tipo protón-protón, en particular esto se puede hacer analizando resultados de datos reales del LHC, utilizando la implementación del Lagrangiano efectivo usada en esta tesis. Por último, existen análisis complementarios que se pueden realizar estudiando los vértices desplazados, esto consiste en analizar el vuelo del neutrino pesado a través de la reconstrucción del vértice de producción y el vértice de decaimiento del mismo. La implementación numérica del Lagrangiano efectivo y el desarrollo de softwares de simulación como los utilizados en esta tesis son excelentes herramientas para todos estos estudios y muchos más.

Referencias bibliográficas

- [1] Peskin ME y Schroeder DV. *An introduction to quantum field theory*. Includes exercises. Boulder, CO: Westview, 1995.
- [2] Di Lella L y Rubbia C. “The Discovery of the W and Z Particles”. En: *Adv. Ser. Dir. High Energy Phys.* 23 (2015), págs. 137-163. DOI: [10.1142/9789814644150_0006](https://doi.org/10.1142/9789814644150_0006). URL: <http://cds.cern.ch/record/2103277>.
- [3] Aad G y col. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. En: *Phys. Lett. B* (2012). arXiv: [1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214) [[hep-ex](#)].
- [4] Chatrchyan S y col. “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. En: *Phys. Lett. B* (2012). arXiv: [1207.7235](https://arxiv.org/abs/1207.7235) [[hep-ex](#)].
- [5] “Top quark discovered”. En: *CERN Courier* 35.3 (1995), págs. 1-2. URL: <http://cds.cern.ch/record/1732388>.
- [6] Kotwal AV. “The W Boson Mass Measurement”. En: (2016). DOI: [10.1142/9789814733519_0010](https://doi.org/10.1142/9789814733519_0010). URL: <http://cds.cern.ch/record/2217141>.
- [7] Griffiths DJ. *Introduction to elementary particles; 2nd rev. version*. Physics textbook. New York, NY: Wiley, 2008.
- [8] Schwartz MD. *Quantum Field Theory and the Standard Model*. Cambridge University Press, mar. de 2014. ISBN: 978-1-107-03473-0, 978-1-107-03473-0.
- [9] Halzen F y Martin A. *Quarks & Leptons: An introductory course in modern particle physics*. New York, USA: John Wiley & Sons, 1984.
- [10] Weinberg S. *The Quantum Theory of Fields, Volume 1: Foundations*. Cambridge University Press, 2005.

- [11] Weinberg S. *The quantum theory of fields. Vol. 2: Modern applications*. Cambridge, UK: Univ. Pr. (1996) 489 p. 1996. URL: <http://www.slac.stanford.edu/spires/find/hep/www?key=3763846>.
- [12] Duarte L. *Majorana neutrinos in an effective lagrangian approach*. 2017. URL: <https://hdl.handle.net/20.500.12008/10166>.
- [13] Fukuda Y y col. “Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos”. En: *Phys. Rev. Lett.* 81 (8 ago. de 1998), págs. 1562-1567. DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.1562](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1562). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1562>.
- [14] Araki T y col. “Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND: Evidence of Spectral Distortion”. En: *Physical Review Letters* 94.8 (mar. de 2005). DOI: [10.1103/physrevlett.94.081801](https://doi.org/10.1103/physrevlett.94.081801). URL: <https://doi.org/10.1103%2Fphysrevlett.94.081801>.
- [15] Bolton PD, Deppisch FF y Dev PSB. “Probes of Heavy Sterile Neutrinos”. En: *56th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories*. Jun. de 2022. arXiv: [2206.01140](https://arxiv.org/abs/2206.01140) [[hep-ph](#)].
- [16] Aguila F del y col. “Heavy Majorana Neutrinos in the Effective Lagrangian Description: Application to Hadron Colliders”. En: *Phys.Lett.* B670 (2009), págs. 399-402. DOI: [10.1016/j.physletb.2008.11.031](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.11.031). arXiv: [0806.0876](https://arxiv.org/abs/0806.0876) [[hep-ph](#)].
