

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS
INSTITUTO DE FÍSICA E MATEMÁTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA



Tese de doutorado

Título: Efeitos da dinâmica não-linear das interações fortes em interações neutrino-hádron à altas energias

Alex Sander da Costa Quadros

Pelotas, 2023

Alex Sander da Costa Quadros

**Efeitos da dinâmica não-linear das interações fortes em
interações neutrino-hádron à altas energias**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física e Matemática da Universidade Federal de Pelotas, como requisito parcial à obtenção do título de Doutor em Física.

Orientador: Prof. Dr. Victor Barros Gonçalves

Coorientador: Prof. Dr. Diego Rossi Gratieri

Pelotas, 2023

Universidade Federal de Pelotas / Sistema de Bibliotecas
Catalogação na Publicação

Q1e Quadros, Alex Sander da Costa

Efeitos da dinâmica não-linear das interações fortes em interações neutrino-hádron a altas energias / Alex Sander da Costa Quadros ; Victor Paulo Barros Gonçalves, orientador ; Diego Rossi Gratieri, coorientador. — Pelotas, 2023.

204 f. : il.

Tese (Doutorado) — Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2023.

1. Cromodinâmica quântica. 2. Física de neutrinos. 3. Dinâmica de altas energias. I. Gonçalves, Victor Paulo Barros, orient. II. Gratieri, Diego Rossi, coorient. III. Título.

CDD : 539.7215

Alex Sander da Costa Quadros

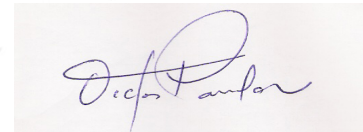
Título: Efeitos da dinâmica não-linear das interações fortes em interações neutrino-hádron à altas energias

Tese de doutorado aprovada, como requisito parcial, para obtenção do grau de Doutor em Física, Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas.

Data da Defesa: 3 de novembro de 2023

Banca examinadora:

Victor Paulo Barros Gonçalves (Orientador)



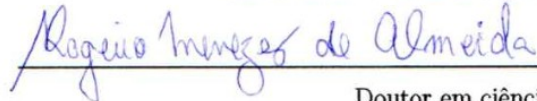
Doutor em ciências
Universidade Federal de Pelotas

Mário Luiz Lopes da Silva



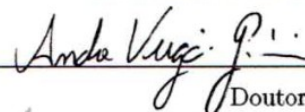
Doutor em ciências
Universidade Federal de Pelotas

Rogério Menezes de Almeida



Doutor em ciências
Universidade Federal Fluminense

André Veiga Giannini



Doutor em ciências
Universidade Federal de Grande Dourados

Daniel Ernani Martins



Doutor em ciências
The Henryk Niewodniczanski Institute of Nuclear
Physics (IFJ) - Polish Academy of Sciences

“Estamos cansados de saber que nem na escola, nem nos livros onde mandam a gente estudar, não se fala da efetiva contribuição das classes populares, da mulher, do negro, do índio na nossa formação histórica e cultural. Na verdade, o que se faz é folclorizar todos eles. E o que é que fica? A impressão de que só homens, os homens brancos, social e economicamente privilegiados, foram os únicos a construir este país. A essa mentira tripla dá-se o nome de sexismo, racismo e elitismo. E como ainda existe muita mulher que se sente inferiorizada diante do homem, muito negro diante do branco e muito pobre diante do rico, a gente tem mais é que mostrar que não é assim, né?”

(Lélia Gonzales - Mulherio, ano II, no. 5, janeiro/fevereiro de 1982, p. 3)

À Caroline ...

AGRADECIMENTOS

Agradeço a minha esposa e meus pais pelo incentivo, apoio e por sempre acreditar na importância do estudo. A Fundação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES pela bolsa de estudos. Ao Curso de Pós-Graduação em Física pela oportunidade de estudo e utilização de suas instalações. Aos professores, pesquisadores e estudantes do Grupo de Altas e Médias Energias - GAME, da UFPel, pelos conhecimentos compartilhados. Ao professor Dr. Diego Rossi Gratieri, coorientador da presente Tese e ao meu orientador, Prof. Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves, que tornaram esse trabalho possível.

RESUMO

QUADROS, Alex Sander da Costa, **Efeitos da dinâmica não-linear das interações fortes em interações neutrino-hádron à altas energias** 2023, 204p. Tese (Doutorado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2023.

A descrição da interação neutrino-hádron no regime de altas energias é ainda uma questão em aberto devido a possibilidade de que efeitos não-lineares alterem a dinâmica das interações fortes - a Cromodinâmica Quântica (QCD) - e, conseqüentemente, modifiquem o comportamento dos observáveis analisados nos observatórios de neutrinos em funcionamento e planejados para as próximas décadas. Neste trabalho investigamos o efeito de diferentes modelagens para a dinâmica QCD na determinação do fluxo de neutrinos astrofísicos, dependência energética da inelasticidade média, dependências energéticas e angulares da probabilidade de absorção durante a propagação de neutrinos pela Terra e na determinação das propriedades do fluxo de neutrinos astrofísicos incidentes. A fim de fornecer previsões teóricas que permitam discriminar completamente entre as abordagens linear e não-linear da QCD, comparamos nossas previsões com os dados recentes do observatório de neutrinos IceCube - o experimento emblemático em astronomia de neutrinos e multimessageiros - e apresentamos previsões para a próxima geração de observatórios de neutrinos. Adicionalmente, apresentamos, pela primeira vez, o cálculo da produção exclusiva de um fóton na interação do bóson Z^0 com o próton em altas energias associadas à troca do Pomeron considerando diferentes modelos para a dinâmica QCD. Os resultados apresentados nesta tese indicam que o estudo de interações neutrino-hádron em altas energias nos detectores IceCube e IceCube-Gen2, bem como, futuros colisores de neutrinos, permitirão ampliar nossa compreensão da dinâmica das interações fortes no regime de altas energias.

Palavras Chave: Cromodinâmica Quântica, Física de neutrinos, Dinâmica de altas energias

ABSTRACT

QUADROS, Alex Sander da Costa, **Effects of the nonlinear QCD dynamics in high energy neutrino-hadron interactions** 2023, 204p. Thesis (PhD Degree in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2023.

The description of the neutrino-hadron interaction in the high energy regime is still an open question due to the possibility that non-linear effects change the dynamics of the strong interactions - the Quantum Chromodynamics (QCD) - and, consequently, modify the behavior of the observables analyzed in neutrino observatories in operation and planned for the next decades. In this work we investigate the effect of different models for the QCD dynamics in the determination of the astrophysical neutrino flux, energy dependence of the average inelasticity, energetic and angular dependencies of the probability of absorption during the propagation of neutrinos through the Earth and in the determination of the properties of the incident astrophysical neutrino flux. In order to provide theoretical predictions that allow us to fully discriminate between linear and non-linear QCD approaches, we compare our predictions with recent data from the IceCube neutrino observatory - the remarkable experiment in neutrino and multimessenger astronomy - and present predictions for the next generation of neutrino observatories. Additionally, we present, for the first time, the calculation of the exclusive production of single photon in the interaction of the boson Z^0 with the proton at high energies associated with the Pomeron exchange considering different models for the QCD dynamics. The results presented in this thesis indicate that the study of neutrino-hadron interactions at high energies in the IceCube and IceCube - Gen2 detectors, as well as future neutrino colliders, will allow us to expand our understanding of the dynamics of strong interactions in the high energy regime.

Key-words: Quantum Chromodynamics, Neutrino physics, High energy dynamics

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

1	INTRODUÇÃO	27
2	UMA BREVE DESCRIÇÃO DO MODELO PADRÃO DA FÍSICA DE PARTÍCULAS	33
2.1	Modelo Padrão da Física de Partículas	33
2.2	Cromodinâmica quântica	36
2.2.1	A lagrangiana da QCD	38
2.2.2	Constante de acoplamento forte	41
2.3	Teoria Eletrofraca	44
2.3.1	A lagrangiana da teoria eletrofraca	46
2.3.2	Interações fracas de corrente carregada e interações eletromagnéticas	51
2.3.3	Interação de corrente neutra e ângulo de mistura fraco	53
2.3.4	Extensão para léptons de outros sabores	54
2.3.5	Extensão para o setor de quarks	59
2.4	Os Neutrinos	60
2.4.1	Fontes de neutrinos	61
2.4.2	Detecção de neutrinos	64
2.4.3	Observatório de neutrinos IceCube	65
2.4.4	Medições de interação de neutrinos com dados IceCube	68
2.5	Conclusão	74
3	INTERAÇÕES DE NEUTRINOS	77
3.1	Interação neutrino-lépton	80
3.2	Ressonância Glashow	83
3.3	Espalhamento inelástico profundo neutrino-núcleon	85
3.4	Variáveis cinemáticas	86
3.5	Dinâmica das interações	88
3.6	O modelo de Pártons	91
3.7	Equações Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi	98
3.8	Funções de Distribuição Partônicas	102

3.9	Saturação Partônica	102
3.10	Conclusão	107
4	REPRESENTAÇÃO DE DIPOLOS DE COR	109
4.1	O DIS na representação de dipolo de cor	109
4.2	O DIS inclusivo	109
4.3	O DIS exclusivo	112
4.4	Funções de onda do neutrino	114
4.5	Evolução QCD no regime de alta densidade	116
4.6	Modelos fenomenológicos para \mathcal{N}	120
4.7	Modelo de Golec-Biernat–Wüsthoff (GBW)	121
4.8	Modelo de Kowalski–Motyka–Watt (bCGC)	121
4.9	Modelo de Kowalski e Teaney (IP-Sat)	122
4.10	Comparação entre modelos para \mathcal{N}	125
4.11	Conclusão	125
5	PRODUÇÃO DE FÓTON EM INTERAÇÕES NEUTRINO - HÁDRON EM ALTAS ENERGIAS	127
5.1	Introdução	127
5.2	Formalismo	129
5.3	Resultados	134
5.4	Conclusão	140
6	ESTIMANDO O IMPACTO DA DINÂMICA QCD NA DETERMINAÇÃO DO FLUXO DE NEUTRINOS ASTROFÍSICOS DE ALTA ENERGIA	141
6.1	Introdução	141
6.2	Formalismo	143
6.3	Resultados	147
6.4	Conclusão	155
7	IMPLICAÇÕES DA DINÂMICA QCD E DO FLUXO DE NEUTRI- NOS SUPER-GLASHOW NA DESCRIÇÃO DE DADOS DE NEU- TRINOS DE ENERGIA ULTRA-ALTA	157
7.1	Introdução	157
7.2	Formalismo	160
7.3	Resultados	164
7.4	Conclusões	174

