

PONTIFICIA UNIVERSIDAD CATÓLICA DEL PERÚ

ESCUELA DE POSGRADO



Determinación del error sistemático del momentum de muones producidos por interacciones neutrino-nucleón en el detector MINER ν A

Tesis presentada para optar el grado de
Magíster en Física

Autor:

Gonzalo A. Díaz Bautista

Asesor:

Dr. Alberto M. Gago Medina

29 de noviembre de 2015

Sumilla

El Modelo Estándar describe todas las partículas observadas en el naturaleza hasta el momento así como las características que gobiernan a las interacciones fundamentales entre ellas. En especial es posible identificar a las interacciones electromagnética y débil, las cuales bajo determinadas condiciones de temperatura y energía pueden ser descritas a través de una sola teoría que engloba a ambas. A esta teoría se le denomina electrodébil y tiene como finalidad caracterizar las propiedades de la interacción manifiesta a partir de la mezcla de las interacciones electromagnética y débil, la que también lleva como nombre interacción electrodébil.

Particularmente, los neutrinos son de especial interés ya que, por un lado, interactúan por medio de la interacción débil muy raramente en comparación con otras partículas y, por el otro, no son acertadamente descritos por el Modelo Estándar. Por medio de observaciones experimentales que demostraban que los neutrinos cambian de sabor al propagarse, fenómeno llamado oscilaciones de neutrinos, se pudo llegar a la conclusión de que la implicancia de este fenómeno da como consecuencia que los neutrinos efectivamente sí tienen masa, algo que entra en contradicción con la descripción inicial del Modelo Estándar, el cual los describe como partículas sin masa. Es de esta manera que las oscilaciones de neutrinos han sido y siguen siendo en la actualidad objeto de interés en la Física de Altas Energías tanto teórica como experimental.

A fin de poder realizar mediciones precisas de oscilaciones de neutrinos, los experimentos encargados de estas mediciones deben tratar de reducir sus incertidumbres en lo posible. Una de estas proviene de la caracterización de las secciones de choque de los neutrinos cuando interactúan con la materia, particularmente los nucleones al interior de los núcleos atómicos. El experimento MINER ν A está orientado, entre otras cosas, a hacer una correcta caracterización de secciones de choque neutrino-nucleón por medio del estudio de un tipo específico de interacción denominado *corriente cargada*, cuyas partículas de estado final incluye hadrones y, principalmente, muones. La precisión en los resultados de secciones de choque está sujeta a que la energía y el momentum estos muones sean, a su vez, correctamente caracterizados, incluyendo sus incertidumbres sistemáticas. El objetivo de este trabajo de tesis es precisamente presentar la metodología usada para medir las energías de los muones producidos por interacciones de neutrinos y sus correspondientes incertidumbres asociadas a dicha medición.

Agradecimientos

Deseo agradecer, en primer lugar, a mis padres Armando Díaz e Irene Bautista por ser las dos personas más importantes de mi vida, y sobre todo por haberme dado el soporte y la fuerza a pesar de las adversidades para nunca bajar los brazos a lo largo de todos mis años de formación académica en la PUCP.

No podría dejar de agradecer a los miembros más cercanos de mi familia, mi hermana Pamela; mis sobrinos Pedrito, Gustavo y Valeria; mi tío Rorro; y a mi difunta abuela Sarita.

Además, me gustaría agradecer a mi asesor de tesis, el Dr. Alberto Gago, por haberme admitido dentro del Grupo de Altas Energías de la PUCP y que, a pesar de que pude haber tenido un inicio difícil, a lo largo de todos estos años nunca dejó de darme su confianza y apoyo tanto moral como académico. Este trabajo de tesis es resultado de todo un largo proceso que no habría podido estar concluido de no ser por él.

Hago extensivo mis agradecimientos a todos los profesores de la PUCP con los que pude instruirme por medio de sus clases, con especial mención a la Dra. María Elena López por su constante apoyo durante mi tiempo en la maestría, y a los profesores Francisco de Zela, Hernán Castillo, Eduardo Massoni, Joel Jones y Eric Endress.

Por supuesto, también quisiera agradecer a todas las personas en Fermilab que siempre estuvieron dándome una mano en todo momento y con los que nació la idea que se convertiría más tarde en este trabajo de tesis, sobre todo a Jorge Morfín, Kevin McFarland, Debbie Harris, Jeff Nelson y Mike Kordosky.

Finalmente, a mis compañeros y amigos más cercanos de la PUCP y Fermilab, con los que pude compartir gratos momentos a lo largo de los últimos años: Omar, Carlos, Juan Carlos, Kike, Christian, Margot, Alfredo, Meyer y muy especialmente a Leonidas.

Índice general

Sumilla	I
Agradecimientos	II
Índice general	III
Índice de figuras	VII
Índice de cuadros	IX

1. Introducción al Modelo Estándar	1
1.1. Preámbulo	1
1.2. Partículas en el Modelo Estándar	3
1.2.1. Bosones	3
1.2.2. Fermiones	4
1.2.3. Hadrones	6
1.3. Interacciones en el Modelo Estándar	8
1.3.1. Interacción electromagnética	8
1.3.2. Interacción débil	9
1.3.3. Interacción fuerte	11
1.4. Más allá del Modelo Estándar	14
2. Teoría electrodébil	16
2.1. Campos espinoriales	17
2.1.1. Lagrangiano libre de Dirac	17
2.1.2. Helicidad y quiralidad	18
2.1.3. Fermiones sin masa	22
2.1.4. Violación de paridad	24
2.2. Lagrangiano electrodébil	25
2.2.1. Generadores y campos vectoriales	25
2.2.2. Campos fermiónicos	26
2.2.3. Formulación del Lagrangiano electrodébil	28
2.3. Rompimiento espontáneo de simetría electrodébil	29
2.3.1. Mecanismo de Higgs	29
2.3.2. Masa de los bosones	32

2.3.3.	Masa de los fermiones	34
2.4.	Corrientes de interacción electrodébil	38
2.4.1.	Lagrangiano de interacción después del ESSB	39
2.4.2.	Corrientes de interacción	39
2.4.3.	Corrientes vectorial y axial	41
2.4.4.	Límite para quarks livianos	42
3.	Interacciones neutrino-nucleón de corriente cargada	44
3.1.	Corriente cargada inclusiva	44
3.2.	Transiciones hadrónicas	46
3.2.1.	Corrientes vectoriales	47
3.2.2.	Corrientes axiales	48
3.2.3.	Corrientes hadrónicas e hipótesis de conservación	49
3.3.	Dispersión cuasielástica	50
3.3.1.	Cálculo de las corrientes de transición	51
3.3.2.	Fórmula de Llewellyn Smith	53
3.3.3.	Factores de forma vectorial	54
3.3.4.	Factor de forma axial	56
3.4.	Producción resonante de piones	56
3.4.1.	Corriente leptónica en el sistema resonante	57
3.4.2.	Sección de choque y ancho de resonancia	59
3.5.	Dispersión inelástica profunda	60
3.5.1.	Sección de choque	61
3.5.2.	Funciones de estructura	62
4.	Experimento MINERνA	63
4.1.	Motivaciones físicas	63
4.1.1.	Estudio de interacciones neutrino-nucleón	64
4.1.2.	Oscilaciones de neutrinos	65
4.1.3.	Mediciones de los parámetros de oscilaciones	67
4.1.4.	Oscilaciones de neutrinos muón y secciones de choque	70
4.2.	Descripción del haz de neutrinos muón de NuMI	71
4.2.1.	Generación y aceleración de protones	71
4.2.2.	NuMI <i>beamline</i>	73
4.3.	Detector MINER ν A	76
4.3.1.	Centelladores y sistema óptico	76
4.3.2.	<i>Tracker</i> activo	79
4.3.3.	Blancos nucleares	79
4.3.4.	Calorímetros y detector externo	81
5.	Detector cercano de MINOS	83
5.1.	Experimento MINOS	83
5.2.	Componentes del detector cercano	85
5.2.1.	Centelladores y sistema óptico	85
5.2.2.	Tipos de planos de centellador	86
5.2.3.	Bobina y campo magnético	87
5.3.	Estructura del detector cercano	89

5.3.1. Calorímetro	89
5.3.2. Espectrómetro	90
6. Eventos de corriente cargada inclusiva	91
6.1. Detección	91
6.2. Simulación vía Montecarlo	93
6.2.1. NuMI <i>beamline</i>	94
6.2.2. Interacciones de neutrinos	95
6.2.3. Detector MINER ν A	96
6.3. Reconstrucción	97
6.3.1. <i>Time slices</i>	97
6.3.2. <i>Clusters</i>	97
6.3.3. <i>Tracks</i>	98
6.3.4. Vértices	99
6.4. Selección de eventos de corriente cargada inclusiva	99
7. Reconstrucción del muón y cálculo del error sistemático de su momentum	101
7.1. Emparejamiento de <i>tracks</i> MINER ν A-MINOS	102
7.2. Determinación de la carga del muón	103
7.3. Reconstrucción del momentum	105
7.3.1. Reconstrucción por alcance	105
7.3.2. Reconstrucción por curvatura	106
7.3.3. Correcciones para Montecarlo	107
7.4. Determinación del error sistemático del momentum	108
7.4.1. Distribuciones residuales	109
7.4.2. Ajuste triple gaussiano	111
7.4.3. Cálculo del “error de curvatura”	112
7.4.4. Determinación de $\Delta P_{range-curv}$	113
7.4.5. Valores finales de incertidumbre sistemática del momentum	114
8. Resultados y conclusiones	116
8.1. Cálculo de secciones de choque en MINER ν A	116
8.2. Secciones de choque e incertidumbres asociadas	117
8.2.1. Corriente cargada cuasielástica para neutrinos	117
8.2.2. Corriente cargada cuasielástica para antineutrinos	119
8.2.3. Producción de piones cargados en interacciones de neutrinos	119
8.3. Reducción de la incertidumbre del momentum escalando el campo magnético de MINOS	121
8.3.1. Deflección radial	121
8.3.2. Factor de escala	123
8.3.3. Resultados preliminares del factor de escala	124
8.4. Conclusiones finales	126
A. Unidades naturales	128

B. Matrices importantes en HEP	130
B.1. Matrices de Pauli	130
B.2. Matrices de Dirac	131
B.2.1. Matriz quiralidad	132
B.2.2. Representación de Dirac	133
B.2.3. Representación quiral	133
B.3. Matrices de Gell-Mann	133
C. Simetrías discretas $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$ y $\mathcal{T}$	135
C.1. Conjugación de carga	135
C.2. Paridad	136
C.3. Inversión temporal	137
D. Ajustes triple gaussianos para residuales $1/P$	138
 Bibliografía	 142

Índice de figuras

2.1. Helicidad para campos quirales sin masa	23
2.2. Potencial de Higgs	30
3.2. Secciones de choque de dispersión (anti)neutrino-nucleón	46
4.1. Jerarquías de masas de los autoestados de propagación de neutrinos	69
4.2. Complejo de aceleradores de Fermilab	72
4.3. Blanco de grafito de NuMI	73
4.4. Focalizadores magnéticos de NuMI	74
4.5. Monitores hadrónico y de muones de NuMI	75
4.6. NuMI beamline	76
4.7. Vistas frontal y superior del detector MINER ν A	77
4.8. Plano de centellador de MINER ν A	77
4.9. Tiras de centellador de MINER ν A	78
4.10. Conector óptico y fotomultiplicador de MINER ν A	78
4.11. Módulos del tracker activo	80
4.12. Blancos nucleares sólidos	80
4.13. Distribución de los blancos nucleares	81
5.1. Detectores cercano y lejano de MINOS	84
5.2. Tira de centellador de MINOS	85
5.3. Sistema óptico de MINOS	86
5.4. Planos de centellador de MINOS	87
5.5. Bobina magnética de MINOS	88
5.6. Campo magnético de MINOS	88
5.7. Estructura del detector MINOS	89
5.8. Partes del calorímetro de MINOS	90
6.1. Atenuación de luz en las fibras WLS	92
6.2. Estructura de los píxeles de un PMT	93
6.3. Vista esquemática de la lectura de datos para un pixel	94
6.4. Flujo de neutrinos de NuMI y <i>weights</i> de producción hadrónica	95
6.5. Distribución de <i>hits</i> en un <i>spill</i> de neutrinos	97
6.6. <i>Cluster</i> al interior de un plano de centellador	98
6.7. Visualización de un evento en MINER ν A	99
7.1. Simulación de posiciones finales de μ^- y μ^+ en MINOS	104
7.2. Distribuciones de momentum por alcance y curvatura en MINOS	108
7.3. Distribuciones residuales de P_{range} y P_{curv}	110

7.4. Residuales inversos $1/P$ en función de P_{range}	110
8.1. Resultados de $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ para neutrinos en MINER ν A con incertidumbres . . .	118
8.2. Resultados de $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ para antineutrinos en MINER ν A con incertidumbres . .	119
8.3. Resultados de $\frac{d\sigma}{dP_\mu}$ para neutrinos en MINER ν A con incertidumbres . . .	120
8.4. Deflexión radial en MINOS	122
8.5. Factor de escala de $\vec{B}$ para eventos de bajo momentum	124
8.6. Factor de escala de $\vec{B}$ para eventos de momentum intermedio	125
8.7. Factor de escala de $\vec{B}$ para eventos de alto momentum	125
D.1. Residuales inversos $1/P$ para el grupo #1 con ajuste triple gaussiano . . .	139
D.2. Residuales inversos $1/P$ para el grupo #2 con ajuste triple gaussiano . . .	139
D.3. Residuales inversos $1/P$ para el grupo #3 con ajuste triple gaussiano . . .	140
D.4. Residuales inversos $1/P$ para el grupo #4 con ajuste triple gaussiano . . .	140
D.5. Residuales inversos $1/P$ para el grupo #5 con ajuste triple gaussiano . . .	141
D.6. Residuales inversos $1/P$ para el grupo #6 con ajuste triple gaussiano . . .	141

Índice de cuadros

1.1. Bosones fundamentales	4
1.2. Lista de quarks	5
1.3. Lista de leptones	6
1.4. Bariones más ligeros del Modelo Estándar	7
1.5. Mesones más ligeros del Modelo Estándar	8
1.6. Síntesis de partículas en el Modelo Estándar	8
1.7. Estados de color para quarks, antiquarks y gluones	12
1.8. Interacciones en el Modelo Estándar	14
2.1. Dobletes de isospín débil	27
2.2. Singletes de isospín débil	27
4.1. Valores de los parametros de oscilaciones de neutrinos	69
7.1. Medias de los histogramas de residuales $1/P$	112
7.2. Medias de los ajustes triple gaussianos de residuales $1/P$	112
7.3. Valores absolutos de las diferencias entre datos y Montecarlo para μ_{histo} y μ_{fit}	112
7.4. “Errores de curvatura” para histogramas y ajustes gaussianos	113
7.5. Errores absolutos $\Delta P_{\text{range-curv}}$ y porcentuales para cada grupo de eventos	114
7.6. Errores finales para del momentum del muón para eventos contenidos en el calorímetro de MINOS.	115
A.1. Unidades y dimensiones SI y naturales	129

Dedicado a mi papá y a mi mamá

Capítulo 1

Introducción al Modelo Estándar

En este primer capítulo se ofrecerá una introducción cualitativa al Modelo Estándar, que es la teoría que describe la materia de la cual se conforma el Universo y las interacciones llevadas a cabo entre ellas, y que es objeto de estudio de la Física de Altas Energías. Primeramente se dará una vista generalizada sobre qué es el Modelo Estándar para posteriormente explicar con más detalle cuáles son las componentes fundamentales de la materia y qué relación se da entre ellas por medio de las interacciones fundamentales. Parte de los detalles teóricos de este capítulo han sido basados en los textos de Giunti y Kim [1], y Halzen y Martin [2].

A pesar del éxito en predecir gran parte de los fenómenos observados en la naturaleza, el Modelo Estándar es una teoría que describe el Universo de manera incompleta puesto que existen otros fenómenos que no pueden ser descritos por la física cubierta por esta teoría. Esto da lugar al estudio de la física más allá del Modelo Estándar, que no es tema de interés de este capítulo pero del cual se hará breve mención en la parte final.

1.1. Preámbulo

En la naturaleza han sido observadas cuatro interacciones al nivel más fundamental: electromagnética, débil, fuerte y gravitacional. El Modelo Estándar es una teoría cuántica de campos gauge que describe las tres primeras, así como también define las partículas más elementales de las cuales está compuesto el Universo observado hasta la fecha. La teoría en la que se sustenta el Modelo Estándar está basada en la conjunción de tres grupos de simetría local gauge, los cuales al combinarse dan lugar al también grupo de simetría local gauge $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. El Modelo Estándar engloba las contribuciones de las tres interacciones antes mencionadas para dar lugar a la teoría general; sin embargo, estas contribuciones también pueden ser descritas por separado.

El primer caso es el de las interacciones electromagnéticas, las cuales son objeto de estudio de la electrodinámica cuántica (*quantum electrodynamics*, QED). La propiedad que determina si una partícula puede interactuar bajo una determinada interacción es llamada carga; y particularmente, en QED esta característica está dada por la **carga eléctrica**. De esta manera, una partícula eléctricamente cargada es afectada por cualquier campo electromagnético, algo que no se da en el caso de una partícula eléctricamente neutra. QED engloba todos los eventos que pueden ser entendidos por medio de procesos electromagnéticos, esto incluye desde los casos más sencillos de atracción y/o repulsión de cargas eléctricas, hasta fenómenos que involucran la interacción de la luz con la materia a nivel subatómico.

Por su parte, la interacción débil, a diferencia de su análogo electromagnético, no es tan conocida comúnmente. Sin embargo, es responsable de fenómenos importantes como son el decaimiento radiactivo o la fusión nuclear, siendo este último la causa detrás del combustible que genera la energía del Sol. La carga de la interacción débil es el número cuántico llamado **isospín débil**.

Las interacciones electromagnética y débil están estrechamente vinculadas en base a una teoría que describe que durante los primeros instantes de formación del Universo la temperatura del mismo permitía que ambas estuvieran fusionadas como parte de una sola interacción [3]. A esta interacción se le denomina electrodébil (*electroweak*, EW) y es descrita por el grupo de simetría gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ de acuerdo al modelo de Weinberg-Glashow-Salam [4][5][6]. La simetría de este grupo es “quebrada” a través de un proceso llamado rompimiento espontáneo de simetría electrodébil, tal como se explicará con detalle en el capítulo 2, lo que da como resultado la separación entre las interacciones electromagnética y débil.

Finalmente, de acuerdo a los modelos de Gell-Mann y Zweig [7][8], el grupo de simetría $SU(3)_C$ es el que describe a la cromodinámica cuántica (*quantum chromodynamics*, QCD), la cual está a cargo del estudio de la interacción fuerte, que es quien gobierna sobre los procesos que incluyen la formación y estabilidad de núcleos atómicos compuestos por protones y neutrones, así como también la estructura interna de partículas llamadas hadrones que son conformados por otras más fundamentales de nombre quarks. Análogamente a las dos interacciones anteriores, la carga de la interacción fuerte es el número cuántico de nombre **color**.

1.2. Partículas en el Modelo Estándar

El Modelo Estándar define 17 partículas fundamentales así como las correspondientes antipartículas de cada una, las cuales poseen la misma masa pero opuestos números cuánticos. Además, también describe las interacciones llevadas a cabo entre estas a través de los procesos electromagnéticos, débiles y fuertes. De todas las partículas y antipartículas fundamentales conocidas hasta el momento, se pueden separar dos grupos basados en su spin: bosones y fermiones.

1.2.1. Bosones

Los bosones son partículas con spin entero gobernados por la estadística de Bose-Einstein. La simetría gauge del grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ define un total de 12 bosones fundamentales de spin 1 así como también sus características. Estos son llamados bosones vectoriales gauge y también se les conoce como los “mediadores” de las interacciones fundamentales.

El número de bosones mediadores de cada una de las interacciones y sus propiedades están determinados a partir del número de generadores del grupo que define a dicha interacción. De esta manera, para el grupo gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ de la interacción electrodébil que posee cuatro generadores (tres de $SU(2)_L$ y uno de $U(1)_Y$) se tiene, después del rompimiento espontáneo de simetría, tres bosones masivos (W^- con carga eléctrica negativa, su antipartícula W^+ con carga eléctrica opuesta, y el bosón neutro Z que es su propia antipartícula) y un bosón sin masa (el fotón, representado por γ y que además también es su propia antipartícula).

Por último, el mediador de la interacción fuerte es el gluón (representado por g), partícula sin masa ni carga eléctrica pero con la propiedad de poder portar color. Así, se obtiene un total de ocho clases de gluones distintos entre sí en términos de color, que corresponden a los ocho generadores del grupo $SU(3)_C$.

Mientras que el número de bosones vectoriales gauge está completamente determinado por la teoría que encierra al Modelo Estándar, no sucede lo mismo para el caso de los bosones escalares (spin 0), los cuales pueden ser añadidos en la teoría de tal manera que su inclusión no altere la invariancia del grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ bajo transformaciones locales. Este es el caso del bosón fundamental escalar de Higgs (H), el cual fue teóricamente postulado como el encargado del mecanismo detrás de la generación de las masas de todas las partículas [9][10][11] y que en los últimos años ha sido observado satisfactoriamente por los experimentos ATLAS y CMS del laboratorio CERN [12][13][14][15].

La tabla 1.1 muestra las principales propiedades de los bosones fundamentales, tanto los vectoriales definidos por la simetría del grupo que describe al Modelo Estándar, así como también el bosón escalar de Higgs.

Bosón	Antipartícula	Spin	Masa (GeV/c^2)	Carga eléctrica (e)
γ	γ	1	0	0
W^-	W^+	1	80.385	-1
Z	Z	1	91.1876	0
g	g	1	0	0
H	H	0	~ 125	0

CUADRO 1.1: Bosones fundamentales en el Modelo Estándar.

1.2.2. Fermiones

Los fermiones, a diferencia de los bosones, tienen spin semi-entero y por ello obedecen la estadística de Fermi-Dirac. En consecuencia, se rigen bajo el Principio de Exclusión de Pauli, por el cual dos fermiones entrelazados con números cuánticos iguales no pueden ocupar el mismo estado. El Modelo Estándar define 12 fermiones fundamentales, de los cuales 6 se conocen como quarks y los otros 6 como leptones.

Quarks

Los quarks pertenecen a una clase de fermiones masivos de spin $1/2$ con la particularidad de poseer carga eléctrica que no es múltiplo entero de la carga elemental e . En la naturaleza se ha observado seis tipos distintos de quarks: up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) y bottom (b); y estos se diferencian entre sí a través de una propiedad llamada número cuántico de sabor. Existen seis números de sabor para los quarks: *upness* (U), *downness* (D), *charmness* (C), *strangeness* (S), *topness* (T) y *bottomness* (B) [16].

A pesar de haber sido observadas seis clases de quarks, estos siempre han sido vistos en sistemas entrelazados y nunca por separado. Por otra parte, los quarks son las únicas partículas de todo el Modelo Estándar que pueden experimentar las cuatro interacciones fundamentales en cuanto, además de poseer masa, carga eléctrica y sabor, también pueden portar color. Estas partículas son clasificadas en tres grupos conocidos como generaciones, siendo la primera generación conformada por los quarks up y down; la segunda, por charm y strange; y la tercera, por top y bottom.

Adicionalmente, para cada quark hay una correspondiente antipartícula, de tal manera que, en analogía a los sabores de quarks, existen seis antiquarks agrupados en tres generaciones: anti-up ($\bar{u}$), anti-down ($\bar{d}$), anti-charm ($\bar{c}$), anti-strange ($\bar{s}$), anti-top ($\bar{t}$)

y anti-bottom ($\bar{b}$). En la tabla 1.2 se muestra todos los quarks del Modelo Estándar ordenados por generación, con sus principales propiedades y correspondientes números cuánticos.

Generación	Quark	Spin	Masa (GeV/c^2)	Carga (e)	U	D	C	S	T	B
1ra	u	$1/2$	2.3×10^{-3}	$2/3$	1	0	0	0	0	0
	d	$1/2$	4.8×10^{-3}	$-1/3$	0	-1	0	0	0	0
2da	c	$1/2$	1.29	$2/3$	0	0	1	0	0	0
	s	$1/2$	95×10^{-3}	$-1/3$	0	0	0	-1	0	0
3ra	t	$1/2$	173.34	$2/3$	0	0	0	0	1	0
	b	$1/2$	4.18	$-1/3$	0	0	0	0	0	-1

CUADRO 1.2: Quarks en el Modelo Estándar. Para los antiquarks los números cuánticos de sabor y carga eléctrica son reemplazados por sus negativos.

Leptones

Similarmente a los quarks, los leptones son partículas fundamentales masivas de spin $1/2$ de las que se ha observado seis clases, cada una de acuerdo a un respectivo sabor; sin embargo, los sabores de los leptones son completamente distintos a los de los quarks. De acuerdo a su carga eléctrica se les puede ordenar en dos grupos, cada uno que incluye tres sabores de leptones:

- Leptones eléctricamente cargados: electrón (e^-), muón (μ^-) y tau (τ^-).
- Leptones eléctricamente neutros (o neutrinos): neutrino electrón (ν_e), neutrino muón (ν_μ) y neutrino tau (ν_τ).

Los leptones también son organizados en tres generaciones, donde cada una contiene a un leptón cargado y a su correspondiente neutrino. En adición a los seis números de sabor, los leptones poseen además números cuánticos leptónicos, los cuales les son asignados de acuerdo a la generación a la que pertenecen: número leptónico electrónico (L_e), número leptónico muónico (L_μ) y número leptónico tau (L_τ). La conservación del número leptónico es una simetría importante, aunque accidental, en el Modelo Estándar, por lo que ningún proceso permitido por esta teoría puede quebrar dicha ley, sean dispersiones o decaimientos. Los únicos procesos que violan esta ley de conservación son las oscilaciones de neutrinos [17], aunque es de resaltar que estos fenómenos forman parte de una física que escapa a lo descrito por el Modelo Estándar y será explicado con detalle más adelante.

Otra característica que distingue a los leptones de los quarks es que no poseen color y, por tanto, no experimentan la interacción fuerte. Para cada leptón existe un antileptón que

posee la misma masa y spin, pero cuya carga eléctrica y números cuánticos leptónicos son opuestos. Todos los leptones de Modelo Estándar ordenados por generación y principales características son mostrados en la la tabla 1.3.

Generación	Leptón	Spin	Masa (GeV/c^2)	Carga eléctrica (e)	L_e	L_μ	L_τ
1ra	e^-	$1/2$	0.511×10^{-3}	-1	1	0	0
	ν_e	$1/2$	$< 15 \times 10^{-9}$	0	1	0	0
2da	μ^-	$1/2$	0.105	-1	0	1	0
	ν_μ	$1/2$	$< 190 \times 10^{-6}$	0	0	1	0
3ra	τ^-	$1/2$	1.777	-1	0	0	1
	ν_τ	$1/2$	$< 18.2 \times 10^{-3}$	0	0	0	1

CUADRO 1.3: Leptones en el Modelo Estándar. Para los antileptones los números cuánticos leptónicos y de carga eléctrica son reemplazados por sus negativos.

1.2.3. Hadrones

Los hadrones son partículas no fundamentales, es decir, son formadas a partir de otras, más exactamente quarks y/o antiquarks. El mecanismo detrás de la naturaleza de los hadrones se puede entender pictóricamente como la composición de un “mar” de quarks, antiquarks y gluones unidos entre sí a través de la interacción fuerte.

Lo que le da a los hadrones algunas de sus características son los denominados quarks de valencia, que son el exceso de los pares quarks-antiquarks iguales existentes al interior del mar de partículas [18]. Una propiedad importante de los hadrones es que no portan color, es decir que la suma de los colores de los quarks de valencia debe dar como resultado el color nulo. En la naturaleza existen dos clases de hadrones que se diferencian por su composición.

Bariones

Los bariones poseen tres quarks de valencia (qqq), cada uno de un distinto color, y al ser un estado entrelazado de tres partículas de spin $1/2$ son también fermiones y obedecen su correspondiente estadística. Entre los bariones más conocidos están el protón y el neutrón, componentes del núcleo atómico, que son los dos más ligeros de todo el Modelo Estándar. En la tabla 1.4 se puede ver otros bariones además de los comúnmente vistos en HEP. Adicionalmente, cada barión posee un antibarión obtenido por medio del reemplazo de los quarks de valencia por sus respectivos antiquarks.

El número bariónico B es un número cuántico asignado a un sistema entrelazado de quarks que se define como

$$B = \frac{1}{3} (n_q - n_{\bar{q}}) \quad (1.1)$$

Barión		Composición	Spin	Masa (GeV/ c^2)	Carga eléctrica (e)
Protón	p	uud	$\frac{1}{2}$	0.938272	1
Neutrón	n	udd		0.939565	0
Lambda	Λ^0	uds		1.115	0
Sigma	Σ^+	uus		1.189	1
	Σ^0	uds		1.192	0
	Σ^-	dds		1.197	-1
Delta	Δ^{++}	uuu	$\frac{3}{2}$	1.232	2
	Δ^+	uud			1
	Δ^0	udd			0
	Δ^-	ddd			-1

CUADRO 1.4: Algunos de los bariones más ligeros del Modelo Estándar. Los antibariones se obtienen reemplazando los quarks por los correspondientes antiquarks e invirtiendo la carga eléctrica.

donde n_q y $n_{\bar{q}}$ representan al número de quarks y antiquarks del sistema, respectivamente. Así, los bariones tienen un número $B = +1$ y los antibariones, $B = -1$. La conservación del número bariónico es una de las leyes más importantes en el Modelo Estándar y es respetada por casi todos los procesos descritos por esta teoría, a excepción de un fenómeno conocido como anomalía quiral [19].

Todos los bariones al decaer deben dar lugar, además de otras partículas, a bariones menos masivos a fin de conservar el número bariónico. Sin embargo, dado que el protón es el más ligero de acuerdo a la tabla 1.4, no puede decaer en otro barión y por lo tanto es la única partícula compuesta en el Modelo Estándar totalmente estable.

Mesones

La unión de una dupla de valencia quark-antiquark ($q\bar{q}$) da lugar a los mesones y, en contraposición a los bariones, estos pueden tener spin 0 o spin 1, es decir son bosones y por ende obedecen una estadística diferente, y adicionalmente no forman parte de la estructura atómica. En particular para esta tesis son de interés los piones y kaones, los cuales están enlistados en la tabla 1.5. Para cada mesón se puede encontrar un antimesón conformado por las antipartículas de la dupla quark-antiquark del mesón en cuestión.

Los mesones también decaen dando pie a la formación de mesones menos masivos y otras partículas que pueden ser leptones o bosones. Sin embargo, a diferencia del caso del protón, no se ha observado ningún mesón o antimesón que sea estable ya que el número bariónico que le corresponde a estos es $B = 0$, independientemente de la dupla de valencia que la conforme. De esta manera, no hay prohibición alguna para los procesos que permitan el decaimiento de cualquier mesón.

Mesón		Composición	Spin	Masa (MeV/c ²)	Carga eléctrica (e)
Pión	π^+	$u\bar{d}$	0	139.579	1
	π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$		134.977	0
Kaón	K^+	$u\bar{s}$		493.677	1
	K^0	$d\bar{s}$		497.614	0
	K_S^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{s} - s\bar{d})$			
	K_L^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(d\bar{s} + s\bar{d})$			

CUADRO 1.5: Piones y kaones más comunes. Sus correspondientes antipartículas se obtienen reemplazando los quarks por antiquarks e invirtiendo la carga eléctrica.

Finalmente, a modo de agrupar las partículas fundamentales y compuestas definidas en el Modelo Estándar, la tabla 1.6 describe la organización de las mismas de acuerdo a sus características principales descritas en este capítulo.

Bosones		Fermiones		
Fundamentales	Compuestos	Fundamentales		Compuestos
Fotón	Mesones	Quarks	Leptones	Bariones
$W^\pm$				
Z				
Gluón				
Higgs				

CUADRO 1.6: Síntesis de todas las partículas fundamentales y compuestas existentes en el Modelo Estándar.

1.3. Interacciones en el Modelo Estándar

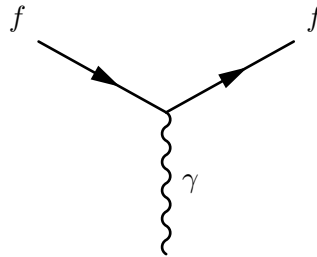
Tal cual se mencionó anteriormente, el Modelo Estándar, además de definir las partículas que componen el Universo observado hasta el momento, también describe la dinámica envuelta a través de las interacciones electromagnética, débil y fuerte. Cada una de estas afecta únicamente a las partículas que poseen carga correspondiente a dicha interacción y sus procesos son mediados por una determinada clase de bosones vectoriales.

1.3.1. Interacción electromagnética

La interacción electromagnética se puede observar por medio de la fuerza de Lorentz, que encierra fenómenos como la atracción y/o repulsión coulombiana de cargas así como también la fuerza magnética sobre las mismas. Sin embargo, desde un punto de vista más fundamental, estos sucesos no son sino manifestaciones del intercambio de fotones entre partículas cargadas. Tal como se mencionó anteriormente, el número cuántico que rige

esta interacción es la carga eléctrica, por lo que toda partícula que posee carga positiva o negativa puede estar sujeta a experimentar procesos electromagnéticos.

En términos de los diagramas de Feynman, todos los eventos electromagnéticos están basados en el proceso irreducible de absorción o emisión de fotones



donde f representa a cualquier partícula cargada entrante que emite o absorbe un fotón. Este proceso irreducible está basado en el hecho de que el bosón mediador, el fotón, a pesar de ser eléctricamente neutro puede acoplarse a cualquier partícula cargada. De este modo, el intercambio de fotones entre partículas vía interacción electromagnética no toma en cuenta la clase o la generación de estas, sino únicamente la carga eléctrica.

Las intensidades relativas de las interacciones vienen dadas por el valor de las constantes de acoplamiento características de las mismas [20]. En el caso de la interacción electromagnética, este rol lo toma la constante adimensional de estructura fina (α) definida en unidades del Sistema Internacional (SI) como

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (1.2)$$

donde e es la carga elemental, ϵ_0 es la permitividad del vacío y $\hbar$ es la constante de Planck reducida. Además, dado que el fotón no posee masa, por el Principio de Incertidumbre de Heisenberg, el alcance de la interacción electromagnética es infinito aunque la intensidad de la misma disminuye con el cuadrado de la distancia.

1.3.2. Interacción débil

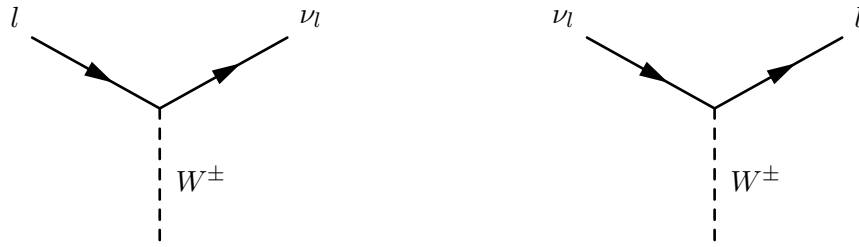
A diferencia del caso electromagnético que cuenta con un solo mediador, la interacción débil engloba todos los procesos mediados por los bosones W^+ , W^- y Z . Debido a la masa relativamente grande de dichas partículas, el intercambio de las mismas debe darse en un lapso de tiempo lo suficientemente corto de acuerdo a lo indicado por el Principio de Incertidumbre de Heisenberg, y por lo tanto el alcance de la interacción queda reducido a un margen muy estrecho, el cual es aproximadamente de 10^{-18} metros.

Dada la diferencia entre la carga eléctrica de los bosones mediadores, es posible separar los procesos de esta interacción en dos grupos.

Corriente cargada

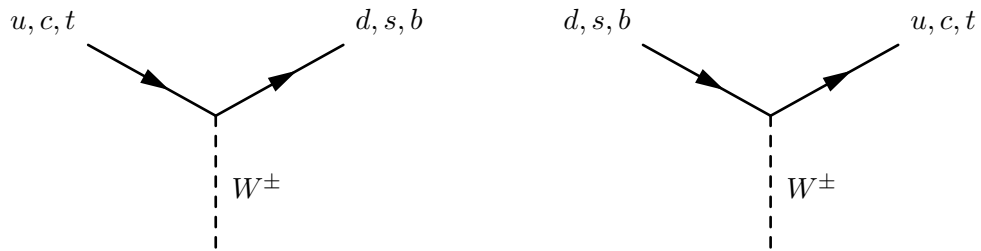
El primero de ellos corresponde a las interacciones de corriente cargada, que son mediadas únicamente por los bosones $W^\pm$. La particularidad de estas interacciones radica en que transforma tanto el sabor como la carga eléctrica de las partículas envueltas, y esto se da por medio de la absorción y/o emisión de los mencionados bosones.

En los leptones, el cambio de sabor representado en términos de los diagramas de Feynman se basa en los procesos irreducibles



donde l y ν_l simbolizan a un leptón y su correspondiente neutrino. El cambio de sabor que permite la transición de leptón a neutrino y viceversa es debido a la absorción o emisión de bosones W^+ o W^- , pero estos procesos siempre se dan entre un par leptón-neutrino de la misma generación.

Para los quarks la interacción de corriente cargada ocurre de manera distinta. En este caso los procesos irreducibles tienen la forma



que, como se puede notar, permite la transición entre quarks de distinta generación.

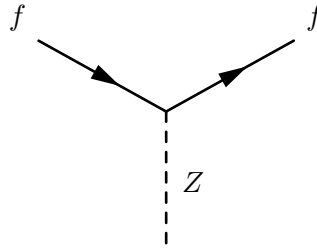
Esto se explica en base a la diferencia entre dos grupos de estados correspondientes a los quarks: los autoestados de la interacción débil y los autoestados del Hamiltoniano para una partícula libre (llamados también estados de masa). La discrepancia entre ambos conjuntos de autoestados está descrita por la matriz unitaria Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM) [21][22]

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

donde d , s y b representan a los autoestados de masa; mientras que d' , s' y b' , a los autoestados de la interacción débil que se acoplan con u , c y t , respectivamente. Los elementos no diagonales de la matriz CKM son distintos de cero y se interpretan como la probabilidad de que en una interacción de corriente cargada pueda producirse un cambio de generación entre los quarks involucrados.

Corriente neutra

El segundo subgrupo de interacciones débiles se denomina de corriente neutra debido a que son mediados únicamente por el bosón neutro Z . En esta clase de procesos no se da cambio de carga eléctrica ni de sabor ya que la emisión o absorción de Z conserva dichas características. Tanto para quarks como para leptones, simbolizados por f , el proceso irreducible de esta interacción se representa como



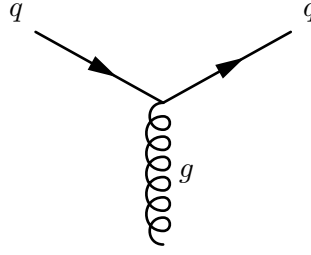
1.3.3. Interacción fuerte

En contraposición a la interacción electromagnética, una de las características más notables de la interacción fuerte es que el bosón mediador, el gluón, es capaz de portar color y por tanto puede acoplarse con otros gluones, a diferencia del fotón que es eléctricamente neutro y solo se acopla con partículas cargadas.

Existen tres clases de colores: rojo (r), azul (b) y verde (g); y, del mismo modo, existen también sus correspondientes anticolores (o colores complementarios): antirrojo ($\bar{r}$), antiazul ($\bar{b}$) y antiverde ($\bar{g}$).

Los quarks únicamente pueden portar uno de los tres colores, mientras que los antiquarks solo pueden portar uno de los tres anticolores. La combinación de un color y su respectivo anticolor da lugar al color nulo o cero. Así mismo, la combinación de los tres colores o los tres anticolores produce el mismo resultado. Es esta propiedad la que permite que los bariones y los mesones observados en la naturaleza no tengan un color neto.

El proceso irreducible de absorción o emisión de gluones por parte de quarks y antiquarks se puede representar de la forma

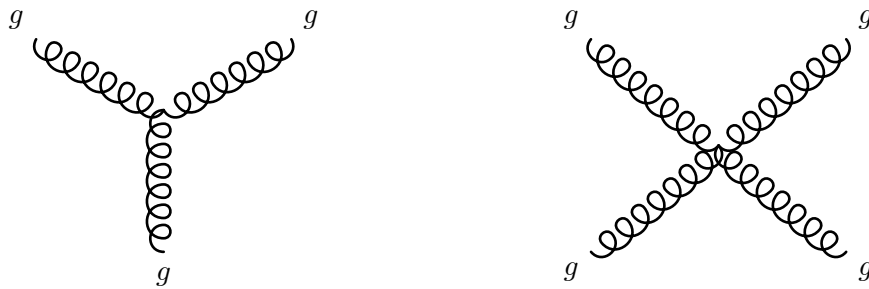


Los gluones, por su parte, portan un color y un anticolor en ocho distintas combinaciones permitidas generándose así el llamado octeto de color gluónico, que es finalmente lo que define la existencia de los ocho diferentes gluones portadores de la interacción fuerte de acuerdo a la simetría del grupo $SU(3)_C$. Los estados de color permitidos para las partículas que interaccionan fuertemente son mostrados en la tabla 1.7.

	Estados de color permitidos
Quark	r, b, g
Antiquark	$\bar{r}, \bar{b}, \bar{g}$
Gluón	$\frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{b} + b\bar{r}), \frac{-i}{\sqrt{2}}(r\bar{b} - b\bar{r}), \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - b\bar{b}), \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{g} + g\bar{r}), \frac{-i}{\sqrt{2}}(r\bar{g} - g\bar{r}), \frac{1}{\sqrt{2}}(b\bar{g} + g\bar{b}), \frac{-i}{\sqrt{2}}(b\bar{g} - g\bar{b}), \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g})$

CUADRO 1.7: Estados de color que pueden asumir quarks, antiquarks y gluones.

Todos los procesos que involucran acoplamiento de gluones son posibles de entenderse en base a los dos procesos irreducibles de esta clase, que se representan por medio de los diagramas de Feynman



La conservación del color es una de las principales leyes en la interacción fuerte. Por ese motivo, todos los procesos de esta interacción deben mantener el mismo color neto del sistema antes y después de la interacción.

Constantes de acoplamiento débil y fuerte

Algunos bariones distintos pueden producir las mismas partículas resultantes cuando decaen. Un ejemplo es el caso de las partículas Δ^+ y Σ^+ (ambas detalladas en la tabla

1.4). La primera es un estado excitado del protón y posee la misma composición aunque mayor masa, mientras que la segunda contiene un quark de valencia s y por tanto un número de sabor de extrañeza (*strangeness*) $S = -1$.

Ambos bariones comparten un canal de decaimiento que genera el mismo producto

$$\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad , \quad \Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0 \quad (1.4)$$

Sin embargo, los tiempos de vida de estos son completamente distintos: Δ^+ toma en promedio 5.63×10^{-24} segundos en decaer, mientras que la vida media del Σ^+ es de 8.018×10^{-11} segundos. Esta diametral diferencia se debe a que el decaimiento del Δ^+ se da a través de la interacción fuerte; pero el del Σ^+ , si bien conserva el número bariónico, no conserva la extrañeza y esto únicamente puede darse por medio de la interacción débil.

Las constantes de acoplamiento de estas interacciones (α_w y α_s) son proporcionales al cuadrado inverso de los tiempos de vida de los procesos mediados por las mismas, lo que nos da una relación entre ambas

$$\frac{\alpha_w}{\alpha_s} \propto \frac{\sqrt{5.63 \times 10^{-24}}}{\sqrt{8.018 \times 10^{-11}}} \approx 10^{-6} \quad (1.5)$$

En el rango de energía de estos decaimientos, la interacción fuerte tiene una intensidad relativa de 1, por tanto se infiere que la interacción débil es aproximadamente 10^{-6} veces menos intensa [23]. En términos de alcance efectivo, la interacción fuerte tiene un rango que ronda los 10^{-15} metros, del mismo orden de magnitud que un núcleo atómico.

Confinamiento de color y libertad asintótica

A diferencia de las interacciones electromagnética y débil, la fuerte manifiesta un comportamiento distinto en función de la distancia que separa a las partículas que interactúan. Al intentar aislar a los quarks de un sistema entrelazado, dígame mesón o barión, la energía potencial entre los quarks se incrementa conforme aumenta la distancia entre estos dentro del alcance de la interacción.

A una determinada separación entre quarks, esta energía potencial llega a exceder vastamente la energía necesaria para la creación de un nuevo par quark-antiquark, por lo cual los quarks originales son reagrupados de tal forma que se terminan acoplando con el nuevo par quark-antiquark generados, produciéndose mesones que finalmente son las partículas observadas. Este efecto llamado confinamiento de color es lo que impide observar quarks por separado y por dicha razón solo es posible encontrarlos en estados entrelazados en forma de hadrones.

En adición al confinamiento de color, la interacción fuerte posee otro comportamiento característico de nombre libertad asintótica. Este se manifiesta en procesos muy energéticos cuando la intensidad de la fuerza entre quarks disminuye asintóticamente a cero a medida que la distancia entre estos se reduce, de manera que las reacciones llevadas a cabo en este rango energético pueden ser determinadas a través de cálculos perturbativos, en contraste a los procesos a bajas energías que no pueden ser caracterizados con métodos similares.

Una breve síntesis de las tres interacciones descritas por el Modelo Estándar se encuentra en la tabla 1.8 donde, además de sus correspondientes mediadores, también se muestra sus propiedades de intensidad y alcance.

Interacción fundamental	Mediador	Constante de acoplamiento	Intensidad relativa	Alcance
Electromagnética	γ	α	$1/137$	∞
Débil	$W^\pm, Z$	α_w	10^{-6}	$10^{-18} m$
Fuerte	g	α_s	1	$10^{-15} m$

CUADRO 1.8: Interacciones fundamentales en el Modelo Estándar.