- [17] Anisimov A. “Majorana Dark Matter”. En: *6th International Workshop on the Identification of Dark Matter*. Dic. de 2006, págs. 439-449. DOI: [10.1142/9789812770288_0058](https://doi.org/10.1142/9789812770288_0058). arXiv: [hep-ph/0612024](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0612024).
- [18] Graesser ML. “Broadening the Higgs boson with right-handed neutrinos and a higher dimension operator at the electroweak scale”. En: *Phys. Rev.* D76 (2007), pág. 075006. DOI: [10.1103/PhysRevD.76.075006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.76.075006). arXiv: [0704.0438](https://arxiv.org/abs/0704.0438) [[hep-ph](#)].
- [19] Aparici A y col. “Right-handed neutrino magnetic moments”. En: *Phys. Rev.* D80 (2009), pág. 013010. DOI: [10.1103/PhysRevD.80.013010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.80.013010). arXiv: [0904.3244](https://arxiv.org/abs/0904.3244) [[hep-ph](#)].
- [20] Liao Y y Ma XD. “Operators up to Dimension Seven in Standard Model Effective Field Theory Extended with Sterile Neutrinos”. En: *Phys. Rev.* D96.1 (2017), pág. 015012. DOI: [10.1103/PhysRevD.96.015012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.015012). arXiv: [1612.04527](https://arxiv.org/abs/1612.04527) [[hep-ph](#)].

- [21] Bhattacharya S y Wudka J. “Dimension-seven operators in the standard model with right handed neutrinos”. En: *Phys. Rev.* D94.5 (2016). [Erratum: *Phys. Rev.* D95,no.3,039904(2017)], pág. 055022. DOI: [10.1103/PhysRevD.94.055022](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.055022), [10.1103/PhysRevD.95.039904](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.039904). arXiv: [1505.05264](https://arxiv.org/abs/1505.05264) [[hep-ph](#)].
- [22] Li HL y col. “Operator bases in effective field theories with sterile neutrinos: $d \leq 9$ ”. En: *JHEP* 11 (2021), pág. 003. DOI: [10.1007/JHEP11\(2021\)003](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2021)003). arXiv: [2105.09329](https://arxiv.org/abs/2105.09329) [[hep-ph](#)].
- [23] Delgado F y col. “Assessment of the dimension-5 seesaw portal and impact of exotic Higgs decays on non-pointing photon searches”. En: *JHEP* 09 (2022), pág. 079. DOI: [10.1007/JHEP09\(2022\)079](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2022)079). arXiv: [2205.13550](https://arxiv.org/abs/2205.13550) [[hep-ph](#)].
- [24] Mitra M y col. “Reexamining right-handed neutrino EFTs up to dimension six”. En: *Phys. Rev. D* 106.11 (2022), pág. 113008. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.113008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.113008). arXiv: [2210.12404](https://arxiv.org/abs/2210.12404) [[hep-ph](#)].
- [25] Arzt C, Einhorn M y Wudka J. “Patterns of deviation from the standard model”. En: *Nucl.Phys.* B433 (1995), págs. 41-66. DOI: [10.1016/0550-3213\(94\)00336-D](https://doi.org/10.1016/0550-3213(94)00336-D). arXiv: [hep-ph/9405214](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9405214) [[hep-ph](#)].
- [26] Fernández-Martínez E y col. “Effective portals to heavy neutral leptons”. En: *JHEP* 09 (2023), pág. 001. DOI: [10.1007/JHEP09\(2023\)001](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2023)001). arXiv: [2304.06772](https://arxiv.org/abs/2304.06772) [[hep-ph](#)].