8 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	177
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	181

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 O Modelo Padrão da Física de Partículas, com quarks (u, d, c, s, b, t), léptons ($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$), bósons de calibre (g, γ, W^\pm, Z^0) e bóson de Higgs (H). A primeira, segunda e terceira colunas mostram as três gerações de férmions, a quarta e quinta colunas mostram os bósons vetoriais e a sexta colunas mostra o bóson de Higgs. O glúon é o bóson vetorial de força nuclear forte, o fóton é o bóson vetorial do eletromagnetismo e Z^0 e W^\pm são os bósons vetoriais de interação fraca. Fora do SM encontra-se o gráviton. O bóson de Higgs está ligado à quebra de simetria eletrofraca. A massa, carga, spin e nome de cada partícula são dados na Ref. [80].	35
2.2 Destaque do setor SU(3) do Modelo Padrão da Física de Partículas, com quarks <i>up</i> (u) e <i>down</i> (d) na primeira coluna; quarks <i>charm</i> (c) e <i>strange</i> (s) na segunda coluna e os quarks <i>top</i> (t) e <i>bottom</i> (b) na terceira coluna, respectivamente. O glúon, bóson vetorial de força nuclear forte, encontra-se na quarta coluna. A massa, carga, spin e nome de cada partícula são dados na Ref. [80].	36
2.3 Os acoplamentos fundamentais da interação forte, da esquerda para a direita: radiação de glúons, divisão de glúons e auto-acoplamento de glúons.	37
2.4 Resumo das medições de α_s em função da escala de energia Q. O respectivo grau de teoria de perturbação QCD usado na extração de α_s é indicado entre parêntese (NLO : próxima ordem dominante; NNLO : próxima próxima ordem dominante; res, NNLO : NNLO corresponde a ressonância NNLO; N³LO : próximo a NNLO). Figura extraída de [95].	43
2.5 Setor leptônico do Modelo Padrão da Física de Partículas. A primeira, segunda e terceira colunas mostram os léptons elétron (e), múon (μ) e tau (τ) e neutrinos elétron (ν_e), múon (ν_μ) e tau (ν_τ), respectivamente. A quarta e quinta colunas mostram os bósons vetoriais Z^0 e W^\pm da interação fraca. O fóton (γ) é o bóson vetorial do eletromagnetismo. A massa, carga, spin e nome de cada partícula são dados na Figura [80].	44
2.6 Fluxos de neutrinos de diferentes origens em função de sua energia. Figura extraída de [107].	62
2.7 O IceCube e os sub-detectores DeepCore e IceTop. Crédito: Colaboração IceCube [124].	66
2.8 O DOM é uma parte vital do IceCube, coletando informações sobre interações de neutrinos. Crédito: Colaboração IceCube [124].	66

2.9	Visualização do evento no IceCube em 11 de junho de 2014. São mostrados os DOMs do IceCube como pontos pretos. As cores indicam o tempo de chegada do fóton de vermelho (início) a verde (posterior) e o tamanho da esfera a quantidade de carga medida. Detalhes na Ref. [130].	68
2.10	Espectros de energia e comprimento de onda versus a distância do universo visível. Crédito: [131].	69
2.11	Fluxo astrofísico de neutrinos (linha preta) observado pelo IceCube comparado ao fluxo de raios gama correspondente (linha vermelha) observado pelo Fermi [132]. Sombreado em azul, o melhor ajuste para o fluxo de neutrinos muônicos cósmicos que penetram na Terra.	70
2.12	A absorção de neutrinos observada medindo como o espectro de energia dos neutrinos muda com o ângulo do zênite. [59].	71
2.13	Reconstrução das distribuições de inelasticidade visíveis com diferentes bins de energia de neutrinos visíveis [58]. As previsões do modelo CSMS [19] em $\nu_\mu CC$ (sólido azul), $\bar{\nu}_\mu CC$ (azul tracejada), charme CC (magenta) e a soma (marrom) são mostradas. A linha tracejada verde é do modelo parametrizado feito a partir dos dados.	72
2.14	Distribuição de inelasticidade média em função da energia de neutrinos. Os dados são comparados com a previsão dada por A. Cooper-Sarkar, P. Mertsch e S. Sarkar (CSMS) Figura extraída da Ref. [58].	73
3.1	Diagrama de Feynman de um espalhamento elástico de neutrino-elétron. O processo é escrito $\nu_{e^-} + e^- \rightarrow \nu_{e^-} + e^-$, mas na verdade é a soma de dois diagramas, pois o bóson de interação pode ser um W^\pm carregado ou um Z^0 neutro.	78
3.2	Diagrama de Feynman de um espalhamento elástico antineutrino-elétron.	78
3.3	Diagrama de Feynman da corrente carregada (esquerda) e corrente neutra (direita). A linha ondulada representa um bóson.	79
3.4	O diagrama de Feynman de uma corrente carregada DIS ν_l e l podem se referir a ambos à interação de partículas ou antipartícula.	79
3.5	O diagrama de Feynman de uma interação DIS por corrente neutra.	80
3.6	Diagrama de ressonância Glashow. O processo envolve a interação de um elétron e um antineutrino de elétron através de um bóson fraco carregado negativamente.	83
3.7	Diagrama de ressonância Glashow. O processo envolve a interação de um elétron e um antineutrino de elétron através de um bóson fraco carregado negativamente.	84
3.8	Diagrama de Feynman mostrando o espalhamento neutrino-núcleon.	85
3.9	Planos de reação leptônico α e hadrônico β no espalhamento inelástico profundo.	86

3.10	Cobertura no plano cinemático (x, Q^2) de vários experimentos DIS. A fronteira cinemática para HERA é dada pela linha $y = 1$. Figura extraída de [15].	88
3.11	Diagrama de Feynman para vértices leptônico.	89
3.12	Diagrama de Feynman para vértices hadrônico.	90
3.13	Representação do DIS neutrino-núcleon no modelo de pártons. O bóson com grande virtualidade interage diretamente com um dos constituintes do núcleon.	92
3.14	A função de estrutura νW_2 determinada pelo espalhamento e^-p em função de Q^2 . Figura extraída de [7].	93
3.15	Diagrama com o vértice fóton-quark.	98
3.16	Diagrama de emissão de glúons no estado inicial e final.	98
3.17	Processo de criação de pares por glúons no estado inicial.	99
3.18	Representação esquemática das funções de desdobramento.	101
3.19	Representação das equações DGLAP do setor dos quarks (superior) do setor dos glúons (inferior).	101
3.20	Distribuição de pártons obtidas a partir dos dados do HERA para $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. Figura extraída de [148].	103
3.21	Distribuição de glúons obtidas a partir dos dados experimentais. Figura extraída de [155].	104
3.22	Imagem do próton em DIS. Figura extraída de [163].	106
4.1	Amplitude elástica para o processo de espalhamento do bóson virtual $W^\pm(Z^0)p \rightarrow q\bar{q}$ na representação de dipolo.	110
4.2	Amplitude de espalhamento para a produção de um estado final E na interação Z^0 - próton.	112
4.3	Diagrama para o processo de emissão de um glúon na evolução de um dipolo $q\bar{q}$ no limite de grande número de cores ($N_c \rightarrow \infty$).	117
4.4	Dados do HERA para a seção de choque γ^*p em função da variável de escalonamento geométrico τ . Fonte: [191].	120
4.5	Dependência da amplitude \mathcal{N} em r^2 para diferentes modelos, considerando $x = 10^{-3}$ e $x = 10^{-5}$	124
5.1	Representações do espalhamento inelástico profundo de corrente neutra neutrino-próton em altas energias no referencial (a) Breit e no referencial (b) dipolo.	130
5.2	Amplitude de espalhamento para a produção de fóton em uma interação Z^0 - próton.	133
5.3	Seção de choque total de corrente neutra neutrino-próton em função da energia neutrino E_ν , derivada considerando diferentes abordagens para a descrição da interação dipolo-hádron. A predição obtida usando a abordagem colinear padrão, denotada DGLAP(CT10), também é apresentada para comparação.	135

5.4	Predições para as distribuições t para a produção de fóton em interações Z^0p , derivadas assumindo $W = 200 \text{ GeV}^2$ e considerando modelos distintos para a amplitude de espalhamento dipolo-próton e diferentes valores da virtualidade do fóton.	137
5.5	Predições para a dependência energética da seção de choque de produção de fóton em interações Z^0p considerando modelos distintos para a amplitude de espalhamento dipolo-próton e diferentes valores da virtualidade do fóton.	138
6.1	(a) Dependência energética das seções de choque neutrino-alvo. (b) Absorção de neutrinos pela Terra em função da energia dos neutrinos. As interações com o nucleon são calculadas para os diferentes modelos de QCD. A interação antielétron-neutrino com elétrons no meio devido à ressonância de Glashow também é levada em consideração.	148
6.2	O número de eventos de neutrinos é comparado com nossos resultados para a distribuição de energia dos eventos. Para comparação, os ajustes obtidos pela colaboração IceCube também são mostrados (linhas cinzas). Nossos resultados (linhas coloridas) são calculados para os respectivos valores B.F.P. para o fluxo de neutrino extragaláctico mostrado na Tabela 6.1.	151
6.3	O número de eventos de neutrinos é comparado com nossos resultados para a distribuição de energia dos eventos. Para comparação, os ajustes obtidos pela colaboração IceCube também são mostrados (linhas cinzas). Nossos resultados (linhas coloridas) são calculados para os respectivos valores B.F.P. para o fluxo de neutrino extragaláctico mostrado na Tabela 1.	153
6.4	Análise de probabilidade para o High-Energy Starting Events (HESE). Nossos resultados são comparados com as diferentes análises realizadas pela Colaboração IceCube na Ref. [277], que consideram tanto a dependência energética quanto a distribuição angular dos eventos. Em todos os casos, os pontos referem-se ao melhor ajuste e à região permitida em 68% da C.L. também é mostrado.	154
7.1	(a) Espalhamento inelástico profundo neutrino-hádron mediado por uma troca de W no referencial de repouso do alvo; (b) Representação da propagação de neutrinos através da Terra.	161