1.4. Más allá del Modelo Estándar

Como se puede ver, el Modelo Estándar es una teoría muy bien elaborada que ha basado el éxito que tiene en su gran precisión para caracterizar varios de los fenómenos encontrados en el Universo. Sin embargo, a pesar de estos logros, existen todavía muchos fenómenos que no pueden ser descritos por la física encerrada en el Modelo Estándar y, más aún, siguen sin ser respondidas las dudas que giran en torno a una teoría que unifique satisfactoriamente las cuatro interacciones fundamentales de la naturaleza.

A continuación, se presenta algunos de los más importantes fenómenos físicos que se escapan del alcance del Modelo Estándar:

- **Interacción gravitacional:** Posiblemente lo más resaltante que se desprende de las limitaciones del Modelo Estándar es que este no describe por qué las partículas masivas se atraen una a otra a través de la interacción gravitacional. En analogía a las otras tres interacciones, se ha postulado la existencia de un bosón mediador llamado gravitón, sin masa ni carga eléctrica y de spin 2 [24]. Sin embargo, los cálculos teóricos que cuantifican la probabilidad de detección arrojan un total de 4 gravitones observados si se tuviera un detector del tamaño

de la Tierra funcionando durante 5 mil millones de años [25], lo que en términos prácticos ofrece una predicción casi imposible para una eventual detección de dicha partícula hipotética.

- **Materia oscura:** La materia descrita por el Modelo Estándar representa aproximadamente solo el 5% de la composición del Universo de acuerdo a mediciones cosmológicas. Por medio de observaciones relacionadas a grupos de galaxias, se postula que alrededor de un 27% de la composición universal es otra forma de materia teorizada como materia oscura, necesaria para explicar los efectos gravitacionales que afectan el movimiento de estas galaxias. Pero hasta la fecha ninguna de las partículas definidas por el Modelo Estándar ha podido cumplir satisfactoriamente con los requisitos exigidos para ser un candidato a materia oscura [26].
- **Energía oscura:** Se ha observado que el Universo se encuentra actualmente en una expansión acelerada. Una explicación a este fenómeno describe que el 63% restante de la composición universal es una forma de energía desconocida que existe a lo largo de todo el espacio y es la causante de dicha expansión. El Modelo Estándar concibe una energía de vacío como candidato a esta energía desconocida, también llamada energía oscura. No obstante, comparaciones entre mediciones cosmológicas y las predicciones del Modelo Estándar llevan a discrepancias de 120 órdenes de magnitud en la constante cosmológica.
- **Oscilaciones de neutrinos:** El Modelo Estándar predice la existencia de neutrinos sin masa. Sin embargo, la solución al problema de los neutrinos solares trajo como consecuencia el descubrimiento de que estos en realidad sí poseen masa, aunque muy pequeña en comparación a las de otros fermiones. Incluso, el hecho de que los neutrinos tengan masa necesariamente requiere que estos cambien de sabor conforme se propagan libremente, violando así la ley de conservación del número leptónico. En el capítulo 4 se hará mención de este fenómeno, así como también su relación con las interacciones de los neutrinos con la materia.

Capítulo 2

Teoría electrodébil

La teoría electrodébil es la formulación teórica que describe tanto las características como las interacciones de los fermiones y bosones que experimentan las fuerzas electromagnética y débil. Esto incluye a los neutrinos, cuyos procesos compartidos con otras partículas son la base sobre la cual se cimentan los resultados presentados en las conclusiones de esta tesis.

El interés del estudio de esta teoría se sustenta en el comportamiento de las interacciones electromagnética y débil en partículas de muy alta energía. Dichas interacciones, que a priori poseen distinta naturaleza debido a las características de sus bosones mediadores, en condiciones de altísima temperatura (del orden de $10^{15}K$), se “fusionan” dando lugar a una sola interacción denominada electrodébil. De esta forma, se puede entender a los procesos electromagnéticos y débiles como manifestaciones de una única interacción electrodébil.

Esta interacción, como se mencionó brevemente en el capítulo 1, se encuentra representada por el grupo de simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, cuyos bosones representativos no deben tener masa a fin de preservar la invariancia gauge; sin embargo, se sabe por resultados experimentales que los mediadores de la fuerza débil son muy masivos. Esto infiere la existencia de un mecanismo por el cual los bosones no masivos de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ dan lugar a los conocidos mediadores de las interacciones electromagnética y débil (γ , $W^\pm$ y Z). A dicho mecanismo se le conoce como mecanismo de Higgs y el proceso por el cual la interacción electrodébil se “separa” en componentes electromagnética y débil se denomina rompimiento espontáneo de simetría electrodébil (*electroweak spontaneous symmetry breaking*, ESSB).

En este capítulo se hará una descripción sobre lo concerniente a la teoría electrodébil, donde se incluirá los detalles más importantes en relación a los campos involucrados y la

construcción del Lagrangiano electrodébil; así mismo, se explicará el fenómeno de ESSB y cómo los bosones adquieren masa para finalmente describir las corrientes de interacción a partir del Lagrangiano en términos de los campos gauge redefinidos. Los detalles teóricos están basados en el texto de Giunti y Kim [1] y, por último, es importante señalar que en los cálculos de este y posteriores capítulos se utilizará el sistema de unidades naturales (ver apéndice A), el cual es usado ampliamente en HEP y permite en muchos casos una expresión más simplificada de los términos que se describen en la teoría.

2.1. Campos espinoriales

Al ser una teoría cuántica de campos, la teoría electrodébil es descrita a partir de un Lagrangiano que encierra toda la física envuelta, y así también este a su vez se construye tomando como componentes fundamentales a los campos que representan a las partículas. En la interacción electrodébil estos campos son de tres clases:

- Campos espinoriales (spin $1/2$).
- Campos vectoriales gauge (spin 1).
- Campo escalar de Higgs (spin 0).

En esta sección se verá todo lo relacionado a los campos espinoriales, que son los que representan a los fermiones, con énfasis en las propiedades de estos para el caso particular en que el fermión no tiene masa (que es el caso de los neutrinos descritos acorde al Modelo Estándar).

2.1.1. Lagrangiano libre de Dirac

Los campos espinoriales $\psi_{(x)}$ representan a todas las partículas de spin $1/2$ y, en ausencia de otros campos con los que interactúen, cumplen la ecuación de Dirac para una partícula libre

$$i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_{(x)} - m \psi_{(x)} = 0 \quad (2.1)$$

donde el campo es función de las cuatro coordenadas espacio-temporales, m es la masa de la partícula descrita por este campo y γ^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) es el conjunto de matrices 4×4 de Dirac que poseen una serie de propiedades relacionadas con su anticonmutación (ver apéndice B).

La ecuación de Dirac admite cuatro soluciones $\psi_{(x)}$ independientes dado un fermión: dos de ellas con energía E y momentum $\vec{p}$, y otras dos con $-E$ y $-\vec{p}$. De acuerdo a la interpretación de Feynman-Stueckelberg [27], las soluciones caracterizadas por $(-E, -\vec{p})$ representan a una partícula con energía negativa que viaja hacia atrás en el tiempo o, lo que sería equivalente, una antipartícula con energía positiva yendo hacia adelante en el tiempo. Por ende, los campos que son soluciones de la ecuación de Dirac describen tanto partículas como antipartículas.

Por otra parte, así como los campos $\psi_{(x)}$ pertenecen a un espacio vectorial V , en base a las matrices de Dirac es posible definir los campos espinoriales adjuntos $\bar{\psi}_{(x)}$ que pertenecen al espacio dual de V

$$\bar{\psi}_{(x)} \equiv \psi_{(x)}^\dagger \gamma^0 \quad (2.2)$$

cuyo significado físico está vinculado a la conservación de la corriente de probabilidad de Dirac. Además, así como $\psi_{(x)}$ cumple la ecuación de Dirac, $\bar{\psi}_{(x)}$ también cumple su propia ecuación adjunta de Dirac

$$i \partial_\mu \bar{\psi}_{(x)} \gamma^\mu + m \bar{\psi}_{(x)} = 0 \quad (2.3)$$

Finalmente, la dinámica completa del campo espinorial $\psi_{(x)}$ y el campo adjunto $\bar{\psi}_{(x)}$ que satisfacen sus correspondientes ecuaciones, está descrita por medio del Lagrangiano libre de Dirac

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}_{(x)} (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_{(x)} \quad (2.4)$$

2.1.2. Helicidad y quiralidad

La helicidad y la quiralidad son dos números cuánticos que poseen todas las partículas. Mientras que la helicidad está relacionada al sistema de referencia en que se encuentre esta, la quiralidad es independiente del mismo. Sin embargo, cuando la partícula descrita por el campo espinorial no tiene masa, estas dos características convergen en una sola.

Helicidad

El operador helicidad, representado por $\hat{h}$, describe la proyección del spin de la partícula en la dirección de su momentum y se define como

$$\hat{h} \equiv \frac{\vec{\Sigma} \cdot \vec{P}}{\|\vec{P}\|} \quad (2.5)$$

en donde $\vec{P}$ es el operador momentum y $\vec{\Sigma}$ es el operador spin, los cuales actúan en las tres dimensiones espaciales del movimiento de la partícula

$$\vec{\Sigma} = (\Sigma^1, \Sigma^2, \Sigma^3) \quad (2.6)$$

$$\vec{P} = (P^1, P^2, P^3) \quad (2.7)$$

El operador spin además se puede expresar en términos de las matrices γ

$$\Sigma^k = \gamma^0 \gamma^k \gamma^5 \quad (k = 1, 2, 3) \quad (2.8)$$

La representación de Dirac y la representación quiral de este operador (ver apéndice B) tienen la particularidad de ser iguales

$$\vec{\Sigma}_D = \vec{\Sigma}_C = \begin{pmatrix} \vec{\sigma} & 0 \\ 0 & \vec{\sigma} \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

en la cual $\vec{\sigma}$ son las matrices 2×2 de Pauli. En base a esto, se desprende que el operador de spin representado por las matrices $\vec{\Sigma}$ son una generalización de las matrices de Pauli $\vec{\sigma}$ en el espacio 4×4 .

Una característica interesante del operador helicidad se puede observar cuando es elevado al cuadrado, por lo cual se obtiene la matriz identidad

$$\left(\hat{h}\right)^2 = \mathbb{1} \quad (2.10)$$

Esto da como consecuencia que al aplicar $\hat{h}$ sobre un campo espinorial se obtenga una ecuación para $\psi_{(x)}$ con autovalores $+1$ ó -1

$$\hat{h} \psi_{(x)} = \pm \psi_{(x)} \quad (2.11)$$

El significado físico de $h = +1$ corresponde al de un fermión cuyos spin y momentum están alineados en la misma dirección (helicidad positiva), mientras que $h = -1$ representa a un fermión cuyos spin y momentum son antiparalelos (helicidad negativa).

Por otra parte, el operador helicidad siempre conmuta con el Hamiltoniano de una partícula que se propaga libremente, por lo tanto la helicidad es conservada. Empero, como fue mencionado con anterioridad, la helicidad de una partícula no toma los mismos valores en todos los sistemas de referencia ya que $\hat{h}$ no es un invariante de Lorentz. Por

ese motivo, una partícula puede tener helicidad $+1$ para un observador, pero para otro en un sistema distinto la misma partícula puede tener helicidad -1 .

Quiralidad

A diferencia de la helicidad, la quiralidad es una propiedad que no depende de ningún sistema de referencia. Desde el punto de vista de teoría de grupos, es una propiedad que determina si un campo se transforma a través de una representación de “mano derecha” o de “mano izquierda” del grupo de Poincaré.

En el caso de campos espinoriales, el operador quiralidad se representa por medio de la matriz γ^5 , la cual cumple $(\gamma^5)^2 = \mathbb{1}$ (ver apéndice B). Así, al aplicar el operador quiralidad sobre un campo espinorial se obtiene, al igual que con el operador $\hat{h}$, una ecuación de autovalores $+1$ ó -1

$$\gamma^5 \psi_{(x)} = \pm \psi_{(x)} \quad (2.12)$$

Para ver el contraste entre los autoestados correspondientes a cada autovalor del operador quiral, se denota a estos como campos quirales de “mano derecha” (ψ_R) o “mano izquierda” (ψ_L) con autovalores $+1$ ó -1 , respectivamente

$$\gamma^5 \psi_R(x) = + \psi_R(x) \quad (2.13)$$

$$\gamma^5 \psi_L(x) = - \psi_L(x) \quad (2.14)$$

Expresando además cada uno de estos dos campos en términos del campo original ψ y el operador quiralidad

$$\psi_R(x) = \frac{1 + \gamma^5}{2} \psi(x) \quad (2.15)$$

$$\psi_L(x) = \frac{1 - \gamma^5}{2} \psi(x) \quad (2.16)$$

se puede demostrar que siempre es posible dividir cualquier campo espinorial en términos de componentes quirales de “mano derecha” y “mano izquierda”

$$\psi_{(x)} = \psi_R(x) + \psi_L(x) \quad (2.17)$$

y en base a esto se define además los operadores de proyección quiral derecha e izquierda, los que al aplicarse sobre el campo espinorial original devuelven como resultado sus

correspondientes componentes quirales

$$P_R \equiv \frac{1 + \gamma^5}{2} \quad \Rightarrow \quad P_R \psi_{(x)} = \psi_{R(x)} \quad (2.18)$$

$$P_L \equiv \frac{1 - \gamma^5}{2} \quad \Rightarrow \quad P_L \psi_{(x)} = \psi_{L(x)} \quad (2.19)$$

Entre las propiedades más importantes de estos operadores se incluye

$$P_R + P_L = \mathbb{1} \quad (2.20)$$

$$(P_R)^2 = P_R \quad , \quad (P_L)^2 = P_L \quad (2.21)$$

$$(P_R)^\dagger = P_R \quad , \quad (P_L)^\dagger = P_L \quad (2.22)$$

$$P_R \gamma^0 = \gamma^0 P_L \quad , \quad P_L \gamma^0 = \gamma^0 P_R \quad (2.23)$$

El Lagrangiano libre de Dirac puede ser expresado en función de los campos ψ_R y ψ_L reemplazando la ecuación (2.17) en (2.4) y utilizando las propiedades (2.20) a (2.23), de manera que se obtiene

$$\mathcal{L}_D = i \bar{\psi}_{R(x)} \not{\partial} \psi_{R(x)} + i \bar{\psi}_{L(x)} \not{\partial} \psi_{L(x)} - m \left(\bar{\psi}_{R(x)} \psi_{L(x)} + \bar{\psi}_{L(x)} \psi_{R(x)} \right) \quad (2.24)$$

donde la derivada $\not{\partial}$ es una notación abreviada

$$\not{\partial} \equiv \gamma^\mu \partial_\mu \quad (2.25)$$

Al aplicar las ecuaciones de Euler-Lagrange sobre este Lagrangiano, se llega al sistema de ecuaciones diferenciales entrelazadas

$$i \not{\partial} \psi_{R(x)} = m \psi_{L(x)} \quad (2.26)$$

$$i \not{\partial} \psi_{L(x)} = m \psi_{R(x)} \quad (2.27)$$

lo que además de describir la evolución de los campos quirales ψ_R y ψ_L , también señala el acoplamiento entre estos debido a la masa del fermión al que representan.

La quiralidad una propiedad intrínseca, es decir a priori un campo espinorial de mano derecha y otro de mano izquierda representarían partículas distintas así se tratase de dos fermiones con idénticos números cuánticos. Sin embargo, la presencia del término de masa que entrelaza los campos quirales da como consecuencia que estos terminen describiendo efectivamente al mismo fermión masivo.

No obstante, si el fermión no tiene masa se origina un caso muy particular en el que las diferencias entre los campos ψ_R y ψ_L cobran mucha más relevancia, y en donde además los conceptos de quiralidad y helicidad se ven estrechamente vinculados.

2.1.3. Fermiones sin masa

A partir del sistema de ecuaciones (2.26) y (2.27), si $m = 0$ se desprende que

$$i \not{\partial} \psi_{R(x)} = 0 \quad (2.28)$$

$$i \not{\partial} \psi_{L(x)} = 0 \quad (2.29)$$

En otras palabras, el acoplamiento antes descrito entre ψ_R y ψ_L desaparece cuando estos campos representan a un fermión sin masa, por ejemplo un neutrino del Modelo Estándar.

Estas dos últimas ecuaciones tienen la misma estructura que la ecuación de Dirac (2.1) para el caso no masivo

$$i \not{\partial} \psi_{(x)} = 0 \quad (2.30)$$

Dado que el operador derivada es una equivalencia del operador momentum representado en el espacio de los campos espinoriales

$$i \not{\partial} = \gamma_\mu (i \partial^\mu) = \gamma_\mu P^\mu \quad \Rightarrow \quad \gamma_\mu P^\mu = \gamma^0 \|\vec{P}\| - \vec{\gamma} \cdot \vec{P} \quad (2.31)$$

la ecuación de Dirac para $m = 0$ (2.30) se puede reescribir como

$$\left(\gamma^0 \|\vec{P}\| \right) \psi_{(x)} = \left(\vec{\gamma} \cdot \vec{P} \right) \psi_{(x)} \quad (2.32)$$

Por otro lado, en la ecuación (2.8) se vio que $\vec{\Sigma} = \gamma^0 \vec{\gamma} \gamma^5$. Utilizando esto y multiplicando ambos lados de la igualdad (2.32) desde la izquierda por un factor $\gamma^5 \gamma^0$, se obtiene

$$\frac{\vec{\Sigma} \cdot \vec{P}}{\|\vec{P}\|} \psi_{(x)} = \gamma^5 \psi_{(x)} \quad (2.33)$$

de lo que se deduce que aplicar el operador helicidad sobre un campo espinorial sin masa es lo mismo que aplicar sobre este el operador quiralidad.

Esta misma relación aplicada sobre los campos quirales ψ_R y ψ_L da como resultado

$$\hat{h} \psi_{R(x)} = + \psi_{R(x)} \quad (2.34)$$

$$\hat{h} \psi_{L(x)} = - \psi_{L(x)} \quad (2.35)$$

lo que significa que un campo quiral sin masa de mano derecha siempre tiene helicidad positiva, mientras que un campo quiral sin masa de mano izquierda siempre tiene helicidad negativa.

En otras palabras, la helicidad y la quiralidad representan la misma característica física de un campo espinorial que describe un fermión sin masa. Esto puede verse más claramente notando que para un fermión no masivo que se propaga a la velocidad de la luz la helicidad es un invariante de Lorentz y, por tanto, es inmutable al igual que la quiralidad la cual es una propiedad intrínseca (y, por ende, inmutable también).

Finalmente, ya que de acuerdo a la ecuación de Dirac (2.30) las antipartículas están asociadas a las soluciones con $(-E, -\vec{p})$, se puede resumir la relación entre helicidad y quiralidad como:

- Campos quirales sin masa de mano derecha $\psi_{R(x)}$: Partículas con helicidad $+1$ y antipartículas con helicidad -1 .
- Campos quirales sin masa de mano izquierda $\psi_{L(x)}$: Partículas con helicidad -1 y antipartículas con helicidad $+1$.

La figura 2.1 muestra de modo pictórico esta relación entre campos quirales y helicidad permitidas para partículas y antipartículas sin masa.

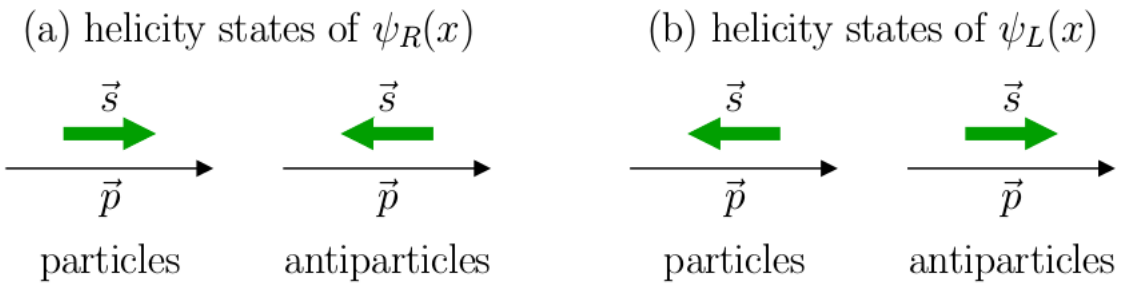


FIGURA 2.1: Estados de helicidad permitidos para campos quirales sin masa (adaptado de [1]).

2.1.4. Violación de paridad

Hasta mediados del siglo XX se pensaba que todas las interacciones eran invariantes ante transformaciones de paridad (ver apéndice C) dado que tanto la interacción electromagnética como la fuerte cumplían dicha simetría. Sin embargo, Lee y Yang trajeron a discusión si aquella suposición era realmente válida en la interacción débil basados en observaciones de los dos canales de decaimiento del K^+ : uno por medio de la interacción fuerte que es invariante ante transformaciones de paridad, y el otro a través de la interacción débil pero que no cumple dicha invariancia [28].

Posteriormente se demostró experimentalmente que en el decaimiento β^- del cobalto-60 ($^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e$), mediado por la interacción débil, los electrones siempre salían emitidos con una dirección fija de propagación independiente de la orientación del spin del núcleo [29].

Otro experimento que condujo a resultados similares sobre la no invariancia de paridad en interacción débil estudió la helicidad de los neutrinos y antineutrinos a través del decaimiento de piones π^+ y π^- cuyos canales predominantes son

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad , \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.36)$$

Al ser los piones partículas con spin 0, su helicidad también es cero y tras medir la de los de muones y antimuones productos de estos decaimientos, por conservación se infirió que los neutrinos solo podían tener helicidad -1 y los antineutrinos, $+1$ [30]. Cualquier búsqueda de neutrinos con $+1$ o antineutrinos con -1 fue estéril. Además considerando que según el Modelo Estándar los neutrinos son partículas sin masa, y para estas helicidad y quiralidad representan lo mismo, se concluyó que la interacción débil solo admite neutrinos de mano izquierda y antineutrinos de mano derecha, mas no sus contrapartes.

Experimentos años después observaron que no solamente los neutrinos sino que toda partícula quiral de mano derecha era incapaz de experimentar la interacción débil de corriente cargada; en otras palabras, ningún campo ψ_R de partícula (o ψ_L de antipartícula) puede acoplarse con los bosones $W^\pm$. Todos estos resultados llevaron a la conclusión de que la interacción débil viola maximalmente la simetría de paridad, lo cual juega un papel muy importante al momento de definir los campos espinoriales que entran en el Lagrangiano electrodébil.

2.2. Lagrangiano electrodébil

El grupo de simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en el que se basa la teoría electrodébil unifica a los grupos de simetría $SU(2)_L$ (no abeliano) y $U(1)_Y$ (abeliano), cada uno con sus respectivas características. La construcción del Lagrangiano electrodébil sigue una serie de pasos entre los que se encuentra definir los campos vectoriales cuyo número y propiedades está dictado por la simetría del grupo, definir a su vez los campos espinoriales que deben ser incluidos de acuerdo a la fenomenología de la interacción, y por último la construcción de los mecanismos por los cual los campos adquieren la masa que se observa experimentalmente.

2.2.1. Generadores y campos vectoriales

En el capítulo 1 se hizo mención de los generadores de los grupos de simetría, que son los que determinan el número de los bosones mediadores de las interacciones que describen así como sus características. Por ello, es importante analizar la relevancia de los generadores como operadores y su relación con los campos vectoriales que representan a los bosones gauge.

El grupo $SU(2)_L$ tiene 3 generadores, los cuales se denominan operadores de isospín débil, representados por I_j ($j = 1, 2, 3$). El subíndice L indica que la aplicación de estos operadores sobre los campos de quiralidad izquierda da un resultado no nulo (lo que se explicará con más detalle en la siguiente sección).

Los operadores de isospín se pueden expresar en notación reducida como $\underline{I} \equiv (I_1, I_2, I_3)$, y sus reglas de conmutación cumplen

$$[I_j, I_k] = i \epsilon_{jkl} I_l \quad (2.37)$$

donde ϵ_{jkl} es el símbolo de Levi-Civita

$$\epsilon_{jkl} = \begin{cases} 1 & \text{si } jkl = 123, 231, 312 \\ -1 & \text{si } jkl = 132, 213, 321 \\ 0 & \text{en cualquier otro caso} \end{cases}$$

A cada operador de isospín se le es asignado un campo vectorial gauge sin masa. De esta manera, los campos vectoriales correspondientes a cada uno de estos se denotan por A_j^μ , los que también poseen su propia notación reducida $\underline{A}^\mu \equiv (A_1^\mu, A_2^\mu, A_3^\mu)$.

Por su parte, el grupo $U(1)_Y$ tiene un solo generador llamado hipercarga representado por Y , nomenclatura que explica el subíndice del grupo. La definición de este operador está conectada con el operador de isospín débil I_3 y el operador de carga Q por medio de la fórmula de Gell-Mann-Nishijima [31][32]

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.38)$$

De manera similar como se hizo con el isospín débil, al operador de hipercarga se le asigna un campo vectorial sin masa B^μ .

Sin embargo, para asegurar la completa invariancia gauge del grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ante transformaciones locales, se debe sustituir la derivada parcial ∂_μ por la derivada covariante D_μ que incluye el acoplamiento mínimo con los campos gauge. Así, dados los campos $\underline{A}^\mu$ y B^μ , la derivada covariante del Lagrangiano electrodébil toma la forma

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + i g \underline{A}_\mu \cdot \underline{I} + \frac{i g'}{2} B_\mu Y \quad (2.39)$$

donde g y g' representan a las constantes de acoplamiento de los grupos $SU(2)_L$ y $U(1)_Y$, respectivamente, y el producto entre $\underline{A}_\mu$ y $\underline{I}$ es la multiplicación de cada componente $(A_\mu)_j$ con su respectivo operador de isospín débil I_j

$$\underline{A}_\mu \cdot \underline{I} \equiv \sum_{j=1}^3 (A_\mu)_j I_j \quad (2.40)$$

2.2.2. Campos fermiónicos

Al contrario de los campos vectoriales, los campos espinoriales que representan a los fermiones no están determinados a priori por la simetría del grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Por ese motivo, los campos que entran a tallar en el Lagrangiano deben ser elegidos acorde a los resultados experimentales a los que la interacción débil se ajuste. Para este fin, se divide a los campos en dos grupos.

El primer grupo es el de los dobletes de isospín débil, que reúnen a todos los campos de quiralidad de mano izquierda de acuerdo a cada generación, tanto de leptones como de quarks, detallados en la tabla 2.1.

Por su parte, de acuerdo a las teorías de Lee y Yang [28], Landau [33], y Salam [34]; y en concordancia con los resultados experimentales de violación maximal de paridad previamente mencionados, la formulación de los campos espinoriales para neutrinos en el Modelo Estándar no admite campos de quiralidad mano derecha. De esta manera el

grupo de los campos de mano derecha para fermiones está compuesto por singletes de isospín débil y se muestra en la tabla 2.2.

	Leptones	Quarks
1ra generación	$L'_{eL} \equiv \begin{pmatrix} \nu'_{eL} \\ e'_{eL} \end{pmatrix}$	$Q'_{1L} \equiv \begin{pmatrix} u'_L \\ d'_L \end{pmatrix}$
2da generación	$L'_{\mu L} \equiv \begin{pmatrix} \nu'_{\mu L} \\ \mu'_{\mu L} \end{pmatrix}$	$Q'_{2L} \equiv \begin{pmatrix} c'_L \\ s'_L \end{pmatrix}$
3ra generación	$L'_{\tau L} \equiv \begin{pmatrix} \nu'_{\tau L} \\ \tau'_{\tau L} \end{pmatrix}$	$Q'_{3L} \equiv \begin{pmatrix} t'_L \\ b'_L \end{pmatrix}$

CUADRO 2.1: Dobletes de isospín débil ordenados por generaciones.

	Leptones	Quarks	
1ra generación	$l'_{eR} \equiv e'_{eR}$	$q'^U_{uR} \equiv u'_{uR}$	$q'^D_{dR} \equiv d'_{dR}$
2da generación	$l'_{\mu R} \equiv \mu'_{\mu R}$	$q'^U_{cR} \equiv c'_{cR}$	$q'^D_{sR} \equiv s'_{sR}$
3ra generación	$l'_{\tau R} \equiv \tau'_{\tau R}$	$q'^U_{tR} \equiv t'_{tR}$	$q'^D_{bR} \equiv b'_{bR}$

CUADRO 2.2: Singletes de isospín débil ordenados por generaciones.

Los primados se vinculan con las masas de los campos de interacción, las cuales no son fijas sino combinaciones lineales de otros campos con masas definidas. Esto se explicará cuando se vea el mecanismo que le da masa a los fermiones a través del acoplamiento de Yukawa.

La razón por el cual se hace la distinción entre dobletes de mano izquierda y singletes de mano derecha está relacionada con la aplicación de los operadores de isospín débil sobre estos campos

$$\underline{I} L'_L = \frac{1}{2} \underline{\sigma} L'_L \quad , \quad \underline{I} Q'_L = \frac{1}{2} \underline{\sigma} Q'_L \quad (2.41)$$

$$\underline{I} l'_R = 0 \quad , \quad \underline{I} q'^U_R = 0 \quad , \quad \underline{I} q'^D_R = 0 \quad (2.42)$$

donde $\underline{\sigma} \equiv (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ son las matrices de Pauli. Este resultado implica que los campos quirales de mano izquierda son los únicos con autovalores de isospín débil distintos de cero, a diferencia de los campos de mano derecha cuyos autovalores son nulos.

Específicamente, aplicando la tercera componente de isospín I_3 , se obtiene

$$I_3 L'_L = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \nu'_{lL} \\ -l'_{lL} \end{pmatrix} \quad , \quad I_3 Q'_L = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} q'^U_L \\ -q'^D_L \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

$$I_3 l'_R = 0 \quad , \quad I_3 q'^U_R = 0 \quad , \quad I_3 q'^D_R = 0 \quad (2.44)$$

Los autovalores de I_3 son sumamente importantes ya que representan la carga de la interacción débil, en analogía a la carga eléctrica de la interacción electromagnética o el color de la interacción fuerte tal como se explicó brevemente en el capítulo 1, y se denomina isospín débil. Este puede tomar tres valores: positivo ($+1/2$), negativo ($-1/2$) o cero; y dependiendo de ello se establece a través de qué corrientes débiles interactúa la partícula representada por el campo.

- Campos quirales de mano izquierda: $I_3 = \pm 1/2$ (vía corriente cargada y neutra).
- Campos quirales de mano derecha: $I_3 = 0$ (únicamente vía corriente neutra).

Este resultado es el motivo por el cual la teoría electrodébil es una teoría quiral: los campos de mano derecha e izquierda no interactúan de la misma manera. Además, puesto que todos los neutrinos observados hasta el momento poseen un autovalor de isospín débil de $\pm 1/2$, esto contempla por qué campos de neutrinos de mano derecha no puedan ser descritos por el Modelo Estándar.

2.2.3. Formulación del Lagrangiano electrodébil

Con la definición de los campos vectoriales y espinoriales, se puede expresar el Lagrangiano electrodébil como una suma de distintos términos que cumplen cada uno un rol específico

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_{int} + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (2.45)$$

El primer término es llamado de interacción puesto que describe cómo interactúan fermiones y bosones a través del acoplamiento de los campos espinoriales y vectoriales

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int} = & i \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \overline{L'_{\alpha L}} \not{D} L'_{\alpha L} + i \sum_{\alpha=1,2,3} \overline{Q'_{\alpha L}} \not{D} Q'_{\alpha L} \\ & + i \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \overline{l'_{\alpha R}} \not{D} l'_{\alpha R} + i \sum_{\alpha=u,c,t} \overline{q'^U_{\alpha R}} \not{D} q'^U_{\alpha R} + i \sum_{\alpha=d,s,b} \overline{q'^D_{\alpha R}} \not{D} q'^D_{\alpha R} \end{aligned} \quad (2.46)$$

El siguiente término es el de acoplamiento entre los campos vectoriales gauge

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4} \underline{A}_{\mu\nu} \underline{A}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.47)$$

donde los tensores de campo $\underline{A}^{\mu\nu} \equiv (A_1^{\mu\nu}, A_2^{\mu\nu}, A_3^{\mu\nu})$ y $B^{\mu\nu}$ están definidos como

$$A_j^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A_j^\nu - \partial^\nu A_j^\mu - g \sum_{k,l=1}^3 \epsilon_{jkl} A_k^\mu A_l^\nu \quad (2.48)$$

$$B^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu \quad (2.49)$$

El tercero es el término de Higgs, encargado de generar el rompimiento espontáneo de simetría electrodébil por el cual los bosones $W^\pm$ y Z adquieren masa

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\alpha \Phi)^\dagger (D^\alpha \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.50)$$

donde Φ es llamado doblete de Higgs.

Por último, el término final es el acoplamiento de Yukawa entre los campos espinoriales y el del Higgs, que explica el proceso por el cual los fermiones adquieren masa

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} = & - \sum_{\alpha, \beta=e, \mu, \tau} \left(Y_{\alpha\beta}^l \overline{L'_{\alpha L}} \Phi l'_{\beta R} + Y_{\alpha\beta}^{l*} \overline{l'_{\beta R}} \Phi^\dagger L'_{\alpha L} \right) \\ & - \sum_{\alpha=1,2,3} \sum_{\beta=u,c,t} \left(Y_{\alpha\beta}^{lU} \overline{Q'_{\alpha L}} \tilde{\Phi} q_{\beta R}^U + Y_{\alpha\beta}^{lU*} \overline{q_{\beta R}^U} \tilde{\Phi}^\dagger Q'_{\alpha L} \right) \\ & - \sum_{\alpha=1,2,3} \sum_{\beta=d,s,b} \left(Y_{\alpha\beta}^{lD} \overline{Q'_{\alpha L}} \Phi q_{\beta R}^D + Y_{\alpha\beta}^{lD*} \overline{q_{\beta R}^D} \Phi^\dagger Q'_{\alpha L} \right) \end{aligned} \quad (2.51)$$

en el cual los factores $Y'_{\alpha\beta}$ son los elementos de matrices de acoplamientos de Yukawa encargados de darle masa a los fermiones.

2.3. Rompimiento espontáneo de simetría electrodébil

Tal como se mencionó al comienzo del capítulo, la simetría del grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ admite campos vectoriales gauge sin masa. Pero como se sabe el fotón es el único bosón no masivo involucrado en la interacción electrodébil. Los otros mediadores ($W^\pm$ y Z) tienen masa y esta es considerablemente alta. El motivo detrás de este hecho es explicado con el mecanismo de Higgs, por medio del fenómeno de rompimiento espontáneo de simetría electrodébil (ESSB) [35][36][37].

2.3.1. Mecanismo de Higgs

Este mecanismo es introducido a través del doblete de Higgs, el cual es función de las coordenadas espacio-temporales

$$\Phi_{(x)} \equiv \begin{pmatrix} \phi_{(x)}^+ \\ \phi_{(x)}^0 \end{pmatrix} \quad (2.52)$$

donde $\phi_{(x)}^+$ y $\phi_{(x)}^0$ son campos escalares, el primero con carga eléctrica positiva y el segundo eléctricamente neutro. El doblete de Higgs está construido de tal manera que el Lagrangiano de Higgs (2.50) resulta invariante ante transformaciones gauge locales del grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, conservando así la simetría respecto de este grupo.

Por otra parte, dicho Lagrangiano puede ser separado en dos partes: un término cinético que involucra a las derivadas de los campos escalares y el potencial de Higgs, el cual posee la forma

$$V_{(\Phi)} = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda \left(\Phi^\dagger \Phi \right)^2 \quad (2.53)$$

y que también puede ser expresado en términos de ϕ^+ y ϕ^0

$$V_{(\phi^+, \phi^0)} = \mu^2 \left[(\phi^+)^2 + (\phi^0)^2 \right] + \lambda \left[(\phi^+)^2 + (\phi^0)^2 \right]^2 \quad (2.54)$$

En teoría cuántica de campos, el vacío es, por definición, un estado invariante ante transformaciones de paridad y rotaciones, eléctricamente neutro, y por sobre todo al que le corresponde la mínima energía posible. A fin de preservar esta característica, el mínimo de energía del potencial de Higgs (2.54) debe corresponder al vacío y, para que esto ocurra, el factor λ debe ser positivo.

Una representación gráfica del potencial de Higgs es mostrada en la figura 2.2.

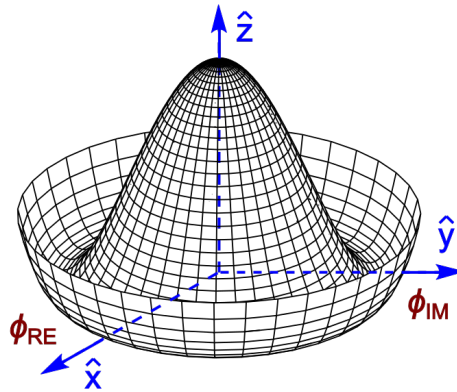


FIGURA 2.2: Representación gráfica del potencial de Higgs.
Los ejes $\hat{x}$ e $\hat{y}$ están asociados cada uno a los campos escalares ϕ^+ y ϕ^0

De esta figura se infiere que para $\phi^+ = 0$ y $\phi^0 = 0$ existe un máximo local inestable de energía potencial, lo que indica que los valores iguales a cero simultáneamente para ambos campos escalares no corresponden al vacío. Para hallar cuáles son los valores de ϕ^+ y ϕ^0 que sí describen este estado de mínima energía, se define una nueva variable

$$v \equiv \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (2.55)$$

lo que permite una reformulación del potencial de Higgs (2.53) como

$$V_{(\Phi)} = \lambda \left[\Phi^\dagger \Phi - \frac{v^2}{2} \right]^2 \quad (2.56)$$

El mínimo del potencial, por tanto, está dado por

$$\langle \Phi^\dagger \Phi \rangle_{min} = (\phi_{min}^+)^2 + (\phi_{min}^0)^2 = \frac{v^2}{2} \quad (2.57)$$

que deja un número infinito de valores posibles para ϕ^+ y ϕ^0 .

Sin embargo, los campos escalares cargados deben tener un valor nulo de energía en el vacío ya que este, como se mencionó, es por definición eléctricamente neutro. Esta condición deja como única opción posible un valor distinto de cero para el mínimo de energía del campo escalar neutro.

De esta manera, se tiene $\phi_{min}^+ = 0$ y $\phi_{min}^0 = \frac{v}{\sqrt{2}}$ como los valores correspondientes al vacío del doblete de Higgs. A esta energía distinta de cero se le denomina valor de expectación del vacío (*vacuum expectation value*, VEV). En términos del VEV, el estado de mínima energía del doblete de Higgs (2.52) se expresa como

$$\langle \Phi \rangle_{min} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

La ruptura de la simetría de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ es manifiesta a través del VEV. Esto puede ser observado por medio de la acción de los operadores de isospín débil e hipercarga sobre el doblete de Higgs del vacío

$$I_3 \langle \Phi \rangle_{min} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = -\frac{1}{2} \langle \Phi \rangle_{min} \quad (2.59)$$

$$Y \langle \Phi \rangle_{min} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} = \langle \Phi \rangle_{min} \quad (2.60)$$

La aplicación de estos operadores sobre el estado del vacío no devuelve el autovalor nulo, lo que como consecuencia implica que el Lagrangiano de Higgs (2.50), y por tanto el Lagrangiano electrodébil, escrito en términos del doblete de Higgs en el vacío ya no sea más simétrico bajo transformaciones gauge locales de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

No obstante, observando la acción del operador de carga Q , descrito en (2.38), sobre el doblete en el vacío

$$Q \langle \Phi \rangle_{min} = \left(I_3 + \frac{Y}{2} \right) \langle \Phi \rangle_{min} = 0 \quad (2.61)$$

se puede notar que la simetría de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ha sido quebrada para y dar lugar a un nuevo grupo de simetría en torno al cual el Lagrangiano electrodébil es simétrico, denominado $U(1)_{em}$, que es el grupo asociado a las interacciones electromagnéticas y cuyo generador es el operador de carga Q .

En otras palabras, el ESSB provocado por la existencia de un valor no nulo de energía en el vacío ha generado que la simetría sobre la cual el Lagrangiano es invariante “migre” de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ a $U(1)_{em}$

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em} \quad (2.62)$$

2.3.2. Masa de los bosones

El efecto del ESSB sobre los campos vectoriales es lo que permite que los bosones $W^\pm$ y Z adquieran masa a partir del entrelazamiento entre los bosones $\underline{A}^\mu$ y B^μ originales de la simetría $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ quebrada. Para entender ello, se reescribe el doblete de Higgs (2.52) como

$$\Phi_{(x)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[\frac{i \underline{\xi}_{(x)} \cdot \underline{\sigma}}{2v} \right] \begin{pmatrix} 0 \\ v + H_{(x)} \end{pmatrix} \quad (2.63)$$

donde $\underline{\xi}_{(x)} = (\xi_1(x), \xi_2(x), \xi_3(x))$ y $H_{(x)}$ son campos escalares.

La razón detrás de esta notación se basa en definir un elemento f perteneciente al grupo de transformaciones locales de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ descrito por cuatro parámetros, los cuales son convenientes definir como

$$\underline{\theta}_{(x)} = -\frac{1}{v} \underline{\xi}_{(x)} \quad , \quad \eta_{(x)} = 0 \quad (2.64)$$

De este modo, se puede hacer una transformación gauge bajo la simetría del grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ sobre el doblete de Higgs

$$\Phi_{(x)} \rightarrow \Phi'_{(x)} = \exp \left(\frac{i}{2} \underline{\theta}_{(x)} \cdot \underline{\sigma} + \frac{i}{2} \eta_{(x)} \right) \Phi_{(x)} \quad (2.65)$$

Esta transformación se denomina gauge unitario y permite hallar la representación de $\Phi_{(x)}$ donde el campo escalar de Higgs $H_{(x)}$ aparece explícitamente. En este gauge, el

doblete de Higgs (2.63) toma la forma

$$\Phi_{(x)} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H_{(x)} \end{pmatrix} \quad (2.66)$$

A fin de entender el acoplamiento de $H_{(x)}$ con los campos vectoriales y cómo se determina la masa de los bosones $W^\pm$ y Z , se define nuevos campos en base a $\underline{A}^\mu$ y B^μ

$$W^\mu \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1^\mu - i A_2^\mu) \quad (2.67)$$

$$A^\mu \equiv \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g' A_3^\mu + g B^\mu) \quad (2.68)$$

$$Z^\mu \equiv \frac{1}{\sqrt{g^2 + g'^2}} (g A_3^\mu - g' B^\mu) \quad (2.69)$$

Con ello, la derivada covariante del doblete de Higgs toma una nueva forma, esta vez en términos de los campos W^μ , A^μ y Z^μ

$$D_\mu \Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \frac{i}{\sqrt{2}} g W_\mu (v + H) \\ \partial_\mu H - \frac{i}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} Z_\mu (v + H) \end{pmatrix} \quad (2.70)$$

Expandiendo las derivadas del término cinético y sumándole el potencial V , el Lagrangiano de Higgs (2.50) queda desarrollado como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Higgs} = & \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4} H^4 \\ & + \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{8} Z_\mu Z^\mu \\ & + \frac{g^2 v}{2} W_\mu^\dagger W^\mu H + \frac{(g^2 + g'^2) v}{4} Z_\mu Z^\mu H \\ & + \frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu H^2 + \frac{g^2 + g'^2}{8} Z_\mu Z^\mu H^2 \end{aligned} \quad (2.71)$$

Los términos de la segunda fila poseen la estructura $m_W W_\mu^\dagger W^\mu$ y $\frac{1}{2} m_Z Z_\mu Z^\mu$ y por ende muestran la masa de los bosones $W^\pm$ y Z vinculadas a las constantes de acoplamiento g y g'

$$m_W = \frac{g v}{2} \quad , \quad m_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2} v}{2} \quad (2.72)$$

Por su parte, el campo A^μ carece de un factor de masa, lo que evidencia la simetría del Lagrangiano respecto del grupo $U(1)_{em}$, la cual no es quebrada por el vacío.

En las ecuaciones (2.68) y (2.69) se observa un acoplamiento entre dos campos gauge A_3^μ y B^μ , que es lo que da pie a la definición de los campos del fotón y el bosón Z , ambos eléctricamente neutros. Definiendo un parámetro de mezcla de acuerdo a

$$\theta_W = \arctan\left(\frac{g'}{g}\right) \quad (2.73)$$

se puede reescribir ambas ecuaciones como

$$A^\mu \equiv A_3^\mu \sin \theta_W + B^\mu \cos \theta_W \quad (2.74)$$

$$Z^\mu \equiv A_3^\mu \cos \theta_W - B^\mu \sin \theta_W \quad (2.75)$$

Este parámetro θ_W lleva por nombre ángulo de Weinberg [5] y puede ser entendido como el ángulo por el cual los campos gauge A_3^μ y B^μ son “rotados” por el rompimiento de la simetría de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ para dar lugar a A^μ y Z^μ

$$\begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^\mu \\ A_3^\mu \end{pmatrix} \quad (2.76)$$

En términos del ángulo de Weinberg, la masa del bosón Z se expresa como

$$m_Z = \frac{g v}{2 \cos \theta_W} \quad (2.77)$$

2.3.3. Masa de los fermiones

Los fermiones también interactúan con el campo escalar Higgs a través de un mecanismo denominado de Yukawa, por el cual los campos espinoriales de la interacción adquieren masa que originalmente no está definida para los mismos.

Leptones

En el caso de los leptones, cuando el campo escalar de Higgs está en el gauge unitario (2.66), el acoplamiento de Yukawa para leptones (primera fila de la ecuación (2.51)) toma la forma

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^l = - \left(\frac{v + H}{\sqrt{2}} \right) \sum_{\alpha, \beta = e, \mu, \tau} \left(Y_{\alpha\beta}^l \overline{l'_{\alpha L}} l'_{\beta R} + Y_{\alpha\beta}^{l*} \overline{l'_{\alpha R}} l'_{\beta L} \right) \quad (2.78)$$

Los factores $\overline{l'_{\alpha L}} l'_{\beta R}$ y $\overline{l'_{\alpha R}} l'_{\beta L}$ muestran que la generación de masa de los leptones debe involucrar una conjunción de campos de mano derecha e izquierda, razón por la cual los

neutrinos no tienen masa en el Modelo Estándar ya que de acuerdo a esta descripción carecen de campos de mano derecha.