- [27] Duarte L, González-Sprinberg GA y Sampayo OA. “Majorana neutrinos production at LHeC in an effective approach”. En: *Phys. Rev.* D91.5 (2015), pág. 053007. DOI: [10.1103/PhysRevD.91.053007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.053007). arXiv: [1412.1433](https://arxiv.org/abs/1412.1433) [[hep-ph](#)].
- [28] Duarte L y col. “Effective Majorana neutrino decay”. En: *Eur. Phys. J. C* 76.8 (2016), pág. 453. DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4301-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4301-8). arXiv: [1603.08052](https://arxiv.org/abs/1603.08052) [[hep-ph](#)].
- [29] Degrande C y col. “UFO - The Universal FeynRules Output”. En: *Comput. Phys. Commun.* 183 (2012), págs. 1201-1214. DOI: [10.1016/j.cpc.2012.01.022](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2012.01.022). arXiv: [1108.2040](https://arxiv.org/abs/1108.2040) [[hep-ph](#)].
- [30] Aad G y col. “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”. En: *Phys. Lett. B* (2012). arXiv: [1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214) [[hep-ex](#)].

- [31] Chatrchyan S y col. “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”. En: *Phys. Lett. B* (2012). arXiv: [1207.7235 \[hep-ex\]](#).
- [32] Apollinari Bruening N y Rossi. “High Luminosity Large Hadron Collider HL-LHC”. En: (mayo de 2017). arXiv: [1705.08830](#).
- [33] Abada A y col. “FCC-ee: The Lepton Collider: Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 2”. En: *Eur. Phys. J. ST* 228.2 (2019), págs. 261-623. DOI: [10.1140/epjst/e2019-900045-4](#).
- [34] Behnke T y col. “The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1: Executive Summary”. En: (2013). arXiv: [1306.6327 \[physics.acc-ph\]](#).
- [35] Jackson JD. *Classical electrodynamics; 2nd ed.* New York, NY: Wiley, 1975.
- [36] HAN T. “COLLIDER PHENOMENOLOGY: BASIC KNOWLEDGE AND TECHNIQUES”. En: *Physics In D \geq 4 Tasi 2004*. WORLD SCIENTIFIC, jul. de 2006. DOI: [10.1142/9789812773579_0008](#). URL: https://doi.org/10.1142%2F9789812773579_0008.
- [37] Agostini P y col. “The Large Hadron–Electron Collider at the HL-LHC”. En: *J. Phys. G* 48.11 (2021), pág. 110501. DOI: [10.1088/1361-6471/abf3ba](#). arXiv: [2007.14491 \[hep-ex\]](#).
- [38] Abelleira Fernandez J y col. “A Large Hadron Electron Collider at CERN: Report on the Physics and Design Concepts for Machine and Detector”. En: *J.Phys. G* 39 (2012), pág. 075001. DOI: [10.1088/0954-3899/39/7/075001](#). arXiv: [1206.2913 \[physics.acc-ph\]](#).
- [39] Bruening O y Klein M. “The Large Hadron Electron Collider”. En: *Mod.Phys.Lett. A* 28.16 (2013), pág. 1330011. DOI: [10.1142/S0217732313300115](#). arXiv: [1305.2090 \[physics.acc-ph\]](#).
- [40] Thomson M. *Modern particle physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [41] Buckley A, White C y White M. *Practical Collider Physics*. 2053-2563. IOP Publishing, 2021. ISBN: 978-0-7503-2444-1.
- [42] Lyons L. *Discovering the Significance of 5 sigma*. 2013. arXiv: [1310.1284 \[physics.data-an\]](#).

- [43] Lista L y col. *Statistical methods for data analysis in particle physics*. Vol. 941. Springer, 2017.
- [44] Cowan G y col. “Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics”. En: *Eur. Phys. J. C* 71 (2011). [Erratum: *Eur.Phys.J.C* 73, 2501 (2013)], pág. 1554. DOI: [10.1140/epjc/s10052-011-1554-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1554-0). arXiv: [1007.1727](https://arxiv.org/abs/1007.1727) [[physics.data-an](#)].