7.2	(a) Relação entre a distância total percorrida e a densidade total sentida pelos neutrinos ao cruzar a Terra, para as diferentes direções de entrada de neutrinos que são indicadas pelos valores de $\cos\theta_z$ citados no gráfico . (b) A espessura da Terra, que é definida na Eq. (7.3), como função de $\cos\theta_z$ para os alvos de núcleons (Z_N) e elétron (Z_e). CMWE significa centímetros de equivalente de água. Nossos resultados são baseados no modelo Preliminary Earth Model (PREM) [293].	163
7.3	A comparação entre o fluxo astrofísico padrão $\Phi_{astro}(E_\nu)$, dado pela Eq. (7.5) com $\gamma = 3.0$ e $\Phi_0 = 2.0 f.u.$, e os fluxos de neutrinos astrofísicos Super-Glashow, $\phi_j(E_\nu)$, que são dados pela Eq. (7.7). Para os fluxos de neutrinos astrofísicos Super-Glashow, impôs-se o mesmo pico de normalização.	165
7.4	(a) Dependência energética da seção de choque neutrino-alvo considerando diferentes modelos para a dinâmica QCD; (b) Previsões para a dependência energética da inelasticidade média. Para comparação, os dados e previsões teóricas de [58] (linhas sólidas) também são apresentadas.	166
7.5	O impacto da inelasticidade média na relação entre a energia de entrada do neutrino e a energia visível no detector para o caso do neutrino (anti)muon. O rótulo C (Tr) refere-se a cascades (muon tracks).	167
7.6	A dependência energética e dependência angular da probabilidade de absorção de antineutrinos pela Terra, $P_{shad}(E_\nu, \theta_z)$ para (a) a ressonância de Glashow e (b) a soma das contribuições associada à ressonância de Glashow e seção de choque antineutrino-hádron estimada pela abordagem DGLAP (CT14).	168
7.7	A energia e as dependências angulares da probabilidade de absorção de neutrinos pela Terra, $P_{shad}(E_\nu, \theta_z)$, com $\sigma_{\nu N}$ calculado usando o (a) abordagem DGLAP (CT14) e (b) modelo BBMT; (c) Diferença entre as previsões DGLAP (CT14) e BBMT; (d) A diferença entre as probabilidades de absorção do neutrino do múon e o antineutrino do múon estimadas assumindo a abordagem DGLAP(CT14).	169
7.8	Resultados da análise de Verossimilhança do número de eventos de neutrinos observados no IceCube durante seis anos de exposição dos dados HESE (linhas tracejadas) considerando três abordagens diferentes para o tratamento da inelasticidade média na interação primária de neutrinos no detector. Para completar, os resultados da Ref. [294] também são mostrados.	171

7.9 Número de eventos no detector IceCube em função da energia visível para os distintos modelos de QCD e fluxos considerados. O eixo vertical esquerdo refere-se a 6 anos de exposição do detector, enquanto no eixo vertical direito representa o número de eventos de neutrinos esperados é redimensionado para a exposição do IceCube-Gen2. O fluxo de neutrinos astrofísicos padrão é descrito pelos parâmetros $\Phi_0 = 2.0 f.u.$ e os valores de γ indicados nos gráficos. 172

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Extrato do setor eletrofraco do SM destacando os valores de isospin fraco (I) (segunda coluna), a terceira componente de isospin fraco (I_3) (terceira coluna), a carga ($Q(e)$) (quarta coluna) e hipercarga ($Y = 2(Q - I_3)$) (quinta coluna) para cada lépton ν_L, l_L, ν_R e l_R ($l = e, \mu, \tau$) (primeira coluna).	45
2.2 Acoplamentos dos léptons ao campo Z_μ	57
2.3 Isospin (I), seu terceiro componente de isospin (I_3), carga ($Q(e)$) e hipercarga ($Y = 2(Q - I_3)$) da primeira e segunda geração de quarks, ou seja, (u, d) e (c, s) quarks.	58
2.4 Acoplamentos dos quarks (u, d) ao campo Z_μ	59
3.1 Canais de decaimento leptônico do bóson W^-	84
3.2 Variáveis cinemáticas usadas em espalhamento inelástico profundo.	87
6.1 Valores de melhor ajuste para o fluxo de neutrinos extragaláctico derivado assumindo diferentes abordagens para a dinâmica QCD.	152
7.1 O número de eventos no detector IceCube para 6 anos de exposição do detector, para os modelos e fluxos considerados. Em todos os casos, as normalizações de fluxo ϕ_{0j} são ajustados para gerar ≈ 1 evento de neutrino nas energias acima da ressonância de Glashow.	173

1 INTRODUÇÃO

A detecção de neutrinos de energias ultra altas (UHE, sigla do inglês) pelo observatório de neutrinos IceCube iniciou uma nova era na física de neutrinos [1]. O Observatório de neutrinos IceCube - um detector situado entre 1450 m e 2450 m abaixo da superfície, em um quilômetro cúbico de gelo antártico localizado no pólo sul - é um telescópio único que oferece uma visão ininterrupta de quase todo o céu sendo capaz de detectar neutrinos nas energias mais altas enquanto ainda é sensível a neutrinos de energia muito mais baixa emitindo alertas em tempo real. A faixa dinâmica do instrumento é de GeV a centenas de TeV e acima, com a observação de neutrinos cósmicos em energias próximas a 10 PeV. A detecção de neutrinos MeV é possível desde que sejam produzidos em explosões, como é o caso de uma explosão de supernova galáctica. A observação de eventos de neutrinos com energias depositadas na faixa entre TeV e PeV¹ [2–4] motivou muitos estudos sobre a produção, composição, propagação e detecção desses neutrinos [5, 6].

Os neutrinos são férmions de spin semi-inteiro, carga elétrica nula e massa muito menor que a de um elétron [7–9]. Interação unicamente através da força fraca, que tem curto alcance, e interação gravitacional, que é extremamente fraca devido à massa muito pequena do neutrino [10]. Interações fracas criam neutrinos em um dos três sabores leptônicos: neutrino do elétron (ν_{e-}), neutrino múon ($\nu_{\mu-}$) e neutrino tau ($\nu_{\tau-}$). Cada sabor está associado ao lépton carregado correspondentemente elétron (e^-), (μ^-) e (τ^-), respectivamente. Os neutrinos normalmente viajam longas distâncias sem inflexões em sua trajetória ao passar pela matéria bariônica, característica que os tornam difíceis de serem detectados.

Diversos autores tem discutido a atual incerteza teórica sobre os principais ingredientes necessários para estimar o número de eventos de neutrinos no IceCube: o fluxo de neutrinos ($\Phi(E_\nu)$) e a seção de choque neutrino-hádron ($\sigma_{\nu h}(E_\nu)$). Em altas energias, as previsões para o número de eventos de neutrinos são fortemente dependentes dessas duas quantidades sendo o seu produto limitado pelas taxas de eventos de neutrinos. No entanto, diferentes estratégias tem sido propostas para completar a tarefa de separar a física associada às interações neutrino-alvo das propriedades das fontes astrofísicas que determinam o fluxo de neutrinos [11–13].

Também vem sendo debatido na literatura o tratamento da seção de choque neutrino-hádron em altas energias, que se espera ser sensível à descrição da Cromodinâmica Quântica [14] (QCD, sigla do inglês) na região cinemática de valores muito pequenos de Bjorken- x e grandes virtualidades Q^2 , não explorada pelas medições do colisor HERA [15]. O formalismo padrão para calcular tais seções de choque neutrino-hádron de corrente neu-

¹1 TeV = 10^{12} eV e 1 PeV = 10^{15} eV.

tra e carregada é a fatoração colinear conjugada a equação DGLAP² [16–18], que prevê o crescimento da seção de choque neutrino-hádron devido ao aumento das densidades de quarks e glúons dentro de hádrons em pequeno x [19]. Não obstante, novos efeitos dinâmicos podem estar presentes na faixa cinemática explorada pelos telescópios de neutrinos. Por exemplo, aqueles associados à dinâmica BFKL³ [20,21], efeitos de unitariedade limitado pelo limite de Froissart [22–25] ou às correções não lineares (saturação) [26–28]. De fato, espera-se que o aumento das distribuições de pártons preditas pelas equações DGLAP e BFKL sature formando um Condensado de Vidro Colorido (CGC, sigla do inglês) [29–36]. Com efeito, esse crescimento motivou uma série de estudos sobre o impacto da saturação de pártons em na última década. Em essência, para grandes energias espera-se a transição do regime descrito pelas dinâmicas lineares DGLAP e BFKL, onde são consideradas apenas as emissões de pártons, para um novo regime onde a evolução é dada por uma equação de evolução não linear e o processo físico de recombinação de pártons torna-se importante [29–36]. Os resultados das Refs. [37–41] indicam que os efeitos de saturação não são desprezíveis na faixa cinemática sondada pelos atuais e futuros telescópios de neutrinos.