La matriz de Yukawa para leptones Y^l es una matriz compleja 3×3 no diagonal, lo que explica por qué el acoplamiento entre los campos de interacción correspondientes a los leptones no da lugar a una masa definida. A fin de hallar estas masas leptónicas se debe hacer una diagonalización de la matriz de Yukawa. Para ello, se introduce una notación de triplete que agrupa los campos fermiónicos de derecha e izquierda

$$l'_R \equiv \begin{pmatrix} e'_R \\ \mu'_R \\ \tau'_R \end{pmatrix}, \quad l'_L \equiv \begin{pmatrix} e'_L \\ \mu'_L \\ \tau'_L \end{pmatrix} \quad (2.79)$$

Se define dos matrices 3×3 unitarias V_R^l y V_L^l que toman parte de la transformación de Y^l en una matriz diagonal Y^l

$$Y^l = V_L^{l\dagger} Y'^l V_R^l \Rightarrow Y_{\alpha\beta}^l = y_{\alpha}^l \delta_{\alpha\beta} \quad (\alpha, \beta = e, \mu, \tau) \quad (2.80)$$

donde $\delta_{\alpha\beta}$ es el delta de Kronecker, los subíndices α y β pueden tomar cualquier valor de las componentes de los tripletes l'_R y l'_L , y los términos escalares y_{α}^l son los elementos de la matriz de Yukawa diagonalizada, a priori desconocidos.

Si además se define nuevos tripletes en base a los anteriores

$$l_R \equiv V_R^{l\dagger} l'_R = \begin{pmatrix} e_R \\ \mu_R \\ \tau_R \end{pmatrix}, \quad l_L \equiv V_L^{l\dagger} l'_L = \begin{pmatrix} e_L \\ \mu_L \\ \tau_L \end{pmatrix} \quad (2.81)$$

entonces el Lagrangiano de Yukawa para leptones es simplificado de la forma

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^l = - \left(\frac{v + H}{\sqrt{2}} \right) (\bar{l}_L Y^l l_R + \bar{l}_R Y^{l\dagger} l_L) \quad (2.82)$$

De esta manera, el término de masa de los leptones en el Lagrangiano es

$$- \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{y_{\alpha}^l v}{\sqrt{2}} (\bar{l}_{\alpha R} l_{\alpha R} + \bar{l}_{\alpha L} l_{\alpha L}) \quad (2.83)$$

Uniendo las componentes quirales de los campos leptónicos $l_\alpha \equiv l_{\alpha R} + l_{\alpha L}$, finalmente se obtiene los valores de las masas leptónicas

$$- \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \frac{y_\alpha^l v}{\sqrt{2}} \bar{l}_\alpha l_\alpha \Rightarrow m_\alpha = \frac{y_\alpha^l v}{\sqrt{2}} \quad (2.84)$$

Los elementos antes mencionados de la matriz de Yukawa diagonalizada relacionan el VEV y las masas de los leptones observadas experimentalmente (m_e , m_μ y m_τ), por tanto conociendo estos cuatro valores es posible determinar y_e^l , y_μ^l y y_τ^l .

Quarks

Para el caso de los quarks, el mecanismo por el cual adquieren masa se basa en el mismo principio de diagonalización visto para los leptones ya que que las estructuras comparten características similares. No obstante, a diferencia de los leptones en los que la combinación de campos quirales de derecha e izquierda involucraba únicamente las componentes correspondientes al electrón, muón y tau puesto que los neutrinos no juegan ningún rol en la generación de masa; con los quarks se obtiene todas combinaciones entre singletes y dobletes.

Más específicamente, estos productos pueden tomar cuatro formas

$$\overline{Q'_{\alpha L}} q'^U_{\beta R} \quad , \quad \overline{q'^U_{\beta R}} Q'_{\alpha L} \quad (\alpha = 1, 2, 3 \text{ y } \beta = u, c, t) \quad (2.85)$$

$$\overline{Q'_{\alpha L}} q'^D_{\beta R} \quad , \quad \overline{q'^D_{\beta R}} Q'_{\alpha L} \quad (\alpha = 1, 2, 3 \text{ y } \beta = d, s, b) \quad (2.86)$$

Los términos de la forma descrita por la ecuación (2.85) poseen hipercarga $Y = +1$, mientras que los términos de la ecuación (2.86) tienen $Y = -1$. El doblete del campo escalar de Higgs, por su parte, es autoestado del operador hipercarga con $Y = +1$ y únicamente puede acoplarse con estos últimos mas no con los primeros.

Para poder acoplar los productos descritos por (2.85) se requiere hacer una transformación al doblete de Higgs de tal manera que el nuevo doblete sea autoestado del operador hipercarga con $Y = -1$.

Esto se obtiene a través de la definición

$$\tilde{\Phi} \equiv i\sigma_2 \Phi^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.87)$$

con lo cual este nuevo doblete es autovalor del operador de hipercarga con $Y = -1$ y es capaz de acoplarse con (2.85).

Así, los términos de la segunda y tercera líneas del Lagrangiano de Yukawa (2.51) de la generación de masa de los quarks se expresan en el gauge unitario como

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^q = - \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \left[\sum_{\alpha, \beta=u, c, t} \left(Y_{\alpha\beta}^{'U} \overline{q_{\alpha L}^{'U}} q_{\beta R}^{'U} + Y_{\alpha\beta}^{'U *} \overline{q_{\alpha R}^{'U}} q_{\beta L}^{'U} \right) + \sum_{\alpha, \beta=d, s, b} \left(Y_{\alpha\beta}^{'D} \overline{q_{\alpha L}^{'D}} q_{\beta R}^{'D} + Y_{\alpha\beta}^{'D *} \overline{q_{\alpha R}^{'D}} q_{\beta L}^{'D} \right) \right] \quad (2.88)$$

El paralelismo de este Lagrangiano con (2.78) permite, al igual que con los leptones, introducir tripletes que agrupen campos de mano derecha e izquierda para las tres generaciones de quarks

$$q_R^{'U} \equiv \begin{pmatrix} u_R' \\ c_R' \\ t_R' \end{pmatrix}, \quad q_L^{'U} \equiv \begin{pmatrix} u_L' \\ c_L' \\ t_L' \end{pmatrix}, \quad q_R^{'D} \equiv \begin{pmatrix} d_R' \\ s_R' \\ b_R' \end{pmatrix}, \quad q_L^{'D} \equiv \begin{pmatrix} d_L' \\ s_L' \\ b_L' \end{pmatrix} \quad (2.89)$$

El paso siguiente es seleccionar cuatro matrices unitarias 3×3 que permitan la diagonalización de las matrices de Yukawa para quarks $Y^{'U}$ y $Y^{'D}$

$$Y^U = V_L^{U\dagger} Y^{'U} V_R^U \Rightarrow Y_{\alpha\beta}^U = y_{\alpha\beta}^U \delta_{\alpha\beta} \quad (\alpha, \beta = u, c, t) \quad (2.90)$$

$$Y^D = V_L^{D\dagger} Y^{'D} V_R^D \Rightarrow Y_{\alpha\beta}^D = y_{\alpha\beta}^D \delta_{\alpha\beta} \quad (\alpha, \beta = d, s, b) \quad (2.91)$$

Además, definiendo nuevos tripletes que entren en el acoplamiento así como se hizo con los tripletes de leptones

$$q_R^U \equiv V_R^{U\dagger} q_R^{'U} = \begin{pmatrix} u_R \\ c_R \\ t_R \end{pmatrix}, \quad q_L^U \equiv V_L^{U\dagger} q_L^{'U} = \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \end{pmatrix} \quad (2.92)$$

$$q_R^D \equiv V_R^{D\dagger} q_R^{'D} = \begin{pmatrix} d_R \\ s_R \\ b_R \end{pmatrix}, \quad q_L^D \equiv V_L^{D\dagger} q_L^{'D} = \begin{pmatrix} d_L \\ s_L \\ b_L \end{pmatrix} \quad (2.93)$$

el Lagrangiano de Yukawa para quarks (2.88) se simplifica

$$\mathcal{L}_{Yukawa}^q = - \left(\frac{v+H}{\sqrt{2}} \right) \left(\overline{q_L^U} Y^U q_R^U + \overline{q_R^U} Y^U q_L^U + \overline{q_L^D} Y^D q_R^D + \overline{q_R^D} Y^D q_L^D \right) \quad (2.94)$$

Se desprende que los términos de masa de los quarks del Lagrangiano de Yukawa son

$$- \sum_{\alpha=u,c,t} \frac{y_{\alpha}^U v}{\sqrt{2}} \bar{q}_{\alpha}^U q_{\alpha}^U - \sum_{\alpha=d,s,b} \frac{y_{\alpha}^D v}{\sqrt{2}} \bar{q}_{\alpha}^D q_{\alpha}^D \quad (2.95)$$

donde se ha unido las componentes de los campos quirales de derecha e izquierda tanto para campos de tipo “up” ($q_{\alpha}^U \equiv q_{\alpha R}^U + q_{\alpha L}^U$ con $\alpha = u, c, t$) como para campos de tipo “down” ($q_{\alpha}^D \equiv q_{\alpha R}^D + q_{\alpha L}^D$ con $\alpha = d, s, b$).

Así de esta manera la masa de los quarks viene dada por

$$m_{\alpha}^U = \frac{y_{\alpha}^U v}{\sqrt{2}} \quad (\alpha = u, c, t) \quad (2.96)$$

$$m_{\alpha}^D = \frac{y_{\alpha}^D v}{\sqrt{2}} \quad (\alpha = d, s, b) \quad (2.97)$$

en las cuales los factores y_{α}^U y y_{α}^D son seis parámetros que, al igual que sus contrapartes leptónicas, deben ser hallados en base al VEV así como los resultados experimentales observados de las masas de los quarks.

La característica más resaltante de la generación de masa de los quarks es lo que se entiende como mezcla de quarks (*quark mixing*). En el capítulo 1 se mencionó que en interacciones débiles de corriente cargada existe una probabilidad no nula de cambio de generación en quarks. Dicha probabilidad está basada en la diferencia entre los estados de quarks con masa definida (q_R^U, q_L^U, q_R^D y q_L^D) y los autoestados de interacción (q_R^U, q_L^U, q_R^D y q_L^D), que son los que participan en la interacción débil una vez la simetría del Lagrangiano electrodébil es rota a través del ESSB.

La mezcla de quarks está estrechamente vinculada con las matrices unitarias de diagonalización V_L^U y V_L^D , las que a su vez conforman la matriz CKM. Esto se describirá con mayor detalle en la siguiente sección.

2.4. Corrientes de interacción electrodébil

Después del rompimiento espontáneo de simetría por el que las interacciones electromagnética y débil se separan, una vez que los bosones mediadores de esta última adquieren masa, el Lagrangiano es reescrito en términos del campo escalar de Higgs, develando así los acoplamientos de los campos espinoriales y los campos gauge representados por A^{μ} , W^{μ} y Z^{μ} , y dejando atrás los acoplamientos con $\underline{A}^{\mu}$ y B^{μ} .

2.4.1. Lagrangiano de interacción después del ESSB

En particular, el Lagrangiano de interacción (2.46) puede ser expresado como una suma de tres términos, a partir de los cuales se identifica tres clases distintas de interacción pertenecientes al conjunto electrodébil, cada una asociada a un tipo de corriente en particular

$$\mathcal{L}_{int} = \mathcal{L}_{EM} + \mathcal{L}_{CC} + \mathcal{L}_{NC} \quad (2.98)$$

El primer término es el Lagrangiano de interacción electromagnética y describe la física de todos los procesos en los que el mediador es el fotón, representado a través del campo electromagnético A^μ

$$\mathcal{L}_{EM} = -e \mathcal{J}_{EM}^\mu A_\mu \quad (2.99)$$

donde e es la carga eléctrica elemental, y al factor $\mathcal{J}_{EM}^\mu$ se le denomina **corriente electromagnética** (EM) y está relacionado a la amplitud de interacción de los procesos en cuestión.

El siguiente término corresponde al Lagrangiano de corriente débil cargada (*charged current*, CC), que envuelve a todas las interacciones en las que los mediadores son los bosones cargados $W^\pm$

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \mathcal{J}_{CC}^\mu W_\mu + \text{H.c.} \quad (2.100)$$

donde “H.c.” significa que se toma el Hermítico conjugado del término de la izquierda y, de manera análoga al caso electromagnético, existe un factor de corriente $\mathcal{J}_{CC}^\mu$ llamado **corriente cargada** que se acopla con el campo W^μ de los bosones cargados.

Finalmente, el término restante es el Lagrangiano de corriente débil neutra (*neutral current*, NC), encargado de describir la física detrás de todas las interacciones mediadas por el bosón Z

$$\mathcal{L}_{NC} = -\frac{g}{2\cos\theta_W} \mathcal{J}_{NC}^\mu Z_\mu \quad (2.101)$$

Siguiendo el mismo esquema de los dos Lagrangianos anteriores, este último describe el acoplamiento de la **corriente neutra** $\mathcal{J}_{NC}^\mu$ con el campo Z^μ del bosón neutro.

2.4.2. Corrientes de interacción

Las corrientes EM, CC y NC, además de acoplarse con sus respectivos campos gauge, pueden ser a su vez descompuestas en dos componentes: una que corresponde a los

leptones, j^μ ; y otra, a los quarks, J^μ . De esta manera, la corriente de interacción total es la suma de ambas contribuciones

$$\mathcal{J}^\mu = j^\mu + J^\mu \quad (2.102)$$

Corrientes de leptones

De entre todos los fermiones, los neutrinos son los únicos que no experimentan la interacción electromagnética al no tener carga eléctrica. Así, la corriente electromagnética leptónica solo toma en cuenta a los leptones cargados

$$j_{EM}^\mu = - \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{l}_\alpha \gamma^\mu l_\alpha \quad (2.103)$$

Debido a que la interacción débil de corriente cargada viola la simetría de paridad maximalmente, como se describió anteriormente, el término leptónico de esta corriente únicamente involucra a campos quirales de mano izquierda

$$j_{CC}^\mu = 2 \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\mu l_{\alpha L} \quad (2.104)$$

La corriente neutra, a diferencia del caso cargado, puede existir para campos espinoriales de ambas quiralidades y además también incluye términos de acoplamiento en función del ángulo de Weinberg θ_W

$$\begin{aligned} j_{NC}^\mu &= \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_{\alpha L} \gamma^\mu \nu_{\alpha L} \\ &+ \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} [2 \sin^2 \theta_W \bar{l}_{\alpha R} \gamma^\mu l_{\alpha R} + (2 \sin^2 \theta_W - 1) \bar{l}_{\alpha L} \gamma^\mu l_{\alpha L}] \end{aligned} \quad (2.105)$$

Corrientes de quarks

En el caso de las corrientes de quarks, puesto que estos pueden tener cargas eléctricas fraccionarias $+2/3$ y $-1/3$, el término electromagnético toma la forma

$$J_{EM}^\mu = \frac{2}{3} \sum_{\alpha=u,c,t} \bar{q}_\alpha^U \gamma^\mu q_\alpha^U - \frac{1}{3} \sum_{\alpha=d,s,b} \bar{q}_\alpha^D \gamma^\mu q_\alpha^D \quad (2.106)$$

Para ver el efecto de la mezcla de quarks en las interacciones de corriente cargada, es posible expresar esta corriente en función de los estados de masa en lugar de los de interacción

$$J_{CC}^\mu = 2 \bar{q}_L^U \gamma^\mu q_L^D \quad (2.107)$$

donde q_L^U y q_L^D vienen dados de acuerdo a (2.89).

Utilizando las igualdades (2.92) y (2.93) que relacionan los estados de masa con los de interacción y reemplazándolas en 2.107, la corriente cargada para quarks es reescrita

$$J_{CC}^\mu = 2 \overline{q_L^U} \gamma^\mu V_L^{U\dagger} V_L^D q_L^D \quad (2.108)$$

con lo que se puede notar que esta corriente cargada no depende individualmente de las matrices de diagonalización V_L^U y V_L^D sino del producto entre ellas $V_L^{U\dagger} V_L^D$, que resulta ser la matriz unitaria CKM [21][22]

$$V = V_L^{U\dagger} V_L^D = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.109)$$

Así, la corriente cargada para quarks en términos de los campos de interacción queda

$$J_{CC}^\mu = 2 \overline{q_L^U} \gamma^\mu V q_L^D \quad (2.110)$$

Por último, la corriente neutra, de manera similar a los leptones, combina acoplamientos entre quarks de quiralidad izquierda y derecha, pero en términos de los tripletes de (2.92) y (2.93), además de que no se ve afectada por la mezcla de quarks al contrario de la corriente cargada

$$J_{NC}^\mu = 2 \left[-\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \overline{q_R^U} \gamma^\mu q_R^U + \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) \overline{q_L^U} \gamma^\mu q_L^U + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \overline{q_R^D} \gamma^\mu q_R^D + \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) \overline{q_L^D} \gamma^\mu q_L^D \right] \quad (2.111)$$

2.4.3. Corrientes vectorial y axial

En la corrientes de interacción se obtiene términos conformados a partir de los campos espinoriales y las matrices de Dirac de las formas $\overline{\psi_{1R}} \gamma^\mu \psi_{2R}$ o $\overline{\psi_{1L}} \gamma^\mu \psi_{2L}$. Utilizando los operadores de proyección quiral vistos en las ecuaciones (2.15) y (2.16), y las propiedades de las matrices gamma, la forma expandida de estos términos es

$$\overline{\psi_{1R}} \gamma^\mu \psi_{2R} = \overline{\psi_1} \gamma^\mu \frac{(1 + \gamma^5)}{2} \psi_2 \quad (2.112)$$

$$\overline{\psi_{1L}} \gamma^\mu \psi_{2L} = \overline{\psi_1} \gamma^\mu \frac{(1 - \gamma^5)}{2} \psi_2 \quad (2.113)$$

En base a esto, es posible observar dos clases de estructuras. La primera tiene la forma $\overline{\psi}_1 \gamma^\mu \psi_2$ y se denomina vector; y la segunda es ligeramente diferente, de la forma $\overline{\psi}_1 \gamma^\mu \gamma^5 \psi_2$, y es llamada vector axial o pseudovector.

La corriente electromagnética (2.103) y (2.106) tiene una estructura formada únicamente en base a vectores, por ese motivo es también conocida como **corriente vectorial**. Por su parte, la corriente cargada (2.104) y (2.110) está formada por combinaciones lineales de vectores y vectores axial, y se denominada **corriente vector-axial**.

La principal diferencia entre las estructuras vectorial y axial radica en cómo se comportan ante una transformación de paridad. La aplicación de dicho operador $\mathcal{P}$ sobre un vector devuelve un resultado que depende de la componente espaciotemporal de este

$$\mathcal{P} \overline{\psi}_1 \gamma^\mu \psi_2 \mathcal{P} = \begin{cases} \overline{\psi}_1(t, -\vec{x}) \gamma^\mu \psi_2(t, -\vec{x}) & \text{si } \mu = 0 \\ -\overline{\psi}_1(t, -\vec{x}) \gamma^\mu \psi_2(t, -\vec{x}) & \text{si } \mu = 1, 2, 3 \end{cases} \quad (2.114)$$

Sin embargo, un vector axial sometido a una transformación de paridad también depende de la componente espaciotemporal de este, pero con el signo opuesto al de un vector

$$\mathcal{P} \overline{\psi}_1 \gamma^\mu \gamma^5 \psi_2 \mathcal{P} = \begin{cases} -\overline{\psi}_1(t, -\vec{x}) \gamma^\mu \gamma^5 \psi_2(t, -\vec{x}) & \text{si } \mu = 0 \\ \overline{\psi}_1(t, -\vec{x}) \gamma^\mu \gamma^5 \psi_2(t, -\vec{x}) & \text{si } \mu = 1, 2, 3 \end{cases} \quad (2.115)$$

Este diferente comportamiento bajo transformaciones de paridad tiene una importante consecuencia. Como se sabe, el término $\mathcal{J}_{CC}^\mu W_\mu$ del Lagrangiano de corriente cargada describe el acoplamiento de campos de mano izquierda con los bosones $W^\pm$. No obstante, si se aplica una transformación de paridad a dicho término, la descripción cambia el acoplamiento entre campos de mano derecha y los mencionados bosones, algo que como se mencionó previamente en este capítulo no ha sido aún observado en la naturaleza. De esta forma es que se llega a la consecuencia de que la corriente cargada viola maximalmente la simetría de paridad.

2.4.4. Límite para quarks livianos

Cuando se toma únicamente a los tres quarks más livianos del Modelo Estándar (up, down y strange) [38][39], las corrientes de interacción para estos pueden ser reescritas de forma simplificada.

Denominando $q_u^U \equiv u$, $q_d^D \equiv d$ y $q_s^U \equiv s$, la corriente electromagnética es expresada

$$J_{EM}^\mu = \frac{2}{3} \bar{u} \gamma^\mu u - \frac{1}{3} (\bar{d} \gamma^\mu d + \bar{s} \gamma^\mu s) \quad (2.116)$$

Por otro lado, la relación entre los autoestados de masa y los de interacción dada por la matriz CKM se expresa en este límite

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (2.117)$$

donde θ_C es llamado ángulo de mezcla de Cabbibo [21]. De esta forma, la corriente cargada está dada por

$$J_{CC}^\mu = \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\cos \theta_C d + \sin \theta_C s) \quad (2.118)$$

Mediciones experimentales arrojan que $\cos \theta_C = 0.974$ [40], así se puede despreciar el término proporcional a $\sin \theta_C$ y se obtiene

$$J_{CC}^\mu = \bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \cos \theta_C d \quad (2.119)$$

Factorizando el coseno, se observa la presencia de una estructura vectorial ($\bar{u} \gamma^\mu d$) y otra axial ($\bar{u} \gamma^\mu \gamma^5 d$). Definiendo dos corrientes, una vectorial y otra axial

$$V_{CC}^\mu = \bar{u} \gamma^\mu d \quad (2.120)$$

$$A_{CC}^\mu = \bar{u} \gamma^\mu \gamma^5 d \quad (2.121)$$

se reescribe la corriente cargada, de tal forma que queda en completa evidencia su estructura vector-axial (V-A)

$$J_{CC}^\mu = \cos \theta_C (V_{CC}^\mu - A_{CC}^\mu) \quad (2.122)$$

Por último, la corriente neutra en este límite también muestra una combinación de estructuras vectoriales y axiales, pero distintas a la estructura V-A de la corriente cargada

$$\begin{aligned} J_{NC}^\mu = & \bar{u} \gamma^\mu \left(\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W - \frac{1}{2} \gamma^5 \right) u \\ & + \bar{d} \gamma^\mu \left(-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W + \frac{1}{2} \gamma^5 \right) d \\ & + \bar{s} \gamma^\mu \left(-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W + \frac{1}{2} \gamma^5 \right) s \end{aligned} \quad (2.123)$$

Capítulo 3

Interacciones neutrino-nucleón de corriente cargada

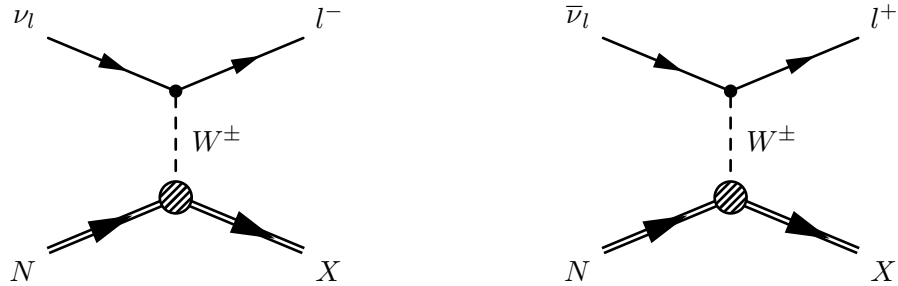
Una vez descritos los principales fundamentos de la teoría electrodébil, se puede avanzar al estudio de las interacciones de neutrinos. Sin embargo, la descripción completa de todas estas interacciones conforma un campo muy extenso que escapa del alcance de esta tesis, por lo que de entre todas las interacciones de neutrinos posibles, este capítulo se centrará exclusivamente en las interacciones neutrino-nucleón de corriente cargada, que son las más relevantes para los actuales análisis de dispersión del experimento MINER ν A.

3.1. Corriente cargada inclusiva

Las interacciones neutrino-nucleón de corriente cargada son representadas por reacciones de la forma

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + X \quad , \quad \bar{\nu}_l + N \rightarrow l^+ + X \quad (3.1)$$

y en términos de los diagramas de Feynman se pueden caracterizar como



donde N es el nucleón de estado inicial y X son los hadrones resultantes de la interacción, que dependen del tipo de esta. Como puede verse, el estado final de estas interacciones contiene, además de los hadrones, un (anti)leptón de la misma generación que el (anti)neutrino del estado inicial.

Procesos de esta naturaleza son conocidos como interacciones de **corriente cargada inclusiva** (*CC inclusive*) ya que engloban sin distinción a todos los canales posibles de interacción entre un (anti)neutrino y un nucleón mediados por el bosón cargado $W^\pm$, y con un (anti)leptón cargado en el estado final. Dentro de este conjunto de canales, en este capítulo se dará especial atención a los tres más importantes:

- Dispersión cuasielástica (*quasi-elastic*, QE)
- Producción resonante de piones (RES)
- Dispersión inelástica profunda (*deep inelastic scattering*, DIS)

De esta forma, además de otras contribuciones cuyos efectos pueden ser despreciables en comparación a estos tres, la sección de choque total de corriente cargada inclusiva $\sigma_{CC inc}$ es expresada como una suma de las tres secciones de choque correspondientes a estos canales

$$\sigma_{CC inc} = \sigma_{QE} + \sigma_{RES} + \sigma_{DIS} \quad (3.2)$$

Cada uno de estos tres canales de interacción predomina sobre los otros en determinados rangos de energía del neutrino incidente sobre un nucleón en reposo. Así, la dispersión cuasielástica es la que predomina para bajas energías (0.1 - 2 GeV), seguida de la producción resonante que prevalece abarcando una región intermedia más energética que la cuasielástica (2 - 5 GeV), y finalmente la dispersión elástica profunda que domina para mayores energías (5 GeV en adelante). Estas características se describen en las figuras 3.2a y 3.2b.

Los vértices de los diagramas de Feynman previamente mostrados representan la existencia de corrientes de transición entre los estados inicial y final de la interacción de corriente cargada. Una de estas corrientes se debe a los leptones, así la transición del neutrino a su correspondiente leptón viene determinada por la corriente CC leptónica (2.104).

Pero en el caso de las transiciones hadrónicas, al ser estas partículas estructuras compuestas, no se puede aplicar un mecanismo similar. No obstante, estas pueden ser caracterizadas en base a las propiedades de los quarks y, como se detallará en la siguiente sección, bajo determinadas simetrías las transiciones hadrónicas poseen propiedades cercanas a las de los quarks.

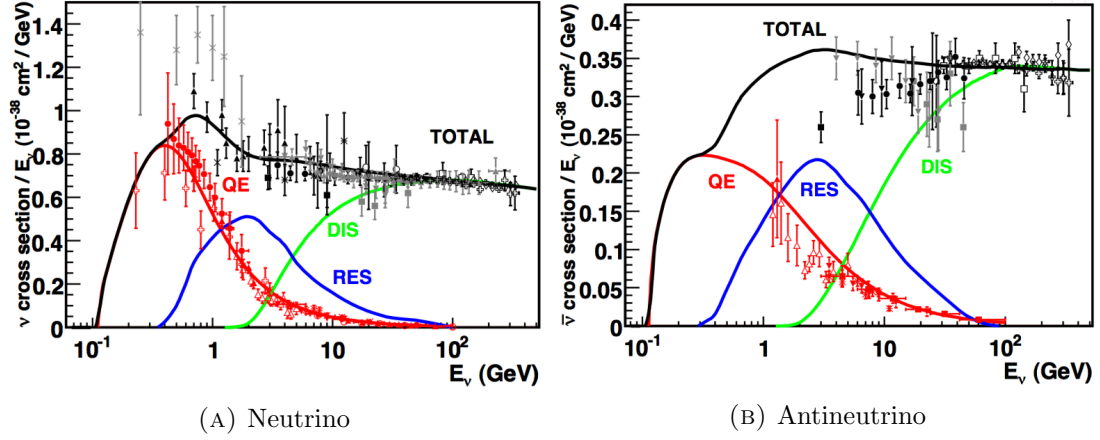


FIGURA 3.2: Secciones de choque de dispersión (anti)neutrino-nucleón de corriente cargada por unidad de energía de neutrino incidente (adaptado de [41]). Los puntos corresponden a datos obtenidos por diversos experimentos de neutrinos con sus respectivas barras de error ([42][43][44][45]) y las líneas sólidas, a simulaciones efectuadas por el generador de interacciones NUANCE.

3.2. Transiciones hadrónicas

En el capítulo 2, se vio que las corrientes de interacción electrodébil de quarks son simplificadas cuando se toma el límite para partículas ligeras (masa menor a $100 \text{ MeV}/c^2$) considerando únicamente a los quarks up, down y strange. Basado en ello y además trabajando con el grupo de simetría $SU(3)_F$, donde el subíndice F está vinculado al sabor de los quarks, es posible mostrar que las corrientes electrodébiles de transiciones hadrónicas están vinculadas a las corrientes vectoriales y axiales de $SU(3)_F$ [38].

El estudio de $SU(3)_F$ está relacionado a la interacción fuerte y, aunque la cromodinámica cuántica no es de interés para esta tesis, es conveniente introducir una muy breve descripción de esta teoría en el límite de quarks livianos (tomando únicamente u , d y s).

Para ello, se comienza con el Lagrangiano de la interacción fuerte bajo estas condiciones

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{q} (\gamma^\mu D_\mu - m) q - \frac{1}{4} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} \quad (3.3)$$

donde $G^{\mu\nu}$ es el tensor de campo de los gluones, D_μ es la correspondiente derivada covariante que involucra el acoplamiento entre los quarks y los gluones, q es una notación reducida de los campos espinoriales de los quarks livianos en forma de triplete

$$q \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

y m es la matriz de masa que en este límite toma la forma

$$m \equiv \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_d & 0 \\ 0 & 0 & m_s \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

Este Lagrangiano, no solamente tiene simetría local en $SU(3)_C$, grupo representativo de la interacción fuerte, sino que además posee otras simetrías globales que se pueden relacionar con las corrientes de interacción vectorial y axial electrodébil.

3.2.1. Corrientes vectoriales

Una de estas simetrías es la de isospín fuerte, la cual se plantea en base a la aproximación de masas $m_u = m_d = m_s$. Bajo esta condición, el Lagrangiano de la interacción fuerte (3.3) es simétrico en $SU(3)_F$ e invariante bajo la transformación del triplete q

$$q \rightarrow q' = \exp \left[i \theta^a \frac{\lambda_a}{2} \right] q \quad (3.6)$$

donde se asume una suma implícita entre los términos θ^a y λ_a , siendo los primeros fases locales correspondientes a los campos de quarks y los segundos las matrices de Gell-Mann (ver apéndice B). Bajo esta simetría la corriente conservada tiene una estructura vectorial de la forma

$$V_a^\mu \equiv \bar{q} \gamma^\mu \frac{\lambda_a}{2} q \quad (3.7)$$

y cumple la ecuación de continuidad $\partial_\mu V_a^\mu = 0$.

La propiedad más interesante de la corriente vectorial conservada (3.7) indica que en base a esta se puede reformular las componentes vectoriales de las corrientes de quarks de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Así, la corriente electromagnética (2.116) es reescrita como

$$J_{EM}^\mu = \bar{q} Q \gamma^\mu q \quad (3.8)$$

donde Q es el operador de carga que se definió en el capítulo anterior a través de la relación de Gell-Mann-Nishijima (2.38), pero que en la base de $SU(3)_F$ toma la forma

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} = \begin{pmatrix} 2/3 & 0 & 0 \\ 0 & -1/3 & 0 \\ 0 & 0 & -1/3 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

y además I_3 es, similarmente a su equivalente en la interacción débil, el operador de isospín fuerte e Y es el operador de hipercarga cuya forma matricial es

$$Y = \frac{\lambda_8}{\sqrt{3}} = \begin{pmatrix} 1/3 & 0 & 0 \\ 0 & 1/3 & 0 \\ 0 & 0 & -2/3 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Con estos dos operadores se define una corriente vectorial asociada al isospín fuerte

$$V_3^\mu = \bar{q} \gamma^\mu \frac{\lambda_3}{2} q \quad (3.11)$$

y otra asociada a la hipercarga

$$J_Y^\mu = \bar{q} \gamma^\mu \frac{\lambda_8}{\sqrt{3}} q \quad (3.12)$$

de tal modo que la corriente electromagnética es una combinación de ambas corrientes de la forma

$$J_{EM}^\mu = V_3^\mu + \frac{1}{2} J_Y^\mu \quad (3.13)$$

Por su parte, analizando a la componente vectorial de la corriente cargada (2.120), de la misma manera, se obtiene como resultado

$$J_{CC}^\mu = V_1^\mu + i V_2^\mu \quad (3.14)$$

donde

$$V_1^\mu = \bar{q} \gamma^\mu \frac{\lambda_1}{2} q \quad , \quad V_2^\mu = \bar{q} \gamma^\mu \frac{\lambda_2}{2} q \quad (3.15)$$

Y por último, definiendo una corriente vectorial adicional J_s^μ asociada al quark strange

$$J_s^\mu = \bar{s} \gamma^\mu s \quad (3.16)$$

la componente vectorial de la corriente neutra (2.123) queda expresada como

$$J_{NC}^\mu = (1 - 2 \sin^2 \theta_W) V_3^\mu - \sin^2 \theta_W J_Y^\mu - \frac{1}{2} J_s^\mu \quad (3.17)$$

3.2.2. Corrientes axiales

Con las componentes vectoriales de las corrientes de interacción EM, CC y NC ya expresadas en términos de las corrientes de $SU(3)_F$; se procede a realizar un análisis

similar para las componentes axiales, estas presentes únicamente en las corrientes CC y NC. Para ello se debe introducir una simetría extra, la cual lleva por nombre simetría quiral y que solo existe en el límite en que m_u , m_d y m_s tienden a cero.

En esta simetría el Lagrangiano de interacción fuerte (3.3) es invariante bajo otro grupo de transformaciones similares a (3.6), pero que toma además en cuenta las componentes quirales de los espinores

$$q_R \rightarrow q'_R = \exp \left[i \theta_R^a \frac{\lambda_a}{2} \right] q_R \quad , \quad q_L \rightarrow q'_L = \exp \left[i \theta_L^a \frac{\lambda_a}{2} \right] q_L \quad (3.18)$$

La aplicación de la simetría quiral conduce no solamente a la corriente vectorial conservada vista en (3.7), sino también a una corriente axial

$$A_a^\mu \equiv \bar{q} \gamma^\mu \gamma^5 \frac{\lambda_a}{2} q \quad (3.19)$$

la cual es conservada únicamente cuando la masa de los quarks es nula, cumpliendo así la ecuación de continuidad $\partial_\mu A_a^\mu = 0$.

De esta manera, la componente axial de la corriente cargada (2.121) se reescribe como

$$A_{CC}^\mu = A_1^\mu + i A_2^\mu \quad (3.20)$$

donde

$$A_1^\mu = \bar{q} \gamma^\mu \gamma^5 \frac{\lambda_1}{2} q \quad , \quad A_2^\mu = \bar{q} \gamma^\mu \gamma^5 \frac{\lambda_2}{2} q \quad (3.21)$$

Mientras que por otro lado, para la parte axial de la corriente neutra (2.123) se obtiene

$$A_{NC}^\mu = A_3^\mu + \frac{1}{2} A_s^\mu \quad (3.22)$$

con

$$A_3^\mu = \bar{q} \gamma^\mu \gamma^5 \frac{\lambda_3}{2} q \quad , \quad A_s^\mu = \bar{s} \gamma^\mu \gamma^5 s \quad (3.23)$$

3.2.3. Corrientes hadrónicas e hipótesis de conservación

Como se mencionó en la sección anterior, las transiciones hadrónicas de las interacciones neutrino-nucleón conllevan una dificultad adicional debido a que, a diferencia de los leptones y quarks, los nucleones son partículas compuestas y por tanto la teoría de corrientes de transición para partículas puntuales no puede ser aplicada directamente en partículas con estructura interna.

Sin embargo, experimentalmente se ha observado que las transiciones entre los hadrones en estos procesos conservan las mismas simetrías que las corrientes de quarks previamente vistas.

Esto incentiva a postular unas corrientes de transición hadrónica, las cuales describen el cambio entre el estado final e inicial de los hadrones de forma análoga a como las corrientes de leptones y quarks cumplen la misma labor para sus correspondientes partículas. Así, la parte vectorial de la corriente hadrónica total está descrita por J_{EM}^μ , V_{CC}^μ y V_{NC}^μ , expresadas en (3.13), (3.14) y (3.17), respectivamente. Mientras que a la componente axial la describen A_{CC}^μ y A_{NC}^μ , expresadas en (3.20) y (3.22).

Adicionalmente, se formula dos hipótesis de conservación para las corrientes hadrónicas relacionadas con las simetrías globales de $SU(3)_F$ vistas anteriormente:

- La primera es llamada hipótesis de la corriente vectorial conservada (*conserved vector current*, CVC) [46] y está basada en la simetría de isospín fuerte, en la cual la masa de los quarks livianos son iguales. Esta hipótesis postula que si la simetría de isospín fuerte es una simetría muy precisa de los quarks en los hadrones envueltos en la interacción, las corrientes hadrónicas vectoriales J_{EM}^μ , V_{CC}^μ y V_{NC}^μ son completamente conservadas en la transición.
- La otra hipótesis se denomina de la corriente axial parcialmente conservada (*partially conserved axial current*, PCAC) [47] y especifica que, dada la ausencia de una simetría quiral completa, la corriente hadrónica cargada no satisface la ecuación de continuidad sino que tiene una divergencia finita pero no nula

$$\partial_\mu A_{CC}^\mu = m_\pi^2 f_\pi \pi \quad (3.24)$$

donde f_π es la constante de decaimiento y π es el campo escalar, ambos del pión. Es decir, las corrientes hadrónicas axiales no son totalmente conservadas en la interacción debido a que la simetría quiral nunca es satisfecha ($m_u \neq 0$, $m_d \neq 0$ y $m_s \neq 0$).

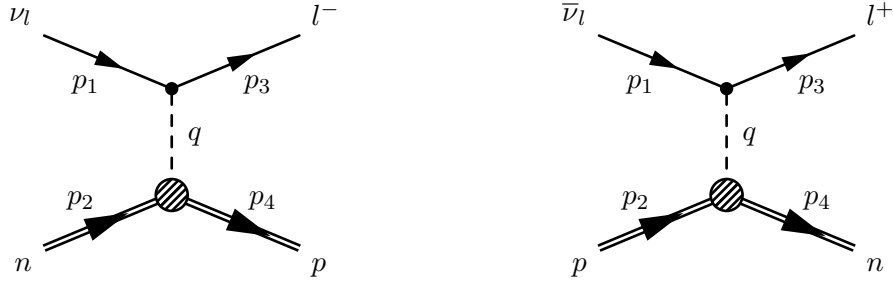
3.3. Dispersión cuasielástica

La dispersión cuasielástica es la interacción neutrino-nucleón no elástica de menor energía; de acuerdo a las secciones de choque mostradas en las figuras 3.2a y 3.2b, esta dispersión domina en regiones entre 0.1 y 2 GeV de energía del neutrino E_ν .

Las reacciones cuasielásticas para neutrino y antineutrino son

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p \quad , \quad \bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n \quad (3.25)$$

cuyos respectivos diagramas de Feynman se representan como



donde p_1 y p_2 son los cuadrimomentos de las partículas de estado inicial: (anti)neutrino incidente y nucleón, respectivamente; en tanto que p_3 y p_4 corresponden a los de las partículas de estado final: (anti)leptón y nucleón, respectivamente; y q es el cuadrimomento transferido en la interacción asignado al bosón mediador W^+ o W^-

$$q \equiv p_1 - p_3 = p_4 - p_2 \quad (3.26)$$

3.3.1. Cálculo de las corrientes de transición

En base a estos diagramas se puede identificar dos corrientes de interacción así como el término del propagador, los que permitirán calcular la amplitud de probabilidad del proceso y, consecuentemente, la sección de choque diferencial.

Los vértices superiores representan la corriente cargada de transición leptónica, la que como se vio en el capítulo 2, está definida como (añadiendo un factor $-i$)

$$-i \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{l}_{(p_3)} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_{l(p_1)} \quad (3.27)$$

Para la corriente de transición hadrónica, sin embargo, no se puede aplicar un esquema similar a (3.27) debido al desconocimiento de la estructura interna de estos, por lo que existe la necesidad de plantear un término más general que describa esta transición y que además cuya estructura viole maximalmente la simetría de paridad.

Bajo esta suposición, la contribución del segundo vértice para el cálculo de la amplitud puede plantearse por medio de un elemento de matriz de la forma

$$-i \frac{g}{2\sqrt{2}} \cos \theta_C \langle N'_{(p_4)} | h^\mu | N_{(p_2)} \rangle \quad (3.28)$$

en el que N y N' representan a los nucleones de estado inicial y final, respectivamente, y h^μ es la corriente de transición hadrónica. Por los requerimientos impuestos, esta corriente debe tener una estructura V-A

$$h^\mu = v^\mu - a^{mu} \quad (3.29)$$

Con esto, la transición hadrónica es descrita por medio de sus elementos de matriz vectorial y axial

$$\langle N'_{(p_4)} | v^\mu | N_{(p_2)} \rangle \quad (3.30)$$

$$\langle N'_{(p_4)} | a^\mu | N_{(p_2)} \rangle \quad (3.31)$$

Ante el desconocimiento de la estructura interna de los hadrones y la imposibilidad de expresar la transición entre protón y neutrón (o viceversa) a nivel de quarks, los elementos de las matrices de transición (3.30) y (3.31) deben contener, respectivamente, las estructuras vectoriales y axiales más generales formadas a partir de las matrices gamma en conjunción con coeficientes escalares que sean función de la información cinemática representada por $Q^2 \equiv -q^2$, estos últimos coeficientes llamados factores de forma.

De esta forma, tomando ventaja de que las masas del protón y el neutrón son muy cercanas y definiendo $m_N \simeq m_p \simeq m_n$, se obtiene las fórmulas más generales para las transiciones hadrónicas [47][48][49]

$$\begin{aligned} \langle N'_{(p_4)} | v^\mu | N_{(p_2)} \rangle = \overline{N'}_{(p_4)} & \left[F_1^V(Q^2) \gamma^\mu + \frac{i}{2m_N} F_2^V(Q^2) \sigma^{\mu\nu} \gamma_\nu \right. \\ & \left. + \frac{1}{m_N} F_3^V(Q^2) q^\mu \right] N_{(p_2)} \end{aligned} \quad (3.32)$$

$$\begin{aligned} \langle N'_{(p_4)} | a^\mu | N_{(p_2)} \rangle = \overline{N'}_{(p_4)} & \left[F_1^A(Q^2) \gamma^\mu \gamma^5 + \frac{1}{m_N} F_2^A(Q^2) q^\mu \gamma^5 \right. \\ & \left. + \frac{i}{2m_N} F_3^A(Q^2) \sigma^{\mu\nu} \gamma_\nu \gamma^5 \right] N_{(p_2)} \end{aligned} \quad (3.33)$$

donde $F_k^V(Q^2)$ y $F_k^A(Q^2)$ ($k = 1, 2, 3$) son los factores de forma, a priori desconocidos pero que bajo determinadas condiciones deben cumplir ciertas propiedades:

- La asunción más fundamental sostiene que las corrientes de transición deben ser invariantes bajo transformaciones de inversión temporal $\mathcal{T}$. Esto requiere que todos los factores de forma F_k^V y F_k^A ($k = 1, 2, 3$) sean reales.
- Para las transiciones entre protones y neutrones (o viceversa) la simetría de isospín es una muy buena aproximación del sistema hadrónico puesto que las masas de los quarks de valencia u y d son muy cercanas. Así, la segunda suposición válida para la corriente de transición hadrónica es asumir que se cumple la hipótesis CVC manteniendo invariable la componente vectorial de dicha corriente, lo que requiere que $F_3^V = 0$.
- La última suposición es asumir que la corriente axial cumple con la hipótesis PCAC basado en que las masas m_u y m_d , si bien no son cero, son muy pequeñas. Esta condición entonces impone que $F_3^A = 0$.