- [45] Magill G y col. “Dipole Portal to Heavy Neutral Leptons”. En: *Phys. Rev. D* 98.11 (2018), pág. 115015. DOI: [10.1103/PhysRevD.98.115015](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.115015). arXiv: [1803.03262](https://arxiv.org/abs/1803.03262) [[hep-ph](#)].
- [46] Workman RL y col. “Review of Particle Physics”. En: *PTEP* 2022 (2022), pág. 083C01. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [47] Alloul A y col. “FeynRules 2.0 - A complete toolbox for tree-level phenomenology”. En: *Comput. Phys. Commun.* 185 (2014), págs. 2250-2300. DOI: [10.1016/j.cpc.2014.04.012](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2014.04.012). arXiv: [1310.1921](https://arxiv.org/abs/1310.1921) [[hep-ph](#)].
- [48] Alwall J y col. “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations”. En: *JHEP* 07 (2014), pág. 079. DOI: [10.1007/JHEP07\(2014\)079](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2014)079). arXiv: [1405.0301](https://arxiv.org/abs/1405.0301) [[hep-ph](#)].
- [49] Alwall J y col. “MadGraph 5 : Going Beyond”. En: *JHEP* 06 (2011), pág. 128. DOI: [10.1007/JHEP06\(2011\)128](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2011)128). arXiv: [1106.0522](https://arxiv.org/abs/1106.0522) [[hep-ph](#)].
- [50] Sjostrand T, Mrenna S y Skands PZ. “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”. En: *JHEP* 05 (2006), pág. 026. DOI: [10.1088/1126-6708/2006/05/026](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026). arXiv: [hep-ph/0603175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175) [[hep-ph](#)].
- [51] Sjostrand T y col. “An Introduction to PYTHIA 8.2”. En: *Comput. Phys. Commun.* 191 (2015), págs. 159-177. DOI: [10.1016/j.cpc.2015.01.024](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2015.01.024). arXiv: [1410.3012](https://arxiv.org/abs/1410.3012) [[hep-ph](#)].
- [52] Favereau J de y col. “DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment”. En: *JHEP* 02 (2014), pág. 057. DOI: [10.1007/JHEP02\(2014\)057](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2014)057). arXiv: [1307.6346](https://arxiv.org/abs/1307.6346) [[hep-ex](#)].
- [53] Conte E, Fuks B y Serret G. “MadAnalysis 5, A User-Friendly Framework for Collider Phenomenology”. En: *Comput. Phys. Commun.* 184 (2013), págs. 222-256. DOI: [10.1016/j.cpc.2012.09.009](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2012.09.009). arXiv: [1206.1599](https://arxiv.org/abs/1206.1599) [[hep-ph](#)].

- [54] Hocker A y col. “TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis”. En: (2007). arXiv: [physics/0703039](#).
- [55] Barducci D y col. “Minimal flavor violation in the see-saw portal”. En: *JHEP* 06 (2020), pág. 185. DOI: [10.1007/JHEP06\(2020\)185](#). arXiv: [2003.08391 \[hep-ph\]](#).
- [56] Barducci D y Bertuzzo E. “The see-saw portal at future Higgs factories: the role of dimension six operators”. En: (ene. de 2022). arXiv: [2201.11754 \[hep-ph\]](#).
- [57] Barducci D y col. “The see-saw portal at future Higgs Factories”. En: *JHEP* 03 (2021), pág. 117. DOI: [10.1007/JHEP03\(2021\)117](#). arXiv: [2011.04725 \[hep-ph\]](#).
- [58] Hernández P, Jones-Pérez J y Suarez-Navarro O. “Majorana vs Pseudo-Dirac Neutrinos at the ILC”. En: *Eur. Phys. J. C* 79.3 (2019), pág. 220. DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-6728-1](#). arXiv: [1810.07210 \[hep-ph\]](#).