O objetivo da presente tese é melhorar a compreensão sobre o impacto da dinâmica QCD em altas energias em interações neutrino-hádron na região cinemática (x, Q^2) não explorada pelos colisores atuais. Para tentar discriminar completamente os modelos estudados e conseqüentemente restringir a descrição da dinâmica da QCD em altas energias, foi adotado como estratégia o estudo das interações inclusiva e exclusiva neutrino-hádron. A principal ferramenta usada em nossas análises foi o formalismo de dipolo, que tem sido amplamente utilizado para descrever processos inclusivos e exclusivos observados em colisões ep no HERA [42–44]. Tal formalismo já foi usado para derivar estimativas [37,40,41,45–54] para as seções de choque total CC e NC de neutrinos - hádrons que levam em consideração efeitos não lineares na dinâmica QCD, que se espera que estejam presentes em altas energias [26–28].

Por um lado, os dados recentes do IceCube podem ser usados para restringir principalmente o comportamento energético do fluxo astrofísico de neutrinos, bem como para restringir a seção de choque inclusiva neutrino-hádron. Por outro, a produção de fótons em interações exclusivas neutrino-próton de corrente neutra em altas energias considerando a contribuição dominante da troca de Pomeron (P) também pode trazer luz a questão da dependência energética da seção de choque total neutrino-hádron. Nos últimos anos, um grande número de estudos sobre as propriedades de neutrinos se concentrou no estudo dos eventos observados no observatório IceCube [55]. Da mesma forma, experimentos de neu-

²As equações de evolução de Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi (DGLAP).

³As equações de evolução de Balitsky–Fadin–Kuraev–Lipatov (BFKL).

trinos baseados em aceleradores atuais e de próxima geração, que consideram interações de neutrinos em energias baixas [$\mathcal{O}(\text{MeV})$] e intermediárias [$\mathcal{O}(\text{GeV})$], têm motivado a busca de respostas para algumas das questões fundamentais sobre os neutrinos, como por exemplo, a determinação precisa dos parâmetros de mistura de neutrinos $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ [56]. No regime de altas energias a contribuição dominante da troca de Pomeron (P) na produção exclusiva de fótons nas interações Z^0 -prótons em colisões neutrino-hádron não pode ser desconsiderada. Em nossa análise publicada em [57] estimamos essa contribuição. Nossos resultados apresentados considerando diferentes modelos para a amplitude de dipolo - prótons, indicam um aumento acentuado da seção de choque com a energia sendo maior para valores menores da virtualidade do bóson de calibre Z^0 . Sobretudo, nossas previsões apontam que a contribuição da produção exclusiva de fótons em interações neutrino-hádron de corrente neutra não é desprezível em altas energias e sua contribuição deve ser considerada em futuros experimentos e demonstramos que esta quantidade é sensível à descrição da dinâmica da QCD.

Em nosso estudo publicado em [53] investigamos o impacto da dinâmica QCD em altas energias na dependência energética da inelasticidade ($Y(E_\nu)$) e na dependência angular da probabilidade de absorção ($P_{shad}(E_\nu, \theta_z)$) durante a propagação do neutrino pela Terra, bem como na determinação das propriedades do fluxo de neutrinos astrofísicos incidentes. A inelasticidade é a fração da energia de neutrinos transferida para o alvo hadrônico no referencial do laboratório e define os tamanhos relativos dos chuveiros leptônicos e hadrônicos induzidos em uma interação de neutrinos de corrente carregada. Nossos resultados indicaram que os efeitos não lineares reduzem fortemente a inelasticidade média em relação às previsões lineares e que a dependência energética de $Y(E_\nu)$ deve ser levada em conta na descrição precisa dos futuros telescópios de neutrinos em concordância com os resultados das Refs. [26–28]. Além disso, nossos resultados também indicaram que a determinação da energia de entrada do neutrino da cascata hadrônica (leptônica) no limite da energia ultra alta do neutrino é sensível à descrição da dinâmica QCD em altas energias. Tal dependência é uma das motivações da análise realizada na Ref. [58].

Com relação à probabilidade de absorção, $P_{shad}(E_\nu, \theta_z)$, demonstramos que os efeitos não lineares são não desprezíveis em altas energias quando a quantidade de matéria atravessada pelo neutrino é pequena ($\cos \theta_z \approx 0$). A atenuação do fluxo de neutrino incidente depende da energia do neutrino e da direção de chegada, com a propagação do neutrino dependendo dos detalhes da estrutura da matéria entre a fonte e o detector. Para valores relativamente pequenos da energia do neutrino ($E_\nu \lesssim 50 \text{ TeV}$), a Terra é essencialmente transparente para os neutrinos, enquanto acima dela, os neutrinos que viajam por um comprimento de corda suficiente dentro da Terra podem interagir antes de chegar ao detector. A descrição desta absorção é fortemente dependente de $\sigma_{\nu N}$ e $Z(\theta_z)$, que é a

quantidade total de matéria que o neutrino sente em função do ângulo zenital θ_z .

Os dados do IceCube também têm sido usados para restringir o comportamento energético do fluxo astrofísico de neutrinos [59–63]. Diferentes suposições para a dinâmica QCD tem direto impacto na determinação do fluxo astrofísico. Em nosso estudo publicado em [53] estimamos a distribuição de eventos de neutrinos no IceCube considerando as abordagens DGLAP, BFKL, CGC e BBMT e encontramos as melhores estimativas para Φ_{astro} e γ usando um ajuste de Máxima Verossimilhança comparando as predições com a distribuição de eventos observados no IceCube. Nossos resultados indicaram que em relação à descrição dos dados, as modificações na normalização e dependência energética da seção de choque neutrino-núcleon devido às diferentes abordagens dinâmicas podem ser compensadas por diferentes valores para os parâmetros normalização do fluxo de neutrinos, Φ_{astro} e o índice de potência γ , de tal forma que todos os modelos podem descrever os dados com sucesso e não podem ser desconsiderados.

O número de eventos no IceCube é sensível a ressonância Glashow. As seções de choque para os canais de ressonância Glashow $\bar{\nu}_e e$ são bem conhecidas na literatura e atingem pico em $E_{\nu, res} = \frac{M_W^2}{2m_e} \approx 6,3 \text{ PeV}$. Além disso, a presença de um novo fluxo de neutrinos astrofísicos além da ressonância de Glashow, denominado fluxo Super-Glashow, que atinge picos para energias acima de 6,3 PeV, pode gerar um número mensurável de eventos ultra-energéticos [64, 65]. Estimamos essa ressonância considerando diferentes cenários para a dinâmica da QCD e assumindo a presença de um fluxo Super-Glashow e nossos resultados publicados em [54] demonstram que o espalhamento antineutrino-elétrons se torna igual ou maior do que a seção de choque de corrente carregada neutrino-núcleon na faixa de energia caracterizada por $10^6 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 2 \times 10^7 \text{ GeV}$. Além disso, o número de eventos no IceCube-Gen2 foram estimados considerando diferentes cenários para a dinâmica da QCD e assumindo a presença de um fluxo Super-Glashow. Em nossa análise publicada em [54], demonstraram que se um fluxo Super-Glashow estiver presente, os dados do IceCube-Gen2 podem ser sensíveis às correções não-lineares na seção de choque CC do neutrino-núcleon, se estas forem descritas pelo modelo BBMT.

O texto deste trabalho está organizado da seguinte forma. No capítulo 2, faremos uma revisão da literatura apresentando os principais aspectos do Modelo Padrão, da Cromodinâmica Quântica, da teoria Eletrofraca, do Observatório de neutrinos IceCube e interações de neutrinos em altas energias e a dinâmica partônica. No capítulo 3, apresentaremos a metodologia de trabalho onde formalismo de dipolo usado amplamente para obter os resultados das seções seguintes. Na seção 4 analisaremos o impacto da dinâmica QCD na determinação do fluxo de neutrinos. Na seção 5, investigaremos as implicações da dinâmica QCD e do fluxo astrofísico de neutrinos Super-Glashow. Além disso, na seção

6, nossas previsões para a produção exclusiva de fótons em interações de neutrinos em altas energias serão apresentadas. Por fim, discutiremos as perspectivas dos temas a serem desenvolvidos no futuro.

2 UMA BREVE DESCRIÇÃO DO MODELO PADRÃO DA FÍSICA DE PARTÍCULAS

Neste capítulo revisamos o Modelo Padrão da Física de Partículas (SM, sigla do inglês) dando especial ênfase aos setores $SU_C(3)$ que descreve a Cromodinâmica Quântica e $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ que descreve a Teoria Eletrofraca com o objetivo de revisar as principais características do setor leptônico do SM e sua interação com a matéria.

2.1 Modelo Padrão da Física de Partículas

O Modelo Padrão é uma teoria que explica como ocorrem as interações entre as partículas fundamentais que compõem o universo. É como um “livro de regras” para o comportamento da matéria e suas interações.

As partículas de matéria são os blocos de construção de tudo o que vemos ao nosso redor. Existem dois tipos de partículas de matéria: os quarks e os léptons. Os quarks vêm em seis “sabores” diferentes: *up*, *down*, *charm*, *strange*, *top* e *bottom*. Eles nunca são encontrados sozinhos na natureza, mas sempre unidos em grupos chamados hádrons (como prótons e nêutrons). Os léptons vêm em três variedades: elétron, múon e tau, cada um dos quais também possui um neutrino correspondente. Os elétrons são familiares para nós, pois constituem as camadas dos átomos, enquanto os múons e taus são mais pesados e menos estáveis. Partículas portadoras de força são responsáveis pelas interações entre partículas de matéria. O fóton carrega a força eletromagnética e está associado à luz e outras formas de radiação eletromagnética. Os bósons W^\pm e Z^0 carregam a força nuclear fraca, que é responsável por processos como o decaimento radioativo. Os glúons carregam a força nuclear forte, que mantém os quarks juntos dentro de prótons, nêutrons e outras partículas. Gráviton é uma partícula hipotética que se acredita carregar a força da gravidade. A teoria também inclui o bóson de Higgs, que está associado ao campo de Higgs. O campo de Higgs é um campo invisível que permeia todo o espaço e dá às partículas sua massa. A descoberta do bóson de Higgs, em 2012, confirmou uma previsão crucial do Modelo Padrão [66–68]. Essas partículas interagem umas com as outras trocando outras partículas. Por exemplo, os elétrons interagem uns com os outros trocando fótons, enquanto os quarks interagem predominantemente por meio da troca de glúons. O Modelo Padrão tem sido incrivelmente bem-sucedido em explicar o comportamento das partículas e prever suas interações em experimentos. No entanto, não é uma teoria completa, pois não inclui a gravidade, e ainda há mistérios e questões a serem respondidas no campo da física de partículas [69]. Os cientistas continuam a estudar e explorar além do Modelo Padrão para obter uma compreensão mais profunda do universo.