Asumiendo todo esto, las componentes vectoriales y axiales de la transición (3.32) y (3.33) son simplificadas de la forma

$$\langle N'_{(p_4)} | v^\mu | N_{(p_2)} \rangle = \overline{N'}_{(p_4)} \left[F_1^V(Q^2) \gamma^\mu + \frac{i}{2m_N} F_2^V(Q^2) \sigma^{\mu\nu} \gamma_\nu \right] N_{(p_2)} \quad (3.34)$$

$$\langle N'_{(p_4)} | a^\mu | N_{(p_2)} \rangle = \overline{N'}_{(p_4)} \left[F_1^A(Q^2) \gamma^\mu \gamma^5 + \frac{1}{m_N} F_2^A(Q^2) q^\mu \gamma^5 \right] N_{(p_2)} \quad (3.35)$$

3.3.2. Fórmula de Llewellyn Smith

Halladas las corrientes de interacción, por su parte el término del propagador, en el gauge de Feynman-Stueckelberg [27] y al ser los bosones $W^\pm$ partículas masivas de spin 1, se expresa como

$$\frac{-i}{q^2 - m_W^2} \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{m_W^2} \right) \quad (3.36)$$

donde $g_{\mu\nu}$ es el tensor de la métrica de Minkowski. En el caso cuasielástico se tiene que $q^2 \ll m_W^2$, por lo que (3.36) se simplifica

$$-i \frac{g_{\mu\nu}}{m_W^2} \quad (3.37)$$

Así la amplitud de la interacción cuasielástica queda como

$$\mathcal{M} = -\frac{g^2}{8m_W^2} \cos \theta_C \left[\bar{l}_{(p_3)} \gamma^\mu \gamma^5 \nu_{l(p_1)} \right] \langle N'_{(p_4)} | (v^\mu - a^\mu) | N_{(p_2)} \rangle \quad (3.38)$$

lo que conlleva a la sección de choque diferencial cuasielástica expresada por medio de la fórmula de Llewellyn Smith [50]

$$\frac{d\sigma_{QE}^{(\nu+n)}}{dQ^2} = \frac{G_F^2}{8\pi} \frac{m_N^4 \cos^2 \theta_C}{(p_1 \cdot p_2)^2} \left[A_{(Q^2)} \pm B_{(Q^2)} \frac{s-u}{m_W^2} + C_{(Q^2)} \frac{(s-u)^2}{m_W^4} \right] \quad (3.39)$$

donde G_F es la constante de acoplamiento de Fermi definida como

$$G_F \equiv \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g^2}{m_W^2} \quad (3.40)$$

s y u son las variables de Mandelstam

$$s \equiv (p_1 + p_2)^2, \quad u \equiv (p_3 - p_2)^2 \quad (3.41)$$

y las funciones A , B y C , todas estas en función de Q^2 , son de la forma

$$A_{(Q^2)} = \frac{m_l^2 + Q^2}{m_N^2} \left\{ (1 + \tau) (F_1^A)^2 - (1 - \tau) \left[(F_1^V)^2 - \tau (F_2^V)^2 \right] + 4\tau F_1^V F_2^V - \frac{m_l^2}{4m_N^2} \left[(F_1^V + F_2^V)^2 + (F_1^A + 2F_2^A)^2 - \left(\frac{1 + \tau}{4} \right) F_2^A \right] \right\} \quad (3.42)$$

$$B_{(Q^2)} = 4\tau F_1^A (F_1^V + F_2^V) \quad (3.43)$$

$$C_{(Q^2)} = \frac{1}{4} \left[(F_1^A)^2 + (F_1^V)^2 + \tau (F_2^V)^2 \right] \quad (3.44)$$

con

$$\tau \equiv \frac{Q^2}{4m_N^2} \quad (3.45)$$

3.3.3. Factores de forma vectorial

De acuerdo a las componentes de la corriente hadrónica a la que pertenecen, los factores de forma son clasificados en dos grupos. Por un lado, $F_1^V(Q^2)$ y $F_2^V(Q^2)$ son conocidos como factores de forma vectorial ya que están vinculados a esta componente de la corriente de transición (3.34). Más aún, F_1^V se denomina factor de forma de Dirac y F_2^V , de Pauli.

Para un valor de cuadrimomento transferido Q^2 igual a cero, estos factores se simplifican a la carga eléctrica y al momento magnético anómalo, respectivamente, del nucleón en

cuestión. Así, para el protón se tiene

$$F_{1(0)}^{Vp} = 1 \quad , \quad F_{2(0)}^{Vp} = \frac{\mu_p}{\mu_N} - 1 \quad (3.46)$$

mientras que para el neutrón

$$F_{1(0)}^{Vn} = 0 \quad , \quad F_{2(0)}^{Vn} = \frac{\mu_n}{\mu_N} \quad (3.47)$$

donde μ_p y μ_n son los momentos magnéticos del protón y el neutrón, respectivamente, y μ_N es el magnetón nuclear definido como

$$\mu_N \equiv \frac{e \hbar}{2 m_p} \quad (3.48)$$

Estos factores de forma frecuentemente son expresados en términos de los factores de forma eléctrico y magnético de Sachs, definidos como

$$G_{E(Q^2)} \equiv F_1^V - \tau F_2^V \quad (3.49)$$

$$G_{M(Q^2)} \equiv F_1^V + F_2^V \quad (3.50)$$

En consecuencia para cada nucleón se obtiene

$$G_{E(Q^2)}^p = G_{D(Q^2)} \quad , \quad G_{M(Q^2)}^p = \frac{\mu_p}{\mu_N} G_{D(Q^2)} \quad (3.51)$$

$$G_{E(Q^2)}^n = 0 \quad , \quad G_{M(Q^2)}^n = \frac{\mu_n}{\mu_N} G_{D(Q^2)} \quad (3.52)$$

donde G_D es la función dipolar cuya expresión viene dada por

$$G_{D(Q^2)} = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_V^2}\right)^2} \quad (3.53)$$

la cual es una caracterización de los datos obtenidos en experimentos de dispersión electromagnética elástica electrón-protón ajustados por medio del parámetro M_V llamado masa vectorial y cuyo valor más exacto actualmente de acuerdo a los datos observados es de 0.84 GeV [1].

3.3.4. Factor de forma axial

Análogamente a los factores de forma vectorial, en la componente hadrónica de la corriente de transición (3.35) se identifica a los factores de forma $F_1^A(Q^2)$ y $F_2^A(Q^2)$, llamados respectivamente axial y pseudoescalar. El efecto de este último en el cálculo de secciones de choque para interacciones de neutrino electrón o neutrino muón es despreciable ya que $m_e, m_\mu \ll m_N$ y por tanto la contribución segunda línea de (3.42) es despreciable.

Así, la sección de choque de Llewellyn Smith (3.39) únicamente posee contribuciones debido a los dos factores de forma vectoriales y al factor axial. Por otra parte, de manera similar a la caracterización de los factores de forma de Sachs, el factor de forma axial también está parametrizado en términos de la función dipolar

$$F_1^A(Q^2) = \frac{g_A}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_A^2}\right)^2} \quad (3.54)$$

donde para este caso existe un factor multiplicativo g_A relacionado con la constante de acoplamiento pión-nucleón a través de la relación Goldberger-Treiman con un valor de $g_A = -1.267$ [51], y M_A es el parámetro ajustable llamado masa axial, modelado a partir de resultados experimentales de dispersión neutrino-deuterio y cuyo valor más exacto es de $M_A = 1.036 \pm 0.021$ GeV [52].

3.4. Producción resonante de piones

En el rango de energía de neutrino E_ν entre 2 y 5 GeV, el proceso de interacción de corriente cargada dominante es la producción resonante de piones, la cual está representada por las reacciones

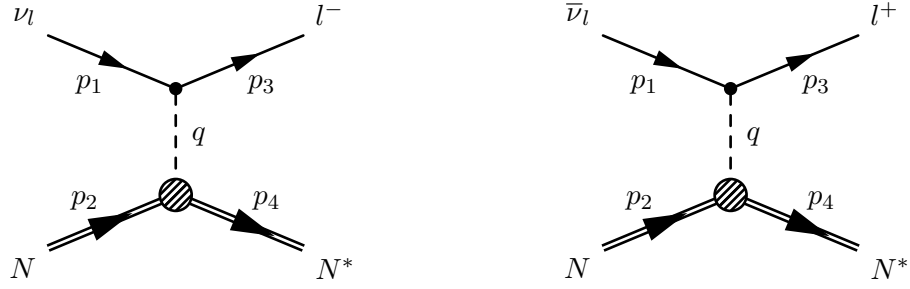
$$\nu_l + N \rightarrow l^- + N^* \quad , \quad \bar{\nu}_l + N \rightarrow l^+ + N^* \quad (3.55)$$

donde N es un nucleón y el estado final lo determinan el correspondiente leptón cargado y un barión resonante N^* , llamado así por ser un estado hadrónico excitado compuesto por quarks de valencia u y d , y de corto tiempo de vida.

El decaimiento de este barión excitado produce un pión, cargado o neutro, y un nucleón N' , que puede ser distinto al del estado inicial

$$N^* \rightarrow \pi + N' \quad (3.56)$$

Los diagramas de Feynman de estos procesos llevan como representación



3.4.1. Corriente leptónica en el sistema resonante

De acuerdo al estudio hecho por Rein y Sehgal [53] para el cálculo de esta sección de choque, la corriente de transición leptónica, cuya estructura viene dada de manera similar al caso cuasielástico

$$-i \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{l}_{(p_3)} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_{l(p_1)} \quad (3.57)$$

puede ser interpretada como el vector de polarización del bosón intermediario $W^\pm$. Al ser estos bosones partículas masivas de spin 1, se tiene dos estados de polarización transversal (mano derecha y mano izquierda) y uno de polarización longitudinal, a los que se les denota e_R^μ , e_L^μ y e_0^μ , respectivamente.

Asumiendo que dicho bosón intermediario se propaga a lo largo del eje $+z$, la representación de estos cuadvectores de polarización en el sistema laboratorio es

$$e_R^\mu \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (0, -1, -i, 0) \quad (3.58)$$

$$e_L^\mu \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (0, 1, -i, 0) \quad (3.59)$$

$$e_0^\mu \equiv (1, 0, 0, 0) \quad (3.60)$$

Por su parte, el cuadrimento de este bosón lleva la forma

$$q^\mu \equiv (\nu, 0, 0, Q) \quad (3.61)$$

donde ν es definido como la energía transferida de la interacción

$$\nu \equiv \frac{p_N \cdot q}{m_N} \quad (3.62)$$

La corriente leptónica (3.57) viene dada por la conjunción de los vectores de polarización (3.58), (3.59) y (3.60). No obstante, se puede expresar esta corriente en el sistema de referencia leptónico de Breit, en el cual los momentum de los leptones son antiparalelos al eje $+z$, como

$$\bar{l} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_l|_{Breit\ lepton} = -2\sqrt{2} \sqrt{-q^2} e_L^\mu \quad (3.63)$$

Por medio de una transformación de Lorentz, esta corriente leptónica es expresada en un nuevo sistema de referencia, esta vez llamado sistema hadrónico de Breit, donde los momentum del nucleón inicial N y de la partícula resonante N^* son paralelos al eje $+z$

$$\begin{aligned} \bar{l} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_l|_{Breit\ hadron} = & -\sqrt{2} \sqrt{-q^2} [(1 + \cosh \xi) e_L^\mu \\ & (1 - \cosh \xi) e_R^\mu + 2 \sinh \xi e_0^\mu] \end{aligned} \quad (3.64)$$

en el que el parámetro del *boost* de Lorentz cumple

$$1 \pm \cosh \xi \equiv \frac{Q \pm (E_\nu + E_l)}{Q} \quad (3.65)$$

Sin embargo, para el cálculo de la amplitud de probabilidad, de acuerdo a Rein y Sehgal, el marco de referencia más apropiado es el del centro de masa de la partícula resonante. La transformación de Lorentz del sistema hadrónico de Breit al sistema centro de masa de N^* no modifica los cuadvectores de polarización transversa, mas sí cambia el de polarización longitudinal

$$e_0^\mu|_{Breit\ hadron} \rightarrow e_0^\mu|_{resonant} \equiv \frac{1}{\sqrt{-q^2}} (Q^*, 0, 0, \nu^*) \quad (3.66)$$

donde Q^* y ν^* son los análogos de Q y ν , respectivamente, en el sistema resonante. Las relaciones entre estas variables vienen dadas por

$$Q^* = \frac{m_N}{M} Q \quad (3.67)$$

$$q^2 = \nu^2 - Q^2 = \nu^{*2} - Q^{*2} \quad (3.68)$$

siendo M la masa del barión resonante.

De esta manera, la corriente de transición leptónica en el sistema centro de masa del barión resonante adquiere la forma

$$\bar{l} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_l|_{resonant} = -2\sqrt{2} E_\nu \sqrt{\frac{-q^2}{Q^2}} (u e_L^\mu - v e_R^\mu + \sqrt{2uv} e_0^\mu) \quad (3.69)$$

donde se tiene

$$u \equiv \frac{E_\nu + E_l + Q}{2 E_\nu} \quad , \quad v \equiv \frac{E_\nu + E_l - Q}{2 E_\nu} \quad (3.70)$$

3.4.2. Sección de choque y ancho de resonancia

La corriente de transición hadrónica, por otro lado, posee la misma estructura V-A que se analizó anteriormente para la interacción cuasielástica mostrada en (3.28) y (3.29). Sin embargo, en este caso, se puede hacer una factorización de la masa del barión resonante

$$h^\mu \equiv 2 M F^\mu \quad (3.71)$$

Así entonces, la amplitud de probabilidad del proceso para neutrinos es

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{(\nu+N)} = & -4 G_F \cos \theta_C M E_\nu \left[\sqrt{\frac{-q^2}{Q^2}} \langle N_{(p_4)}^* | (u F_- - v F_+) | N_{(p_2)} \rangle \right. \\ & \left. + \frac{m_N}{M} \sqrt{2 u v} \langle N_{(p_4)}^* | F_0 | N_{(p_2)} \rangle \right] \end{aligned} \quad (3.72)$$

mientras que para antineutrinos se tiene

$$\begin{aligned} \mathcal{M}^{(\bar{\nu}+N)} = & -4 G_F \cos \theta_C M E_{\bar{\nu}} \left[\sqrt{\frac{-q^2}{Q^2}} \langle N_{(p_4)}^* | (u \bar{F}_+ - v \bar{F}_-) | N_{(p_2)} \rangle \right. \\ & \left. - \frac{m_N}{M} \langle N_{(p_4)}^* | \bar{F}_0 | N_{(p_2)} \rangle \right] \end{aligned} \quad (3.73)$$

donde los términos F_+ , F_- y F_0 son las proyecciones de la corriente hadrónica (3.71) en las distintas direcciones de polarización (3.58), (3.59) y (3.60)

$$F_+ \equiv e_R^\mu F_\mu \quad , \quad F_- \equiv e_L^\mu F_\mu \quad , \quad F_0 \equiv \sqrt{\frac{-q^2}{Q^{*2}}} e_0^\mu F_\mu \quad (3.74)$$

y la diferencia entre las corrientes F de neutrinos y $\bar{F}$ de antineutrinos está dada, en el caso de interacciones de corriente cargada, por la diferencia de valores de isospín débil entre ambas partículas.

La sección de choque diferencial es calculada basada en las amplitudes (3.72) y (3.73) en el sistema de la partícula resonante y, en consecuencia, se obtiene para neutrinos

$$\frac{d^2 \sigma_{RES}^{(\nu+N)}}{dq^2 d\nu} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{4 \pi^2} \left(\frac{-q^2}{Q^2} \right) \kappa [u^2 \sigma_L + v^2 \sigma_R - 2 u v \sigma_0] \quad (3.75)$$

y para antineutrinos

$$\frac{d^2\sigma_{RES}^{(\bar{\nu}+N)}}{dq^2 d\nu} = \frac{G_F^2 \cos^2\theta_C}{4\pi^2} \left(\frac{-q^2}{Q^2} \right) \kappa [u^2 \bar{\sigma}_L + v^2 \bar{\sigma}_R + 2uv \bar{\sigma}_0] \quad (3.76)$$

con

$$\kappa \equiv \frac{M^2 - m_N^2}{2m_N} \quad (3.77)$$

y en donde $\sigma_{R,L,0}$ y $\bar{\sigma}_{R,L,0}$ son secciones de choque parciales que producen una partícula resonante de masa M a partir de un bosón mediador de helicidad de mano derecha, izquierda o cero; y son calculadas por medio del modelo Feynman-Kislinger-Randall [54].

Cada una de estas secciones de choque parciales asume un ancho de resonancia puntual para el barión excitado a través de un término delta de Dirac $\delta(W - M)$, con W la masa hadrónica del nucleón N producto del decaimiento descrito en (3.56) y definida como

$$W \equiv \sqrt{p_N^2} \quad (3.78)$$

No obstante, dado que experimentalmente el tiempo de vida del barión resonante es pequeño pero no nulo, se debe tomar en cuenta un ancho de resonancia finito Γ y en consecuencia el delta de Dirac presente en $\sigma_{R,L,S}$ y $\bar{\sigma}_{R,L,S}$ es sustituido por un factor de Breit-Wigner [53]

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(W - M)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (3.79)$$

3.5. Dispersión inelástica profunda

Para valores de E_ν mayores a 5 GeV, la dispersión inelástica profunda pasa a convertirse en la interacción dominante. A estas energías, el (anti)neutrino deja de interactuar con el nucleón en sí, tal como se da para los casos cuasielástico y resonante, y en su lugar el intercambio del bosón mediador $W^\pm$ se da entre la partícula incidente y uno de los quarks que compone el sistema hadrónico del nucleón.

Esta dispersión desintegra dicho nucleón y produce en el estado final un (anti)leptón de la misma generación del (anti)neutrino y un conjunto de hadrones de distinta composición que recibe como nombre avalancha hadrónica y es generado debido al recombinamiento de los quarks y gluones pertenecientes al nucleón desintegrado.

Puesto que, además del leptón cargado, las partículas de estado final de una dispersión inelástica profunda no están determinadas a priori, las interacciones son representadas

de acuerdo a (3.1) y sus correspondientes diagramas de Feynman. Además, no es objetivo de este capítulo desarrollar todo el formalismo que engloba a las interacciones DIS de corriente cargada, por lo que en esta parte únicamente se explicará de manera general las características más importantes de este proceso.

3.5.1. Sección de choque

A fin de describir la sección de choque DIS, es necesario definir dos invariantes de Lorentz. El primero se llama variable de escalamiento de Bjorken y se define como la fracción de energía total del nucleón que porta el quark que interacciona con el (anti)neutrino

$$x \equiv \frac{Q^2}{2 p_2 \cdot q} \quad (3.80)$$

El segundo invariante se denomina inelasticidad y representa la fracción de energía del (anti)neutrino que es adquirida por la cascada hadrónica

$$y \equiv \frac{p_2 \cdot q}{p_2 \cdot p_1} \quad (3.81)$$

En los regímenes de energía donde las interacciones DIS son predominantes, se cumple que $Q^2 \gg m_N^2$ y $p_N \cdot q \gg m_N^2$. De esta manera, tanto el cuadrimomento al cuadrado Q^2 así como los dos invariantes de Lorentz definidos en (3.80) y (3.81) pueden ser expresados de forma simplificada como

$$Q^2 = -m_l^2 + 2 E_\nu (E_l - p_l \cos \theta_l) \quad (3.82)$$

$$x = \frac{Q^2}{2 m_N E_{\text{had}}} \quad (3.83)$$

$$y = \frac{E_{\text{had}}}{E_\nu} \quad (3.84)$$

donde θ_l es el ángulo de dispersión del leptón de estado final respecto de la dirección del (anti)neutrino incidente, y E_{had} es la energía total de la cascada hadrónica.

Esto lleva a la sección de choque diferencial de dispersión inelástica profunda [41], expresada como

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma_{DIS}^{(\nu+N)}}{dx dy} = & \frac{G_F^2 m_N E_\nu}{\pi^2 \left(1 + \frac{Q^2}{m_W^2}\right)^2} \left[x y^2 F_{1(x,Q^2)} + \left(1 - y - \frac{m_N x y}{2 E_\nu}\right) F_{2(x,Q^2)} \right. \\ & \left. \pm y \left(1 - \frac{y}{2}\right) x F_{3(x,Q^2)} \right] \end{aligned} \quad (3.85)$$

3.5.2. Funciones de estructura

Los términos adimensionales F_i ($i = 1, 2, 3$) son llamados funciones de estructura del nucleón y están formulados en términos de x y Q^2 . Estas funciones, como su nombre indica, describen la estructura interna del nucleón del estado inicial. Las dos primeras están relacionadas con la naturaleza vectorial de la interacción, y han sido estudiadas en análisis de dispersión electrón-nucleón. Mientras que la tercera función representa la contribución del término axial y únicamente puede ser observada en interacciones de neutrinos.

La interpretación de las funciones de estructura está basada en el modelo “quark-partón” [55], el cual explica que estas pueden ser expresadas en términos de la composición de quarks del nucleón. De este modelo se deriva que F_2 y F_3 toman la forma

$$F_{2(x,Q^2)} = 2 \sum_{\text{quarks}} \left[x q_{(x,Q^2)} + x \bar{q}_{(x,Q^2)} \right] \quad (3.86)$$

$$x F_{3(x,Q^2)} = 2 \sum_{\text{quarks}} \left[x q_{(x,Q^2)} - x \bar{q}_{(x,Q^2)} \right] \quad (3.87)$$

mientras que F_1 se define a partir de su relación con F_2 por medio de

$$\frac{1}{2} F_{2(x,Q^2)} = \frac{1 + R_{L(x,Q^2)}}{1 + 4 m_N^2 \frac{x^2}{Q^2}} x F_{1(x,Q^2)} \quad (3.88)$$

donde $R_{L(x,Q^2)}$ es el cociente entre secciones de choque para bosones intermediarios longitudinales y transversales.

Las componentes $q_{(x,Q^2)}$ y $\bar{q}_{(x,Q^2)}$ dentro de (3.86) y (3.87) son llamadas funciones de distribución de partones (*parton distribution function*, PDF), y representan la probabilidad de encontrar a un quark o antiquark portando una fracción x del momentum del nucleón para un determinado Q^2 .

Entonces se infiere que, por un lado, $F_{2(x,Q^2)}$ está descrito por la suma de los PDF de quarks y antiquarks envueltos en el mar de partículas al interior del nucleón; mientras que $F_{3(x,Q^2)}$ toma en cuenta la diferencia entre estas componentes, es decir solamente la contribución de los PDF de los quarks de valencia.

Capítulo 4

Experimento MINER ν A

MINER ν A (*Main Injector Neutrino Experiment ν -A*) es un experimento de dispersión de neutrinos desarrollado en el Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL), también llamado Fermilab, en el estado de Illinois en los Estados Unidos.

El detector de MINER ν A, localizado a 100 m de profundidad en el subterráneo del laboratorio, recibe un haz de neutrinos o antineutrinos de alta intensidad proveniente del complejo NuMI (*Neutrinos at the Main Injector*) para que estos interactúen con el detector y a partir de las observaciones de dichas colisiones se pueda realizar los análisis deseados.

En este capítulo se dará una descripción del experimento MINER ν A, tanto de las motivaciones que impulsan los estudios hechos por el experimento, así como también de la tecnología del detector.

4.1. Motivaciones físicas

MINER ν A se guía por varias motivaciones físicas, las que se pueden englobar en dos grupos [56][57]:

- Entender la física detrás de las interacciones entre neutrinos y nucleones que se llevan a cabo al interior del núcleo atómico de distintos materiales, y a su vez realizar mediciones precisas de dichas secciones de choque.
- Servir como soporte para las mediciones hechas por experimentos de oscilaciones de neutrinos, fenómeno físico estrechamente vinculado a la existencia de masa para estas partículas, lo que contradice las predicciones del Modelo Estándar.

4.1.1. Estudio de interacciones neutrino-nucleón

El objetivo general más importante de MINER ν A radica en comprender de la mejor manera posible las interacciones de neutrinos con la materia en un determinado rango de energías, estudiando varios efectos y fenómenos que se originan a partir de estos. A continuación se presenta una lista de los objetivos más importantes relacionados con el estudio de estas interacciones.

- En paralelo a la medición de la sección de choque cuasielástica de corriente cargada, una de las metas es el estudio de los factores de forma axial de los nucleones y el encontrar un valor para M_A a fin de contrastar los resultados de MINER ν A con los de otros experimentos.

Por su parte, uno de los modelos de simulación para interacciones QE es el modelo del gas relativista de Fermi (*relativistic fermi gas*, RFG), que toma a los nucleones como partículas con una energía de enlace predeterminada. No obstante, al interior del núcleo atómico los nucleones no comparten necesariamente el mismo entrelazamiento entre todos y encontrar las correcciones a este modelo es otro objetivo a la vista.

- La producción resonante de piones no está únicamente limitada a la corriente cargada, también se puede dar por interacciones de corriente neutra, por lo que se busca una medición de ambas secciones de choque.
- Además de la producción resonante, los piones también pueden ser generados en interacciones para energías del neutrino aproximadamente 10 veces menor que para el caso resonante, denominado producción coherente de piones. Debido a su menor rango energético, el neutrino interactúa con el núcleo entero sin modificarlo y producto de la colisión se genera un pión que suele tener la misma dirección de propagación que la del neutrino incidente. MINER ν A no solo busca encontrar la sección de choque de producción coherente, sino también determinar la dependendencia de estas interacciones con el número de masa atómica A .
- En un rango de energía mayor al de la producción resonante, es posible producir partículas *charm* y *strange*, siendo las más conocidas los kaones, lo que motiva encontrar sus correspondientes secciones de choque.
- En relación a la dispersión inelástica profunda, una meta es la medición del factor de estructura $x F_3$, relacionado a la componente axial de la interacción, y otra es la medición de la sección de choque DIS (3.85) para un alto valor de la fracción energética del quark, dada por la variable de escalamiento x de Bjorken.

- Finalmente, el estudio de los efectos nucleares es otro objetivo muy importante para MINER ν A. Uno de estos efectos es lo que se denomina interacciones de estado final (*final state interactions*, FSI) en la que el hadrón producido reinteracciona dentro del núcleo con otros protones y/o neutrones. Esto se presenta a menudo en la producción resonante de piones, pero también puede darse para otros canales de producción hadrónica y afecta el cálculo de las secciones de choque.

Otro estudio relacionado a estos efectos es lo que se denomina *nuclear ratios*, en el que se halla la razón de las secciones de choque para colisiones en distintos materiales. MINER ν A busca así encontrar la dependencia de los efectos nucleares para diferentes números de masa atómica.

4.1.2. Oscilaciones de neutrinos

El descubrimiento de la masa de los neutrinos se remonta hasta finales de la década de 1960, en que los resultados del experimento Homestake mostraron una detección de aproximadamente un tercio de los neutrinos provenientes del Sol predichos por el modelo teórico solar que explica los procesos que generan la combustión del Sol. También llamada “Modelo Estándar Solar”, esta teoría predice una gran cantidad de neutrinos electrón emanados desde el interior del Sol como consecuencia del ciclo protón-protón, que es en un 99.77 % el proceso de fusión encargado de generar el combustible solar por medio de la conversión de átomos de protones en núcleos de Helio [58].

En contraste con las predicciones de Bahcall acerca del flujo de neutrinos electrón provenientes de los procesos descritos por el Modelo Estándar Solar [59], el experimento Homestake únicamente pudo detectar aproximadamente una tercera parte del flujo predicho [60], que fue el resultado que finalmente desencadenó lo que ahora se conoce como el problema de los neutrinos solares.

Entre varias formulaciones teóricas que explicasen los resultados obtenidos por Homestake, Pontecorvo y Grigov postularon la posibilidad de que los neutrinos cambian de sabor cuando se propagan, o dicho de otro modo “oscilan”, de tal manera que los neutrinos electrón emitidos por el sol alternaban entre distintos sabores al propagarse y al llegar a Homestake el detector solo era sensible a los neutrinos electrón mas no a los otros sabores, los que componen los dos tercios no detectados del flujo predicho [61][62].

La teoría de Pontecorvo y Grigov, en base a lo trabajado años atrás por Maki, Nakagawa y Sakata [17], describe que los estados de neutrinos observados experimentalmente están conformados por tres generaciones, los que actualmente se sabe corresponden a electrón (ν_e), muón (ν_μ) y tau (ν_τ), y son llamados estados de interacción. Mientras que por otra

parte los estados de masa, también llamados de propagación y denotados por ν_1 , ν_2 y ν_3 , componen una base distinta.

La relación entre ambas bases viene dada por [63]

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* \nu_i \quad (4.1)$$

donde $\alpha = e, \mu, \tau$; $i = 1, 2, 3$; y $U_{\alpha i}^*$ es el elemento de la matriz 3×3 de mezcla leptónica, también conocida como matriz unitaria Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS), cuya representación es

$$U = \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta_{\mathcal{CP}}} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{\mathcal{CP}}} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{\mathcal{CP}}} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{\mathcal{CP}}} & -c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta_{\mathcal{CP}}} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

y en la cual:

- $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ y $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$
- θ_{ij} son los llamados ángulos de mezcla de los estados de masa ν_i y ν_j que además yacen en el dominio entre 0 y $\frac{\pi}{2}$.
- $\delta_{\mathcal{CP}}$ es el ángulo de fase vinculado a la posibilidad de una violación de la simetría $\mathcal{CP}$ entre oscilaciones de neutrinos y antineutrinos.

De esta manera, la probabilidad de transición en el que un neutrino generado con sabor α que se propaga en el vacío con energía E sea detectado en el sabor β a una distancia L de la fuente es

$$\begin{aligned} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \\ & + 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) \end{aligned} \quad (4.3)$$

donde

$$\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2 \quad (4.4)$$

y m_i , m_j ($i, j = 1, 2, 3$) son las masas de los autoestados de propagación.

Análogamente, para antineutrinos se tiene

$$P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \Re(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) - 2 \sum_{i>j} \Im(U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*) \sin \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \right) \quad (4.5)$$

Estos sorprendentes resultados mostraron que las oscilaciones de neutrinos, de ser un fenómeno real, implicaban que estos tienen masa distinta de cero, algo que, como se mencionó anteriormente, escapa de la descripción dada por el Modelo Estándar. Efectivamente, en 1998 el experimento Super Kamiokande en Japón comprobó la existencia de oscilaciones [64] y tres años más tarde el laboratorio Sudbury Neutrino Observatory (SNO) corroboró dicho hallazgo de manera concluyente [65].

4.1.3. Mediciones de los parámetros de oscilaciones

A partir de la existencia de las oscilaciones, diversos experimentos han sido diseñados con el objetivo de la determinación no solamente de las masas de los estados de propagación de los neutrinos sino también de los parámetros de la matriz PMNS dados por los ángulos de mezcla y la fase δ_{CP} .

En el marco de la discusión de resultados experimentales, es conveniente introducir lo que es la llamada aproximación de neutrinos de dos sabores. Esta aproximación es válida para muchos experimentos debido a que estos no son sensibles a los cambios de sabor entre las tres generaciones de neutrinos, sino que sus resultados pueden ser descritos a partir de la mezcla de solo dos de estas.

Bajo dicha aproximación, se considera únicamente dos estados de masa de neutrinos (ν_i y ν_j) y dos de interacción (ν_α y ν_β). La matriz de mezcla simplificada para este caso puede ser escrita como

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

donde $\theta \equiv \theta_{ij}$.

De esta forma, la probabilidad de transición en neutrinos (4.3) para $\alpha \neq \beta$ es simplificada de acuerdo a

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \sin(2\theta) \sin^2 \left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E} \right) \quad (4.7)$$

mientras que su correspondiente probabilidad de sobrevivencia, con $\alpha = \beta$, es

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} = 1 - P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = 1 - \sin(2\theta) \sin^2\left(\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{4E}\right) \quad (4.8)$$

A través de la detección de neutrinos provenientes de distintas fuentes, ya sean naturales (solares, atmosféricos, galácticos, etc.) o artificiales (aceleradores, reactores, etc.), y contando el número de incidencias detectadas, es posible medir los parámetros de oscilación θ_{ij} y Δm_{ij}^2 .

Así, observaciones realizadas por parte de experimentos de neutrinos solares así como también el experimento de antineutrinos de reactor KamLAND permitieron determinar un valor aproximado para los parámetros θ_{12} y Δm_{21}^2 . Por otro lado, en base a mediciones de neutrinos atmosféricos llevadas a cabo por el experimento Super Kamiokande junto con resultados de neutrinos de aceleradores de K2K y MINOS, se halló θ_{23} así como el valor absoluto de Δm_{31}^2 . Y en los últimos años, resultados del experimento T2K determinaron una cota superior para el valor de θ_{13} , los que han sido corroborados por los datos combinados de Double Chooz, Daya Bay y RENO, que indican un valor muy pequeño pero distinto de cero para este ángulo de mezcla [40].

Sin embargo, las oscilaciones de neutrinos aún generan interrogantes hasta la fecha sin respuesta. Una de ellas está relacionada a las “jerarquías” de las masas de los estados de propagación. Los resultados de las observaciones hechas en neutrinos solares arrojan que Δm_{21}^2 es una cantidad positiva, lo que indica que $m_2^2 > m_1^2$. No obstante, hasta el momento no se ha podido aseverar lo mismo para el caso de $\Delta m_{31}^2 \equiv m_3^2 - m_1^2$, lo que sugiere dos posibles escenarios:

- $m_3^2 > m_1^2$, conocido como jerarquía normal de masas.
- $m_3^2 < m_1^2$, conocido como jerarquía inversa de masas.

Otra interrogante está relacionada con la escala absoluta de las masas de los estados de propagación. Como (4.7) y (4.8) muestran, las probabilidades de oscilación están relacionadas a las diferencias de las masas al cuadrado dadas por $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$. Pero este resultado no indica, independientemente del tipo de jerarquía, cuál es el valor absoluto de estas masas por individual.

La figura 4.1 muestra de forma gráfica las distribuciones de las masas de los estados de propagación para ambas jerarquías, así como la incertidumbre relativa a su posición exacta respecto del cero.

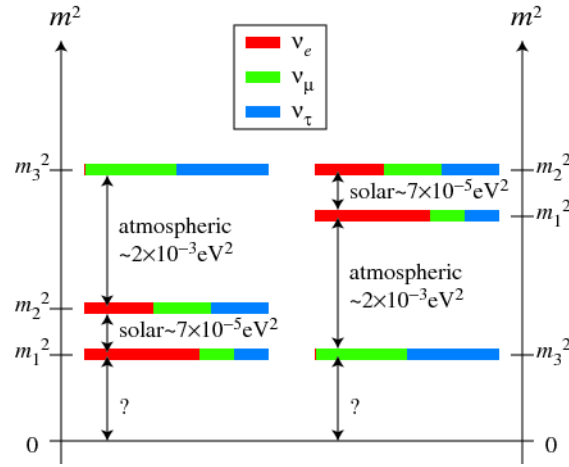


FIGURA 4.1: Jerarquías para las masas de los autoestados de propagación de neutrinos. Izquierda: normal. Derecha: inversa (adaptado de [66]).

Por último, otra duda que aún permanece sin respuesta viene a partir del factor de fase $\delta_{\mathcal{CP}}$ de la matriz PMNS. De acuerdo a la teoría de simetrías discretas $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$ y $\mathcal{T}$; una transformación $\mathcal{CP}$ intercambia las probabilidades de oscilación de neutrinos $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$ y antineutrinos $P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}$. Si $\delta_{\mathcal{CP}}$ es distinto de cero, implicaría una violación de esta simetría y, en consecuencia, una diferencia entre las probabilidades de oscilación de neutrinos y antineutrinos. No obstante, este ángulo de fase aún no ha podido ser medido hasta el momento con la precisión necesaria como para aceptar o descartar concluyentemente la posibilidad de que efectivamente hay una violación $\mathcal{CP}$ en oscilaciones.

La tabla 4.1 resume los valores más precisos hasta la fecha de los parámetros de oscilación, con sus respectivas incertidumbres. En este cuadro Δm^2 está definido como

$$\Delta m^2 \equiv m_3^2 - \frac{m_2^2 + m_1^2}{2} \quad (4.9)$$

de tal manera que $\Delta m^2 > 0$ si $m_1 < m_2 < m_3$ (jerarquía normal), y $\Delta m^2 < 0$ si $m_3 < m_1 < m_2$ (jerarquía inversa).

Parámetro	Valor actual
Δm_{21}^2	$7.54^{+0.26}_{-0.22} \times 10^{-5} \text{ eV}^2$
$ \Delta m^2 $	$2.43 \pm 0.06 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$
$\sin^2 \theta_{12}$	0.308 ± 0.017
$\sin^2 \theta_{23} (\Delta m^2 > 0)$	$0.437^{+0.033}_{-0.023}$
$\sin^2 \theta_{23} (\Delta m^2 < 0)$	$0.455^{+0.039}_{-0.031}$
$\sin^2 \theta_{13} (\Delta m^2 > 0)$	$0.0234^{+0.0020}_{-0.0019}$
$\sin^2 \theta_{13} (\Delta m^2 < 0)$	$0.0240^{+0.0019}_{-0.0022}$

CUADRO 4.1: Valores de los parámetros de oscilaciones de neutrinos conocidos hasta la fecha (adaptado de [40]).

4.1.4. Oscilaciones de neutrinos muón y secciones de choque

Los errores en la extracción de los parámetros de oscilación de muchos de los experimentos previamente mencionados se deben, entre otras causas, principalmente a imprecisiones en la medición de las secciones de choque así como también a los efectos nucleares de las interacciones ocurridas en la detección. Estos errores se relacionan con la energía de los neutrinos, la que a su vez está estrechamente vinculada a los mecanismos de generación de neutrinos con los que trabajan dichos experimentos, sean naturales o artificiales.

Uno de los tipos de oscilación con los que trabajan los experimentos de neutrinos de aceleradores es el de desaparición de neutrinos muón a través de la medición de la probabilidad de sobrevivencia $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$. El objetivo de estudiar esta probabilidad se centra en obtener una adecuada medición tanto de Δm_{23}^2 así como de θ_{23} en función de la energía del neutrino E_ν , la cual se lleva a cabo preferencialmente de dos maneras:

- Algunos experimentos utilizan detectores de tipo Cherenkov y trabajan con eventos cuasielásticos ya que su identificación es más sencilla en rangos de energía inferiores a 1 GeV. En esta clase de eventos el cálculo de E_ν se da a través de una reconstrucción cinemática en la que este es hallado a partir de la energía del muón de estado final E_μ , su momentum P_μ y su ángulo de dispersión θ_μ por medio de la relación

$$E_\nu = \frac{m_N E_\mu - \frac{m_\mu^2}{2}}{m_N - E_\mu + P_\mu \cos \theta_\mu} \quad (4.10)$$

No obstante, existen algunos eventos que pueden ser erróneamente identificados como interacciones cuasielásticas, como podría ser el caso de los generados por otros canales de interacción de corriente cargada (RES, DIS, etc.). Dicho esto, la señal de eventos cuasielásticos que entra en el cálculo de la probabilidad es afectada por el ruido de fondo, o *background*, provocado por estos eventos no deseados.

- Otros detectores que miden $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$ trabajan con reconstrucción energética por medio de calorimetría, en la cual tanto la energía del muón así como la de los hadrones del estado final permiten hallar un valor de E_ν obtenido por medio de la suma de ambas contribuciones. Esta reconstrucción energética es más eficiente que la cinemática en rangos de energía mayores a 1 GeV, pero también está sujeta a errores ya sea por las interacciones hadrónicas secundarias al interior o por una absorción completa por parte de los núcleos atómicos del detector.

Un segundo estudio de probabilidad de oscilación interesante de analizar en experimentos de aceleradores es el de aparición de neutrinos electrón a partir de neutrinos muón, dada por la probabilidad de transición $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$. Con una medición precisa de esta probabilidad, además de una mejora en el valor de Δm_{23}^2 , también se busca una reducción en el error de θ_{13} y, consecuentemente, reducir el rango de valores posibles para el misterioso ángulo de fase δ_{CP} . Sin embargo, la aparición de neutrinos electrón en experimentos basados en aceleradores tiene un alto *background* producto de la incertidumbre de secciones de choque de diferentes canales de corriente cargada así como de corriente neutra.

Dado que, como se explicará en la sección siguiente, MINERνA trabaja con un haz de neutrinos muón generados en un complejo acelerador, una de sus metas está basada en tratar de reducir los errores en la extracción de los parámetros de oscilación por medio de una caracterización precisa tanto de las secciones de choque así como también de los efectos nucleares en los diferentes canales de interacción neutrino-nucleón.

4.2. Descripción del haz de neutrinos muón de NuMI

La producción del haz de neutrinos y antineutrinos muón involucra una serie de pasos que van desde la formación de iones de hidrógeno, pasando por la generación de protones y su interacción con un blanco fijo, hasta la producción vía decaimiento de los (anti)neutrinos que finalmente lleguen hasta el detector MINERνA.

4.2.1. Generación y aceleración de protones

La figura 4.2 muestra el complejo de aceleradores de Fermilab en el cual se generan los protones que dan pie a los neutrinos. El primer paso se lleva a cabo en un contenedor llamado preacelerador, en el cual moléculas almacenadas de H_2 en estado gaseoso son mezcladas con electrones confinados en un campo magnético, formando un plasma ionizado de H^- de muy alta densidad y que luego es separado de otros electrones remanentes por medio de un campo magnético. Luego de ello, los iones son acelerados por un campo eléctrico producido al interior de un generador Cockcroft-Walton hasta que alcanzan una energía promedio de 750 keV [67].

Estos iones H^- son depositados en el complejo LINAC (*LINEar ACcelerator*) que esta conformado por varios tubos de deriva y cavidades del tipo SCC (*side-coupled cavities*). Los primeros conforman un arreglo en serie de tubos cilíndricos de cobre por los cuales se propaga un campo eléctrico que acelera los iones hasta una energía aproximada de 116 MeV; y posterior a ello, 7 cavidades resonantes acopladas entre sí generan una aceleración aún mayor de tal forma que estos alcanzan los 400 MeV [68].

Después de pasar por el LINAC, los iones se dirigen hacia el Booster, el cual es un acelerador sincrotrón con un diámetro aproximado de 150 m [69]. Antes de ser introducidos, los H^- atraviesan varias láminas de carbón que filtran todos los electrones, dejando únicamente un rayo de protones. Estos protones son aceptados por el Booster y acelerados por medio de aproximadamente 40 mil vueltas en sentido contrarreloj hasta que estos alcanzan una energía de 8 GeV, momento en el que están listos para ser entregados al acelerador Main Injector.

A fin de maximizar la eficiencia en la entrega de protones del Booster hacia el Main Injector, por cada ciclo de aceleración dentro del Booster los protones son separados en seis grupos llamado *batches*. Dado que el Main Injector es un sincrotrón cuya circunferencia es 7 veces mayor a la del Booster, este puede aceptar hasta un máximo de 6 *batches* en cada ciclo de extracción de 0.53 Hz, al que se le denomina *spill*. Cada *spill* contiene aproximadamente 42×10^{12} protones por pulso. Dentro del Main Injector los protones son acelerados hasta que alcanzan una energía de 120 GeV [70].

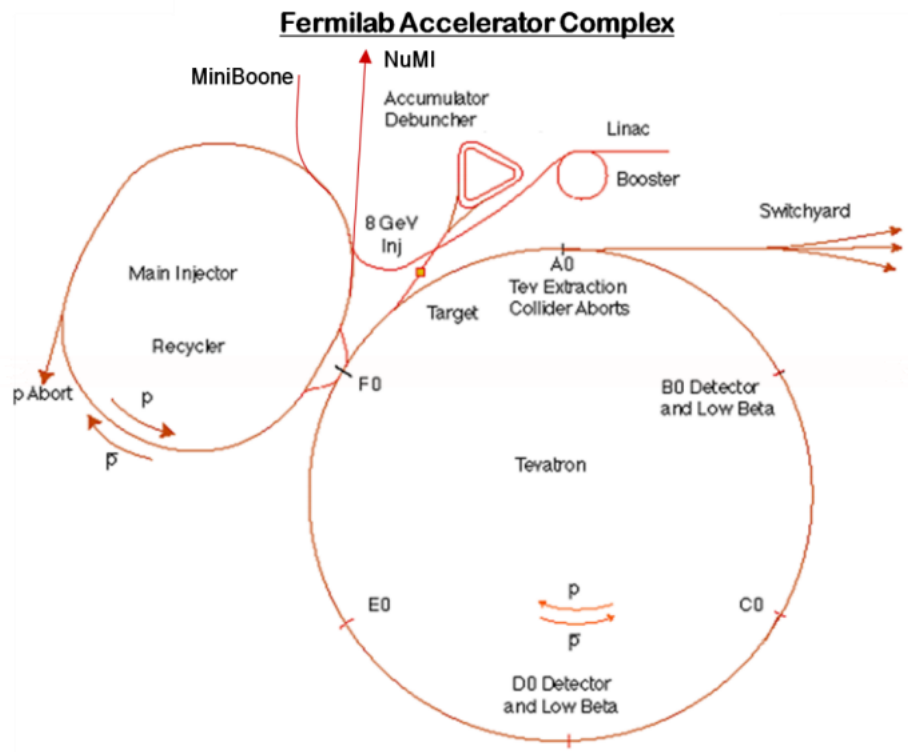


FIGURA 4.2: Vista esquemática del complejo de aceleradores de Fermilab que muestra los lugares que toman parte del proceso de creación de los protones que son enviados y acelerados por el Main Injector. También muestra el actualmente inactivo Tevatron (adaptado de [71]).

Focalizadores magnéticos

Los hadrones generados en el blanco escapan en direcciones aleatorias. Una vez fuera del grafito, estos son enfocados por dos focalizadores magnéticos toroidales, cada uno que genera un campo de 30 kGauss en promedio. El primero de estos se encuentra muy cercano al blanco y el segundo, más alejado de tal forma que ambos actúan como un sistema de colimación para los hadrones, como se ve en la figura 4.4.

La corriente que circula por los focalizadores puede variar entre 180 y 200 kA, y dependiendo del sentido de esta se puede separar a los piones y kaones enfocados en función de su carga eléctrica:

- Cuando el sentido de la corriente es “positivo” la polaridad de los focalizadores es FHC (*forward horn current*). Los piones y kaones enfocados son los de carga positiva (π^+ y K^+), mientras que los de carga negativa (π^- y K^-) son dispersados hacia los costados.
- Si la corriente es invertida, es decir tiene sentido “negativo”, la polaridad de los focalizadores es RHC (*reverse horn current*). En este caso los hadrones centrados son los negativos; y los dispersados, los positivos.

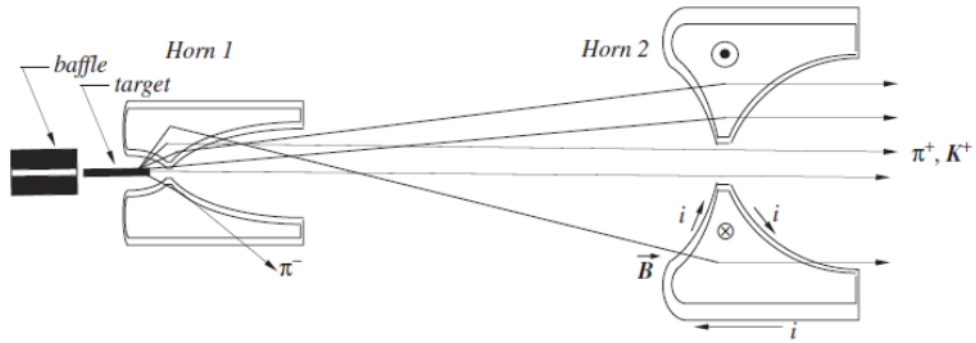


FIGURA 4.4: Focalizadores magnéticos de los hadrones producidos por la colisión protón-grafito (adaptado de [74]).