- [59] Das A y col. “Probing right handed neutrinos at the LHeC and lepton colliders using fat jet signatures”. En: *Phys. Rev. D* 99.5 (2019), pág. 055030. DOI: [10.1103/PhysRevD.99.055030](#). arXiv: [1811.04291 \[hep-ph\]](#).
- [60] Chakraborty S, Mitra M y Shil S. “Fat Jet Signature of a Heavy Neutrino at Lepton Collider”. En: *Phys. Rev. D* 100.1 (2019), pág. 015012. DOI: [10.1103/PhysRevD.100.015012](#). arXiv: [1810.08970 \[hep-ph\]](#).
- [61] Zhang Y y Zhang B. “A potential scenario for Majorana neutrino detection at future lepton colliders”. En: *JHEP* 02 (2019), pág. 175. DOI: [10.1007/JHEP02\(2019\)175](#). arXiv: [1805.09520 \[hep-ph\]](#).
- [62] Liao W y Wu XH. “Signature of heavy sterile neutrinos at CEPC”. En: *Phys. Rev. D* 97.5 (2018), pág. 055005. DOI: [10.1103/PhysRevD.97.055005](#). arXiv: [1710.09266 \[hep-ph\]](#).
- [63] Yue CX, Guo YC y Zhao ZH. “Majorana neutrino signals at Belle-II and ILC”. En: *Nucl. Phys. B* 925 (2017), págs. 186-194. DOI: [10.1016/j.nuclphysb.2017.10.009](#). arXiv: [1710.06144 \[hep-ph\]](#).
- [64] Biswal SS y Dev PSB. “Probing left-right seesaw models using beam polarization at an e^+e^- collider”. En: *Phys. Rev. D* 95.11 (2017), pág. 115031. DOI: [10.1103/PhysRevD.95.115031](#). arXiv: [1701.08751 \[hep-ph\]](#).

- [65] Antusch S, Cazzato E y Fischer O. “Sterile neutrino searches at future e^-e^+ , pp , and e^-p colliders”. En: *Int. J. Mod. Phys.* A32.14 (2017), pág. 1750078. DOI: [10.1142/S0217751X17500786](https://doi.org/10.1142/S0217751X17500786). arXiv: [1612.02728](https://arxiv.org/abs/1612.02728) [[hep-ph](#)].
- [66] Antusch S y Fischer O. “Testing sterile neutrino extensions of the Standard Model at the Circular Electron Positron Collider”. En: *Int. J. Mod. Phys.* A30.23 (2015), pág. 1544004. DOI: [10.1142/S0217751X15440042](https://doi.org/10.1142/S0217751X15440042).
- [67] Antusch S y Fischer O. “Testing sterile neutrino extensions of the Standard Model at future lepton colliders”. En: *JHEP* 05 (2015), pág. 053. DOI: [10.1007/JHEP05\(2015\)053](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2015)053). arXiv: [1502.05915](https://arxiv.org/abs/1502.05915) [[hep-ph](#)].
- [68] Banerjee S y col. “Prospects of Heavy Neutrino Searches at Future Lepton Colliders”. En: *Phys. Rev.* D92 (2015), pág. 075002. DOI: [10.1103/PhysRevD.92.075002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.075002). arXiv: [1503.05491](https://arxiv.org/abs/1503.05491) [[hep-ph](#)].
- [69] Blondel A y col. “Search for Heavy Right Handed Neutrinos at the FCC-ee”. En: *Nucl. Part. Phys. Proc.* 273-275 (2016), págs. 1883-1890. DOI: [10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.304](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.304). arXiv: [1411.5230](https://arxiv.org/abs/1411.5230) [[hep-ex](#)].
- [70] Potter CT. “DSiD: a Delphes Detector for ILC Physics Studies”. En: *International Workshop on Future Linear Colliders*. Feb. de 2016. arXiv: [1602.07748](https://arxiv.org/abs/1602.07748) [[hep-ph](#)].