O SM é uma teoria de calibre baseada no grupo de simetria $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ que descreve três das quatro interações fundamentais conhecidas (Eletromagnética, Fraca e Forte), excluindo a gravidade e classificando todas as partículas elementares conhecidas. Foi desenvolvido em etapas ao longo da segunda metade do século 20, através do trabalho de muitos cientistas em todo o mundo [70]. A formulação atual sendo finalizada em meados da década de 1970 após a confirmação experimental da existência de quarks [71,72]. Desde então, a confirmação do quark top pelos experimentos CDF [73] e DØ [74] no Fermilab (1995), do neutrino tau pela colaboração DONUT (2000) [75] também no Fermilab e do bóson de Higgs (2012) [66,68] pelos experimentos ATLAS e CMS adicionaram mais credibilidade ao SM. Além disso, o SM previu várias propriedades das correntes neutras fracas e dos bósons W^\pm e Z^0 [76] com grande precisão. A descoberta dos bósons vetoriais, intermediários da interação fracas, W^\pm e Z^0 foi feita em conjunto nos experimentos UA1 e UA2, no CERN, em 1983 [77].

A Fig. 2.1 mostra as partículas constituintes do Modelo Padrão de Física de Partículas Elementares. No SM há duas classes de partículas subatômicas fundamentais: os férmions e os bósons. As partículas que exibem estados totalmente antissimétricos são chamadas de férmions. Estes obedecem o Princípio de Exclusão de Pauli - o qual proíbe que férmions idênticos estejam no mesmo estado quântico. A estatística quântica que descreve o comportamento de sistemas de partículas com spin semi-inteiro é a estatística de Fermi-Dirac [78,79]. Todos os quarks e léptons, partículas elementares que compõem a matéria ordinária, são férmions. A família dos quarks tem seis sabores (up, down, strange, charm, bottom e top). Cada quark tem um número bariônico, $B = 1/3$, número leptônico nulo, $L = 0$, e uma carga elétrica fracionada, $Q = +\frac{2}{3}e$ ou $-\frac{1}{3}e$, onde e representa a carga elétrica. Os quarks possuem um isospin fraco $I = \frac{1}{2}$ [76]. A propriedade definidora dos quarks é que eles carregam carga de cor e, portanto, interagem por meio da interação forte. O fenômeno do confinamento de cores resulta em quarks fortemente ligados uns aos outros, formando partículas compostas de cor neutra chamadas hádrons que contêm um quark e um antiquark (mésons) ou três quarks (bárions). Os bárions mais leves são o próton p e o nêutron n . Conseqüentemente, eles interagem com outros férmions por meio do eletromagnetismo, da interação fraca e da interação forte. Os seis férmions restantes não carregam carga de cor e são chamados de léptons. Na família dos léptons temos o elétron e^- , o neutrino do elétron ν_e , o múon μ e o neutrino do múon ν_μ , o tau τ e o neutrino do tau ν_τ . Os três neutrinos também não carregam carga elétrica, portanto interagem apenas pela força fraca, o que os torna notoriamente difíceis de detectar. Elétron, múon e tau, em virtude de carregar uma carga elétrica, interagem eletromagneticamente e pela força fraca.

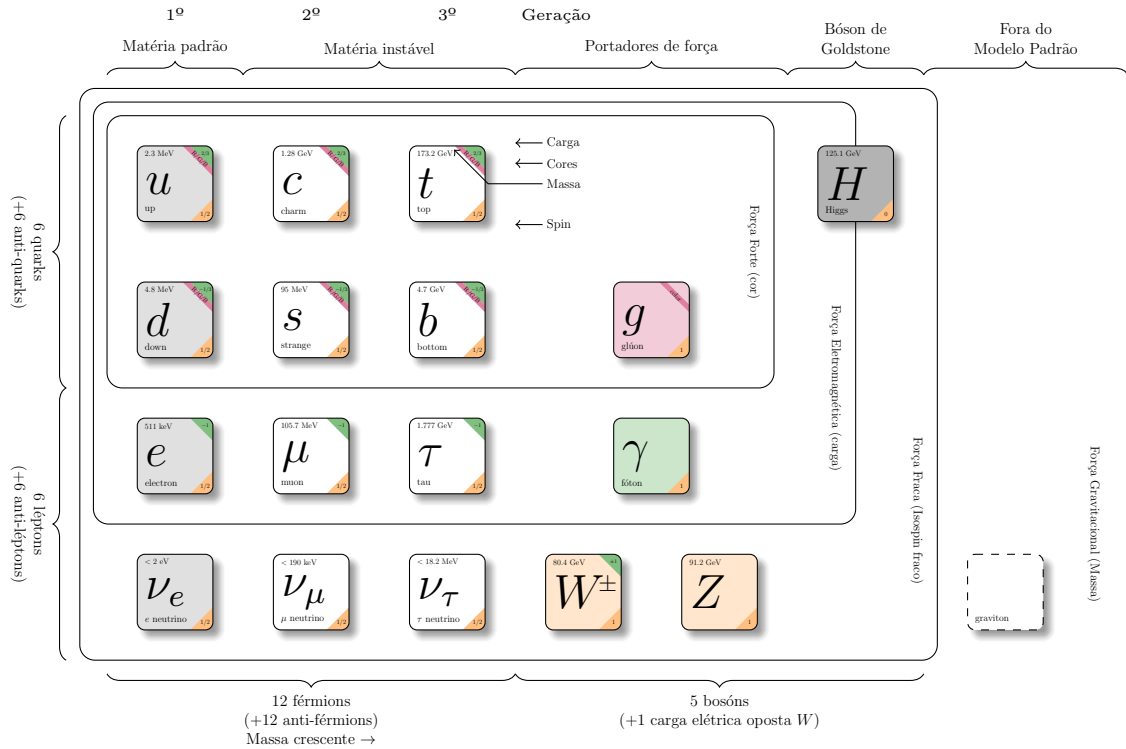


Figura 2.1 - O Modelo Padrão da Física de Partículas, com quarks (u, d, c, s, b, t), léptons ($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$), bósons de calibre (g, γ, W^\pm, Z^0) e bóson de Higgs (H). A primeira, segunda e terceira colunas mostram as três gerações de férmions, a quarta e quinta colunas mostram os bósons vetoriais e a sexta colunas mostra o bóson de Higgs. O glúon é o bóson vetorial de força nuclear forte, o fóton é o bóson vetorial do eletromagnetismo e Z^0 e W^\pm são os bósons vetoriais de interação fraca. Fora do SM encontra-se o gráviton. O bóson de Higgs está ligado à quebra de simetria eletrofraca. A massa, carga, spin e nome de cada partícula são dados na Ref. [80].

Diferentemente dos férmions, os bósons de calibre do SM são definidos como portadores de força que mediam as interações fundamentais fortes, fracas e eletromagnéticas. Todos os bósons de calibre do SM têm spin inteiro. O bóson escalar com valor de spin nulo é o Bóson de Higgs, H^0 , a partícula que dá origem ao fenômeno da massa através do mecanismo de Higgs [81, 82]. Há quatro bósons vetoriais com valor de spin-1 que atuam como mediadores de interação eletrofracas, dos quais três são massivos (W^\pm e Z^0) e um não massivo (γ , o fóton), correspondendo aos três geradores do SU(2) e um gerador do U(1), respectivamente. Oito espécies de glúons não massivos geradores do SU(3) são mediadores da interação forte, onde seis destes glúons são rotulados como pares de cor e anti-cor. As outras duas espécies são uma mistura mais complexa de cor e anti-cor. O bóson neutro Z^0 e os bósons carregados W^\pm são responsáveis pela interação fraca. Outros bósons, como os mésons, são partículas compostas por um quark e por um antiquark de carga de cor oposta. Como o valor do spin dos bósons é inteiro, eles não seguem o princípio de exclusão de Pauli. No caso de bósons, é a estatística de Bose-Einstein [83–85] que descreve um conjunto de partículas de spin inteiro e não interagentes que podem

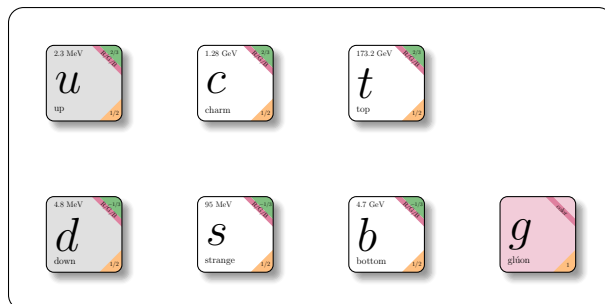


Figura 2.2 - Destaque do setor SU(3) do Modelo Padrão da Física de Partículas, com quarks up (u) e $down$ (d) na primeira coluna; quarks charm (c) e strange (s) na segunda coluna e os quarks top (t) e bottom (b) na terceira coluna, respectivamente. O glúon, bóson vetorial de força nuclear forte, encontra-se na quarta coluna. A massa, carga, spin e nome de cada partícula são dados na Ref. [80].

ocupar um estados estado quântico. No que segue, direcionaremos nossa atenção para a interação entre quarks e glúons. A interação forte é a mais intensa das quatro forças fundamentais e descrita pela QCD, uma parte do SM. Além disso, revisaremos a teoria fraca que descreve num único formalismo o eletromagnetismo e a força fraca.