Se puede variar la posición relativa entre el blanco de grafito y los focalizadores magnéticos, de tal manera que un determinado rango de energías de piones y kaones puede ser enfocado con mayor facilidad por el campo magnético, haciendo de los focalizadores un filtro de energías. Además, también se debe tomar en cuenta la contribución para el flujo de partículas de los hadrones generados en sentido paralelo al haz de protones y que son mínimamente afectados por el campo magnético, generalmente de muy alta energía comparados con los otros.

Tubo de decaimiento y monitores

Los piones y kaones focalizados viajan por un tubo cilíndrico de 675 m de largo y 2 m de diámetro hecho de acero y cuyo interior contiene helio gaseoso a 1 atm de presión. Este diseño en conjunto tiene la finalidad de minimizar las interacciones hadrónicas con el ambiente y permitir el máximo número posible de decaimientos de dichas partículas.

El canal de decaimiento predominante para piones cargados, con más del 99.98 % de probabilidad viene dado por [40]

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad , \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (4.11)$$

mientras que para kaones el canal más relevante tiene aproximadamente 63.55 % de ocurrencia y es

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad , \quad K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (4.12)$$

Al final del tubo de decaimiento se ubica el monitor hadrónico, conformado por una serie de cámaras de helio gaseoso ionizante, cuyo propósito es verificar que el haz de protones funcione adecuadamente por medio de la ionización producida por las partículas cargadas que pasan a través de este [75]. Detrás del monitor hadrónico se ha colocado varios bloques compuestos por aluminio, acero y principalmente concreto, que cumplen el rol de absorbedores de los hadrones remanentes que no han llegado a decaer para evitar que lleguen hasta el detector MINERνA.

La última parte del complejo lo componen los monitores de muones, que son cuatro cámaras de helio gaseoso empotradas en la roca que rodea el subterráneo del NuMI *beamline*. El objetivo de estos monitores es el de observar los muones productos del decaimiento de los piones y kaones más energéticos, lo cual es parte del estudio del modelamiento del flujo de los (anti)neutrinos que recibe MINERνA.

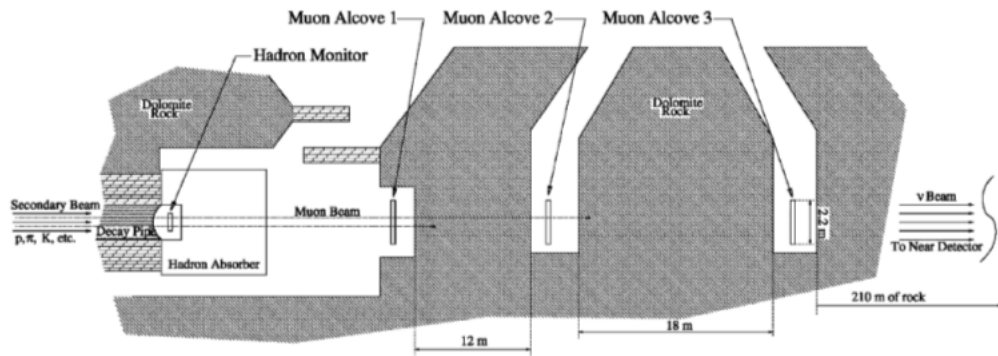


FIGURA 4.5: Monitores hadrónico y de muones. Actualmente se encuentra en funcionamiento un cuarto monitor de muones instalado el año 2014 (adaptado de [75]).

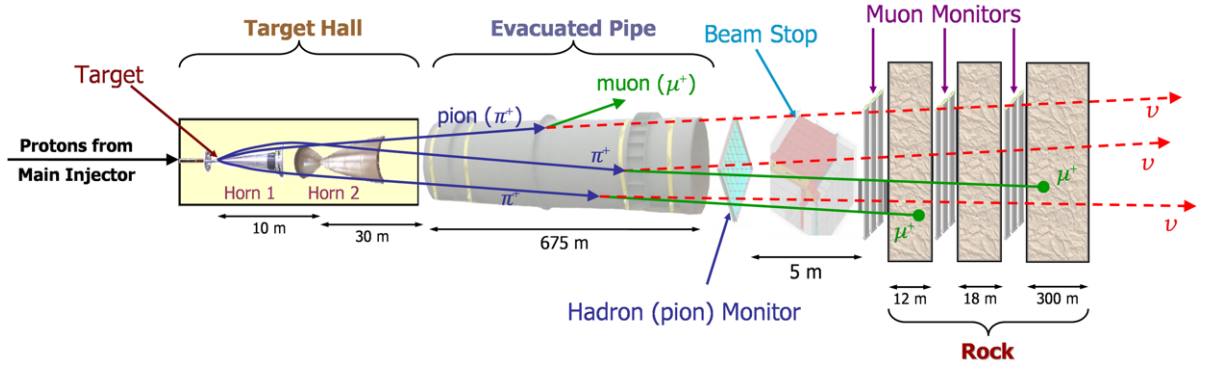


FIGURA 4.6: Vista esquemática del NuMI beamline (adaptado de [76]).

4.3. Detector MINER ν A

El detector MINER ν A es una estructura de forma hexagonal, con un apotema de aproximadamente 1.7 m y una longitud de 5 m, así como muestra la figura 4.7. Está compuesta por 120 módulos colocados perpendicularmente a la dirección de propagación del haz de neutrinos y se divide en 4 partes principales [77]:

- *Tracker* activo
- Blancos nucleares
- Calorímetros electromagnético y hadrónico
- Detector externo

Cada una de estas regiones cumple una serie de funciones específicas que permiten la identificación y caracterización de las interacciones de neutrinos que se llevan a cabo al interior del detector. A pesar de que cada módulo tiene una estructura diferente dependiendo de la región del detector a la que pertenece, todos poseen una parte “activa” que la componen los planos centelladores y el sistema óptico, los cuales se detallarán a continuación.

4.3.1. Centelladores y sistema óptico

MINER ν A trabaja con planos de centellador hexagonales, cada uno de estos formado a partir de 127 tiras triangulares de poliestireno transparente (carbono al 92%) con dopajes PPO al 1% y POPOP al 0.03%. Estas tiras son unidas entre sí con resina epoxi traslúcida de manera que forman una estructura hexagonal tal como muestra la figura 4.8. La longitud de cada tira depende de su posición en el plano centellador, las más largas las posicionadas a mitad del plano y las más cortas, en los extremos.

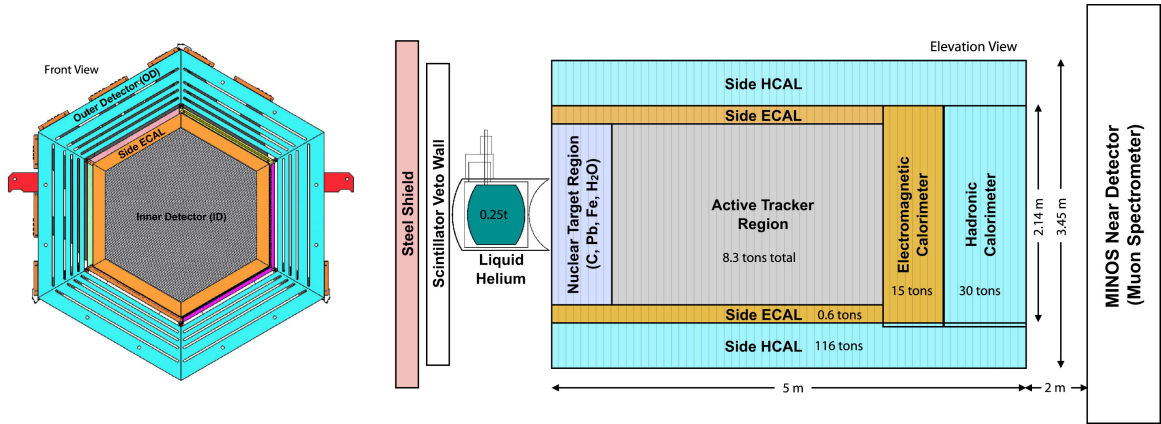


FIGURA 4.7: Izquierda: vista frontal del detector de MINERνA. Derecha: vista del mismo desde la parte superior (adaptado de [77]).

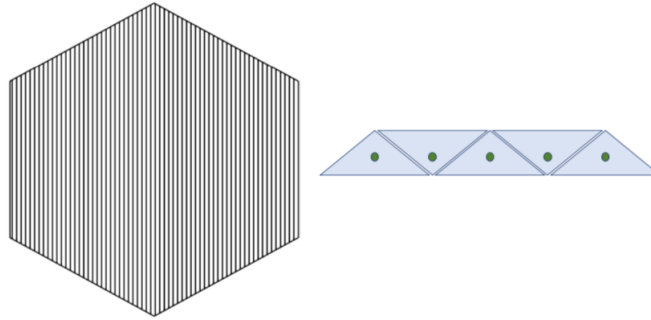


FIGURA 4.8: Izquierda: un plano de centellador formado a partir de 127 tiras adheridas entre sí. Derecha: disposición de las tiras triangulares que conforman un plano (adaptado de [78]).

La sección transversal triangular de las tiras de centellador es isóceles, con 33 mm de base y 17 mm de altura. Cada una de estas posee un hoyo de 2.6 mm de diámetro ubicado a 8.5 mm sobre la mitad de la base y que se expande a lo largo de la toda la tira. Al interior de este hoyo es colocada una fibra WLS (*wavelength shifting*) compuesta por flúor en proporción de 175 ppm, cuyo diámetro es aproximadamente 1.2 mm. Estas fibras son fijadas al interior de las tiras utilizando como adhesivo resina epoxi traslúcida, tal como se puede ver en la figura 4.9

Por medio de la excitación de los átomos del poliestireno cuando una partícula cargada pasa a través de este y su posterior relajación, la luz emitida por el poliestireno es absorbida por las fibras WLS. A fin de maximizar esta recepción, uno de los extremos de cada tira triangular es pulido, cubierto por una capa de aluminio con una reflexión del 99.999 % y revestido por una cobertura de resina epoxy UV; mientras que el otro extremo de la fibra se conecta a los terminales ópticos. Adicionalmente, a cada una de las tiras se le da un recubrimiento de poliestireno líquido compuesto con dióxido de titanio, el cual una vez seco adquiere propiedades reflectivas además de ofrecer rigidez.

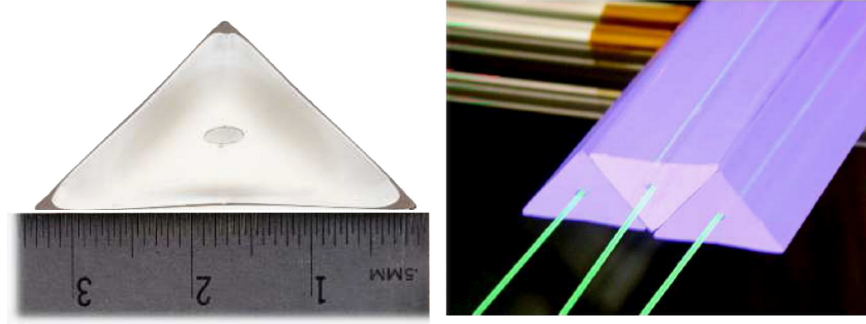


FIGURA 4.9: Izquierda: vista transversal de una tira de centellador. Derecha: fibras WLS insertadas al interior de las tiras triangulares (adaptado de [77]).

Luego de unir las tiras con resina epoxi traslúcida y formar un plano de centellador, cada uno de estos es envuelto con una capa de resina de policarbonato Lexan y un posterior recubrimiento de resina epoxi opaca, para finalmente ser cubierto de manera completa con cinta PVC negra. De esta manera, no solo se asegura una buena aceptación de luz de parte de las fibras WLS sino que también se minimiza la contaminación que pueda llegar desde el exterior.

Cada terminal óptico agrupa ocho extremos libres de las fibras WLS y los conecta con los fotomultiplicadores (*photomultipliers*, PMT). Las fibras WLS no solo se encargan de recolectar la luz producida dentro de la tira de centellador, sino que también modifican su longitud de onda hacia el verde antes de transmitirla hasta los conectores ópticos que se enlazan a los fotomultiplicadores.

Los PMT utilizados por MINER ν A son de 64 conectores, al interior de estos la luz transmitida por las fibras WLS inciden en el fotocátodo y se produce una emisión de electrones vía efecto fotoeléctrico. Por medio de una serie de 12 dínodos al interior de los PMT, la señal es amplificada en un factor del orden de 10^5 a 10^6 veces por cada fotoelectrón [79]. Esta señal es recogida para su posterior procesamiento por el sistema de adquisición de datos.

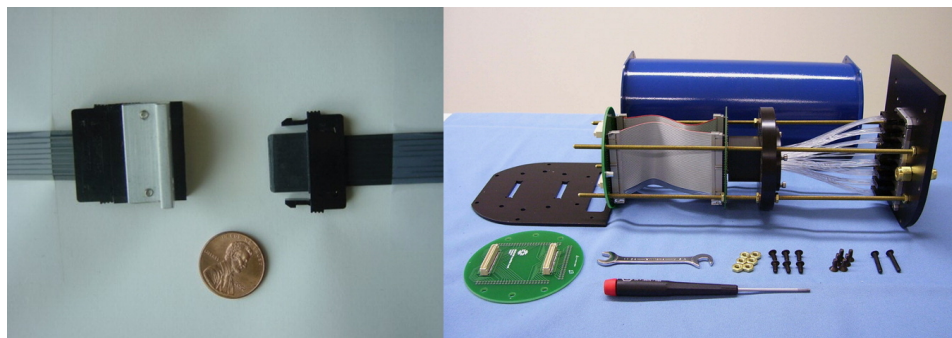


FIGURA 4.10: Izquierda: conector óptico comparado con el tamaño de una moneda de 1 centavo de dólar americano. Derecha: estructura de un fotomultiplicador utilizado por MINER ν A (adaptado de [77]).

A partir de todo el proceso previamente descrito que implica desde la detección de la partícula cargada hasta la recepción de la señal electrónica a procesar, el arreglo que conforman los centelladores y el sistema óptico de MINER ν A es llamado “detector activo” ya que la detección se lleva a cabo por la interacción directa de la partícula con el centellador.

4.3.2. *Tracker* activo

La parte central del detector MINER ν A es llamada la región del *tracker* activo, que tiene como principal objetivo el rastreo de la trayectoria de las partículas cargadas producidas al interior del detector. Como su nombre lo dice, esta región está conformada únicamente por material “activo”, en este caso centelladores conectados al sistema óptico.

MINER ν A utiliza tres posibles orientaciones para los planos de centellador dada la dirección de las tiras que lo conforman:

- Tipo “X”: Tiras posicionadas verticalmente, tal cual se observa en la figura 4.8.
- Tipo “U”: Tiras orientadas 60° en sentido horario desde la vertical.
- Tipo “V”: Tiras orientadas 60° en sentido antihorario desde la vertical.

Un módulo de la región del *tracker* activo lo conforman dos planos de centellador acoplados de manera consecutiva en combinaciones “UX” y “VX”. La distribución de los módulos sigue la estructura alternada “UX”-“VX” a lo largo de todo el *tracker*, con una separación de 2.5 mm entre cada módulo. La finalidad de esta distribución es garantizar la mejor reconstrucción geométrica tridimensional de los rastros de las partículas cargadas, así como indica la figura 4.11, y además para evitar ambigüedades en la identificación de múltiples rastros que puedan darse en una sola interacción.

Además, a cada uno de los módulos se le proporciona un recubrimiento lateral de plomo de aproximadamente 20 mm de espesor que cumple la función de un calorímetro electromagnético lateral. En total la región del *tracker* activo cuenta con 62 módulos.

4.3.3. Blancos nucleares

La parte delantera del detector está diseñada para el estudio de interacciones de neutrinos en diferentes núcleos además del poliestireno y por ello es llamada región de blancos nucleares. En esta región tiene en total 5 blancos sólidos y 2 líquidos, separados entre sí por módulos de centellador.

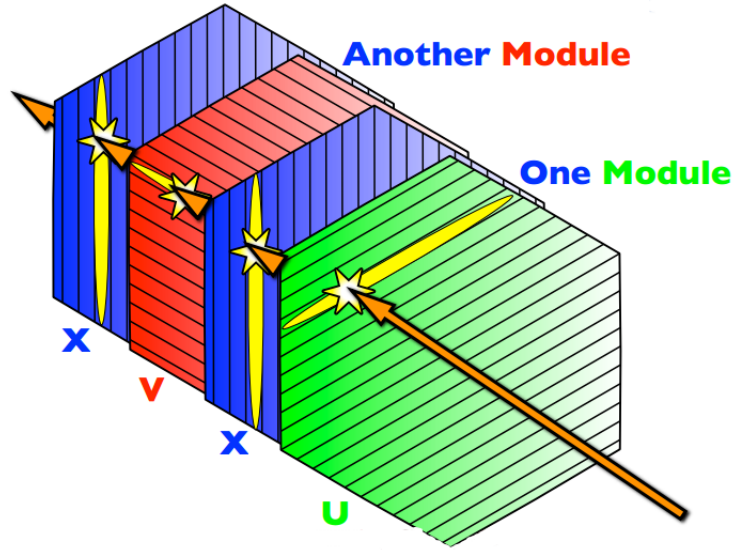


FIGURA 4.11: Disposición de los módulos de la región del *tracker* activo a fin de obtener la mejor reconstrucción posible de la trayectoria de la partícula (adaptado de [80]).

En el caso de los blancos nucleares sólidos, estos son planos también de forma hexagonal compuestos por materiales más densos que el poliestireno, tal como se observa en la figura 4.12:

- Los blancos #1, #2 y #5 están conformados en su mayor parte de acero y en menor medida de plomo.
- El blanco #3 posee grafito, acero y plomo, con el primero cubriendo una área mayor.
- El blanco #4 está compuesto únicamente de plomo.

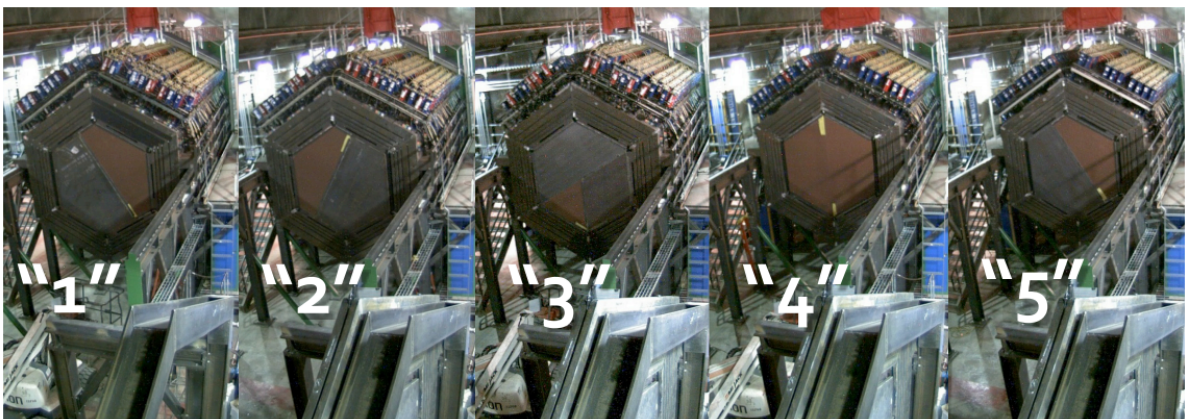


FIGURA 4.12: Blancos nucleares sólidos de MINERνA (adaptado de [80]).

Adicionalmente a los blancos sólidos, MINER ν A también posee dos blancos nucleares líquidos. El primero es de helio criogénico colocado por delante del blanco sólido #1, mientras que el segundo es de agua destilada y se ubica entre los blancos #3 y #4.

Entre cada uno de los blancos nucleares hay una separación de 4 módulos de planos de centellador con estructura “UX-VX” al igual que los del *tracker* activo; exceptuando entre los blancos #4 y #5, donde el espaciado es solo de dos módulos, como se puede notar en la figura 4.13. Así mismo, de manera similar al *tracker*, todos los módulos de la región de blancos nucleares son cubiertos por los costados con un calorímetro electromagnético lateral compuesto por una capa de 2 mm de plomo.

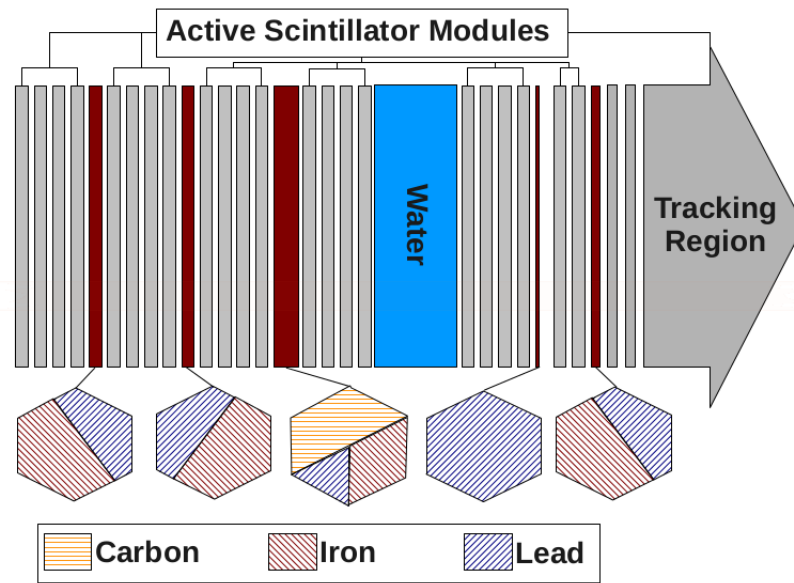


FIGURA 4.13: Distribución de los blancos nucleares de MINER ν A, no incluye el blanco de helio líquido ubicado en la parte delantera (adaptado de [81]).

Dado que tanto para los blancos nucleares sólidos así como para los líquidos no existe una conexión directa con el sistema óptico que permita monitorear el efecto de las interacciones ocurridas en estos, y dicha tarea únicamente se puede realizar por medio de los planos de centellador adyacentes; se dice que los blancos nucleares, y así también toda parte del detector no conectada al sistema óptico, son las componentes “pasivas”.

4.3.4. Calorímetros y detector externo

Detrás del *tracker* se encuentra la región de los calorímetros. MINER ν A cuenta con dos clases para sus análisis, cada una con sus propias características:

- El calorímetro electromagnético (ECAL) es el que está localizado en la parte delantera de esta zona y se compone de 10 módulos. Un módulo del ECAL tiene la misma estructura que los del *tracker* con la diferencia de que cada plano de centellador está completamente cubierto con un revestimiento de plomo de 20 mm de espesor. Adicionalmente, existe un módulo intermedio denominado “de transición” entre la región del *tracker* y el ECAL con una capa de 20 mm de plomo que actúa como un absorbedor.

La composición del ECAL permite la generación de cascadas de interacción electromagnética, principalmente de fotones, electrones y piones. A través de estas cascadas, es posible la identificación de dichas partículas que, de otra manera, escaparían del detector sin poder ser detectadas apropiadamente.

- Detrás del ECAL se encuentra el calorímetro hadrónico (HCAL). La estructura de un módulo del HCAL es de un plano centellador y una placa hexagonal de acero de 2.54 cm de espesor, que conforma la componente “pasiva” del calorímetro, y en total se cuenta con 20 módulos para esta zona.

De manera análoga al ECAL, el HCAL estimula la formación de cascadas hadrónicas que permitan la identificación de los hadrones generados en el detector. Esto es de suma importancia en el caso de mesones o bariones que no pueden ser identificados correctamente en el *tracker* ni en el ECAL, como por ejemplo el neutrón.

Finalmente, la parte más externa que envuelve las otras tres regiones lo compone el llamado detector externo. Este es un calorímetro hadrónico conformado por placas trapezoidales de acero de 3.49 cm de espesor, exceptuando en la parte que envuelve el HCAL donde las placas tienen un grosor mayor de 3.81 cm. Cada una de estas posee 4 agujeros de $2.54 \times 2.54 \text{ cm}^2$ en donde van ensartadas tiras de centellador de sección transversal rectangular con sus correspondientes fibras WLS.

Capítulo 5

Detector cercano de MINOS

El experimento MINOS (*Main Injector Neutrino Oscillation Search*), como su nombre lo indica, es un experimento de oscilaciones de neutrinos también desarrollado en Fermilab y que hace uso del mismo haz de (anti)neutrinos producido en el complejo NuMI. MINOS cuenta con dos detectores magnetizados. El primero se encuentra localizado 100 m en el subterráneo del NuMI *beamline* y por su ubicación es llamado detector cercano, o *near detector* (ND). El segundo se localiza en Minnesota a 750 km de distancia y por ese motivo lleva como nombre detector lejano, o *far detector* (FD).

Además de las observaciones que MINOS lleva a cabo a fin de medir los parámetros de oscilación deseados, el detector cercano cumple un papel fundamental para los análisis de secciones de choque que MINER ν A realiza. En este capítulo se ofrecerá una descripción a grandes rasgos del experimento MINOS así como de sus motivaciones físicas y de la tecnología del detector cercano, lo que servirá como base para los resultados de esta tesis, que serán presentados en el capítulo 7.

5.1. Experimento MINOS

MINOS ha sido creado con el objetivo de cumplir una serie de mediciones relacionadas con oscilaciones a partir de un haz de neutrinos muón en el rango energético de aceleradores, tal como es el producido por el NuMI *beamline*. Se puede enlistar sus motivaciones físicas más importantes [82]:

- Estudiar la probabilidad de supervivencia de neutrino muón ($P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$) y realizar una medición precisa de $\sin^2(2\theta_{23})$ y Δm_{23}^2 .

- Estudiar además la aparición de neutrino electrón ($P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$) y tratar de acotar posibles valores para la incertidumbre de θ_{13} .
- Analizar la plausibilidad de existencia de neutrinos estériles a partir del haz de neutrinos muón.

Para este fin, como se mencionó previamente, MINOS posee dos detectores, cada uno con sus correspondientes funciones pero que comparten la característica de estar compuestos principalmente por centelladores y acero magnetizado [83][84]:

- El detector cercano se ubica exactamente 2 m detrás del detector MINER ν A en la caverna del NuMI *beamline*. Está conformado por 282 placas de acero y 153 planos de centellador, y posee una sección transversal octogonal “achatada” de 3.8 m de alto por 6.2 m de ancho. Es el más pequeño y ligero de los dos, con una masa aproximada de 980 toneladas.
- El detector lejano se encuentra en el subterráneo del Soudan Underground Laboratory, en la zona norte de Minnesota, a 735 km del Fermilab. Lo componen 486 placas de acero y 484 planos de centellador, tiene una sección transversal octogonal de 8 m de lado a lado, y su masa aproximada es de 5400 toneladas.



FIGURA 5.1: Vistas frontales de los detectores de MINOS.
Izquierda: detector cercano. Derecha: detector lejano (adaptado de [84]).

La similitud en el diseño de los detectores es tal que permite la cancelación de algunos errores sistemáticos, sobre todo referentes al flujo de neutrinos, al momento de hacer el cociente de conteo de eventos de neutrinos entre ambos detectores. La diferencia entre sus tamaños es para evitar una pérdida de información producto de la apertura angular del haz de neutrinos y mejorar la aceptación del mismo en el detector lejano.

La descripción detallada de este último escapa de los alcances de esta tesis, por lo que el resto del capítulo se enfocará en describir únicamente al detector cercano y sus partes fundamentales.

5.2. Componentes del detector cercano

Al igual que en el caso de MINER ν A, el detector cercano de MINOS posee componentes “activas” en forma de los planos de centellador, así como “pasivas” que vienen a ser el caso de las placas de acero.

5.2.1. Centelladores y sistema óptico

Las parte “activa” la componen las tiras de centellador y fibras WLS conectadas al sistema óptico. Aunque del mismo material que las de MINER ν A, MINOS utiliza tiras rectangulares, cuyas dimensiones son de 41 mm de ancho por 10 mm de alto. La cara superior de cada tira tiene una zanja de 2.3 mm de profundidad por 2 mm de espesor que se extiende a lo largo de esta, y es ahí donde se coloca la fibra WLS.

Una vez dentro del centellador, la fibra es adherida utilizando resina epoxy traslúcida y posteriormente cubierta por una cinta reflectora de aluminio. Para maximizar la recepción de luz, se le aplica una capa de poliestireno líquido dopado con dióxido de titanio. La estructura de una tira de centellador de MINOS puede observarse en la figura 5.2.

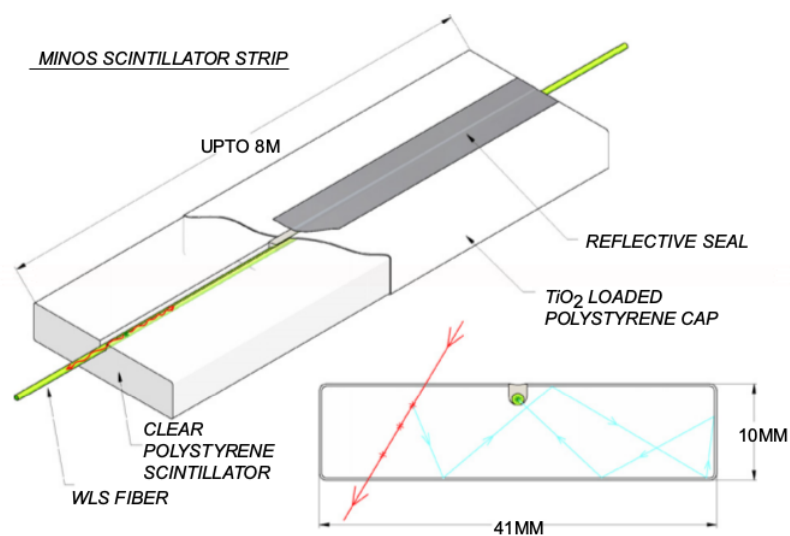


FIGURA 5.2: Vista esquemática de una tira de centellador de MINOS (adaptado de [83]).

Uno de los extremos de cada tira rectangular es pulido y cubierto con una capa de aluminio. El otro extremo permite que las fibras WLS se enlacen hacia los conectores ópticos y estos a su vez permiten el traslado de la señal luminosa hacia el fotomultiplicador, así como muestra la figura 5.3. Los PMT utilizados por MINOS son del mismo modelo que los que se usan en MINER ν A.

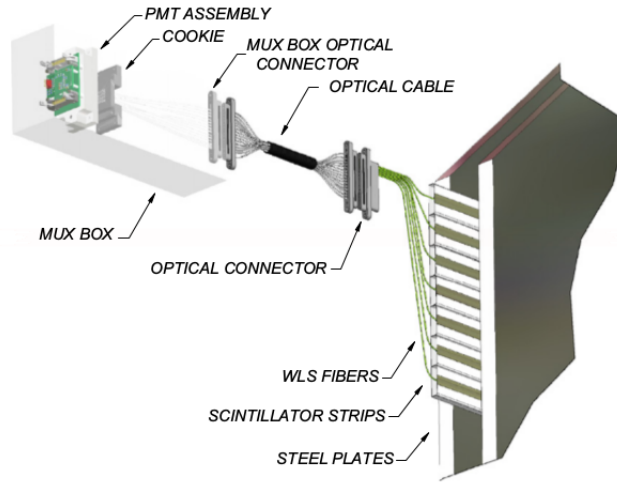


FIGURA 5.3: Vista esquemática del sistema de recolección óptica de MINOS (adaptado de [83]).

5.2.2. Tipos de planos de centellador

A diferencia de MINER ν A, no todos los planos de centellador de MINOS cubren la totalidad de la sección transversal del detector cercano. Estos pueden ser de dos tipos dependiendo del área que cubren:

- Un plano totalmente instrumentado (plano “F”) cubre casi la totalidad de la placa de acero que lo acompaña y se compone por 5 conjuntos de centelladores que agrupan 14, 20 o 28 tiras rectangulares.
- Por su parte, un plano parcialmente instrumentado (plano “P”) cubre no más de la mitad de la cara transversal de la placa de acero y esta formado solamente por 3 conjuntos de tiras de centellador.

Además, con la finalidad de hacer un rastreo adecuado de las partículas cargadas, MINOS cuenta con dos orientaciones para los conjuntos que componen las tiras de centellador:

- Tipo “U”: Tiras orientadas 45° en sentido horario desde la vertical.
- Tipo “V”: Tiras orientadas 45° en sentido antihorario desde la vertical.

De esta forma entonces, se tiene en total 4 clases distintas de planos dependiendo de su configuración: “FU”, “FV”, “PU” y “PV”; las que son mostradas en la figura 5.4.

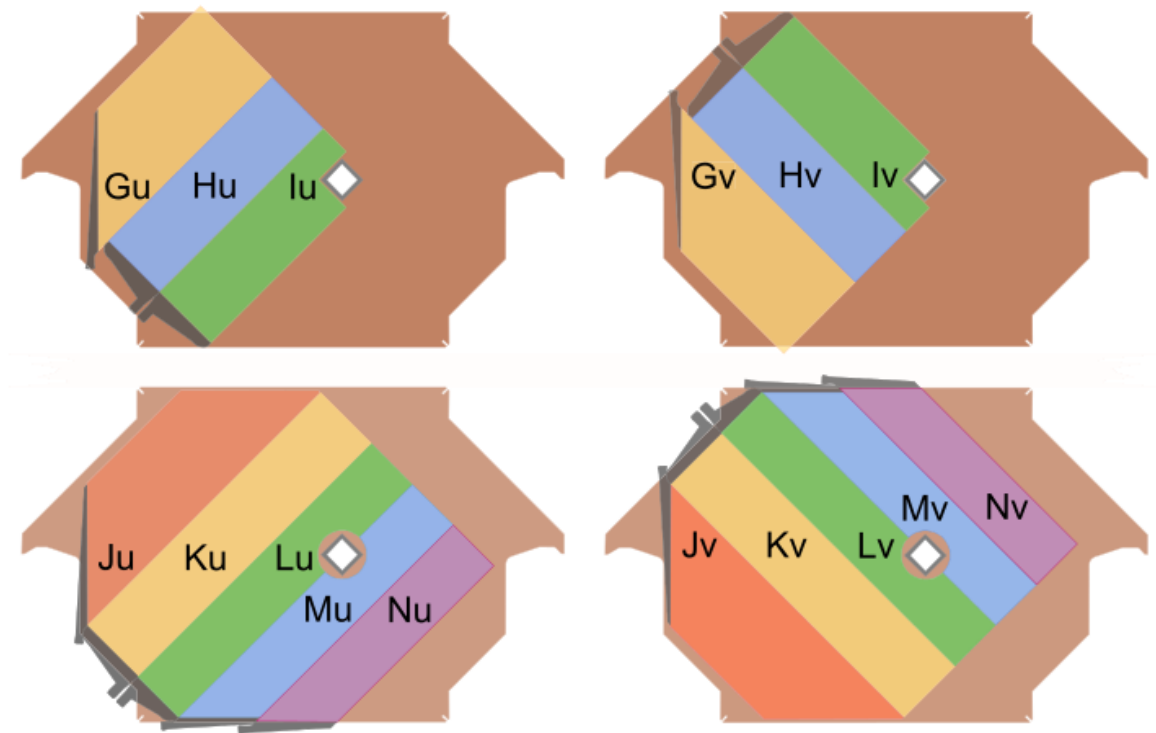


FIGURA 5.4: Tipos de planos de centelladores de MINOS acompañados de su respectiva placa de acero. Los de la parte superior corresponden a los planos parcialmente instrumentados: “PU” izquierda y “PV” derecha. Los de la parte inferior corresponden a los totalmente instrumentados: “FU” izquierda y “FV” derecha (adaptado de [83]).

5.2.3. Bobina y campo magnético

Una de las características más distintivas de los dos detectores de MINOS es la existencia de bobinas que atraviesan los detectores transversalmente y magnetizan las placas de acero. Eso quiere decir que la componente “pasiva” de los detectores no solo cumple un papel calorimétrico sino que además sirve como selector de las partículas que los atraviesan en función de su carga eléctrica.

La bobina del detector cercano es una estructura rectangular de 18.76 m de largo por 2.89 m de ancho por el que circula una corriente de 40 kA. Uno de sus dos lados largos atraviesa cada uno de los planos del detector a 55.8 cm del centro de los mismos en dirección del rayo de (anti)neutrinos.

En su interior, la bobina está compuesta por 48 conductores rectangulares de aluminio, cada uno con una base de 3.81 cm y una altura de 2.79 cm. En el centro de cada uno de estos conductores hay un canal circular de 1.65 cm de diámetro por el que fluye agua

de baja conductividad a menos de 80° C que le proporciona refrigeración al sistema. Los conductores están ordenados en un arreglo de 6 por 8, de tal forma que la sección transversal de la bobina adquiere una estructura cuadrangular de 10.24 cm por lado, así como muestra la figura 5.5.

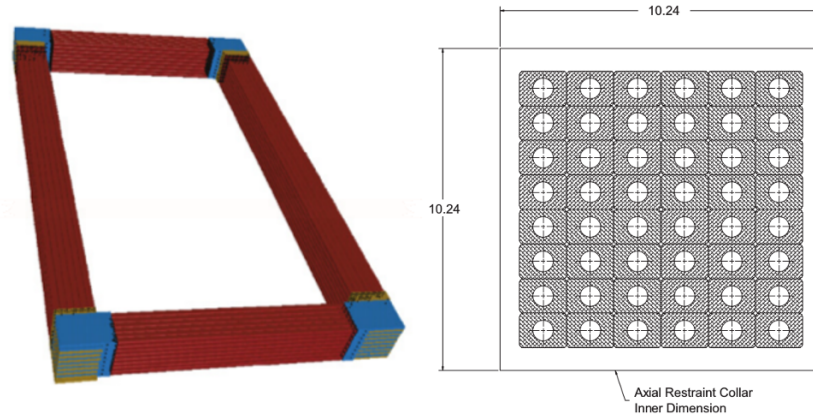


FIGURA 5.5: Izquierda: bobina magnética del detector cercano de MINOS. Derecha: esquema de la sección transversal de la misma (adaptado de [83]).

El campo magnético $\vec{B}$ generado en las placas de acero ha sido determinado simulando la estructura de la bobina y la corriente que circula a través de ella en el software ANSYS, el cual realiza un análisis de elementos finitos para determinar la magnitud y dirección del campo en cada punto. Este análisis también incluye posibles variaciones en la corriente así como la relación entre $\vec{B}$ y $\vec{H}$ dada la histéresis del material. El campo magnético en las placas de acero se puede ver en la figura 5.6, donde la coordenada (0,0) está definida como el centro de la sección transversal de la bobina.

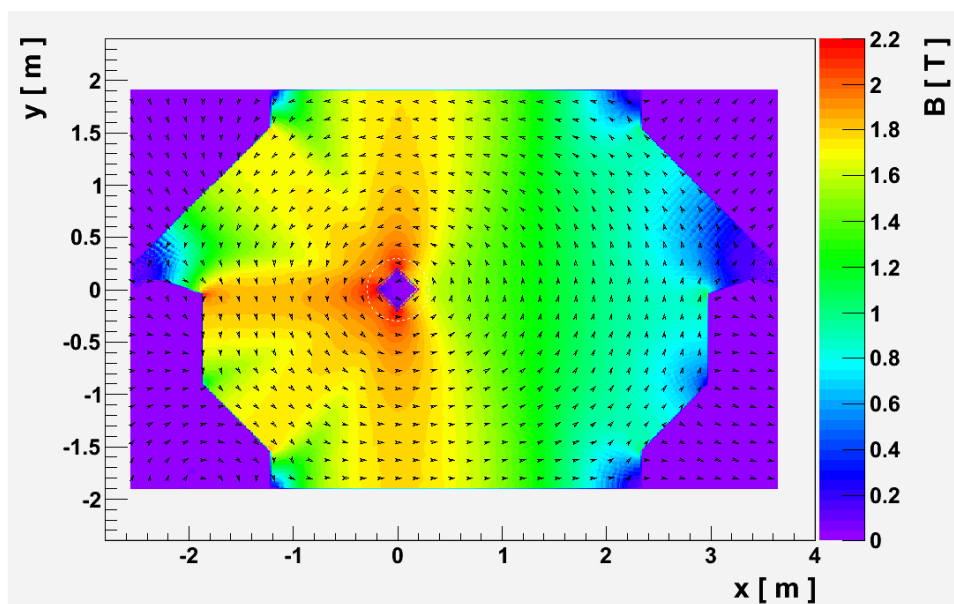


FIGURA 5.6: Campo magnético del detector cercano de MINOS (adaptado de [84]).

5.3. Estructura del detector cercano

El detector cercano está dividido en dos regiones: calorímetro y espectrómetro. La diferencia fundamental entre ambas radica en su nivel de instrumentación y, por tanto, cumplen funciones similares mas no iguales.

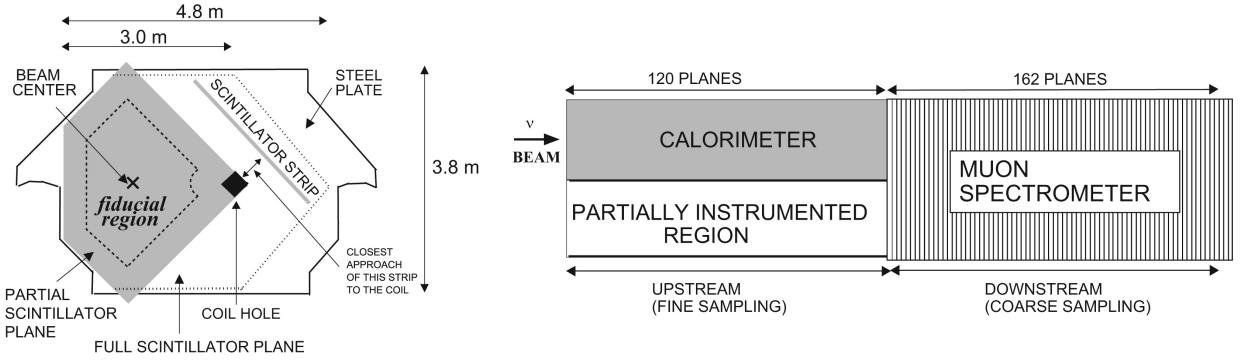


FIGURA 5.7: Izquierda: vista transversal del detector cercano de MINOS. Derecha: vista superior del mismo donde se puede ver la estructura que lo compone (adaptado de [74]).

5.3.1. Calorímetro

El calorímetro se ubica en la parte delantera, comenzando a 2 m del final del detector MINER ν A. Un módulo en esta región lo componen un plano de centellador y una placa de acero, de espesores de 1 cm y 2.54 cm, respectivamente. La separación entre dos módulos es de 2.41 cm, y en total se tiene 120. Una placa de acero adicional se encuentra localizada por delante del primer módulo.

A fin de maximizar la capacidad de rastreo de las partículas, la distribución de los módulos en el calorímetro está conformada por 12 repeticiones de la estructura “FU”- “PV”- “PU”- “PV”- “PU”- “FV”- “PU”- “PV”- “PU”- “PV” [83]. Por lo que, en resumen, se tiene 1 módulo totalmente instrumentado por cada 4 que lo están parcialmente.

Así, el calorímetro está capacitado para cumplir las dos clases de funciones deseadas, ya sea de rastreo o de calorimetría. Por ese motivo, basada en su utilidad para los análisis de oscilaciones propios de MINOS, se divide al calorímetro en 3 partes [85]:

- Los módulos del 1 al 20 forman la “región *veto*”, cuyo propósito es rastrear partículas cargadas incidentes desde fuera del detector para descartarlas ya que no son generadas por interacciones de neutrinos al interior.

- Del módulo 21 al 60 se tiene la “región de blancos”, toda interacción de neutrino ocurrida en esta zona es considerada para el conteo final de eventos que entra a tallar en el cálculo de la probabilidad de oscilación.
- Y entre el módulo 61 al 120 está la “región hadrónica”, que es donde se hace por medio de calorimetría y/o rastreo la identificación de las partículas que conforman las cascadas hadrónicas producto de las interacciones que se dan en la región de blancos.

5.3.2. Espectrómetro

La parte final del detector cercano corresponde al espectrómetro. La distribución de módulos sigue la misma estructura que la del calorímetro, con la notable diferencia de que el espectrómetro no posee planos parcialmente instrumentados. De esta manera, únicamente se tiene 1 plano totalmente instrumentado por cada 5 placas de acero. Debido a su bajo nivel de instrumentación, el espectrómetro es utilizado únicamente para fines de rastreo.

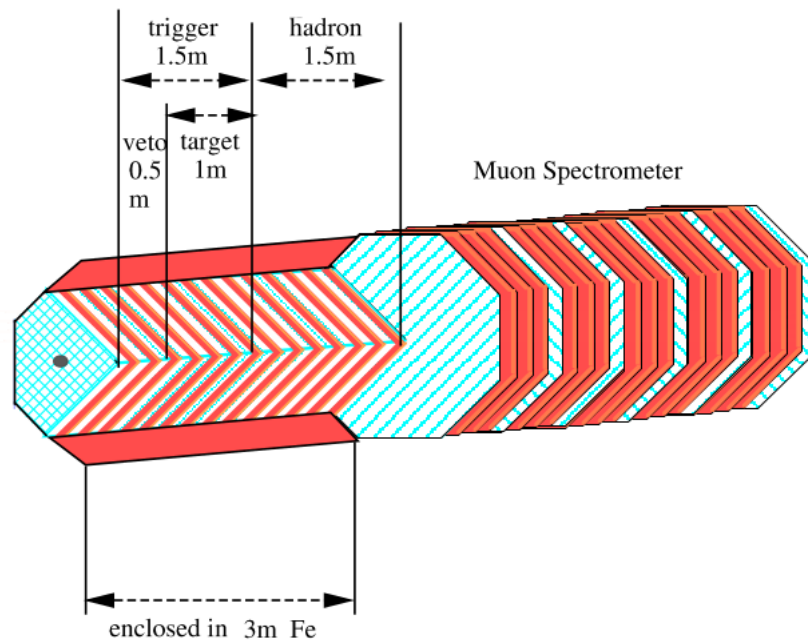


FIGURA 5.8: Esquema de la estructura del detector cercano de MINOS, donde además se muestra las distintas partes del calorímetro (imagen referencial, no incluye el número total de planos y módulos, adaptado de [85]).