- [71] Zapata G y col. “Lepton collider probes for Majorana neutrino effective interactions”. En: (ene. de 2022). arXiv: [2201.02480](https://arxiv.org/abs/2201.02480) [[hep-ph](#)].
- [72] Li SY, Si ZG y Yang XH. “Heavy Majorana Neutrino Production at Future ep Colliders”. En: *Phys. Lett. B* 795 (2019), págs. 49-55. DOI: [10.1016/j.physletb.2019.06.001](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.06.001). arXiv: [1811.10313](https://arxiv.org/abs/1811.10313) [[hep-ph](#)].
- [73] Antusch S, Fischer O y Hammad A. “Lepton-Trijet and Displaced Vertex Searches for Heavy Neutrinos at Future Electron-Proton Colliders”. En: *JHEP* 03 (2020), pág. 110. DOI: [10.1007/JHEP03\(2020\)110](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2020)110). arXiv: [1908.02852](https://arxiv.org/abs/1908.02852) [[hep-ph](#)].
- [74] Gu H y Wang K. “Search for heavy Majorana neutrinos at electron-proton colliders”. En: *Phys. Rev. D* 106.1 (2022), pág. 015006. DOI: [10.1103/PhysRevD.106.015006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.015006). arXiv: [2201.12997](https://arxiv.org/abs/2201.12997) [[hep-ph](#)].
- [75] Blaksley C y col. “Heavy Neutrinos and Lepton Number Violation in lp Colliders”. En: *Nucl.Phys.* B852 (2011), págs. 353-365. DOI: [10.1016/j.nuclphysb.2011.06.021](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2011.06.021). arXiv: [1105.0308](https://arxiv.org/abs/1105.0308) [[hep-ph](#)].

- [76] Liang H y col. “Seesaw Type I and III at the LHeC”. En: *JHEP* 1009 (2010), pág. 023. DOI: [10.1007/JHEP09\(2010\)023](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2010)023). arXiv: [1006.5534](https://arxiv.org/abs/1006.5534) [[hep-ph](#)].
- [77] Ingelman G y Rathsman J. “Heavy Majorana neutrinos at e p colliders”. En: *Z.Phys.* C60 (1993), págs. 243-254. DOI: [10.1007/BF01474620](https://doi.org/10.1007/BF01474620).
- [78] Buchmuller W y Greub C. “Heavy Majorana neutrinos in electron - positron and electron - proton collisions”. En: *Nucl.Phys.* B363 (1991), págs. 345-368. DOI: [10.1016/0550-3213\(91\)80024-G](https://doi.org/10.1016/0550-3213(91)80024-G).
- [79] Batell B y col. “Heavy neutral leptons at the Electron-Ion Collider”. En: *JHEP* 03 (2023), pág. 020. DOI: [10.1007/JHEP03\(2023\)020](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2023)020). arXiv: [2210.09287](https://arxiv.org/abs/2210.09287) [[hep-ph](#)].
- [80] Cottin G y col. “Displaced neutrino jets at the LHeC”. En: *JHEP* 06 (2022), pág. 168. DOI: [10.1007/JHEP06\(2022\)168](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2022)168). arXiv: [2104.13578](https://arxiv.org/abs/2104.13578) [[hep-ph](#)].
- [81] Antusch S, Hammad A y Rashed A. “Searching for charged lepton flavor violation at *ep* colliders”. En: *JHEP* 03 (2021), pág. 230. DOI: [10.1007/JHEP03\(2021\)230](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2021)230). arXiv: [2010.08907](https://arxiv.org/abs/2010.08907) [[hep-ph](#)].
- [82] Zapata G y col. “Sensitivity prospects for lepton-trijet signals in the ν SMEFT at the LHeC”. En: (mayo de 2023). arXiv: [2305.16991](https://arxiv.org/abs/2305.16991) [[hep-ph](#)].