2.2 Cromodinâmica quântica

A Cromodinâmica Quântica (QCD, sigla do inglês) é um ramo da física teórica que descreve o comportamento de quarks e glúons, que são as partículas fundamentais que compõem prótons, nêutrons e outras partículas afetadas pela força forte. A força forte é a força que une os quarks para formar prótons, nêutrons e outras partículas. A QCD é a teoria de calibre de Yang-Mills [86], respeitando a simetria do grupo SU(3) no grau de liberdade chamado “cor”.

Aqui estão alguns pontos-chave:

- Carga de cor: quarks e glúons possuem uma propriedade chamada “carga de cor”, que não tem relação com as cores que vemos. A carga de cor vem em três tipos: vermelho, verde e azul. Os quarks podem carregar uma carga de cor, enquanto os glúons carregam uma combinação de cargas de cor.
- Confinamento de cores: a QCD explica por que observamos apenas partículas (como prótons e nêutrons) compostas de combinações de quarks de cores neutras. Afirma que os quarks isolados não podem existir independentemente porque a força forte entre eles se torna mais forte à medida que se afastam, tornando impossível separá-los.
- Liberdade Assintótica: QCD prevê que em energias muito altas ou distâncias

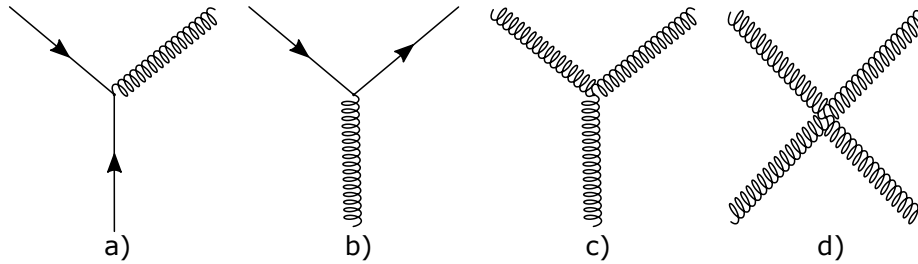


Figura 2.3 - Os acoplamentos fundamentais da interação forte, da esquerda para a direita: radiação de glúons, divisão de glúons e auto-acoplamento de glúons.

curtas, quarks e glúons se comportam como se fossem partículas quase livres. Isso significa que eles interagem com baixa intensidade, permitindo que os físicos os estudem usando métodos perturbativos.

A descrição da QCD é baseada em um modelo de partículas elementares, onde os quarks são férmions massivos de spin-1/2, dotados de carga elétrica fracionária e carga de cor. Os glúons, bósons de spin-1, não massivos, são dotados de carga de cor mas não possuem carga elétrica, é a partícula portadora de força da interação forte. A Fig. 2.2 mostra o setor SU(3) do SM.

A interação forte ou força nuclear forte é uma interação fundamental que confina quarks em prótons, nêutrons e outras partículas denominadas coletivamente de hádrons. A interação forte também liga nêutrons e prótons para criar núcleos atômicos, onde é chamada de força nuclear. Todos os quarks e glúons em QCD interagem uns com os outros através da força forte. Na Fig. 2.3 mostra os acoplamentos fundamentais da interação forte. A interação forte resulta das forças entre quark-quark, quark-glúon ou glúon-glúon carregadas de cor de três tipos. Cada uma das cores podem ser vermelho, verde e azul (carga de cor positiva) ou anti-vermelho (ou a cor ciano), o anti-verde (ou a cor magenta) e o anti-azul (ou a cor amarela) (carga de cor negativa). Cada quark pode ter qualquer uma das três cargas de cor, e cada anti-quark pode ter qualquer uma das três cargas de anti-cor. Então, com efeito, existem três versões de cada tipo de quark: quarks *red up*, quarks *blue up* e quarks *green up*, por exemplo. Os glúons carregam uma combinação de carga de cor e anti-cor (como vermelho-anti-azul, azul-anti-verde ou verde-anti-vermelho), embora tenham carga elétrica zero. Léptons e fótons não possuem nenhuma carga de cor associada a eles. Em todas as interações fortes há, portanto, outra regra de conservação: a carga de cor também é conservada. Os quarks interagem (por força forte) via troca de glúons, e os glúons também interagem entre si, já que são objetos bicolores (cada glúon carrega uma carga de cor e uma carga de anti-cor). Desta forma, além do vértice quark-glúon, há

também vértices glúon-glúon, distinguindo a teoria das interações fortes da eletrodinâmica quântica.

2.2.1 A lagrangiana da QCD

A lagrangiana clássica da QCD é baseada na suposição (confirmada por observações experimentais) de que todos os hádrons são compostos por quarks. Ela foi proposta por Fritzsche, Gell-Mann e Leutwyler [87], Gross e Wilczek [88, 89] e Weinberg [90], sendo dada por

$$\mathcal{L}_{\text{clássica}} = \sum_{f=1}^{N_f} \bar{\psi}^f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) \psi^f - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a}, \quad (2.1)$$

onde no termo cinético dos quarks $\mathcal{L}_1 \subset \mathcal{L}_{\text{clássica}}$,

$$\mathcal{L}_1 = \bar{\psi}^f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) \psi^f, \quad (2.2)$$

é a soma sobre os N_f sabores de quarks - aqueles que satisfazem $m_f < Q$, onde Q é a escala de energia. Como cada sabor f manifesta-se em três diferentes cores, pode-se representar o estado do quark no espaço das cores como

$$\psi^f = \begin{pmatrix} \psi_r^f \\ \psi_b^f \\ \psi_g^f \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \bar{\psi}^f = \left(\bar{\psi}_r^f \quad \bar{\psi}_b^f \quad \bar{\psi}_g^f \right), \quad (2.3)$$

onde cada componente ψ^f é um espinor de Dirac de quatro componentes e a derivada covariante D_μ é dada por

$$\partial_\mu \longrightarrow D_\mu = \partial_\mu - ig_s \frac{\lambda^a}{2} A_\mu^a. \quad (2.4)$$

A derivada covariante D_μ satisfaz a relação $[D_\mu, D_\nu] = ig_s \frac{\lambda^a}{2} F_{\mu\nu}$, λ^a são as matrizes de Gell-Mann¹ e g_s é o análogo da carga elétrica para as interações fortes (caracterizando a intensidade da interação). Já A_μ^a ($\forall a = 1, \dots, 8$) são oito campos de calibre, com spin-1 e massa nula. Assim, \mathcal{L}_1 contém o termo cinético e de massa dos quarks e descreve a

¹As matrizes de Gell-Mann, desenvolvidas por Murray Gell-Mann, são um conjunto de oito matrizes hermitianas 3×3 linearmente independentes, usadas no estudo da interação forte em física de partículas. Eles abrangem a álgebra de Lie do grupo SU(3) na representação de definição.

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}.$$

interação dos quarks como os oito glúons (interação do campo fermiônico ψ^f como campo de calibre A_μ^a).

O termo $\mathcal{L}_2 \subset \mathcal{L}_{\text{clássica}}$ definido por

$$\mathcal{L}_2 = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a}, \quad (2.5)$$

que completa a lagrangiana clássica da QCD é o termo cinético do campo de glúons. O tensor intensidade de campo forte, $F_{\mu\nu}^a$, na QCD é dado por

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2.6)$$

onde os fatores f^{abc} são as constantes de estrutura da QCD, que caracterizam a álgebra do grupo SU(3) e estão sujeitas às relações de comutação

$$[\lambda^a, \lambda^b] = i f^{abc} \lambda^c, \quad (2.7)$$

sendo λ^i ($i = a, b, c$) as matrizes de Gell-Mann os geradores da álgebra de Lie correspondente ao grupo SU(3). O termo $g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$ é o responsável pela auto-interação dos campos de glúons A_μ^a e fonte da liberdade assintótica da QCD. Os únicos parâmetros livres no lagrangiano da QCD são as massas dos quarks e a constante de acoplamento forte α_s ($\alpha_s = g_s^2/4\pi$) [14].

O conteúdo físico da lagrangiana clássica da QCD, Eq. (2.1), fica mais claro expandindo $\mathcal{L}_{\text{clássica}}$ da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{clássica}} = & -\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu^\alpha - \partial_\nu A_\mu^\alpha)(\partial^\mu A^{\alpha\nu} - \partial^\nu A^{\alpha\mu}) \\ & + \sum_f \bar{\psi}^f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f)\psi^f - g_s A_\mu^\alpha \sum_f \bar{\psi}_i^f \gamma^\mu \left(\frac{\lambda^\alpha}{2}\right)_{ij} \\ & - \frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial_\mu A_\nu^\alpha - \partial_\nu A_\mu^\alpha) A^{b\mu} A^{c\nu} - \frac{g_s}{4} f^{abc} f^{ade} A_\mu^b A_\nu^c A^{d\mu} A^{e\nu}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

onde o termo cinético dos glúons $\mathcal{L}_{\text{cinético-glúons}} \subset \mathcal{L}_{\text{clássica}}$ é dado por

$$\mathcal{L}_{\text{cinético-glúons}} = -\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu^\alpha - \partial_\nu A_\mu^\alpha)(\partial^\mu A^{\alpha\nu} - \partial^\nu A^{\alpha\mu}) \quad (2.9)$$

o termo cinético e de massa dos quarks $\mathcal{L}_{\text{cinético-quarks}} \subset \mathcal{L}_{\text{clássica}}$ é dado por

$$\mathcal{L}_{\text{cinético-quarks}} = \sum_f \bar{\psi}^f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f)\psi^f, \quad (2.10)$$

o termo de interação quark-glúon $\mathcal{L}_{\text{quark-glúon}} \subset \mathcal{L}_{\text{clássica}}$ é dado por

$$\mathcal{L}_{\text{qg}} = -g_s A_\mu^\alpha \sum_f \bar{\psi}_i^f \gamma^\mu \left(\frac{\lambda^\alpha}{2} \right)_{ij} \quad (2.11)$$

o termo de interação entre três glúons $\mathcal{L}_{\text{ggg}} \subset \mathcal{L}_{\text{clássica}}$ é dado por

$$\mathcal{L}_{\text{ggg}} = -\frac{g_s}{2} f^{abc} (\partial_\mu A_\nu^\alpha - \partial_\nu A_\mu^\alpha) A^{b\mu} A^{c\nu} \quad (2.12)$$

e, finalmente, o termo de interação entre quatro glúons $\mathcal{L}_{\text{gggg}} \supset \mathcal{L}_{\text{clássica}}$ é dado por

$$\mathcal{L}_{\text{gggg}} = -\frac{g_s}{4} f^{abc} f^{ade} A_\mu^b A_\nu^c A^{d\mu} A^{e\nu} \quad (2.13)$$