Capítulo 6

Eventos de corriente cargada inclusiva

Cada 2.2 segundos, neutrinos producidos en NuMI en una cantidad del orden de 10^{10} se propagan hacia el detector MINER ν A; sin embargo, dada la naturaleza de estas partículas solo una pequeña fracción interacciona al interior del detector. Sumado está el hecho de que los neutrinos son eléctricamente neutros, y se propagan en centelladores sensibles a la carga eléctrica y diseñados para identificar partículas neutras como fotones, mas no neutrinos.

Esto obliga a que la detección sea una tarea de bastante complejidad ya que no solamente incluye a la recepción de las señales producidas por la electrónica del detector, sino también a la reconstrucción de las cantidades físicas involucradas en la interacción detectada. A esto se le debe añadir la aplicación de filtros correspondientes a cada canal de interacción que se busque estudiar, a fin de poder reducir al máximo el *background* al momento del cálculo de las secciones de choque de cada canal.

El objetivo de este capítulo es señalar cómo se lleva a cabo la detección de eventos en MINER ν A. Esta tarea no solamente involucra realizar una precisa toma de datos sino el de simular las interacciones. Todo ello a fin de hacer una correcta reconstrucción de eventos que permita seleccionar los que son de interés para los resultados de esta tesis.

6.1. Detección

En el capítulo 4 se describió las componentes del sistema óptico, encargado de la recolección de datos una cuando una partícula cargada pasa a través de las tiras de centellador. Sin embargo, el proceso para determinar una detección no es inmediato

sino que requiere una serie de pasos desde el momento en que la partícula cargada viaja por medio del material “activo” del detector.

Como se mencionó en ese mismo capítulo, la luminiscencia es producida cuando el poliestireno es excitado debido a la energía entregada por la partícula cargada durante su trayectoria. Esta energía depositada es caracterizada por la frecuencia de la luz emitida por el centellador. Sin embargo, los fotomultiplicadores tienen un espectro de absorción que no necesariamente puede coincidir con el espectro de emisión de las tiras de centellador.

Por ese motivo, la luz que es absorbida por las fibras WLS que conectan ambas componentes hace un corrimiento de la misma hacia el verde, de tal manera que la luz que llega hacia los PMT esté en el rango de aceptación de estos. No obstante, existe también un efecto de atenuación en la intensidad de la luz al interior de estas fibras WLS en función de la distancia recorrida por la misma. Esta atenuación tiene un comportamiento exponencial, así como indica la figura 6.1.

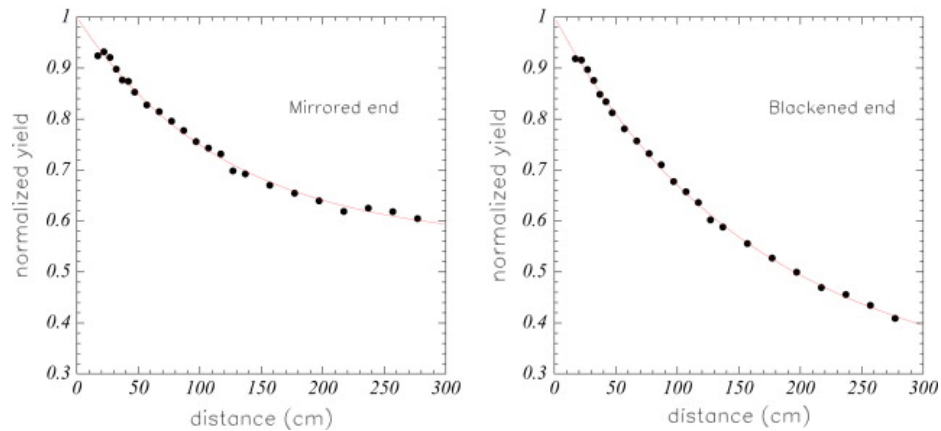


FIGURA 6.1: Atenuación de luz en las fibras WLS. Izquierda: tiras de centellador con recubrimiento de aluminio en el extremo sellado. Derecha: tiras de centellador sin recubrimiento de aluminio y solamente una capa de resina opaca (adaptado de [77]).

Las fibras WLS se enlazan con conectores ópticos que cuentan con sus propias fibras traslúcidas. Estas fibras poseen el mismo diámetro que las WLS pero con la diferencia de que no realizan un corrimiento de longitud de onda. Además están cubiertas por una capa de resina opaca y ambos extremos se encuentran pulidos a fin de maximizar la transmisión de luz desde las fibras WLS hacia los fotomultiplicadores.

Cada PMT está conformado un arreglo de 8 por 8 conectores de aproximadamente 4 cm². Cada conector recibe el nombre de pixel y está enlazado con una terminal de las fibras ópticas traslúcidas. Una vez que la luz proveniente de una de estas fibras ilumina un pixel, se genera una emisión de electrones por medio del efecto fotoeléctrico. Al

interior del PMT se lleva a cabo una amplificación de estos fotoelectrones a través de un sistema de 12 dínodos, de tal forma que se produce una ganancia del orden aproximado entre 10^5 y 10^6 electrones por cada fotoelectrón producido en el primer fotoánodo.

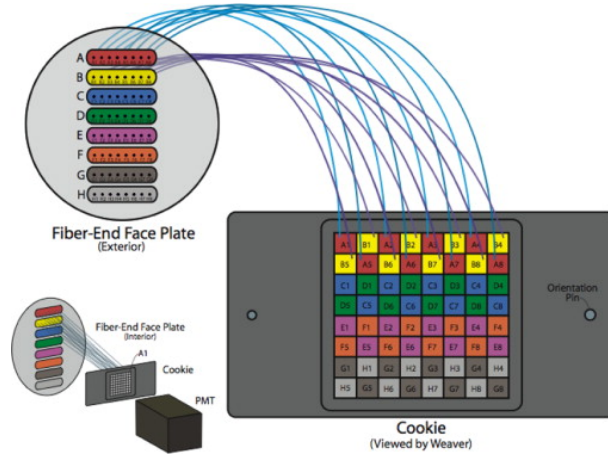


FIGURA 6.2: Estructura de los píxeles de un PMT y sus conexiones con las fibras ópticas translúcidas (adaptado de [77]).

Al final de cada PMT se localiza un dispositivo que lleva de nombre de FEB (*front end board*). Estos cumplen con la función de proporcionar energía eléctrica a los PMT, además de hacer la lectura de las señales obtenidas por estos.

El sistema de adquisición de datos (*data acquisition system*, DAQ) se conforma por una serie de dispositivos llamados CROC (*chain read out controller*), cada uno que conecta 6 FEB por medio de cables ethernet, mientras que estos a su vez transforman la señal eléctrica de los PMT en digital por medio de dispositivos ADC (*analog-to-digital converter*) y TDC (*time-to-digital converter*) [79]. A este conjunto de señales digitales en binario se le denomina datos “crudos”.

En la figura 6.3 se muestra una vista esquemática del proceso que involucra la lectura de datos “crudos” para un solo píxel, desde la interacción de la partícula cargada en el centellador hasta la generación de las señales digitales.

6.2. Simulación vía Montecarlo

Además de la toma de datos, en MINERνA se realiza simulaciones computacionales de las interacciones que se llevan a cabo en el detector para su comparación con los resultados de los datos reconstruidos. Estas son llevadas a cabo por simuladores que tienen implementados modelos teóricos sobre la física involucrada. A fin de asegurar

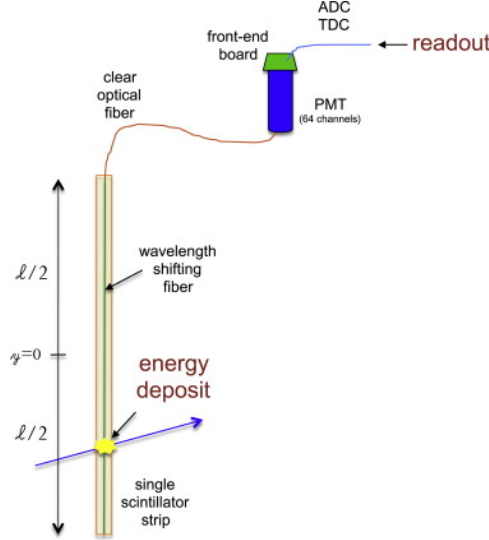


FIGURA 6.3: Vista esquemática de la lectura de datos para un pixel en MINERνA (adaptado de [77]).

una simulación lo más fidedigna posible en términos de estadística y aleatoriedad, estos simuladores cuentan con el método de Montecarlo como base matemática para sus cálculos probabilísticos. La simulación de eventos en MINERνA se da en distintas etapas, cada una encargada de una parte diferente de todo el arreglo que involucra la detección.

6.2.1. NuMI *beamline*

El flujo de neutrinos que se propagan a través del NuMI *beamline* es simulado utilizando el paquete G4numi, que es una implementación del también paquete Geant4 [86][87], modificado especialmente para caracterizar la geometría de NuMI y simular la producción hadrónica generada por la colisión de protones de 120 GeV con el blanco de grafito, tal cual se describió en el capítulo 4, utilizando el modelo hadrónico FTFP_BERT [88].

Sin embargo, G4numi ha mostrado un alto nivel de discrepancia con las observaciones de NuMI principalmente debido a la poca precisión del modelo FTFP_BERT para describir las re-interacciones hadrónicas al interior del grafito. En vista de lo ocurrido, en MINERνA se decidió aplicar un *weight* para cada evento simulado en función de la energía del neutrino incidente que caracterice el efecto de estas re-interacciones. Este *weight* se obtuvo a partir de las mediciones del experimento NA49 con protones a 158 GeV y los resultados experimentales de la producción hadrónica protón-carbón observada a 100 GeV [89], incluyendo un factor de escalamiento energético para 120 GeV obtenido con el simulador FLUKA.

El flujo simulado resultante así como los *weights* en función de la energía del neutrino se pueden observar en la figura 6.4.

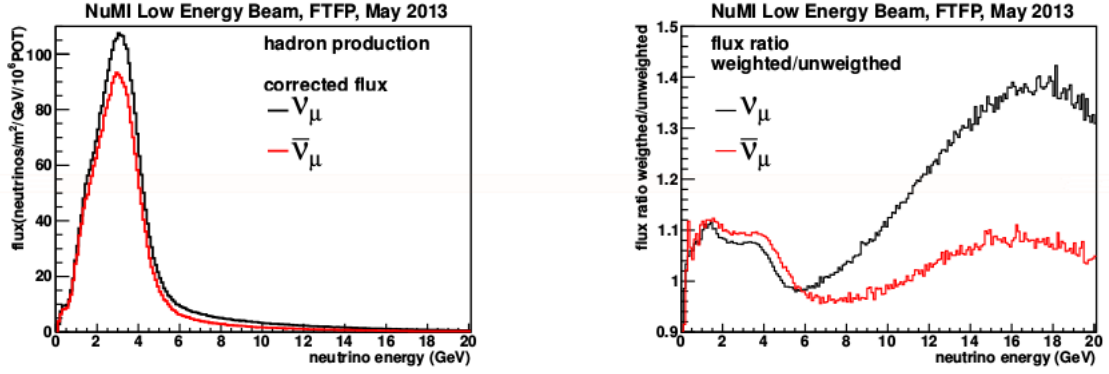


FIGURA 6.4: Izquierda: flujo de (anti)neutrinos de NuMI. Derecha: *weights* de producción hadrónica en función de E_ν (adaptado de [81]).

6.2.2. Interacciones de neutrinos

Las interacciones de neutrinos en el detector son generadas con el paquete GENIE [90], que está especializado en simular estas interacciones en diferentes rangos energéticos. GENIE asume el modelo del gas relativista de Fermi, en el cual, como se mencionó en el capítulo 4, los núcleos son modelados como partículas cuasi-libres con una energía de enlace pequeña.

A fin de simular las interacciones de los neutrinos incidentes con el detector MINER ν A, primero se realiza una definición de la geometría de este en Geant4, incluyendo detalles como el tipo exacto de poliestireno utilizado, el porcentaje de los dopajes del mismo, el espesor de los recubrimientos de plomo, etc. Una vez definido el detector, la probabilidad de interacción de un neutrino con una partícula al interior es calculada utilizando datos disponibles de secciones de choque de neutrinos, que son almacenadas en la base de datos de GENIE, y aplicando conjuntamente un algoritmo de probabilidad de ocurrencia.

Si el neutrino incidente interactúa con el detector, dependiendo de su energía se aplica un modelo de dispersión, también elegido por medio de un algoritmo de aleatoriedad:

- Un evento de corriente cargada cuasielástica es simulado siguiendo el modelo de Llewellyn Smith (3.39), incluyendo la parametrización del factor de forma axial de acuerdo a la aproximación dipolar (3.54). Además, GENIE usa por defecto un valor de $M_A = 0.99$ GeV.

- En caso de tener una producción resonante de corriente cargada, se aplica el modelo de Rein-Sehgal (3.75) y (3.76), con la correspondiente modificación para un ancho de resonancia finito (3.79).
- Si el evento es de dispersión inelástica profunda, este es simulado de acuerdo al modelo Bodek-Yang [91], que es una modificación de la sección de choque descrita en (3.85).
- Para eventos que involucran interacciones de corriente neutra en lugar de corriente cargada, se utiliza el modelo desarrollado por Hendrik y Li [92].

6.2.3. Detector MINER ν A

Simulada la interacción y definidas de las partículas de estado final producidas por esta, el siguiente paso es hacer lo propio con la propagación de dichas partículas a través del detector. Para ello se utiliza Geant4, que simula la propagación hadrónica por medio del modelo QGSP_BERT [93], el cual es altamente preciso para energías inferiores a 10 GeV, las que coinciden con el rango energético de los hadrones producidos en MINER ν A. Por su parte, la propagación de otras partículas como fotones o leptones es simulada utilizando los modelos de propagación estándar de Geant4.

La luminiscencia de los centelladores por unidad de longitud es simulada en base a la ley de Birks [94]

$$\frac{dL}{dx} = L_0 \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} \quad (6.1)$$

donde L_0 es una constante que depende de la energía inicial de la partícula cargada, $\frac{dE}{dx}$ es la pérdida energética de esta partícula por unidad de longitud y k_B es la constante de Birks (0.126 mm/MeV para el caso de centelladores de poliestireno).

La aceptación de las fibras WLS son también simuladas en Geant4, así como la eficiencia cuántica de los ánodos de los fotomultiplicadores. La ganancia de la señal al interior de los PMT es simulada solo para los dos primeros díodos, los 10 restantes son modelados utilizando una distribución gaussiana en base a la amplificación de los dos primeros. Finalmente, se hace lo correspondiente para el sistema de adquisición de datos con una simulación de la electrónica de los FEB y la transformación de la señal eléctrica a digital.

6.3. Reconstrucción

Tanto los datos “crudos” obtenidos por la detección de interacciones reales así como los llevados a cabo por medio de simulación necesitan procesarse para poder caracterizar las variables de interés para la identificación de los eventos. Esto se lleva a cabo a través de la reconstrucción, que es la serie de procesos por los que, a partir de las señales digitales recogidas por el sistema de adquisición de datos, es posible ir “hacia atrás” y determinar las variables involucradas del proceso físico que dio pie a la señal detectada.

Los pasos de la reconstrucción son complejos e involucran varios subprocesos. No es objetivo de esta tesis entrar en completo detalle de cada una de estos, sino más bien dar una descripción a grandes rasgos de los pasos fundamentales. Una explicación más profunda de cada etapa se puede hallar en las referencias [77], [78], [79] y [81].

6.3.1. *Time slices*

Producto de las características del centellador y las fibras WLS, además de las calibraciones aplicadas sobre el detector, MINER ν A tiene una resolución temporal de 3 ns que le permite poder hallar con alta precisión una incidencia, o *hit*, cuya señal no tenga una duración menor a esta cantidad.

Cada *spill* de neutrinos que llega al detector tiene una distribución temporal, así como se ve en la figura 6.5. El algoritmo de identificación de *time slices* divide dicho *spill* en subintervalos de 30 ns y si el número de fotoelectrones que provocaron las señales en dicho subintervalo es más de 10, entonces todos esos *hits* son agrupados para dar lugar a un *time slice*.

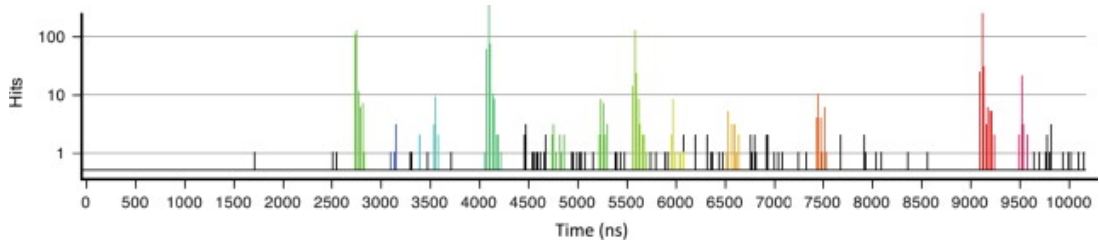


FIGURA 6.5: Distribución de *hits* en un *spill* de neutrinos, los picos de colores han sido agrupados en diferentes *time slices* (adaptado de [77]).

6.3.2. *Clusters*

Además de agruparse temporalmente, los *hits* también pueden ser asociados de acuerdo a su distribución espacial. Un *cluster* es un conjunto de hits que corresponden a tiras

adyacentes ya sea en un solo plano o en dos distintos, como indica la figura 6.6, dentro de un mismo *time slice*.

Basados en la energía obtenida a partir de la lectura del DAQ, los *clusters* pueden ser de diferentes clases:

- De baja actividad: Un *cluster* cuya energía depositada en total por sus todos sus hits no excede 1 MeV.
- Rastreable: Con una energía total de entre 1 a 12 MeV.
- Altamente ionizable: Cuya energía excede los 12 MeV.
- *Supercluster*: Un *cluster* con una energía muy por encima de los 12 MeV, generalmente se asocia a un conjunto de partículas en lugar de a una sola.

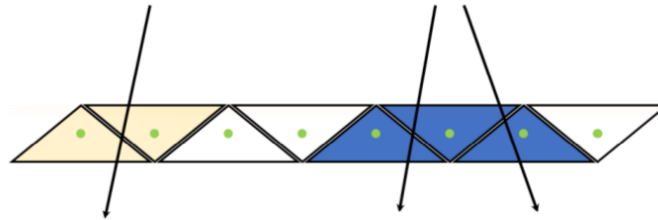


FIGURA 6.6: *Cluster* al interior de un plano de centellador (adaptado de [78]).

6.3.3. Tracks

Los *tracks* son los rastros que las partículas dejan mientras se propagan dentro del detector. La reconstrucción de estos incluye el análisis de los *hits* en el detector por medio de dos métodos de reconocimiento de datos:

- El método LongTrackers está especialmente diseñado para identificar rastros largos y de no muy alta apertura angular, como los de los muones. Este trabaja creando unas estructuras llamadas *track seeds* por medio de la selección de 3 *clusters* rastreables y/o altamente ionizables consecutivos. Una sucesión de varios de estos *track seeds* es agrupada para formar candidatos a *tracks*. A través de un algoritmo de filtro de Kalman [95] se realiza un ajuste sobre los candidatos para determinar si efectivamente cumplen los requisitos geométricos para ser considerados como un *track*.
- El otro método se llama ShortTrackers, el cual sigue el mismo procedimiento de identificación de LongTrackers. Pero a diferencia del anterior, ShortTrackers

está orientado a la identificación de tracks hadrónicos que incluyen un alto ángulo de apertura respecto de la dirección del neutrino incidente. Por ese motivo tanto los *track seeds* así como los candidatos que utiliza ShortTrackers son distintos a los de LongTrackers.

6.3.4. Vértices

Los vértices son de importancia en la identificación de eventos ya que generalmente son estos los que indican la posición de la interacción del neutrino con el detector. Son hallados en base a las intersecciones de 2 o más *tracks* utilizando el método de intersección POCA (*point of closest approach*) y ajustados por medio de un algoritmo de minimización del filtro de Kalman.

6.4. Selección de eventos de corriente cargada inclusiva

Una vez completados los pasos fundamentales de la reconstrucción, es posible hacer una separación de las detecciones que efectivamente correspondan a una interacción de neutrino de entre todas las demás señales que son recibidas y reconstruidas por el detector. A estas señales se les denomina “eventos”.

En el contexto de MINER ν A, un evento está definido como una interacción de la cual se tiene casi un 100 % de certeza que es debido a la colisión de un (anti)neutrino proveniente de NuMI con un nucleón de uno de los átomos que componen el material del detector y que es de relevancia en el cálculo de las secciones de choque. Un ejemplo simple de un evento en MINER ν A se muestra en la figura 6.7, donde se puede observar claramente el vértice de interacción así como dos *tracks*, uno más largo que el otro.

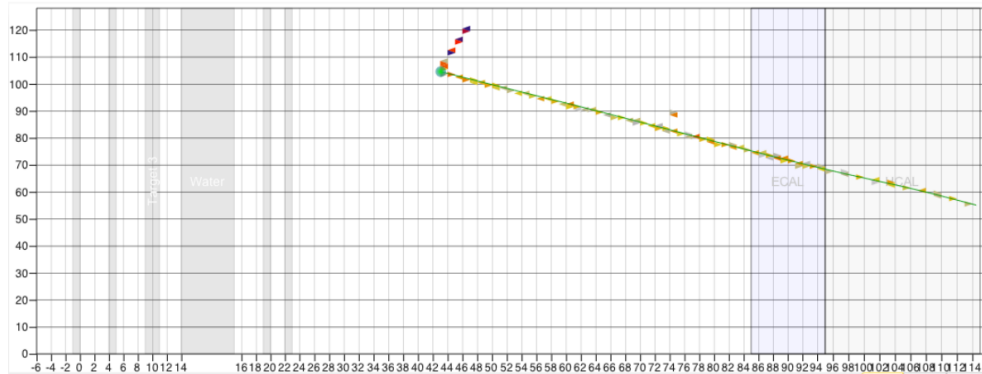


FIGURA 6.7: Un evento en MINER ν A visualizado a través del software Arachne (adaptado de [96]).

De todos los eventos posibles detectados, en el análisis y resultados que se presentarán en los capítulos siguientes, son de especial importancia los llamados eventos de **corriente cargada inclusiva**. Como se mencionó en el capítulo 1, las interacciones de corriente cargada son aquellas mediadas por los bosones $W^\pm$, lo que en el caso de MINER ν A implica que en estas interacciones los (anti)neutrinos muón emiten o absorben dichos bosones transformándose en (anti)muones que son observados en el estado final.

Las interacciones de corriente cargada pueden ser de varios tipos. Así, y tal como se mencionó en el capítulo 3, se tiene procesos cuasielásticos en los que un protón del estado inicial pasa a ser un neutrón o viceversa, producción de piones por medio del decaimiento de partículas resonantes y dispersión inelástica profunda en la que los hadrones del estado final pueden ser no identificables en su totalidad. Sin embargo, estas no son las únicas interacciones de corriente cargada posibles; también se puede hallar dispersiones neutrino-nucleón de otras clases como producción coherente de piones, producción de kaones, producción resonante de dos o más piones a la vez por cada interacción, entre otras. Cada una de esas clases de procesos, por separado, reciben la denominación de “canales exclusivos”.

Por otro lado, el conjunto de interacciones que engloba a todos los posibles canales exclusivos se denomina “inclusivo” ya que el principal motivo de su estudio es el leptón cargado del estado final originado a partir de la interacción del (anti)neutrino con la materia. De esta forma, en el caso de MINER ν A, un evento de corriente cargada inclusiva es completamente independiente del canal exclusivo al que pueda pertenecer, y queda caracterizado únicamente por la señal que pueda dejar el (anti)muón en el detector, la cual es por lo general un *track* reconstruido largo y en línea recta así como se muestra en la figura 6.7.

Capítulo 7

Reconstrucción del muón y cálculo del error sistemático de su momentum

El estudio de las secciones de choque no solamente pasa por una correcta identificación de todas las variables envueltas en la interacción (energías, ángulo de dispersión, momentum transferido, etc.), sino también por la determinación de las incertidumbres generadas en la detección y reconstrucción de dicha interacción. Estas incertidumbres pueden ser de dos clases, estadística y sistemática.

La primera es la que se origina producto de detectar un número finito de eventos. Afortunadamente, el haz de (anti)neutrinos del NuMI *beamline* es de tal intensidad que MINER ν A es capaz de observar varias decenas de miles de eventos de corriente cargada inclusiva, lo que si bien no elimina del todo la incertidumbre estadística sí la minimiza considerablemente.

La segunda clase de incertidumbre, sistemática, está vinculada a los errores de la tecnología en el tratamiento de los eventos. Cada uno de los pasos de la detección y reconstrucción, desde la absorción de luz por parte de las fibras WLS hasta la determinación de las variables cinemáticas reconstruidas, conlleva su propio error sistemático, y todos estos deben ser tomados en cuenta a la hora de presentar los resultados de secciones de choque.

Este capítulo representa la parte central del trabajo de tesis presentado y, por tanto, se centrará en explicar a detalle los pasos que envuelven la reconstrucción de los (anti)muones producidos en MINER ν A así también como la determinación del error sistemático de su momentum. Esta incertidumbre cobra mucha relevancia ya que, junto

a otros errores sistemáticos, es propagado en el cálculo de las secciones de choque y forma parte de la barra de incertidumbre final, tal como se verá en el capítulo siguiente de resultados y conclusiones.

7.1. Emparejamiento de *tracks* MINER ν A-MINOS

A partir de los pasos básicos de la reconstrucción, explicados en el capítulo anterior, los muones y antimuones son fácilmente reconocibles en MINER ν A debido a que sus *tracks* son notablemente largos y no son contenidos dentro del detector, por lo que casi siempre terminan escapando del mismo, así como se puede notar en la figura 6.7 que muestra un *track* de (anti)muón bastante identificable.

Sin embargo, a pesar de la buena resolución espacial y temporal de la parte “activa” del detector, esta no es sensible al signo de la carga eléctrica de las partículas que se propagan al interior, por lo tanto no puede diferenciar entre un muón y un antimuón. Además de ello, por lo mismo que estos no son contenidos, se tiene como consecuencia que la determinación de su momentum (y posteriormente su energía) es imprecisa.

Ante estos dos problemas para caracterizar correctamente un (anti)muón, MINER ν A hace uso de las mediciones del detector cercano de MINOS basándose en tres razones:

- Por su ubicación y dimensiones, los (anti)muones que escapan de MINER ν A generalmente inciden en la cara frontal de MINOS.
- Este es un detector magnetizado, por lo que cualquier partícula cargada que pasa a través de él es deflectada en función de su carga y su momentum.
- Además está conformado en su mayoría por placas de acero, el cual dada su alta densidad en comparación con el poliestireno permite que los (anti)muones sean contenidos con mucha mayor facilidad.

Esta tarea puede parecer a priori poco realizable puesto que tanto MINOS como MINER ν A no poseen el mismo proceso de reconstrucción. No obstante, el rastreo de las partículas cargadas es especialmente similar entre ambos experimentos ya que, a pesar de no compartir la misma orientación entre sus planos de centelladores, el material de estos y de las fibras WLS es el mismo en ambos experimentos, además de que también tienen el mismo modelo de fotomultiplicadores.

Bajo estas condiciones, para que un *track* de (anti)muón en MINER ν A pueda ser emparejado a uno de MINOS, se exige que se cumpla tres requisitos [78]:

- El *track* de MINER ν A debe tener un *cluster* en los últimos 5 módulos del HCAL, esto a fin de evitar que se produzcan emparejamientos con partículas que se escapan por los laterales del detector.
- El rastro de MINOS debe tener al menos un *hit* en los primeros 4 módulos.
- La separación temporal entre los rastros de ambos debe ser menor a 200 ns.

Si esto se cumple, el emparejamiento puede darse de dos maneras dependiendo del caso. El primero es extendiendo el *track* de MINER ν A hacia el primer plano activo de MINOS y haciendo lo propio con el de MINOS hacia el último plano activo de MINER ν A, si la diferencia de posiciones entre ambos puntos extrapolados es menor de 40 cm hay un emparejamiento.

De no ser así, se aplica el segundo método en que se busca una posición en la que ambos *tracks* extrapolados compartan un punto de coincidencia o al menos estén relativamente cerca; si dicha posición existe, entonces se da el emparejamiento. En caso no pueda darse alguno de estos dos casos, ya no se produce ningún emparejamiento y el *track* de MINER ν A queda sin ser asociado.

Pero si, por el contrario, el *track* es identificado como un muón o antimuón que pertenece tanto a MINER ν A como a MINOS, se procede a realizar la reconstrucción de la carga eléctrica y del momentum de la partícula.

7.2. Determinación de la carga del muón

La bobina que genera el campo magnético de MINOS puede funcionar bajo dos polaridades dependiendo del sentido de la corriente que circula a través de ella. Para determinar si un *track* que escapa de MINER ν A hacia MINOS pertenece a un muón o a un antimuón, se observa la deflexión a la que este es sujeto debido a la fuerza de Lorentz que el campo magnético del acero ejerce sobre la partícula.

Esta determinación está condicionada a la polaridad de la corriente, lo que da como resultado dos posibles modos de asignación de carga eléctrica a un *track*:

- Cuando la polaridad de la corriente es positiva (“*forward*”), el campo magnético $\vec{B}$ es tal cual se puede observar en la figura 5.6. Bajo esta polaridad, los *tracks* que son focalizados hacia la posición de la bobina son asignados a los muones negativos (μ^-); mientras que los *tracks* que son deflectados hacia los costados del detector son asignados a los muones positivos, o antimuones (μ^+).

- Si la bobina funciona en polaridad negativa (“reverse”), la magnitud de $\vec{B}$ se mantiene igual pero la dirección esta vez es invertida. Así, los *tracks* focalizados corresponden a los de los antimuones (μ^+); y por su parte los *tracks* deflectados hacia los lados, a los muones (μ^-).

La figura 7.1 muestra una simulación en Montecarlo de la vista transversal de las posiciones finales de los *tracks* de muones y antimuones para un campo magnético de polaridad positiva. Salta a la vista que los muones son enfocados hacia la posición de la bobina, mientras que los antimuones son deflectados hacia la parte lateral del detector.

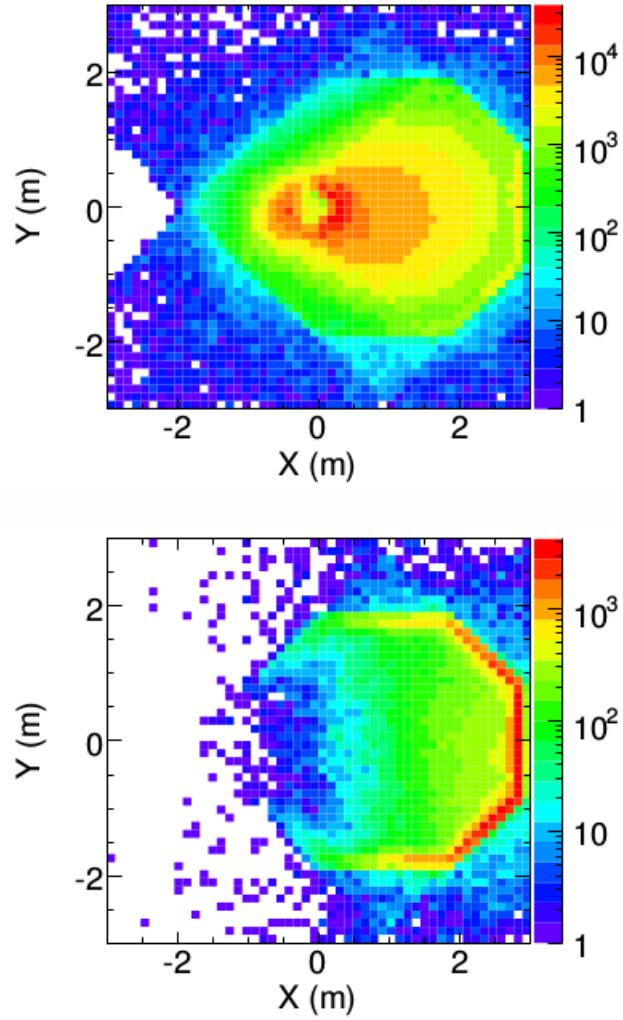


FIGURA 7.1: Simulación en Montecarlo de las posiciones finales los *tracks* de muones en MINOS para un campo $\vec{B}$ correspondiente a polaridad positiva. Arriba: muones negativos (μ^-). Abajo: muones positivos (μ^+) (adaptado de [84]).

7.3. Reconstrucción del momentum

En función de la posición final de los (anti)muones al interior del detector cercano, la reconstrucción del momentum de estas partículas en MINOS puede darse de dos formas. Esto tomando provecho de la presencia de las placas de acero magnetizado que permiten un efecto calorímetro muy preciso y a su vez modifican la trayectoria de la partícula enfocándola hacia la bobina o deflectándola hacia los lados.

7.3.1. Reconstrucción por alcance

Generalmente los (anti)muones no tan energéticos y/o cuya apertura angular no excede los 40° que escapan de MINER ν A son contenidos al interior del calorímetro de MINOS. Para este conjunto de (anti)muones la reconstrucción más idónea para su momentum se da a través de un método denominado por alcance, o *range*.

El valor del momentum se calcula recopilando todas las deposiciones de energía que la partícula hace a través de su viaje por el calorímetro hasta que se detiene. Estas pérdidas de energía son calculadas por medio de la fórmula de Bethe-Bloch [40], que determina la pérdida energética media por unidad de longitud de una partícula cargada que se propaga a velocidades relativistas en un determinado material

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (7.1)$$

donde se tiene:

- $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$; con N_A el número de Avogadro, r_e el radio clásico del electrón y m_e su masa.
- z es el número de cargas eléctricas elementales de la partícula incidente (particularmente, $z = \pm 1$ para leptones cargados).
- Z y A son el número atómico y el número de masa del medio de propagación.
- I es la energía media de excitación del medio de propagación.
- β es el cociente de la velocidad de la partícula incidente entre la velocidad de la luz y γ es la constante relativista que tiene la forma

$$\gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (7.2)$$

- T_{max} es la energía máxima transmitida en cada colisión entre la partícula incidente de masa M y un átomo del medio, y viene dada por

$$T_{max} \equiv \frac{2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2 \gamma m_e (m_e/M) + (m_e/M)^2} \quad (7.3)$$

- $\delta_{(\beta\gamma)}$ es una corrección experimental originada por la densidad del medio, cuyos efectos son más notorios para partículas incidentes ultrarrelativistas, y modelada como

$$\frac{\delta_{(\beta\gamma)}}{2} = \ln \left(\frac{\hbar \omega_p}{I} \right) + \ln(\beta\gamma) - \frac{1}{2} \quad (7.4)$$

con $\hbar \omega_p$ también denominada “energía del plasma”, que es función de la densidad de electrones del medio N_e y de la constante de estructura fina α , además de las otras constantes previamente descritas, y se define como

$$\hbar \omega_p \equiv \sqrt{4\pi N_e r_e^3} \frac{m_e c^2}{\alpha} \quad (7.5)$$

Las características del acero de MINOS provocan una deposición energética tal que los (anti)muones en un determinado rango de energías puedan ser contenidos, lo que facilita el cálculo del momentum por alcance (P_{range}) ya que eso significa que toda la energía de la partícula ha sido depositada en el detector.

Así, la reconstrucción de P_{range} se da por medio de una integración de todas las deposiciones energéticas medidas por la componente “activa” del detector, a la que se le añade la correspondiente energía perdida debido a las deposiciones ocurridas al interior del detector de MINER ν A (11 MeV para eventos ocurridos al interior del *tracker* y 17 MeV para eventos en la región de blancos nucleares [97]).

Al momento de la determinación del momentum por alcance para los resultados de esta tesis, se efectuó una corrección producto de un error en los algoritmos de los cálculos de P_{range} hechos en MINOS. Dichos algoritmos no toman en cuenta la contribución de la mitad delantera de la placa de acero por delante del primer módulo del detector, por lo que a los valores de P_{range} reconstruidos se le añadió 16.93 MeV, que corresponden a la pérdida energética media en 1.27 cm de acero [98].

7.3.2. Reconstrucción por curvatura

No todos los (anti)muones generados en MINER ν A son contenidos en el calorímetro de MINOS. Un gran número de ellos atraviesa completamente esta región y puede detenerse en el espectrómetro o inclusive escapar del detector cercano. Para esta clase de eventos, la

reconstrucción por alcance no ofrece una precisión adecuada ya que, como se mencionó en el capítulo 5, la instrumentación electrónica del espectrómetro es drásticamente menor a la del calorímetro, además de que en muchos casos no se tiene un punto de inicio para la suma de las deposiciones energéticas ya que la partícula puede no ser contenida.

Por ese motivo, el segundo método de reconstrucción de momentum con el que cuenta MINOS es el de curvatura. El principio de esta reconstrucción yace en la relación entre la curvatura K de un *track* de (anti)muón deflectado por el campo magnético $\vec{B}$ del detector, la magnitud de este campo, el radio de curvatura R del *track* y la componente del momentum perpendicular al campo P . Esta relación viene expresada por

$$K \equiv \frac{1}{R} = \frac{0.3 |\vec{B}|}{P} \quad (7.6)$$

donde R está dado en cm; B , en kGauss; y P , en MeV [77].

De esta manera, el momentum por curvatura (P_{curv}) es reconstruido a partir de la curvatura de la trayectoria, la cual es calculada utilizando un algoritmo de filtro de Kalman. Este algoritmo realiza un ajuste sobre todos los *hits* que componen el *track* deflectado del (anti)muón por medio de procesos que minimizan la diferencia entre la trayectoria parametrizada de la partícula y los *hits* observados.

Además, el algoritmo añade correcciones debido a efectos de dispersión múltiple de Coulomb que pueden suscitarse en materiales densos como el acero [84]. Análogamente al caso anterior, al resultado obtenido se le debe añadir las contribuciones energéticas debidas a la dispersión al interior del detector de MINERνA.

7.3.3. Correcciones para Montecarlo

Antes de pasar a la comparación entre ambas reconstrucciones y el cálculo del error sistemático, es necesario hacer una corrección adicional a los valores de P_{range} y P_{curv} generados por la reconstrucción de las simulaciones en Montecarlo del detector MINOS. Debido al uso de una geometría no actualizada en dicha simulación, se debe añadir un factor de 0.8 % al valor obtenido para ambos momentum.

Estas correcciones, sumadas a la de P_{range} que se mencionó anteriormente, se pueden resumir en:

- Para P_{range} en Montecarlo: $P'_{range} = (P_{range} + 16.93 \text{ MeV}) \times 1.008$
- Para P_{curv} en Montecarlo: $P'_{curv} = P_{curv} \times 1.008$

- Para P_{range} en datos: $P'_{range} = P_{range} + 16.93 \text{ MeV}$
- Para P_{curv} en datos: $P'_{curv} = P_{curv}$ (sin cambios)

7.4. Determinación del error sistemático del momentum

Todos los (anti)muones de MINERνA que han sido reconstruido en MINOS tienen dos valores asignados de momentum: uno por alcance y otro por curvatura, es decir almacenan información de ambos métodos de reconstrucción. Pero únicamente los (anti)muones contenidos en el calorímetro tienen un valor útil de P_{range} , para los otros eventos este momentum por alcance es automáticamente descartado debido a su alta imprecisión.

Esto último es importante ya que, mientras que por un lado los eventos cuyos *tracks* no son contenidos en el calorímetro mantienen un solo valor de momentum, P_{curv} ; por el otro lado, los eventos cuyos *tracks* son detenidos en el calorímetro mantienen dos valores de momentum, P_{range} y P_{curv} , que pueden ser puestos en comparación, así como muestra la figura 7.2.

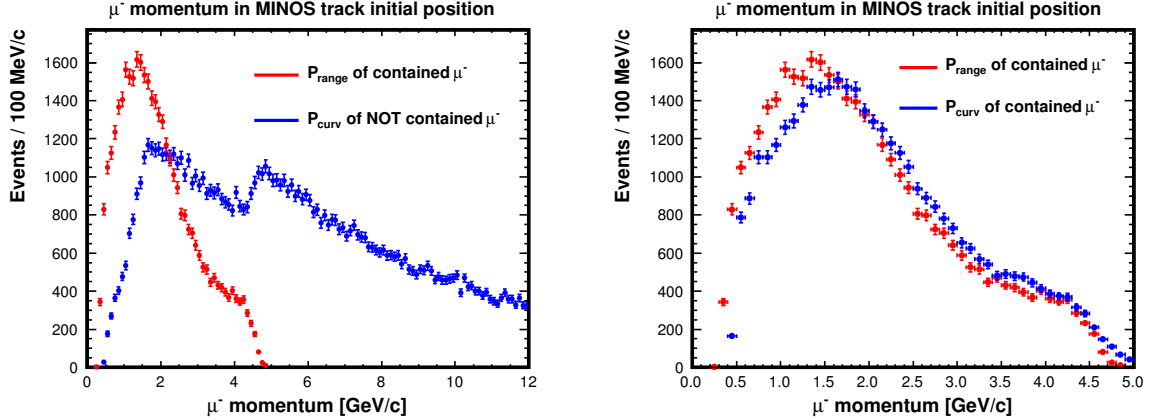


FIGURA 7.2: Distribuciones de momentum por alcance y curvatura en MINOS. Izquierda: comparación entre P_{range} de muones contenidos en el calorímetro y P_{curv} de muones no contenidos. Derecha: Comparación entre P_{range} y P_{curv} para muones contenidos.

El gráfico derecho de 7.2 indica algo particular: incluso tratándose de eventos contenidos dentro del calorímetro, las distribuciones de P_{range} y P_{curv} , a pesar de tener una forma similar, no coinciden. Esto infiere la presencia de una diferencia significativa entre ambas reconstrucciones para un mismo evento de (anti)muón.

De acuerdo a mediciones realizadas por MINOS, se sabe con certeza que si la partícula es detenida dentro del calorímetro la reconstrucción por alcance es más precisa que

por curvatura. Esto debido al nivel de instrumentación de esta zona que permite un cálculo precisa de las deposiciones energéticas de la partícula en la parte “pasiva” de cada módulo. Las incertidumbres sistemáticas en esta reconstrucción representan un 2 % del valor obtenido y son debido a correcciones basadas en el Test Beam de MINOS, errores en la simulación por Montecarlo de la geometría del detector y también debido al algoritmo de ajuste de *tracks* [83][84].

Sin embargo, más de la mitad de eventos de corriente cargada inclusiva en MINER ν A generan (anti)muones que no necesariamente son contenidos en el calorímetro y cuya única información de momentum disponible viene dada por P_{curv} . En ese sentido, es de suma importancia hallar un error sistemático que relacione los errores obtenidos en la reconstrucción por curvatura respecto de la reconstrucción por alcance.

El siguiente análisis describe los pasos realizados a fin de hallar este error sistemático “*range-curvature*”. Este análisis básicamente está orientado a encontrar el error de P_{curv} respecto de P_{range} bajo el supuesto de que este último es absoluto. Esto, como se sabe, no es cierto, por lo que una vez hallado el error “*range-curvature*”, se adicionará al 2 % del error de P_{range} , para obtener finalmente una incertidumbre total en el momentum de (anti)muones detectados en MINOS.

La muestra de datos utilizada para este análisis consiste en eventos de corriente cargada inclusiva cuyos muones han sido generados en el *tracker* de MINER ν A y únicamente son contenidos en el calorímetro del detector cercano. Estos datos han sido tomados en dos tiempos, de mayo a julio del 2010 y de noviembre del 2010 a febrero del 2011.

7.4.1. Distribuciones residuales

El primer paso una vez recolectados la información de los eventos requeridos es identificar las diferencias entre P_{curv} y P_{range} en la muestra, esto se puede hacer por medio de una comparación residual $P_{curv} - P_{range}$, así como se ve en el lado izquierdo de la figura 7.3.

Pero otra forma de realizarlo es tomando en cuenta que la curvatura del *track* está relacionado a la inversa del momentum, por lo que para los propósitos de este análisis un acercamiento más preciso vendría dado por el residual inverso $1/P_{curv} - 1/P_{range}$, así como se ve en el lado derecho de 7.3.

El residual inverso $1/P$ indica que la “curvatura por alcance” (obtenida a partir de $1/P_{range}$) y la curvatura real del *track* (obtenida a partir de $1/P_{curv}$) son diferentes y que su estructura no es simétrica. Esto es mayormente debido a errores en el modelamiento del flujo de (anti)neutrinos, por lo que es más conveniente ver la dependencia de dicho residual en términos del momentum por alcance, como muestra la figura 7.4.

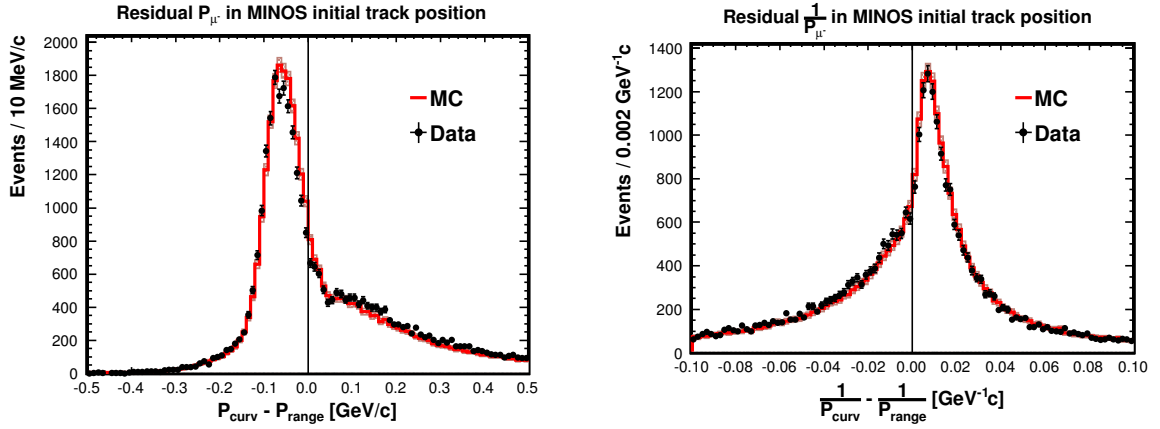


FIGURA 7.3: Distribuciones residuales de P_{range} y P_{curv} .
Izquierda: residual normal. Derecha: residual inverso.