Como a QCD é uma teoria de campos com simetria de calibre local SU(3), a lagrangiana clássica definido na Eq. (2.1) é invariante sob as seguintes transformações de calibre:

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = U(x)\psi(x), \quad (2.14)$$

$$\bar{\psi}(x) \rightarrow \bar{\psi}'(x) = \bar{\psi}(x)U^{-1}(x), \quad (2.15)$$

$$A_\mu^a(x) \rightarrow A_\mu^{a'}(x) = U(x)A_\mu^a(x)U^{-1}(x) - \frac{i}{g_s}(\partial_\mu U(x))U^{-1}(x) \quad (2.16)$$

onde $U(x) = e^{i\lambda_a \theta_a(x)}$, com $\theta_a(x)$ sendo um conjunto de funções reais dependentes da posição e do tempo. Aplicando-se as transformações listadas acima na Eq. (2.1), pode-se mostrar que $\mathcal{L}_{\text{clássica}}(\psi', \bar{\psi}', A_\mu^{a'}) = \mathcal{L}_{\text{clássica}}(\psi, \bar{\psi}, A_\mu^a)$, indicando que, de fato, a lagrangiana clássica da QCD é invariante por tais transformações.

A fixação do calibre na lagrangiana da QCD, Eq. (2.1), permite a definição de um propagador para o campo dos glúons e a quantização dos campos A_μ^a . O termo que fixa o calibre na Eq. (2.1) escrito na forma covariante

$$\mathcal{L}_F = -\frac{1}{2\alpha} (\partial_\mu A_\mu^a)^2, \quad (2.17)$$

onde é chamado de parâmetro de calibre², determina a classe dos chamados “calibres invariantes”. Porém, em uma teoria não abeliana como a QCD, termo de fixação de calibre \mathcal{L}_F deve vir acompanhado de um termo correspondente aos campos “fantasmas” de Fadeev-Popov na forma [14]

$$\mathcal{L}_{FP} = \partial_\mu \bar{\eta}_\alpha \partial^\mu \eta_\alpha + g(\partial_\mu \bar{\eta}_c) f^{abc} A^{b\mu} \eta_\alpha, \quad (2.18)$$

²Por exemplo, se $\alpha = 1$ calibre de Feynman e $\alpha = 0$ é o calibre de Landau [14].

onde o campo η_α é um campo escalar complexo que obedece a estatística fermiônica. Estes campos fantasmas são responsáveis por eliminar os graus de liberdade não físicos gerados que aparecem ao se trabalhar com calibres covariantes. A forma e mesmo a presença de \mathcal{L}_F é dependente da escolha de calibre. Caso opte-se por trabalhar no calibre axial, $A_3^g = 0$, o termo \mathcal{L}_{FP} não se faz necessário. No entanto, se escolhermos o calibre de Lorentz, os campos fantasmas estarão presentes na lagrangiana.

Uma característica importante da interação forte é que a constante de acoplamento (forte), α_s , torna-se muito pequena ($\alpha_s \ll 1$) no limite de pequenas distâncias, ou equivalentemente, no limite de altas energias ou momentos transferidos. Esta propriedade é chamada de “liberdade assintótica” [88, 89, 91] é o que permite a aplicabilidade da QCD perturbativa como ferramenta de cálculo. A distâncias maiores (ou seja, a energias menores) há um aumento da intensidade da interação entre os quarks e os glúons a ponto de confiná-los no interior dos hádrons, isto é, excluindo-se a possibilidade de se observar quarks e glúons isoladamente. Esta propriedade é conhecida como “confinamento” [92].

2.2.2 Constante de acoplamento forte

A intensidade da interação entre um quark e um glúon é determinada pela constante de acoplamento forte da QCD, α_s . Os diagramas de Feynman para a QCD que contêm *loops* possuem divergências de natureza ultravioleta que precisam ser regularizadas de tal forma a se tornarem finitas, e posteriormente removidas, sendo absorvidas em redefinições de quantidades físicas através do processo chamado de Renormalização [14]. No entanto, a subtração sistemática de divergências ultravioleta leva à introdução de uma escala de renormalização μ na teoria que faz com que as quantidades renormalizadas como o acoplamento forte, α_s , dependam explicitamente de μ .

As quantidades físicas mensuráveis devem ser independentes da escolha da escala μ tal que uma mudança na escala de renormalização deve ser compensada por uma mudança na constante de acoplamento efetiva calculada no ponto de subtração μ

$$\alpha_s = \alpha_s(\mu^2) = \frac{g^2}{4\pi}. \quad (2.19)$$

Para entender essa compensação, considera-se um observável adimensional R dependente apenas uma escala Q^2 . Como R não depende de μ , implica que sua derivada total com respeito a essa variável deve ser nula

$$\mu^2 \frac{d}{d\mu^2} R(Q^2/\mu^2, \alpha_s) = \mu^2 \left(\frac{\partial}{\partial \mu^2} + \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu^2} \frac{\partial}{\partial \alpha_s} \right) R = 0. \quad (2.20)$$

Definindo-se $t = \ln(Q^2/\mu^2)$ e a “função beta da QCD”, $\beta(\alpha_s)$, como

$$\beta(\alpha_s) = \mu^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial \mu^2}, \quad (2.21)$$

podemos reescrever a Eq. (2.20) como

$$\left(-\frac{\partial}{\partial t} + \beta(\alpha_s) \frac{\partial}{\partial \alpha_s} \right) R(e^t, \alpha_s) = 0. \quad (2.22)$$

A Eq. (2.22) determina como uma mudança no ponto de subtração μ é compensada por uma mudança no acoplamento $\alpha(\mu^2)$. Introduzindo-se uma constante de acoplamento efetiva, $\bar{\alpha}_s$, solução da equação

$$\frac{d\bar{\alpha}_s(t, \alpha_s)}{dt} = \beta(\bar{\alpha}_s), \quad (2.23)$$

com $\alpha_s = \bar{\alpha}_s(t=0, \alpha_s)$, temos que

$$t = \int_{\alpha_s}^{\bar{\alpha}_s(t=0, \alpha_s)} \frac{d\alpha}{\beta(\alpha)} \quad (2.24)$$

A nível de diagramas de 1-loop, a função $\beta(\alpha_s)$ da QCD é dada por [93]

$$\beta(\alpha_s) = \beta_0 \alpha_s^2, \quad (2.25)$$

$$\beta_0 = \frac{11C_A - 4n_f T_R}{12\pi}, \quad (2.26)$$

onde $C_A = 3$, $T_R = 1/2$ e n_f é o número de sabores considerados.

As quantidades C_A e T_R estão relacionadas às matrizes de cor do grupo $SU(3)$ da álgebra de Lie, as matrizes de Gell-Man, e ainda aos geradores da representação fundamental e constantes de estrutura deste grupo [94]. Substituindo-se a Eq. (2.25) em (2.24) obtém-se

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{\alpha_s(\mu_0)}{1 + \beta_0 \alpha_s(\mu_0^2) \ln(\mu/\mu_0^2)}, \quad (2.27)$$

que especifica α_s a partir de uma dada escala μ com valor inicial μ_0 conhecido. Escolhendo-se $\mu^2 = Q^2$, observa-se que a diminuição do valor da constante de acoplamento com o crescimento da escala Q^2 se deve ao valor negativo da função β . Qualitativamente, no limite de grandes valores de Q^2 , $\alpha_s \rightarrow 0$, tem-se a “Liberdade Assintótica” [88, 89, 91]. Sob outro enfoque, para baixos valores da escala Q^2 , a constante de acoplamento se torna grande ($\alpha_s > 1$) impossibilitando a convergência da expansão perturbativa e consequentemente invalidando todos os cálculos e previsões realizadas utilizando-se QCD

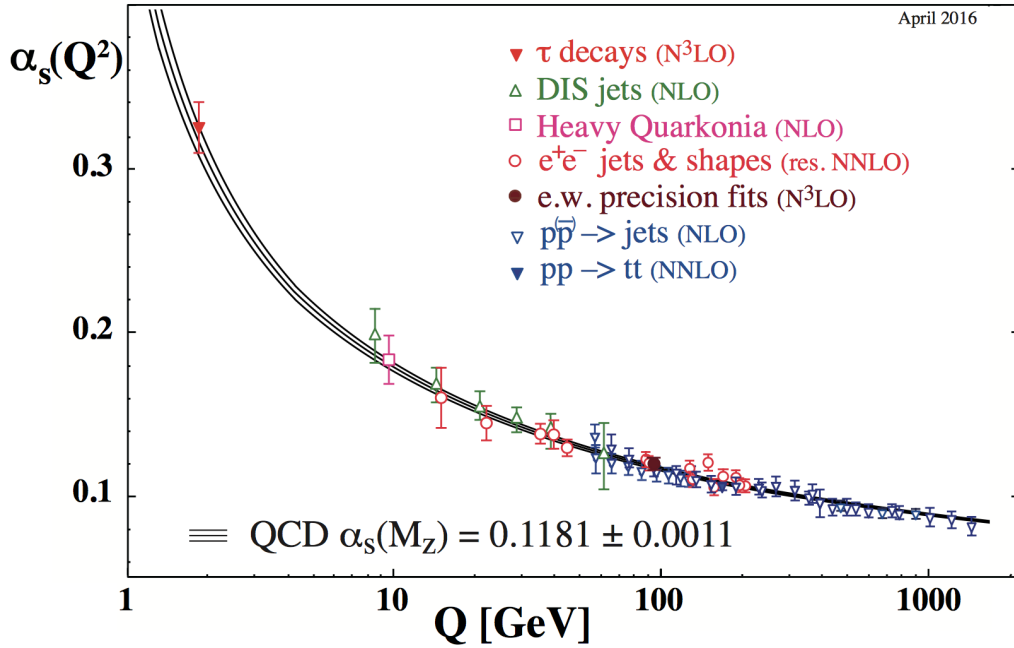


Figura 2.4 - Resumo das medições de α_s em função da escala de energia Q . O respectivo grau de teoria de perturbação QCD usado na extração de α_s é indicado entre parêntese (**NLO**: próxima ordem dominante; **NNLO**: próxima próxima ordem dominante; **res, NNLO**: NNLO corresponde a ressonância NNLO; **N³LO**: próximo a NNLO). Figura extraída de [95].