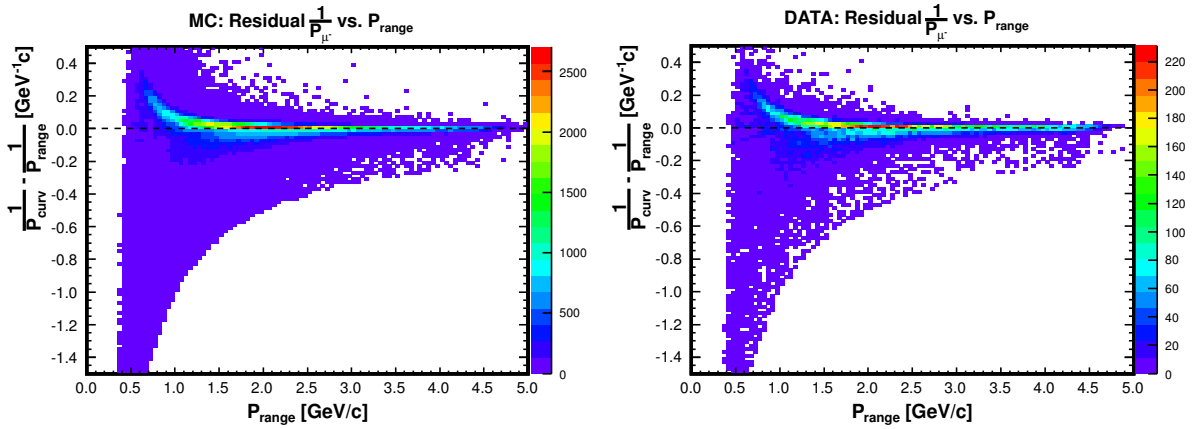


FIGURA 7.4: Residuales inverso $1/P$ en función de P_{range} .
Izquierda: simulación en Montecarlo. Derecha: datos reales.

Estas nuevas distribuciones bidimensionales muestran que para valores pequeños de P_{range} tanto en datos como en Montecarlo se tiene un sesgo muy marcado hacia $1/P_{curv}$ que desaparece para momentum mayores a 1 GeV. A fin de analizar con mayor precisión estas diferencias y minimizar el efecto del modelamiento del flujo, se define seis grupos de eventos en toda la muestra en función de P_{range} :

- Grupo #1: Todos los eventos con P_{range} menor a 1 GeV.
- Grupos #2 al #5: Eventos con P_{range} entre 1 y 3 GeV separados en intervalos de 0.5 GeV.
- Grupo #6: Todos los eventos con P_{range} mayor a 3 GeV.

7.4.2. Ajuste triple gaussiano

Definidos los grupos de eventos, por cada uno de estos se tiene dos distribuciones residuales $1/P$: uno de datos reales y otro de simulaciones en Montecarlo. El paso siguiente está en la caracterización de estas distribuciones a través de una forma matemática.

Usualmente en HEP se suele emplear ajustes gaussianos para distribuciones centradas, o doble gaussiano si hay un sesgo en la distribución. En este caso, la forma de los residuales inversos $1/P$ no solo cuentan con un pico bien definido y un sesgo notorio en uno de sus lados (sobre todo en los grupos de eventos menos energéticos), sino también con “colas” hacia los costados.

Por ese motivo se decidió hacer uso de un ajuste triple gaussiano, definido como

$$G(A, \mu, \sigma, x) = \sum_{i=1}^3 g(A_i, \mu_i, \sigma_i, x_i) \quad (7.7)$$

donde $g(A_i, \mu_i, \sigma_i, x_i)$ es una función gaussiana no normalizada definida en la variable x_i (que en este caso en particular viene dada por $1/P_{curv} - 1/P_{range}$) con amplitud A_i , media μ_i y desviación estándar σ_i .

Los ajustes triple gaussianos para cada grupo de eventos se puede ver con mayor detalle en el apéndice D.

A pesar de que estas distribuciones residuales $1/P$ no están completamente centradas alrededor del pico, de todos los parámetros que se puede obtener a partir de estas el más representativo es la media ya que indica con mayor relevancia dónde se ubica el centro de la distribución, lo que entrará a la hora de hacer cálculos posteriores.

Por tanto, para cada distribución mostrada en el apéndice D se tiene dos medias:

- La media del histograma (μ_{histo}), que es calculada directamente por el paquete de procesamiento de datos ROOT [99]
- La media aritmética del ajuste gaussiano (μ_{fit}), el cual una vez obtenidos los parámetros del ajuste (A_i , μ_i y σ_i), también hallados por ROOT, se calcula como

$$\mu_{\text{fit}} = \frac{\int x G(A, \mu, \sigma, x) dx}{\int G(A, \mu, \sigma, x) dx} \quad (7.8)$$

Los valores de las ambas medias para datos y simulaciones por Montecarlo son mostrados en las tablas 7.1 y 7.2.

Grupo	Datos: μ_{histo} (GeV^{-1})	Montecarlo: μ_{histo} (GeV^{-1})
#1	-0.0351 ± 0.0031	-0.0152 ± 0.0008
#2	-0.0398 ± 0.0015	-0.0368 ± 0.0004
#3	-0.0219 ± 0.0008	-0.0241 ± 0.0002
#4	-0.0130 ± 0.0006	-0.0147 ± 0.0002
#5	-0.0086 ± 0.0005	-0.0094 ± 0.0004
#6	-0.0046 ± 0.0002	-0.0054 ± 0.0001

CUADRO 7.1: Medias de los histogramas de residuales $1/P$ para datos y Montecarlo.

Grupo	Datos: μ_{fit} (GeV^{-1})	Montecarlo: μ_{fit} (GeV^{-1})
#1	-0.0245 ± 0.0261	-0.0234 ± 0.0070
#2	-0.0344 ± 0.0144	-0.0372 ± 0.0040
#3	-0.0344 ± 0.0075	-0.0345 ± 0.0109
#4	-0.0108 ± 0.0061	-0.0145 ± 0.0014
#5	-0.0080 ± 0.0101	-0.0083 ± 0.0098
#6	-0.0083 ± 0.0028	-0.0051 ± 0.0007

CUADRO 7.2: Medias de los ajustes triple gaussianos de residuales $1/P$ para datos y Montecarlo.

7.4.3. Cálculo del “error de curvatura”

Una vez obtenidos estos valores, se puede pasar al cálculo del llamado “error de curvatura” de cada grupo de eventos, el cual se define como

$$\Delta K \equiv \frac{1}{P_{\text{curv}}} - \frac{1}{P_{\text{range}}} \quad (7.9)$$

Para esto, primero se tiene que hallar los valores absolutos de las diferencias entre datos y Montecarlo, tanto para μ_{histo} así como para μ_{fit} . Estas diferencias se pueden observar en la tabla 7.3

Grupo	μ_{histo} : Datos - Montecarlo (GeV^{-1})	μ_{fit} : Datos - Montecarlo (GeV^{-1})
#1	0.0199 ± 0.0032	0.0011 ± 0.0270
#2	0.0030 ± 0.0015	0.0028 ± 0.0149
#3	0.0022 ± 0.0008	0.0001 ± 0.0132
#4	0.0016 ± 0.0006	0.0035 ± 0.0115
#5	0.0009 ± 0.0006	0.0003 ± 0.0140
#6	0.0008 ± 0.0002	0.0033 ± 0.0029

CUADRO 7.3: Valores absolutos de las diferencias entre datos y Montecarlo para μ_{histo} y μ_{fit} .

A fin de poder cubrir el mayor número de fluctuaciones estadísticas, los “errores de curvatura” para histogramas y ajustes gaussianos son estimados en base a los valores centrales de la tabla 7.3 más una desviación estándar, de tal forma que para ΔK_{histo} y ΔK_{fit} se tiene

Grupo	ΔK_{histo} (GeV ⁻¹)	ΔK_{fit} (GeV ⁻¹)
#1	0.0231	0.0281
#2	0.0045	0.0177
#3	0.0030	0.0133
#4	0.0022	0.0150
#5	0.0015	0.0143
#6	0.0010	0.0062

CUADRO 7.4: “Errores de curvatura” para histogramas y ajustes gaussianos.

A pesar de que los valores de ΔK_{histo} y ΔK_{fit} no son exactamente iguales para cada grupo de eventos, el comportamiento de estos en función de P_{range} sí es cualitativamente el mismo. Estos valores muestran un alto “error de curvatura” para el grupo de menor momentum seguido de una abrupta disminución de dicho error en el segundo grupo, y finalmente un lento decaimiento del mismo a partir del tercer grupo en adelante.

El cálculo del error de P_{curv} en términos de P_{range} , también definido como $\Delta P_{\text{range-curv}}$ pasa por convertir los “errores de curvatura” ΔK mostrados en la tabla 7.4 a unidades de momentum. Para ello únicamente se va a tomar los elementos de ΔK_{histo} , ya que son los que representan la distribución de eventos, y transformarlos.

7.4.4. Determinación de $\Delta P_{\text{range-curv}}$

El error de la inversa del momentum por curvatura $1/P_{\text{curv}}$ está dado por

$$\frac{1}{P_{\text{curv}}} \rightarrow \frac{1}{P_{\text{curv}}} \pm \Delta K = \frac{1 \pm P_{\text{curv}} \Delta K}{P_{\text{curv}}} \quad (7.10)$$

donde en este cálculo $\Delta K = \Delta K_{\text{histo}}$.

Para determinar el error en el momentum se necesita invertir (7.10), de esta forma el cambio en P_{curv} es

$$P_{\text{curv}} \rightarrow \frac{P_{\text{curv}}}{1 \pm P_{\text{curv}} \Delta K} \quad (7.11)$$

Si ΔK es pequeño comparado con P_{curv} , se puede realizar la aproximación

$$\frac{P_{\text{curv}}}{1 \pm P_{\text{curv}} \Delta K} \approx P_{\text{curv}} (1 \pm P_{\text{curv}} \Delta K) \quad (7.12)$$

de tal manera que (7.11) puede ser reescrito como

$$P_{curv} \rightarrow P_{curv} (1 \pm P_{curv} \Delta K) = P_{curv} \pm (P_{curv})^2 \Delta K \quad (7.13)$$

y por lo tanto, el error de P_{curv} queda determinado como

$$\Delta P_{range-curv} = (P_{curv})^2 \Delta K \quad (7.14)$$

El cálculo de $\Delta P_{range-curv}$ de acuerdo a (7.14) para cada grupo de eventos no solamente incluye el “error de curvatura” de dicho grupo sino también el valor de P_{curv} . Pero como P_{curv} no está determinado únicamente sino que es una distribución, para este cálculo se utiliza su valor medio $\langle P_{curv} \rangle$ obtenido promediando la contribución de todos los eventos del grupo.

Así, se tiene en la tabla 7.5 los valores promedio de $\langle P_{curv} \rangle$, sus correspondientes errores absolutos $\Delta P_{range-curv}$ y también los errores porcentuales.

Grupo	$\langle P_{curv} \rangle$ (GeV)	$\Delta P_{range-curv}$ (MeV)	Error porcentual
#1	1.0919	27.54	2.52 %
#2	1.4090	8.94	0.63 %
#3	1.8629	10.41	0.59 %
#4	2.3370	12.01	0.52 %
#5	2.8280	11.99	0.42 %
#6	3.7558	14.10	0.38 %

CUADRO 7.5: Errores absolutos $\Delta P_{range-curv}$ y porcentuales para cada grupo de eventos.

7.4.5. Valores finales de incertidumbre sistemática del momentum

Dentro de la colaboración MINER ν A, a la hora de incluir los errores en cada paso de reconstrucción para el cálculo de los errores sistemáticos totales, basados en los valores del error de P_{curv} en función de P_{range} observados en la tabla 7.5, se decidió tomar un error en P_{curv} del 2.5 % para eventos con momentum menor a 1 GeV, y del 0.6 % si el momentum es mayor a 1 GeV.

Por tanto, para el cálculo de la incertidumbre sistemática total del momentum del muón a causa de la reconstrucción de su *track*, se tiene dos componentes: el error sistemático propio de P_{range} y el error de P_{curv} respecto de P_{range} necesario para eventos que no son contenidos en el calorímetro.

Estos errores son sintetizados en la tabla 7.6.

Momentum (GeV/c)	Error en P_{curv} respecto de P_{range}	Error en P_{range}
Menor a 1	2.5 %	2 %
Mayor a 1	0.6 %	

CUADRO 7.6: Errores finales para del momentum del muón para eventos contenidos en el calorímetro de MINOS.

Finalmente, se puede concluir que la incertidumbre sistemática está dada por:

- Si el *track* del (anti)muón es contenido dentro del calorímetro del detector cercano, el error total asignado a su momentum reconstruido será de **2 %**
- Si el *track* del (anti)muón no es contenido y el valor reconstruido de su momentum es menor a 1 GeV/c, el error total asignado será de **4.5 %**
- Si el *track* del (anti)muón no es contenido y el valor reconstruido de su momentum es mayor a 1 GeV/c, el error total asignado será de **2.6 %**

Capítulo 8

Resultados y conclusiones

Como se mencionó en el capítulo anterior, cada uno de los pasos de la reconstrucción de eventos en MINER ν A conlleva su propia incertidumbre, las que son expresadas en conjunto a través de una barra de error total en los resultados de secciones de choque. De ahí que la implicancia de la incertidumbre en la medición del momentum del (anti)muón, y consecuentemente de su energía, viene dada por su contribución en el cálculo de la incertidumbre sistemática total.

En este último capítulo se presentará algunos de los resultados finales de secciones de choque diferencial publicados por MINER ν A, donde además se mostrará el efecto que tiene la incertidumbre energética de los (anti)muones descritas en el capítulo 7 sobre la barra de error general.

Posteriormente se discutirá sobre algunos estudios ya hechos en relación al campo magnético de MINOS que lograrían una mayor reducción de esta incertidumbre. Y por último se terminará con las conclusiones de esta tesis.

8.1. Cálculo de secciones de choque en MINER ν A

En MINER ν A, las secciones de choque diferencial son mostradas como funciones de una variable cinemática X (cuadrimomento transferido Q^2 , momentum del muón P_μ , ángulo de dispersión del muón θ_μ , etc.) y son calculadas en cada bin i de la distribución de acuerdo a [80][100]

$$\left(\frac{d\sigma}{dX}\right)_i = \frac{1}{\Phi T} \frac{1}{\Delta X} \frac{\sum_j U_{ij} (N_j^{\text{data}} - N_j^{\text{bkg}})}{\epsilon_i} \quad (8.1)$$

donde:

- Φ es el flujo de (anti)neutrinos integrado en función de su energía.
- T es el número de blancos de dispersión, en este caso nucleones en la(s) región(es) del detector donde ocurre la interacción.
- ΔX es el ancho del bin i .
- U_{ij} es la matriz de *unfolding*, que describe la relación entre la reconstrucción de X hecha por la simulación de Monte Carlo y la reconstrucción de X para datos reales hecha por la electrónica de detector. Para cada bin i de X en datos reales la suma se hace sobre las contribuciones de todos los bins j en Monte Carlo.
- N_j^{data} es el número de eventos para el bin j que ha pasado sus respectivos “cortes de selección” de acuerdo al tipo de interacción estudiada.
- N_j^{bkg} es el número de eventos de ruido o *background* para el bin j .
- ϵ_i es la eficiencia del detector para cada bin i .

Bajo este cálculo de la distribución de secciones de choque diferencial, son presentados los resultados de la siguiente sección.

8.2. Secciones de choque e incertidumbres asociadas

Entre las interacciones que ha estudiado MINER ν A hasta la fecha, las que muestran el efecto de los resultados de esta tesis de manera más notoria son, por el momento, los relacionados a interacciones cuasielásticas y producción resonante de piones, ambos de corriente cargada. A continuación se mostrarán las mediciones de secciones de choque diferencial obtenidos por MINER ν A, así como el efecto de la incertidumbre sistemática de P_μ en los mismos.

8.2.1. Corriente cargada cuasielástica para neutrinos

En el caso del canal QE de neutrinos, tal como se vio en el capítulo 3, la reacción es descrita como

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (8.2)$$

Para esta interacción se asume que los nucleones están modelados por el gas relativista de Fermi (RFG), que como se mencionó en el capítulo 4 asume una energía de enlace

entre nucleones E_B predeterminada. Además, se trabaja bajo dos aproximaciones: la primera es llamada aproximación de impulso y asume que las interacciones neutrino-neutrón en el poliestireno (carbono) pueden ser entendidas como la suma no-coherente sobre las interacciones de cada uno de los neutrones del núcleo atómico; y la segunda se basa en asumir a estos neutrones como partículas en reposo.

De esta forma, la energía del neutrino incidente E_ν y el cuadrimomento transferido Q^2 se expresan

$$E_\nu = \frac{2(m_n - E_B)E_\mu - [(m_n - E_B)^2 + m_\mu^2 - m_p^2]}{2[m_n - E_B - E_\mu + P_\mu \cos \theta_\mu]} \quad (8.3)$$

$$Q^2 = -m_\mu^2 + 2E_\nu \left(E_\mu - \sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2} \cos \theta_\mu \right) \quad (8.4)$$

donde se puede observar la influencia del momentum del muón P_μ tanto para la determinación de E_ν así como para Q^2 . Esto implica que las incertidumbres en P_μ son dispersadas en los cálculos de E_ν y Q^2 , y consecuentemente juegan un papel en la barra de error total de la sección de choque diferencial.

En efecto, los resultados obtenidos por MINERvA de $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ para el caso de neutrinos [101] con su correspondiente barra de error son mostrados en la figura 8.1a. Mientras que en la figura 8.1b se puede ver las incertidumbres fraccionarias que muestran la componente de cada fuente de error en función del total (estadístico + sistemático). La incertidumbre asociada a la medición de P_μ está etiquetada como “*Muon Reconstruction*”.

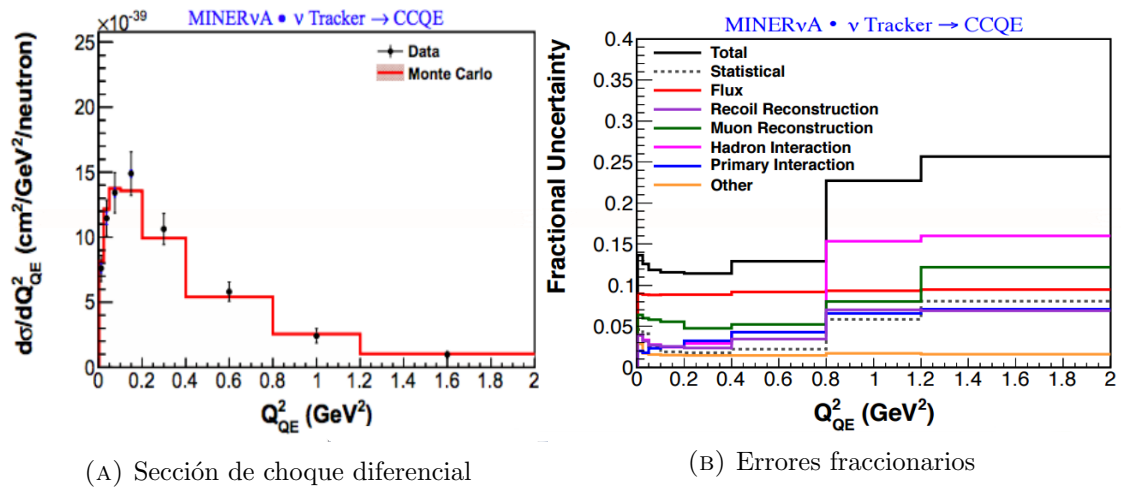


FIGURA 8.1: Izquierda: resultados de $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ para neutrinos en MINERvA con sus respectivas barras de error. Derecha: incertidumbres fraccionarias, la incertidumbre asociada a P_μ se etiqueta como “*Muon Reconstruction*”.

Ambos gráficos adaptados de [100].

8.2.2. Corriente cargada cuasielástica para antineutrinos

En antineutrinos, la reacción de corriente cargada cuasielástica es

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n \quad (8.5)$$

Las aproximaciones del modelo RFG tomadas previamente son asumidas también para este caso. Como consecuencia, las relaciones cinemáticas para $E_{\bar{\nu}}$ y Q^2 vienen dadas por las ecuaciones (8.3) y (8.4), siendo la única diferencia el intercambio entre m_n y m_p en las mismas.

De esta manera, los resultados de MINER ν A de $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ para el caso de antineutrinos [102] y sus errores son mostrados en las figuras 8.2a y 8.2b, enfatizando la contribución de la incertidumbre de P_μ en relación a la total.

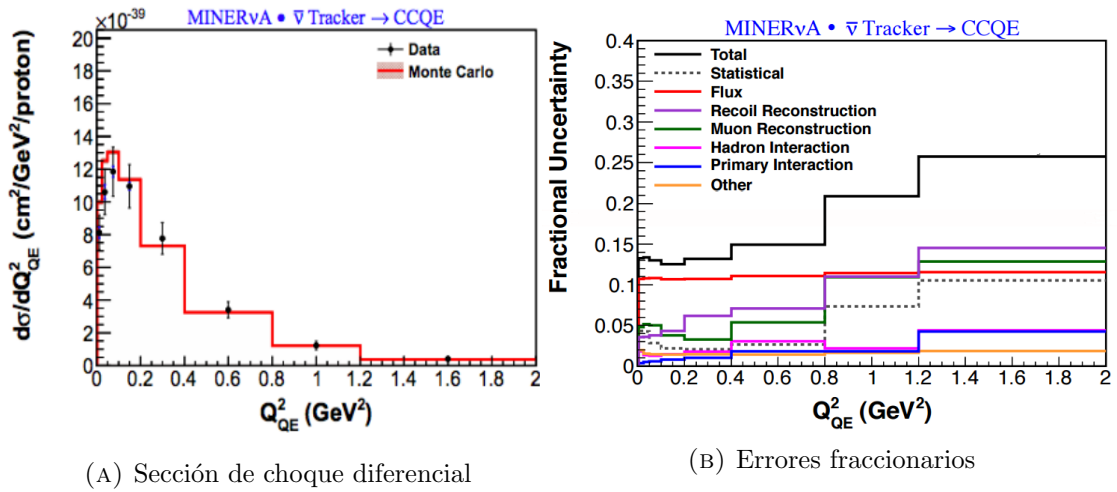


FIGURA 8.2: Izquierda: resultados de $\frac{d\sigma}{dQ^2}$ para neutrinos en MINER ν A con sus respectivas barras de error. Derecha: incertidumbres fraccionarias, la incertidumbre asociada a P_μ se etiqueta como “*Muon Reconstruction*”.

Ambos gráficos adaptados de [100].

8.2.3. Producción de piones cargados en interacciones de neutrinos

Uno de los canales de producción resonante de piones recientemente estudiados en MINER ν A es el cual el estado final incluye un muón, uno o más piones cargados (positivo o negativo) y otros hadrones

$$\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + \mathcal{N}\pi^\pm + X \quad (\mathcal{N} \geq 1) \quad (8.6)$$

Para este análisis, los nucleones fueron modelados de manera similar al caso cuasielástico, pero esta vez asumiéndolos completamente libres sin presencia de una energía de enlace. Además, se minimizó en lo posible el efecto de reinteracciones del pión cargado al interior del núcleo, llamado también interacción del estado final (*final state interactions*, FSI).

Así, las principales variables cinemáticas envueltas son expresadas como [103]

$$E_\nu = E_\mu + E_{\text{recoil}} \quad (8.7)$$

$$Q^2 = -m_\mu^2 + 2 E_\nu (E_\mu - P_\mu \cos \theta_\mu) \quad (8.8)$$

$$W^2 = m_N^2 - Q^2 + 2 m_N E_{\text{recoil}} \quad (8.9)$$

donde E_{recoil} está definida como toda la energía detectada en la interacción a excepción de la del muón y es hallada por medio de calorimetría en el *tracker*, ECAL y HCAL; y W es la masa hadrónica invariante de la interacción.

A fin de reducir efectos de *background*, no solamente producto de las FSI sino también de errores de reconstrucción de los tracks de piones, entre otros, uno de los principales “cortes de selección” se basó en considerar solamente eventos con $W < 1.8$ GeV. La sección de choque diferencial en función del momentum del muón $\frac{d\sigma}{dP_\mu}$ calculada para este análisis y sus correspondientes incertidumbres se muestran en las figuras 8.3a y 8.3b. El efecto de la incertidumbre sistemática en P_μ , en este caso, ha sido etiquetado en el rubro “*Energy Response*”.

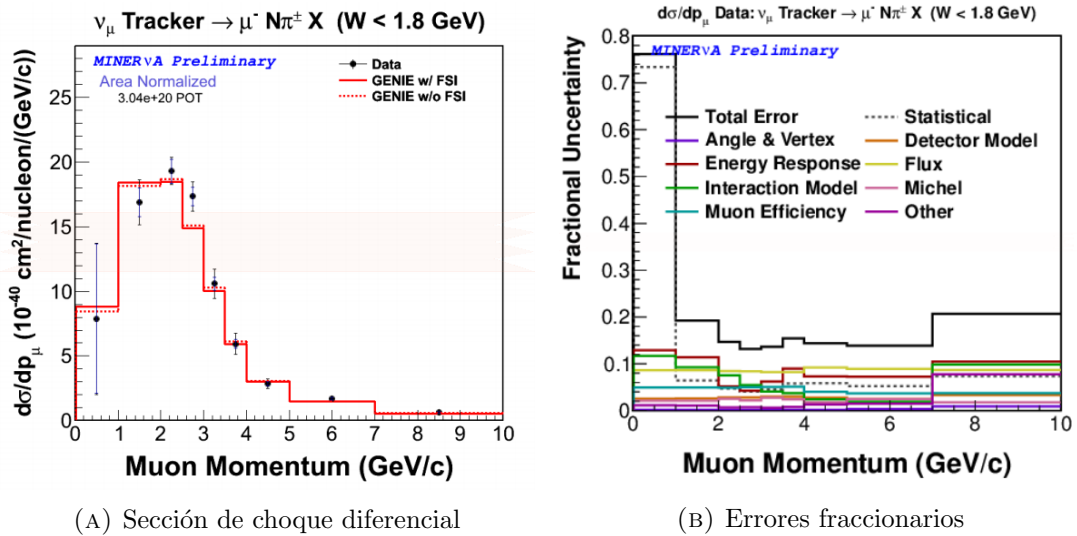


FIGURA 8.3: Izquierda: resultados de $\frac{d\sigma}{dP_\mu}$ para neutrinos en MINERνA con sus respectivas barras de error. Derecha: incertidumbres fraccionarias, la incertidumbre asociada a P_μ se etiqueta como “*Energy Response*”.

Ambos gráficos adaptados de [104].

En síntesis, es de esta manera como los resultados publicados por MINER ν A muestran la implicancia de los efectos de la determinación del momentum de (anti)muones y sus correspondientes incertidumbres, mostrados en el capítulo 7.

8.3. Reducción de la incertidumbre del momentum escalando el campo magnético de MINOS

El método desarrollado en el capítulo anterior para hallar la incertidumbre sistemática de P_μ , si bien garantiza un error porcentual relativamente pequeño (4.5 % en el peor de los casos), puede ser mejorado para reducir esta incertidumbre aún más y, por consecuencia, ayudar a disminuir la barra de error total en las secciones de choque de MINER ν A.

Una manera de lograr esto es a través de una modificación del campo magnético $\vec{B}$ al interior de las placas de metal del detector cercano de MINOS, el cual es representado en la figura 5.6. Como se describió en el capítulo 5, este campo es modelado por medio de un análisis de elementos finitos basado en la estructura de la bobina, la corriente que circula a través de ella, la densidad del tipo de acero usado y su correspondiente curva de histéresis. Sin embargo, este modelamiento de $\vec{B}$ conlleva algunos errores ya que la geometría de MINOS insertada en Geant4 que sirve para calcularlo no es del todo precisa, así como también la corriente que circula por la bobina está sujeta a muchas fluctuaciones.

8.3.1. Deflección radial

Una de las primeras tareas emprendidas fue utilizar la información de los *tracks* de muones y antimuones contenidos en el calorímetro. Más específicamente, para cada uno de estos *tracks* se halló una deflección radial, que mide el efecto del campo magnético sobre el (anti)muón cargado, y definida en base a las coordenadas de estos *tracks*.

Para describir la deflección radial, se puede empezar definiendo para cada evento tres coordenadas en base al *track* del (anti)muón [105]:

- Coordenada inicial del *track* (x_i, y_i, z_i) , definido en el sistema de coordenadas de MINOS.
- Coordenada final del *track* (x_f, y_f, z_f) , también definido en MINOS.
- Coordenada “extrapolada” (x_e, y_e, z_e) , obtenida propagando la coordenada inicial del *track* en dirección del momentum del (anti)muón y en ausencia del campo magnético hasta la coordenada final, de tal forma que $z_e = z_f$.

Esta definición de la coordenada extrapolada permite identificar cuál sería la trayectoria del (anti)muón de no haber efectos de campo magnético, lo que contrasta con la coordenada final que efectivamente muestra cuál es la deflexión producto del campo. Sin embargo, a fin de poder mejorar la comparación cuantitativa entre ambas, es necesario definir un sistema de coordenadas UV rotado con respecto al plano transversal XY de MINOS.

Trabajando únicamente en dicho plano, el eje U se define como la línea recta que conecta el origen de coordenadas $(0, 0)$, localizado al centro de la bobina, y la coordenada inicial del *track* (x_i, y_i) . Mientras que el eje V es la coordenada perpendicular a U de acuerdo a la regla de la mano derecha. Así, el plano UV es una rotación del plano XY en dirección del punto donde comienza el *track*, tal como muestra la figura 8.4a.

Con el eje UV definido, para la coordenada final se tiene (u_f, v_f) y para la coordenada extrapolada, (u_e, v_e) . Por tanto, la deflexión radial D_{rad} se define como

$$D_{\text{rad}} \equiv |u_f - u_e| \quad (8.10)$$

La deflexión radial, mostrada de forma pictórica en la figura 8.4b, es particularmente útil porque mide la deflexión perpendicular a los vectores $\vec{B}$ del campo magnético, es decir que es depende únicamente de la intensidad del campo y no de su dirección.

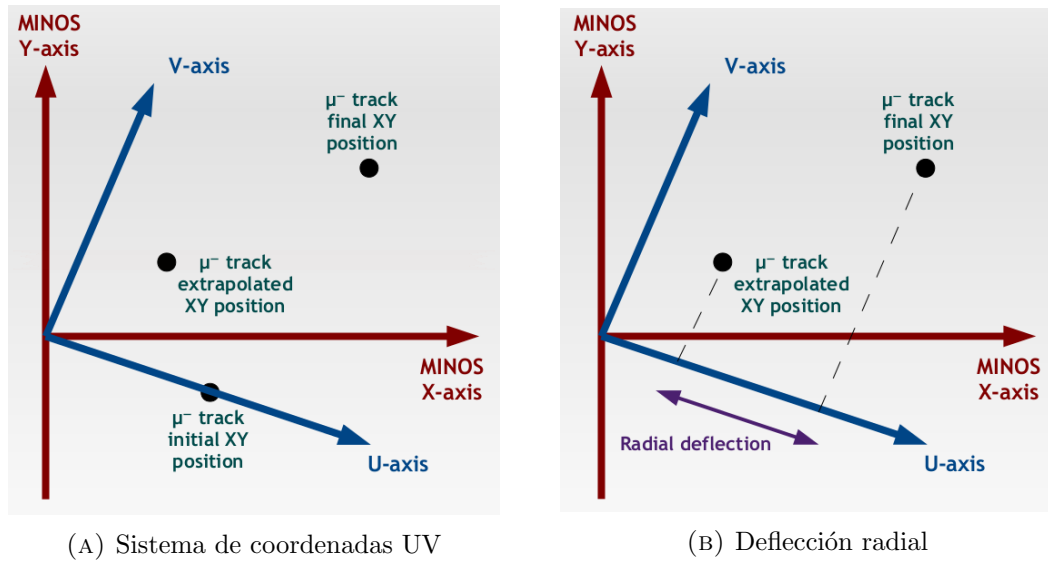


FIGURA 8.4: Izquierda: ejemplo pictórico de las coordenadas inicial, final y “extrapolada” para un evento de (anti)muón y la definición del sistema rotado UV. Derecha: definición de la deflexión radial del *track*.

8.3.2. Factor de escala

En este punto es importante resaltar que la deflexión radial es una cantidad definida para cada uno de los miles de eventos CC inclusivo de (anti)muón, tanto en datos reales como en simulación para Monte Carlo, los que se denominará $D_{\text{rad}}^{\text{MC}}$ y $D_{\text{rad}}^{\text{data}}$, respectivamente.

Además, también se debe señalar que esta es proporcional a la intensidad del campo e inversamente proporcional al momentum de la partícula [106]

$$D_{\text{rad}} \propto \frac{|\vec{B}|}{P_{\mu}} \quad (8.11)$$

Por otro lado, el campo magnético modelado $\vec{B}_{\text{model}}$ utilizado en la reconstrucción por curvatura de acuerdo a (7.6) debe ser transformado a un campo modificado $\vec{B}_{\text{changed}}$ más fidedigno acorde al campo magnético real, y esa modificación puede ser lograda por medio de un factor de escala α

$$|\vec{B}_{\text{changed}}| = \alpha |\vec{B}_{\text{model}}| \quad (8.12)$$

donde precisamente α está dado por

$$\alpha \equiv \frac{|\vec{B}_{\text{data}}|}{|\vec{B}_{\text{MC}}|} \quad (8.13)$$

Pero utilizando (8.11) se puede ver que α es equivalente a

$$\alpha = \frac{D_{\text{rad}}^{\text{data}}}{D_{\text{rad}}^{\text{MC}}} \frac{P_{\mu}^{\text{data}}}{P_{\mu}^{\text{MC}}} \quad (8.14)$$

lo que significa que α no es un parámetro fijo sino que es una función de los momentum y, más importante, las deflexiones; las que a su vez son funciones de la intensidad del campo magnético modelado $\vec{B}_{\text{model}}$.

Esto quiere decir que el campo magnético modificado $|\vec{B}_{\text{changed}}|$ es el producto del campo original $|\vec{B}_{\text{model}}|$ y el factor de escala, que es función de esta

$$|\vec{B}_{\text{changed}}| = \alpha(|\vec{B}_{\text{model}}|) |\vec{B}_{\text{model}}| \quad (8.15)$$

8.3.3. Resultados preliminares del factor de escala

Hasta la recopilación de resultados para esta tesis, no se obtuvo aún un valor de campo magnético modificado $\vec{B}_{\text{changed}}$; sin embargo, sí fue posible hallar la relación entre α y $\vec{B}_{\text{model}}$. Se utilizó la misma muestra de eventos CC inclusivos del capítulo 7, pero esta vez dividiéndola en tres subgrupos:

- *Low* P_μ : Eventos con P_{range} menor a 1.5 GeV.
- *Mid* P_μ : Eventos con P_{range} entre 1.5 y 2.5 GeV.
- *High* P_μ : Eventos con P_{range} mayor a 2.5 GeV.

Y además se realizó un ajuste polinomial sobre los datos obtenidos utilizando ROOT a fin de poder encontrar una estructura funcional para $\alpha_{(|\vec{B}_{\text{model}}|)}$.

Los resultados, mostrados en las figuras 8.5, 8.6 y 8.7, son:

- *Low* P_μ : $\alpha = 2.8807 - 4.3747 |\vec{B}| + 3.2243 |\vec{B}|^2 - 0.7604 |\vec{B}|^3$
- *Mid* P_μ : $\alpha = 0.2675 - 4.0972 |\vec{B}| + 6.8166 |\vec{B}|^2 - 4.3290 |\vec{B}|^3 - 0.9305 |\vec{B}|^4$
- *High* P_μ : $\alpha = 2.5133 - 3.6901 |\vec{B}| + 2.8682 |\vec{B}|^2 - 0.7218 |\vec{B}|^3$

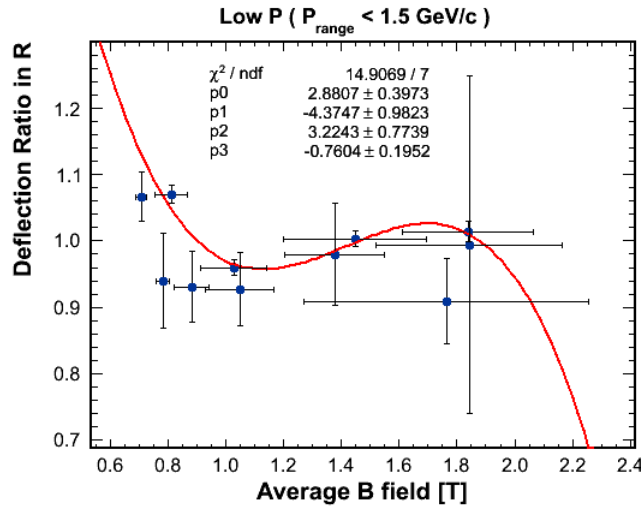
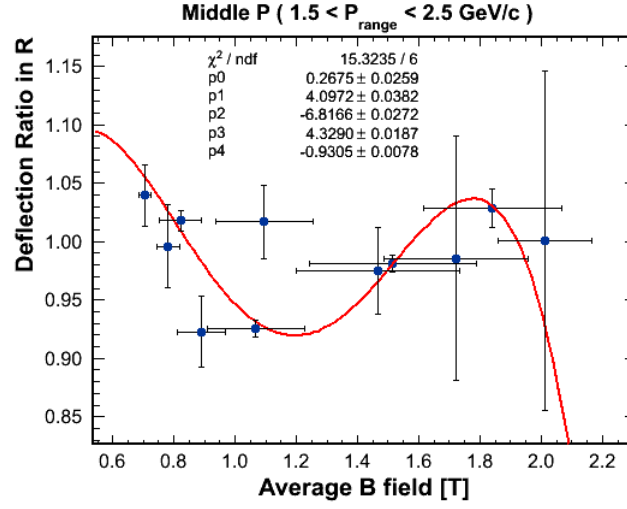
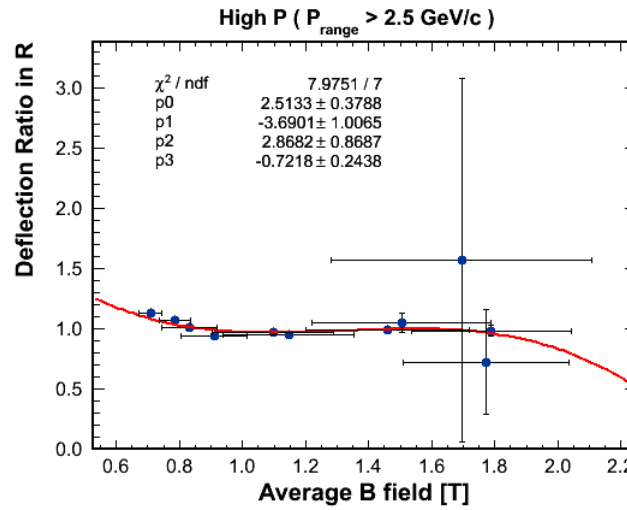


FIGURA 8.5: Factor de escala de $\vec{B}$ para eventos de bajo momentum.

FIGURA 8.6: Factor de escala de $\vec{B}$ para eventos de momentum intermedio.FIGURA 8.7: Factor de escala de $\vec{B}$ para eventos de alto momentum.

8.4. Conclusiones finales

Tras lo mostrado a lo largo de los 8 capítulos de esta tesis, finalmente se puede llegar a sintetizar las conclusiones de la misma basado en las descripciones teóricas y experimentales, y en los resultados mostrados:

- El Modelo Estándar es una teoría que describe de manera bastante precisa el Universo observado hasta el momento, con especial énfasis en esta tesis hacia la teoría electrodébil, que agrupa a las componentes electromagnética y débil del Modelo Estándar; y a su vez estudia las partículas con carga eléctrica y/o isospín débil, y las interacciones llevadas a cabo entre ellas. Sin embargo, no todos los fenómenos observados han sido cubiertos por la teoría del Modelo Estándar. Uno de ellos es el de oscilaciones de neutrinos que es una consecuencia de la presencia de masas en los neutrinos, los cuales esta teoría supone no masivos.
- Ante esta evidencia, muchos experimentos de oscilaciones se han llevado a cabo para medir los parámetros que caracterizan este fenómeno. No obstante, como cualquier medición experimental, están sujetos a errores de medición. En el caso de las oscilaciones una fuente importante de error está dada por la determinación de las secciones de choque producto de las interacciones de los neutrinos con los detectores.
- MINER ν A es un experimento de dispersión de neutrinos cuyas principales motivaciones incluye caracterizar secciones de choque neutrino-nucleón en un rango de energías entre 1 y 10 GeV, lo que representa una gran contribución para la reducción de errores en los experimentos de oscilación. Pero MINER ν A también tiene otros propósitos relacionados al estudio de efectos nucleares en interacciones de corriente cargada y corriente neutra, motivo por el cual posee no solamente un *tracker* activo y calorímetros sino blancos nucleares pasivos compuestos por hierro, plomo y carbón en el caso de los blancos sólidos; y helio y agua para blancos líquidos. El análisis de los efectos nucleares por neutrinos no solamente ayudará a esclarecer lo que se conoce hasta el momento de fenómenos como producción de piones o kaones, sino también conocer más a fondo lo relativo a dispersiones elásticas, factores de forma, funciones de estructura, etc.
- Sin embargo, MINER ν A también está sujeto a sus propias fuentes de error. A pesar de trabajar con el haz de neutrinos del complejo NuMI, cuya intensidad minimiza las incertidumbres por fluctuaciones estadísticas, los errores sistemáticos tales como la caracterización del flujo, discrepancias con los modelos teóricos, limitaciones electrónicas, etc. restringen la precisión de los resultados a obtener.

- En esta tesis se detalló particularmente la determinación del momentum de los (anti)muones obtenidos en interacciones de corriente cargada y su correspondiente error sistemático, hallado por medio de una comparación de distribuciones residuales $1/P$ relacionadas a la curvatura del *track* de los (anti)muones. Para este propósito, también se requirió asistencia de los datos del detector cercano magnetizado del experimento de oscilaciones MINOS. Los resultados del estudio de la incertidumbre sistemática de P_μ arrojaron un error porcentual 2 % para (anti)muones contenidos en la región del calorímetro de MINOS, y de 4.5 % y 2.6 % para (anti)muones no contenidos de bajo y alto momentum, respectivamente.
- Arrastrando dicha incertidumbre sistemática a los resultados de secciones de choque diferenciales de MINER ν A, se pudo observar que para el caso de neutrino cuasielástico, la incertidumbre de P_μ representa entre 5 y 10 % del error total de $\frac{d\sigma}{dQ^2}$; mientras que para el caso de antineutrino cuasielástico, entre 1 y 10 %. En el caso de producción resonante de piones cargados, la incertidumbre ocupa menos del 12 % en el error total de la sección de choque $\frac{d\sigma}{dP_\mu}$.
- Por último, a fin de mejorar el cálculo de la incertidumbre y, en lo posible, minimizar aún más las barras de errores de los resultados de secciones de choque, uno de los estudios es el de hacer un mapeo del campo magnético de MINOS $\vec{B}_{\text{model}}$, modelado en base a simulaciones, y transformarlo en un campo modificado $\vec{B}_{\text{changed}}$ por medio de un valor de escala funcional $\alpha_{(|\vec{B}_{\text{model}}|)}$. Los resultados preliminares de α arrojan una dependencia polinómica en $|\vec{B}_{\text{model}}|$ y, aunque no son concluyentes aún, pueden ser de utilidad en el futuro para reformular el campo magnético utilizado en la reconstrucción de P_{curv} .

Apéndice A

Unidades naturales

El sistema de unidades naturales es un sistema comúnmente utilizado en HEP que se basa en la universalización de las unidades de energía para describir las restantes.

Por definición, este sistema normaliza la velocidad de la luz (c), la constante reducida de Planck ($\hbar$) y la constante de Boltzmann (k_B) al valor numérico de 1

$$c = \hbar = k_B = 1 \tag{A.1}$$

La unidad preferida para la energía en este sistema es el electronvoltio (eV), que se define como la energía adquirida o perdida por una partícula de carga eléctrica elemental e (sin distinción entre positiva y negativa) que se mueve a través de una diferencia de potencial eléctrico de 1 V

$$1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ J} \tag{A.2}$$

De esta manera, las unidades de las otras propiedades físicas quedan definidas en torno a las de energía, a excepción de la velocidad y momentum angular que son adimensionales por la misma definición, tal como muestra la tabla [A.1](#).

Propiedad física	Sistema Internacional		Sistema Natural	
	Dimension	Unidades	Dimensión	Unidades
Energía	$[M] [L]^2 [T]^{-2}$	J	$[E]$	eV
Masa	$[M]$	kg	$[E]$	eV
Momentum	$[M] [L] [T]^{-1}$	kg · m/s	$[E]$	eV
Temperatura	$[\Theta]$	K	$[E]$	eV
Longitud	$[L]$	m	$[E]^{-1}$	1/eV
Tiempo	$[T]$	s	$[E]^{-1}$	1/eV
Velocidad	$[L] [T]^{-1}$	m/s	-	-
Momentum angular	$[M] [L]^2 [T]^{-1}$	kg · m ² /s	-	-

CUADRO A.1: Algunas propiedades físicas con sus correspondientes dimensiones y unidades en el SI y en el sistema natural.

Finalmente, si se tiene una propiedad física en unidades naturales, el cambio al SI se logra multiplicando o dividiendo por los valores numéricos originales de las constantes normalizadas:

- **Masa:** Dividiendo entre c^2 .
- **Momentum:** Dividiendo entre c .
- **Temperatura:** Dividiendo entre k_B .

Apéndice B

Matrices importantes en HEP

B.1. Matrices de Pauli

Las matrices de Pauli son un conjunto de tres matrices 2×2 que constituyen una representación de los generadores del grupo $SU(2)$ y están definidas como

$$\sigma_1 \equiv \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad \sigma_2 \equiv \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad \sigma_3 \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

La definición de estas matrices conlleva a su hermiticidad

$$(\sigma_j)^\dagger = \sigma_j \quad (j = 1, 2, 3) \quad (\text{B.2})$$

y también a su unitariedad

$$(\sigma_j)^\dagger \sigma_j = \sigma_j (\sigma_j)^\dagger = \mathbb{1} \quad (\text{B.3})$$

En general, el producto de dos matrices de Pauli se puede escribir como

$$\sigma_j \sigma_k = \delta_{jk} \mathbb{1} + i \epsilon_{jkl} \sigma_l \quad (\text{B.4})$$

donde ϵ_{jkl} es el símbolo de Levi-Civita

$$\epsilon_{jkl} = \begin{cases} 1 & \text{si } jkl = 123, 231, 312 \\ -1 & \text{si } jkl = 132, 213, 321 \\ 0 & \text{en cualquier otro caso} \end{cases}$$

De lo anterior se deriva las reglas de conmutación de las matrices de Pauli

$$[\sigma_j, \sigma_k] = 2i \epsilon_{jkl} \sigma_l \quad (\text{B.5})$$

y también las reglas de anticonmutación

$$\{\sigma_j, \sigma_k\} = 2\delta_{jk} \mathbb{1} \quad (\text{B.6})$$

B.2. Matrices de Dirac

Las matrices de Dirac (también llamadas matrices γ) son un conjunto de cuatro matrices 4×4 que se definen por medio de las reglas de anticonmutación

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} \equiv \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2 g^{\mu\nu} \quad (\text{B.7})$$

donde $g^{\mu\nu}$ es el tensor de Minkowski que describe la métrica de un espacio euclideo

$$g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.8})$$

que además actúa sobre las matrices de Dirac de tal forma que

$$\gamma_\mu \equiv g_{\mu\nu} \gamma^\nu \quad (\mu = 0, 1, 2, 3) \quad (\text{B.9})$$

y en consecuencia

$$\gamma_0 = \gamma^0 \quad (\text{B.10})$$

$$\gamma_k = -\gamma^k \quad (k = 1, 2, 3) \quad (\text{B.11})$$

Cuando $\mu = \nu$, de la regla de anticonmutación se desprende

$$(\gamma_0)^2 = \mathbb{1} \quad (\text{B.12})$$

$$(\gamma_k)^2 = -\mathbb{1} \quad (\text{B.13})$$

Una propiedad fundamental de las matrices γ indica que

$$\gamma^0 (\gamma^\mu)^\dagger \gamma^0 = \gamma^\mu \quad (\text{B.14})$$

de lo cual se obtiene

$$(\gamma^\mu)^\dagger = \gamma_\mu \quad (\text{B.15})$$

y por lo tanto

$$(\gamma^0)^\dagger = \gamma_0 = \gamma^0 \quad (\text{B.16})$$

$$(\gamma^k)^\dagger = \gamma_k = -\gamma^k \quad (\text{B.17})$$

Otra propiedad adicional importante de estas matrices está relacionada a su conmutador, el cual da pie a la definición del tensor de segundo orden

$$\sigma^\mu \equiv \frac{i}{2} [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \quad (\text{B.18})$$

Y por último, el producto interno las matrices gamma es proporcional a la identidad

$$\gamma^\mu \gamma_\mu = \gamma_\mu \gamma^\mu = 4 \times \mathbb{1} \quad (\text{B.19})$$

B.2.1. Matriz quiralidad

La matriz quiralidad se define a partir de las matrices de Dirac como

$$\gamma^5 \equiv i \gamma^0 \gamma^1 \gamma^2 \gamma^3 \quad (\text{B.20})$$

y es el único producto irreducible resultado de la multiplicación de las cuatro matrices gamma. Su principal función, como su nombre indica, está relacionada con la proyección quiral de mano derecha y mano izquierda de los campos espinoriales, tal como se puede observar en las ecuaciones (2.18) y (2.19).

Además cumple las siguientes propiedades

$$(\gamma^5)^2 = \mathbb{1} \quad (\text{B.21})$$

$$(\gamma^5)^\dagger = \gamma^5 \quad (\text{B.22})$$

Adicionalmente, esta matriz no anticonmuta con ninguna de las otras matrices de Dirac

$$\{\gamma^5, \gamma^\mu\} = 0 \quad (\text{B.23})$$

B.2.2. Representación de Dirac

Las matrices γ pueden tener distintas representaciones que satisfagan las reglas de anticonmutación que las definen. La más común de estas representaciones es denominada representación de Dirac γ_D

$$\gamma_D^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & -\mathbb{1} \end{pmatrix}, \quad \gamma_D^k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^k \\ -\sigma^k & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.24})$$

donde $\mathbb{1}$ es la matriz unidad 2×2 y σ^k son las matrices de Pauli.

La representación de Dirac de la matriz quiralidad no tiene términos en la diagonal

$$\gamma_D^5 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1} \\ \mathbb{1} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.25})$$

B.2.3. Representación quiral

Otra representación de las matrices γ que cumple las reglas de anticonmutación es la representación quiral γ_C

$$\gamma_C^0 = \begin{pmatrix} 0 & -\mathbb{1} \\ -\mathbb{1} & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_C^k = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^k \\ -\sigma^k & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.26})$$

Por su parte, la matriz quiralidad, a diferencia de su representación de Dirac, tiene términos solo en la diagonal

$$\gamma_C^5 = \begin{pmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & -\mathbb{1} \end{pmatrix} \quad (\text{B.27})$$

B.3. Matrices de Gell-Mann

Las matrices de Gell-Mann son un conjunto de matrices 3×3 que constituyen una representación de los generadores del grupo $SU(3)$ y que obedecen las reglas de conmutación

$$[\lambda_j, \lambda_k] = i f^{jkl} \lambda_l \quad (\text{B.28})$$

donde a los términos f^{jkl} se les denomina factores de estructura y son completamente antisimétricos, de modo que

$$f^{jkl} = f^{klj} = f^{ljk} = -f^{kjl} = -f^{lkj} = -f^{jlk} \quad (\text{B.29})$$

Una de las representaciones más usuales de las matrices de Gell-Mann y que son ampliamente usadas en QCD viene dada por

$$\begin{aligned} \lambda_1 &\equiv \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_2 &\equiv \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_3 &\equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \\ \lambda_4 &\equiv \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_5 &\equiv \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_6 &\equiv \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \\ \lambda_7 &\equiv \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, & \lambda_8 &\equiv \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.30})$$

Apéndice C

Simetrías discretas $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$ y $\mathcal{T}$

En el Modelo Estándar existen tres clases fundamentales de simetrías discretas relacionadas con la invariancia o el cambio de las leyes de la física con respecto a transformaciones de estas simetrías. Estas transformaciones son representadas por operadores que actúan sobre los campos que representan a las partículas [1].

C.1. Conjugación de carga

La conjugación de carga ($\mathcal{C}$) es una operación que transforma una partícula en su antipartícula. Los campos espinoriales bajo esta transformación cambian de acuerdo a

$$\psi_{(x)} \xrightarrow{\mathcal{C}} \psi_{\mathcal{C}(x)} = \mathcal{C} \bar{\psi}_{(x)}^T = \gamma^0 \mathcal{C} \psi_{(x)}^* \quad (\text{C.1})$$

$$\bar{\psi}_{(x)} \xrightarrow{\mathcal{C}} \bar{\psi}_{\mathcal{C}(x)} = \psi_{(x)}^T \mathcal{C}^\dagger \quad (\text{C.2})$$

donde $\mathcal{C}$ es el operador de conjugación de carga cuyas principales propiedades incluyen

$$\mathcal{C} (\gamma_\mu)^T \mathcal{C}^{-1} = -\gamma_\mu \quad (\text{C.3})$$

$$\mathcal{C}^\dagger = \mathcal{C}^{-1} \quad (\text{C.4})$$

$$\mathcal{C}^T = -\mathcal{C} \quad (\text{C.5})$$

Las representaciones de este operador de la forma de Dirac y la forma quiral son respectivamente

$$\mathcal{C}_D = i\gamma_D^2 \gamma_D^0 = -i \begin{pmatrix} 0 & \sigma^2 \\ \sigma^2 & 0 \end{pmatrix} \quad , \quad \mathcal{C}_C = i\gamma_C^2 \gamma_C^0 = -i \begin{pmatrix} \sigma^2 & 0 \\ 0 & -\sigma^2 \end{pmatrix} \quad (\text{C.6})$$

Tal como su nombre lo indica, una transformación de conjugación de carga invierte la carga de la partícula, como por ejemplo el caso de un electrón y un positrón.

Sin embargo, esta operación no solo actúa sobre partículas cargadas sino también sobre partículas neutras ya que, aunque estas no tengan carga eléctrica, la conjugación de carga también invierte todos los números cuánticos a excepción del spin pero sin modificar la energía o el momentum de la partícula.

Es así como, por ejemplo, este operador aplicado sobre un campo que representa un neutrón propagándose en una dirección, lo transforma en uno que describe un antineutrón con la misma propagación.

Por último, como puede intuirse, dos aplicaciones sucesivas de conjugación de carga regresan al campo espinorial a su estado original

$$\psi_{(x)} \xrightarrow{\mathcal{C}} \psi_{\mathcal{C}(x)} \xrightarrow{\mathcal{C}} \psi_{(x)} \quad (\text{C.7})$$

$$\bar{\psi}_{(x)} \xrightarrow{\mathcal{C}} \bar{\psi}_{\mathcal{C}(x)} \xrightarrow{\mathcal{C}} \bar{\psi}_{(x)} \quad (\text{C.8})$$

C.2. Paridad

Una transformación de paridad ($\mathcal{P}$) es una que invierte todas las componentes espaciales del objeto físico sobre el que actúa. Por ejemplo, al aplicar una transformación de paridad sobre un cuadrivector se obtiene

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) \xrightarrow{\mathcal{P}} x^\mu_{\mathcal{P}} = (x^0, -x^1, -x^2, -x^3) \quad (\text{C.9})$$

Extendiendo esta operación para campos espinoriales

$$\psi_{(x)} \xrightarrow{\mathcal{P}} \psi_{\mathcal{P}(x_{\mathcal{P}})} = \gamma^0 \psi_{(x)} \quad (\text{C.10})$$

$$\bar{\psi}_{(x)} \xrightarrow{\mathcal{P}} \bar{\psi}_{\mathcal{P}(x_{\mathcal{P}})} = \bar{\psi}_{(x)} \gamma^0 \quad (\text{C.11})$$

Un campo sujeto a una transformación de paridad verá modificada la dirección de la propagación de la partícula a la que representa, la cual será invertida en la dirección opuesta, y si la partícula tiene spin distinto de cero, por consecuencia también verá invertida su helicidad. Aparte de dichos cambios, la partícula seguirá manteniendo todas sus características originales.

Al igual que la conjugación de carga, una inversión espacial aplicada dos veces sucesivamente regresa el campo a su estado inicial

$$\psi_{(x)} \xrightarrow{\mathcal{P}} \psi_{\mathcal{P}(x_{\mathcal{P}})} \xrightarrow{\mathcal{P}} \psi_{(x)} \quad (\text{C.12})$$

$$\bar{\psi}_{(x)} \xrightarrow{\mathcal{P}} \bar{\psi}_{\mathcal{P}(x_{\mathcal{P}})} \xrightarrow{\mathcal{P}} \bar{\psi}_{(x)} \quad (\text{C.13})$$

C.3. Inversión temporal

Una transformación de inversión temporal ($\mathcal{T}$) invierte únicamente la componente temporal del objeto físico sobre el que actúa, así un cuadvivector se transforma según

$$x^\mu = (x^0, x^1, x^2, x^3) \xrightarrow{\mathcal{T}} x_{\mathcal{T}}^\mu = (-x^0, x^1, x^2, x^3) \quad (\text{C.14})$$

Y los campos espinoriales también se transforman de acuerdo a

$$\psi_{(x)} \xrightarrow{\mathcal{T}} \psi_{\mathcal{T}(x_{\mathcal{T}})} = \gamma^0 \gamma^5 \mathcal{C} \bar{\psi}_{(x)}^T = \gamma^5 \mathcal{C} \psi_{(x)}^* \quad (\text{C.15})$$

$$\bar{\psi}_{(x)} \xrightarrow{\mathcal{T}} \bar{\psi}_{\mathcal{T}(x_{\mathcal{T}})} = \bar{\psi}_{(x)}^T \mathcal{C}^\dagger \gamma^5 \gamma^0 \quad (\text{C.16})$$

Aplicar una transformación temporal sobre un campo que representa a una partícula da como resultado la misma partícula pero con el momentum invertido. Sin embargo, a diferencia de la transformación de paridad, la helicidad se conserva, lo que significa que el spin (de ser distinto de cero) también sufre una inversión.

Análogamente a los simetrías anteriores, la aplicación de dos inversiones temporales sobre un campo lo regresa a su estado inicial

$$\psi_{(x)} \xrightarrow{\mathcal{T}} \psi_{\mathcal{T}(x_{\mathcal{T}})} \xrightarrow{\mathcal{T}} \psi_{(x)} \quad (\text{C.17})$$

$$\bar{\psi}_{(x)} \xrightarrow{\mathcal{T}} \bar{\psi}_{\mathcal{T}(x_{\mathcal{T}})} \xrightarrow{\mathcal{T}} \bar{\psi}_{(x)} \quad (\text{C.18})$$

Para finalizar, un punto importante acerca de la inversión temporal sostiene que esta simetría aplicada sobre un campo espinorial no tiene un significado físico por sí mismo ya que la ecuación libre de Dirac es invariante ante transformaciones que invierten la componente espacial.

Apéndice D

Ajustes triple gaussianos para residuales $1/P$

En el contexto de definir un ajuste para las distribuciones residuales $1/P_{curv} - 1/P_{range}$ para cada grupo de eventos de (anti)muones definidos en el capítulo 7, se decidió trabajar con un ajuste del tipo triple gaussiano.

Este ajuste se define como

$$G(A, \mu, \sigma, x) = \sum_{i=1}^3 g(A_i, \mu_i, \sigma_i, x_i) \quad (\text{D.1})$$

donde g es una función gaussiana no normalizada, cuya definición matemática es

$$g(A_i, \mu_i, \sigma_i, x_i) \equiv A_i \exp \left[-\frac{(x_i - \mu_i)^2}{2 \sigma_i^2} \right] \quad (\text{D.2})$$

Estos ajustes se llevaron a cabo utilizando un script hecho por el autor de esta tesis basado en algoritmos matemáticos definidos en el paquete de procesamiento de datos ROOT [99].

A continuación se muestra las distribuciones residual $1/P$ para cada grupo de eventos, tanto en datos como en simulaciones en Montecarlo, con sus respectivos ajustes.

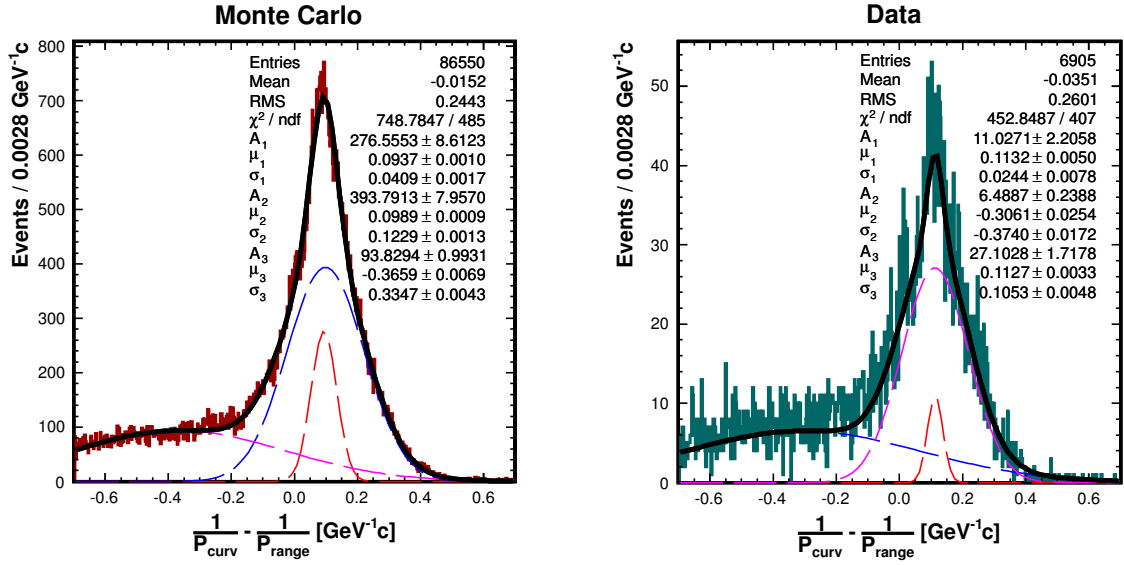


FIGURA D.1: Residuales inversos $1/P$ para el grupo #1 ($P_{\text{range}} \leq 1\text{GeV}$) con su correspondiente ajuste gaussiano.
Izquierda: simulación en Montecarlo. Derecha: datos reales.

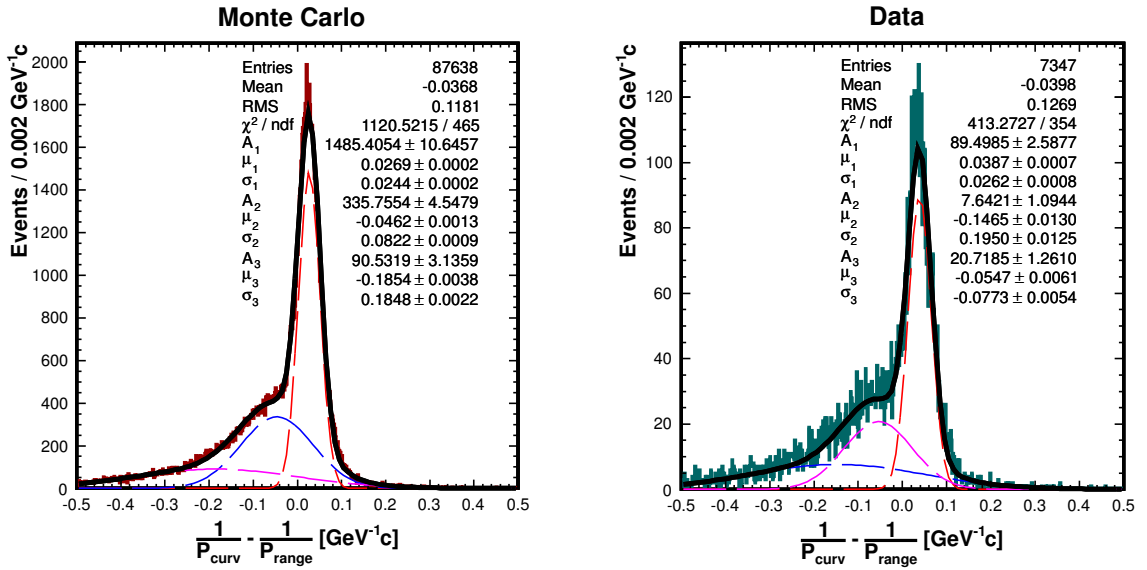


FIGURA D.2: Residuales inversos $1/P$ para el grupo #2 ($1 \leq P_{\text{range}} \leq 1.5\text{GeV}$) con su correspondiente ajuste gaussiano.
Izquierda: simulación en Montecarlo. Derecha: datos reales.

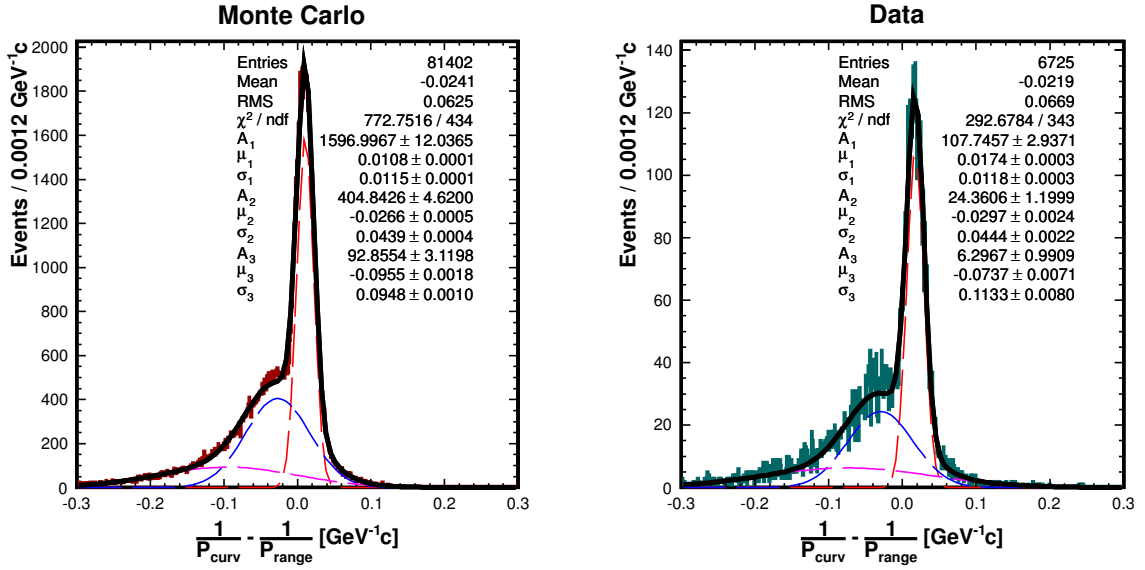


FIGURA D.3: Residuales inversos $1/P$ para el grupo #3 ($1.5 \leq P_{\text{range}} \leq 2\text{GeV}$) con su correspondiente ajuste gaussiano.
Izquierda: simulación en Montecarlo. Derecha: datos reales.

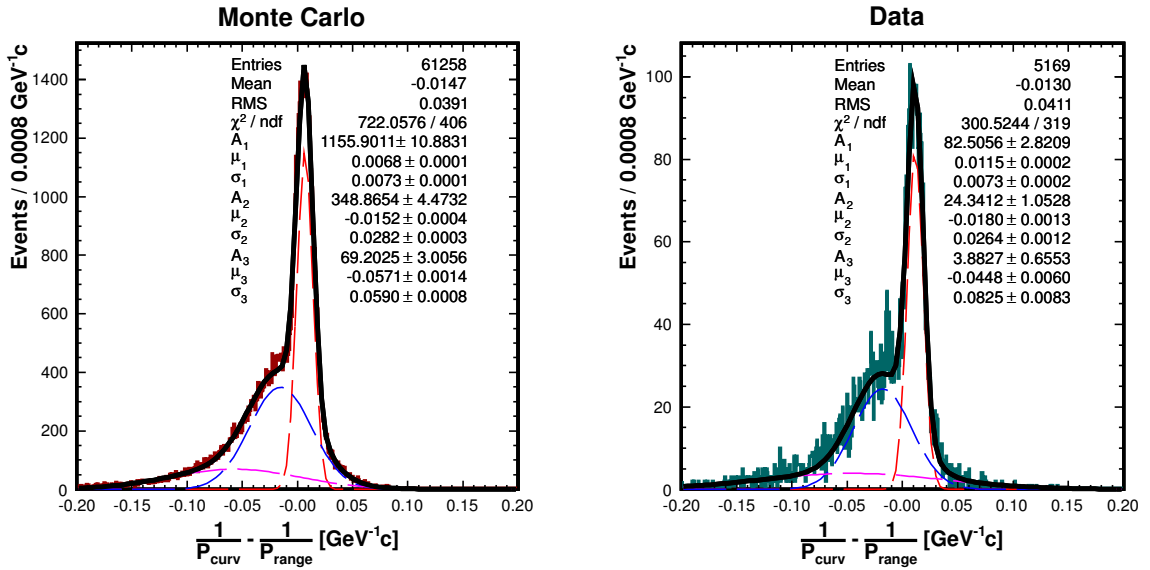


FIGURA D.4: Residuales inversos $1/P$ para el grupo #4 ($2 \leq P_{\text{range}} \leq 2.5\text{GeV}$) con su correspondiente ajuste gaussiano.
Izquierda: simulación en Montecarlo. Derecha: datos reales.

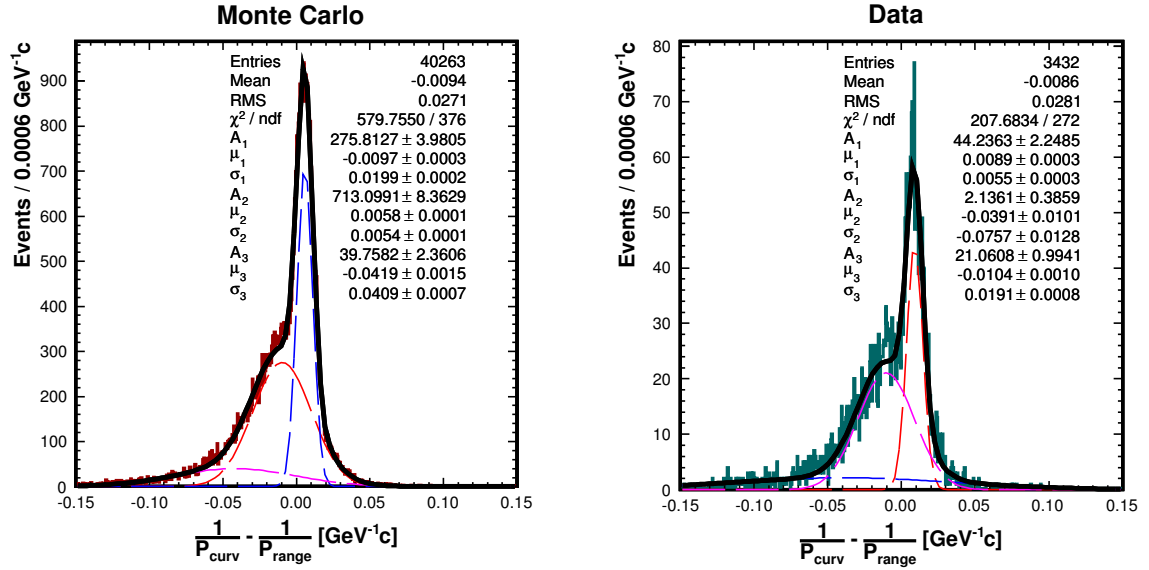


FIGURA D.5: Residuales inversos $1/P$ para el grupo #5 ($2.5 \leq P_{\text{range}} \leq 3\text{GeV}$) con su correspondiente ajuste gaussiano. Izquierda: simulación en Montecarlo. Derecha: datos reales.

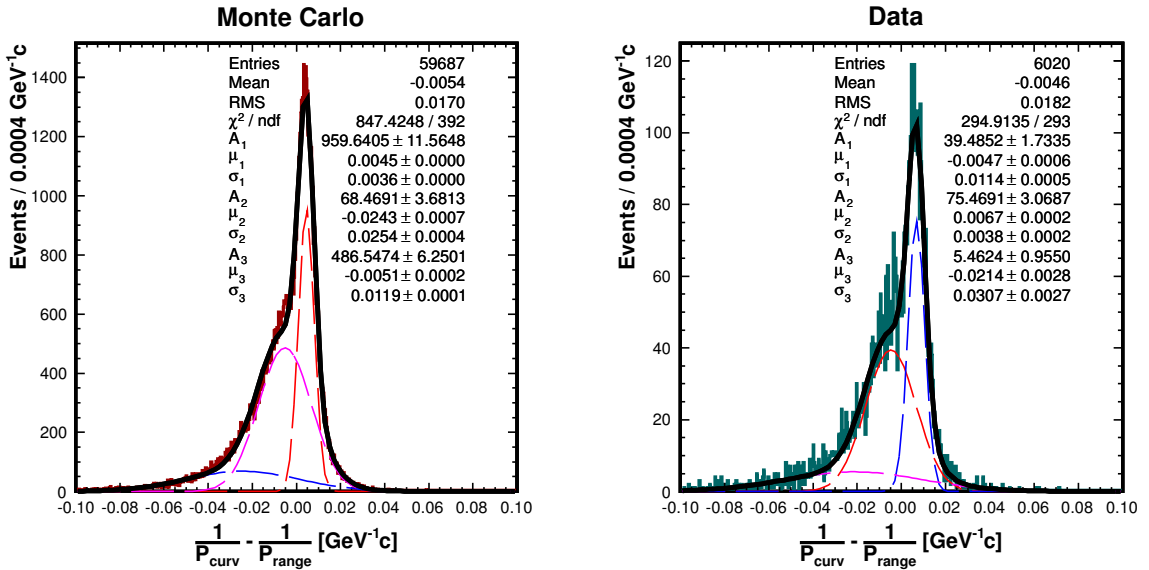


FIGURA D.6: Residuales inversos $1/P$ para el grupo #6 ($P_{\text{range}} \geq 3\text{GeV}$) con su correspondiente ajuste gaussiano. Izquierda: simulación en Montecarlo. Derecha: datos reales.

Bibliografía

- [1] Carlo Giunti and Chung W. Kim. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press, 2007.
- [2] Francis Halzen and Alan D. Martin. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley and Sons Inc., 1984.
- [3] Jonathan Allday. *Quarks, Leptons and the Big Bang*. Institute of Physics Publishing Ltd., 2002.
- [4] S. L. Glashow. *Partial Symmetries of Weak Interactions*. Nucl. Phys., 22(4), 1961.
- [5] S. Weinberg. *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett., 19(1264), 1967.
- [6] Abdus Salam. *Gauge Unification of Fundamental Forces*. Rev. Mod. Phys., 52(595), 1980.
- [7] M. Gell-Mann. *A Schematic Model of Baryons and Mesons*. Phys. Lett., 8(3), 1964.
- [8] G. Zweig. *An $SU(3)$ Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking*, Enero 1964. URL cds.cern.ch/record/352337/files/CERN-TH-401.pdf.
- [9] F. Englert and R. Brout. *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*. Phys. Rev. Lett., 13(321), 1964.
- [10] Peter W. Higgs. *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*. Phys. Rev. Lett., 13(508), 1964.
- [11] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble. *Global Conservation Laws and Massless Particles*. Phys. Rev. Lett., 13(585), 1964.
- [12] CMS Collaboration. *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*. Phys. Lett. B, 716(1), 2012.
- [13] ATLAS Collaboration. *Observation of an Excess of Events in the Search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. In 36th International Conference on High Energy Physics, 2012.

- [14] CMS Collaboration and ATLAS Collaboration. *Measurements of the Higgs boson properties at LHC*. In XLIX Reencontres de Moriond, 2014.
- [15] CMS Collaboration. *Constraints on the Higgs boson width from off-shell production and decay to Z-boson pairs*. Phys. Lett. B, 736(7), 2014.
- [16] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Wiley-VCH, 2008.
- [17] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. *Remarks on the Unified Model of Elementary Particles*. Prog. Theor. Phys., 28(5), 1962.
- [18] Walter Greiner, Stefan Schramm, and Eckart Stein. *Quantum Chromodynamics*. Springer, 2007.
- [19] Dmitri E. Kharzeev. *Axial Anomaly, Dirac Sea and the Chiral Magnetic Effect*. arXiv:1010.0943 [hep-ph], 2010.
- [20] Michael E. Peskin and Daniel V. Schroeder. *An Introduction to Quantum Field Theory*. Addison-Wesley Publishing Company, 1995.
- [21] Nicola Cabibbo. *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*. Phys. Rev. Lett., 10 (531), 1963.
- [22] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. *CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*. Prog. Theor. Phys., 49(2), 1973.
- [23] James William Rohlf. *Modern Physics from α to Z^0* . John Wiley and Sons Inc., 1994.
- [24] Carlo Rovelli. *Notes for a brief history of quantum gravity*. In 9th Marcel Grossmann Meeting, 2000.
- [25] Freeman Dyson. *Is a Graviton Detectable?* In International Congress of Mathematical Physics, 2012.
- [26] Gianfranco Bertone, Dan Hopper, and Joseph Silk. *Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints*. Phys. Rept., 405(5), 2005.
- [27] Richard P. Feynman and Steven Weinberg. *Elementary Particles and the Laws of Physics*. Addison Wesley, 2002.
- [28] T. D. Lee and C. N. Yang. *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*. Phys. Rev., 104(254), 1956.
- [29] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*. Phys. Rev., 105(1413), 1957.

- [30] G. Backenstoss, B. D. Hyams, G. Knop, P. C. Marin, and U. Stierlin. *Helicity of μ^- Mesons from π -Meson Decay*. Phys. Rev. Lett., 6(415), 1961.
- [31] Tadao Nakano and Kazuhiko Nishijima. *Charge Independence for V-particles*. Prog. Theor. Phys., 10(5), 1953.
- [32] M. Gell-Mann. *The Interpretation of the New Particles as Displaced Charge Multiplets*. Nuovo Cim., 4(3), 1956.
- [33] L. Landau. *On the conservation laws for weak interactions*. Nucl. Phys., 3(1), 1957.
- [34] Abdus Salam. *On Parity Conservation and Neutrino Mass*. Nuovo Cim., 5(1), 1957.
- [35] Peter W. Higgs. *Broken Symmetries, Massless Particles and Gauge Fields*. Phys. Lett., 12(2), 1964.
- [36] Peter W. Higgs. *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*. Phys. Rev., 145(1156), 1966.
- [37] T. W. B. Kibble. *Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories*. Phys. Rev., 155(1554), 1967.
- [38] Tina J. Leitner. *Neutrino Interactions with Nucleons and Nuclei*. Tesis de doctorado, Institut für Theoretische Physik Justus-Liebig-Universität Giessen, 2005.
- [39] Leonidas Aliaga Soplin. *Simulación y desarrollo del escáner que mide la respuesta de los módulos del experimento MINER ν A*. Tesis de maestría, Pontificia Universidad Católica del Perú, 2008.
- [40] K. A. Olive *et al.* (Particle Data Group). *Review of Particle Physics*. Chinese Phys. C, 38(090001), 2014.
- [41] J. A. Formaggio and G. P. Zeller. *From eV to EeV: Neutrino cross sections across energy scales*. Rev. Mod. Phys., 84(1307), 2012.
- [42] N. J. Baker, P. L. Connolly, S. A. Kahn, M. J. Murtagh, R. B. Palmer, N. P. Samios, and M. Tanaka. *Total cross sections for $\nu_\mu n$ and $\nu_\mu p$ charged-current interactions in the 7-foot bubble chamber*. Phys. Rev. D, 25(617), 1982.
- [43] D. S. Baranov *et al.* *Measurement of the $\nu_\mu N$ total cross section at 2–30 GeV in a skat neutrino experiment*. Phys. Lett. B, 81(2), 1979.

- [44] S. Ciampolillo *et al.* (Gargamelle Neutrino Propane Collaboration and Aachen-Brussels-CERN-Ecole Polytechnique-Orsay-Padova Collaboration). *Total cross section for neutrino charged current interactions at 3 GeV and 9 GeV*. Phys. Lett. B, 84(281), 1979.
- [45] Y. Nakajima *et al.* (SciBooNE Collaboration). *Measurement of inclusive charged current interactions on carbon in a few-GeV neutrino beam*. Phys. Rev. D, 83(012005), 2011.
- [46] R. P. Feynman and M. Gell-Mann. *Theory of the Fermi Interaction*. Phys. Rev., 109(193), 1958.
- [47] M. Gell-Mann and M. Lévy. *The axial vector current in beta decay*. Nuovo Cim., 16(4), 1960.
- [48] M. Nowakowski¹, E. A. Paschos, and J. M. Rodríguez. *All electromagnetic form factors*. Eur. J. Phys., 26(545), 2005.
- [49] N. J. Baker, A. M. Cnops, P. L. Connolly, S. A. Kahn, H. G. Kirk, M. J. Murtagh, R. B. Palmer, N. P. Samios, and M. Tanaka. *Quasielastic neutrino scattering: A measurement of the weak nucleon axial-vector form factor*. Phys. Rev. D, 23(2499), 1981.
- [50] C. H. Llewellyn Smith. *Neutrino Reactions at Accelerator Energies*. Phys. Rept., 3(5), 1972.
- [51] M. L. Goldberger and S. B. Treiman. *Form Factors in β Decay and μ Capture*. Phys. Rev., 111(354), 1958.
- [52] Veronique Bernard *et al.* *Axial structure of the nucleon*. J. Phys. G, 28(1), 2002.
- [53] Dieter Rein and Lalit M. Sehgal. *Neutrino-excitation of baryon resonances and single pion production*. Annals Phys., 133(1), 1981.
- [54] R. P. Feynman, M. Kislinger, and F. Ravndal. *Current Matrix Elements from a Relativistic Quark Model*. Phys. Rev. D, 3(276), 1971.
- [55] R. P. Feynman. *Very High-Energy Collisions of Hadrons*. Phys. Rev. Lett., 23(1415), 1969.
- [56] MINER ν A Collaboration. *Proposal to Perform a High Statistics Neutrino Scattering Experiment Using a Fine-grained Detector in the NuMI Beam*, Febrero 2004.

- [57] MINER ν A Collaboration. *The Physics Case and Proposed Detector Technologies for MINER ν A, a High Statistics Neutrino Scattering Experiment Using a Fine-grained Detector in the NuMI Beam*, Diciembre 2004.
- [58] H. A. Bethe. *Energy Production in Stars*. Phys. Rev. Lett., 55(434), 1939.
- [59] John N. Bahcall. *Solar Neutrinos. I. Theoretical*. Phys. Rev. Lett., 12(300), 1964.
- [60] Bruce T. Cleveland, Timothy Daily, Jr Raymond Davis, James R. Distel, Kenneth Lande, C. K. Lee, Paul S. Wildenhain¹, and Jack Ullman. *Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector*. Astrophys. J., 496(1), 1998.
- [61] B. Pontecorvo. *Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge*. Sov. Phys. JETP, 26(5), 1968.
- [62] B. Grigov and B. Pontecorvo. *Neutrino astronomy and lepton charge*. Phys. Lett. B, 28(7), 1969.
- [63] Boris Kayser. *Neutrino Physics*. In SLAC Summer Institute on Particle Physics, 2004.
- [64] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration). *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*. Phys. Rev. Lett., 81(1562), 1998.
- [65] Q. R. Ahmad *et al.* (SNO Collaboration). *Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ^8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*. Phys. Rev. Lett., 87(071301), 2001.
- [66] Stephen F. King and Christoph Luhn. *Neutrino mass and mixing with discrete symmetry*. Rep. Prog. Phys., 76(056201), 2013.
- [67] Robert Miles Zwaska. *Accelerator System and Instrumentation for the NuMI Neutrino Beam*. Tesis de doctorado, The University of Texas at Austin, 2005.
- [68] C. D. Curtis, G. M. Lee, C. W. Owen, C. W. Schmidt, and W. M. Smart. *Linac H-Beam Operation and Uses at Fermilab*. IEEE Trans. Nucl. Sci., 226(3), 1979.
- [69] *Booster Rookie Book*, Marzo 2009. URL http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Booster_V4.1.pdf.
- [70] *Main Injector Rookie Book*, Junio 2003. URL http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/Main_Injector_v1.1.pdf.
- [71] Stephen Holmes, Ronald S. Moore, and Vladimir Shiltsev. *Overview of the Tevatron Collider Complex: Goals, Operations and Performance*. JINST, 6 (T08001), 2011.

- [72] *NuMI Technical Design Handbook - Chapter 2. Overview of the NuMI Beamline*, Diciembre 2002. URL http://www-numi.fnal.gov/numwork/tdh/TDH_V2_2_Overview.pdf.
- [73] *NuMI Technical Design Handbook - Chapter 4.3.3. Target*, Diciembre 2002. URL http://www-numi.fnal.gov/numwork/tdh/TDH_V2_4.2.3-Target.pdf.
- [74] R. Zwaska *et al.* *Beam-based alignment of the NuMI target station components at FNAL*. Nucl. Instrum. Meth. A, 568(2), 2006.
- [75] S. Kopp *et al.* *Secondary beam monitors for the NuMI facility at FNAL*. Nucl. Instrum. Meth. A, 568(2), 2006.
- [76] J. J. Evans (MINOS Collaboration). *The MINOS Experiment: Results and Prospects*. Adv. High Energy Phys., (182537), 2013.
- [77] L. Aliaga *et al.* (MINER ν A Collaboration). *Design, calibration, and performance of the MINER ν A detector*. Nucl. Instrum. Meth. A, 743, 2014.
- [78] Tammy Walton. *A Measurement of the Muon Neutrino Charged Current Quasielastic-like Cross Section on a Hydrocarbon Target and Final State Interaction Effects*. Tesis de doctorado, Hampton University, 2014.
- [79] Jesse Chjovka. *Anti-Neutrino Charged Current Quasi-Elastic Scattering in MINER ν A*. Tesis de doctorado, University of Rochester, 2012.
- [80] Gabriel N. Perdue. *Neutrino Cross Sections*. In *International Neutrino Summer School*, 2012.
- [81] Brian George Tice. *Measurement of Nuclear Dependence in Inclusive Charged Current Neutrino Scattering*. Tesis de doctorado, Rutgers, The State University of New Jersey, 2014.
- [82] Michael Alan Kordosky. *Hadronic Interactions in the MINOS Detectors*. Tesis de doctorado, The University of Texas at Austin, 2004.
- [83] D. G. Michael *et al.* (MINOS Collaboration). *The magnetized steel and scintillator calorimeters of the MINOS experiment*. Nucl. Instrum. Meth. A, 596(2), 2008.
- [84] Rustem Ospanov. *A measurement of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and NuMI beam*. Tesis de doctorado, The University of Texas at Austin, 2008.
- [85] Ryan Nichol. *Calibration of the MINOS Detectors*. Tesis de doctorado, University College London, 2003.

- [86] S. Agostinelli *et al.* (GEANT4 Collaboration). *Geant4 — A simulation toolkit*. Nucl. Instrum. Meth. A, 506(3), 2003.
- [87] Zarko Pavlovic. *G4numi beam Monte Carlo*, Abril 2010. URL <http://lbne-docdb.fnal.gov/cgi-bin/RetrieveFile?docid=290&filename=g4numi.pdf>.
- [88] GEANT4 Collaboration. *Summary of Hadronic Processes, Models and Cross Sections for Physics List FTFP_BERT*, . URL http://geant4.cern.ch/support/proc_mod_catalog/physics_lists/hadronic/FTFP_BERT.html.
- [89] D. S. Barton *et al.* *Experimental study of the A dependence of inclusive hadron fragmentation*. Phys. Rev. D, 27(2580), 1983.
- [90] C. Andreopoulos *et al.* *The GENIE Neutrino Monte Carlo Generator*. Nucl. Instrum. Meth. A, 614(1), 2010.
- [91] Arie Bodek, Inkyu Park, and Unki Yang. *Improved low Q^{*2} model for neutrino and electron nucleon cross sections in few GeV region*. Nucl. Phys. Proc. Suppl., 139, 2005.
- [92] R. E. Hendrick and Ling-Fong Li. *Gauge-model constraints of recent elastic and deep-inelastic neutral-current data*. Phys. Rev. D, 19(779), 1979.
- [93] GEANT4 Collaboration. *Summary of Hadronic Processes, Models and Cross Sections for Physics List QGSP_BERT*, . URL http://geant4.cern.ch/support/proc_mod_catalog/physics_lists/hadronic/QGSP_BERT.html.
- [94] J. B. Birks. *Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations*. Proc. Phys. Soc., A64(874), 1951.
- [95] R. Frühwirth. *Application of Kalman filtering to track and vertex fitting*. Nucl. Instrum. Meth. A, 262(2-3), 1987.
- [96] N. Tagg *et al.* (MINER ν A Collaboration). *Arachne — A web-based event viewer for MINER ν A*. Nucl. Instrum. Meth. A, 676, 2012.
- [97] Mike Kordosky. *First results from E-938 "MINER ν A"*. In Fermilab Joint Experimental-Theoretical Seminar, Junio 2012.
- [98] Gonzalo Díaz Bautista. *MINER ν A Technical Note No. 039: MINOS muon momentum reconstruction and related systematic uncertainties*, 2013. URL http://minerva-docdb.fnal.gov:8080/cgi-bin/RetrieveFile?docid=8528&filename=MinosRangeCurvature_TN.pdf&version=6.

-
- [99] Rene Brun and Fons Rademakers. *ROOT — An object oriented data analysis framework*. Nucl. Instrum. Meth. A, 389(1-2), 1997.
- [100] David Schmitz. *Quasi-Elastic Scattering of Neutrinos and Antineutrinos at MINERνA*. In Fermilab Joint Experimental-Theoretical Seminar, Mayo 2013.
- [101] G. Fiorentini *et al.* (MINERνA Collaboration). *Measurement of Muon Neutrino Quasielastic Scattering on a Hydrocarbon Target at $E_\nu \approx 3.5$ GeV*. Phys. Rev. Lett., 111(022502), 2013.
- [102] L. Fields *et al.* (MINERνA Collaboration). *Measurement of Muon Antineutrino Quasielastic Scattering on a Hydrocarbon Target at $E_\nu \approx 3.5$ GeV*. Phys. Rev. Lett., 111(022501), 2013.
- [103] B. Eberly *et al.* (MINERνA Collaboration). *Charged Pion Production in ν_μ Interactions on Hydrocarbon at $\langle E_\nu \rangle = 4.0$ GeV*. arXiv:1406.6415 [hep-ph], 2015.
- [104] Carrie McGivern. *Charged Current Pion Production in MINERνA - As Seen by the Muons*. In Fermilab Joint Experimental-Theoretical Seminar, Junio 2015.
- [105] Gonzalo Díaz Bautista. *MINOS B field - MINERνA Week*, 2013. URL http://minerva-docdb.fnal.gov:8080/cgi-bin/RetrieveFile?docid=8884&filename=2013-06-27_ReconstructionSession.pdf&version=2.
- [106] Richard Fernow. *Introduction to Experimental Particle Physics*. Cambridge University Press, 1989.