perturbativa (pQCD, sigla do inglês). Para garantir a aplicabilidade da pQCD, introduz-se a quantidade Λ_{QCD} , um parâmetro a ser fixado através de dados experimentais, dada por

$$\Lambda_{\text{QCD}}^2 = \mu_0^2 \exp\left(-\frac{1}{\beta_0 \alpha_s \mu_0^2}\right), \quad (2.28)$$

tal que

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)}. \quad (2.29)$$

Pela Eq. (2.29) observa-se que quando Q^2 for da ordem de Λ_{QCD}^2 , tem-se que $\alpha_s \sim 1$ tal que a teoria perturbativa deixa de ser válida e aproxima-se cada vez mais do regime não perturbativo da QCD. O comportamento da constante de acoplamento α_s com a escala de energia Q^2 pode ser visto na Fig. 2.4. A região perturbativa é caracterizada por $Q^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2$ [95]. Observa-se que a intensidade do acoplamento da QCD varia substancialmente dentro do intervalo de Q^2 o que permite dividir a QCD em dois regimes distintos. Um dos regimes é o de baixo momento transversal ($Q \lesssim 1$ GeV), onde a constante de acoplamento

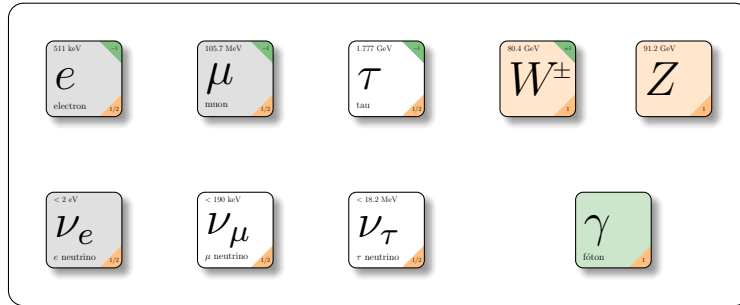


Figura 2.5 - Setor leptônico do Modelo Padrão da Física de Partículas. A primeira, segunda e terceira colunas mostram os léptons elétron (e), múon (μ) e tau (τ) e neutrinos elétron (ν_e), múon (ν_μ) e tau (ν_τ), respectivamente. A quarta e quinta colunas mostram os bósons vetoriais Z^0 e W^\pm da interação fraca. O fóton (γ) é o bóson vetorial do eletromagnetismo. A massa, carga, spin e nome de cada partícula são dados na Figura [80].

α_s possui valor muito elevado de modo que a teoria de perturbação não é aplicável. Neste regime podemos usar as regras de soma da QCD [96] e QCD na rede [92] para o estudo dos observáveis físicos como massas, constantes de acoplamento, fatores de forma e larguras de decaimento. Em contrapartida, o regime de alto momento transversal ($Q \gtrsim 100 \text{ GeV}$), no qual α_s é consideravelmente pequena, a teoria de perturbação pode ser aplicada.

2.3 Teoria Eletrofraca

A teoria eletrofraca explica como as forças eletromagnética e fraca são unificadas em uma única teoria. Ela introduz novas partículas, os bósons W^+ , W^- e Z^0 , para mediar a força fraca. A teoria também incorpora o campo de Higgs e o bóson de Higgs, que dão massa às partículas. Ao combinar esses elementos, a teoria eletrofraca fornece uma estrutura para entender as forças fundamentais da natureza e o comportamento das partículas envolvidas na eletricidade, magnetismo e certos tipos de decaimento de partículas. Os componentes básicos da teoria eletrofraca são:

- **Força Eletromagnética:** A força eletromagnética é responsável pelas interações envolvendo partículas eletricamente carregadas, como elétrons e prótons. Explica fenômenos como a atração ou repulsão entre ímãs e o comportamento de partículas carregadas em campos elétricos.
- **Força Fraca:** A força fraca é responsável por certos tipos de decaimentos de partículas, onde partículas se transformam em outras partículas. Ele desempenha um papel em processos como o decaimento radioativo e a fusão do hidrogênio

Componentes	I	I_3	$Q(e)$	Y
ν_L	$1/2$	$+1/2$	0	-1
l_L	$1/2$	$-1/2$	-1	-1
ν_R	0	0	0	0
l_R	0	0	-1	-2

Tabela 2.1 - Extrato do setor eletrofraco do SM destacando os valores de isospin fraco (I) (segunda coluna), a terceira componente de isospin fraco (I_3) (terceira coluna), a carga ($Q(|e|)$) (quarta coluna) e hipercarga ($Y = 2(Q - I_3)$) (quinta coluna) para cada lépton ν_L , l_L , ν_R e l_R ($l = e, \mu, \tau$) (primeira coluna).

no Sol. A força fraca é responsável pelo fenômeno do decaimento beta, onde um nêutron decai em um próton, um elétron e um antineutrino.

A teoria eletrofraca combina essas duas forças em uma única estrutura unificada. Ele introduz partículas chamadas bósons de calibre para mediar essas forças. Especificamente, a teoria eletrofraca postula quatro bósons de calibre: o fóton, que medeia a força eletromagnética, e três partículas adicionais chamadas bósons W^+ , W^- e Z^0 , que mediam a força fraca. A teoria também incorpora um mecanismo chamado quebra espontânea de simetria. Esse mecanismo introduz um campo chamado campo de Higgs e uma partícula conhecida como bóson de Higgs. O campo de Higgs dá massa a certas partículas enquanto deixa outras, como o fóton, sem massa.

O setor eletrofraco usa a teoria de campo de calibre local baseada na simetria $SU(2)_I \times U(1)_Y$, onde I é o isospin fraco e Y é a hipercarga fraca. Em interações fracas, elétrons (e) e neutrinos (ν_e) sempre interagem em pares através de seus componentes de mão esquerda (ν_L, e_L) ou (ν_L^-, e_L^+); os componentes de mão direita $\nu_R, e_R, \nu_R^-, e_R^-$ não estão envolvidos em interações fracas. A Fig. 2.5 mostra o setor eletrofraco do SM.

Os componentes de mão esquerda da teoria são atribuídos a um dubleto de isospin fraco

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \quad (2.30)$$

e os componentes de mão direita são atribuídos a uma representação singleto e_R e ν_R . A hipercarga fraca Y é atribuída de acordo para reproduzir a carga correta Q dos léptons, através da relação:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2}, \quad (2.31)$$

onde o isospin fraco (I), sua terceira componente (I_3), carga ($Q(|e|)$) e hipercarga ($Y = 2(Q - I_3)$) de léptons ν_L , l_L , ν_R e l_R ($l = e, \mu, \tau$) são mostrados na Tabela 2.1.

2.3.1 A lagrangiana da teoria eletrofraca

A lagrangiana para léptons livres é escrita considerando apenas os léptons do tipo elétron, ou seja, e^- e ν_e , pela simplicidade de apresentação. A extensão para outros tipos de léptons como μ^- e ν_μ , e τ^- e ν_τ de maneira direta.

Portanto, considerando-se o duplete de elétrons e neutrinos livres de mão esquerda ψ_L e os singletos de mão direita e_R e ν_R o lagrangiano da teoria invariante sob o grupo de simetria global $SU(2)_I \times U(1)_Y$ é escrito como

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_L \not{\partial} \psi_L + i\bar{e}_R \not{\partial} e_R + i\bar{\nu}_R \not{\partial} \nu_R, \quad (2.32)$$

onde usamos a notação “slash” de Feynman $\not{\partial} = \gamma^\mu \partial_\mu$, sendo γ^μ as matrizes de Dirac³.

Note que não há termo de massa como $m^2 \bar{\psi}_e \psi_e$, pois viola a invariância do lagrangiano Eq. (2.32) sob $SU(2)_I \times U(1)_Y$, já que $\bar{\psi}_e \psi_e = \bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L$, onde e_L é um membro de um duplete de isospin e e_R é um singlete.

Para fazer o lagrangiano invariante sob o grupo de simetria local $SU(2)_I \times U(1)_Y$, definido pela transformação unitária $U = U_1 U_2$

$$U_1 = e^{i\frac{g}{2}\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\alpha}(x)}, \quad (2.34)$$

$$U_2 = e^{i\frac{g'}{2}Y\cdot B} \quad (2.35)$$

onde $\boldsymbol{\tau}$ são as matrizes de Pauli⁴ e Y é um operador unitário, as derivadas ordinárias

³Na física matemática, as matrizes gama, $\{\gamma^0, \gamma^1, \gamma^2, \gamma^3\}$ representadas por

$$\begin{aligned} \gamma^0 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, & \gamma^1 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \\ \gamma^2 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & \gamma^3 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & i & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

também chamados de matrizes de Dirac, são um conjunto de matrizes que obedecem a relações anti-comutação

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2\eta^{\mu\nu} \mathbb{I}_4, \quad (2.33)$$

onde $\eta^{\mu\nu}$ é a métrica de Minkowski com assinatura $(+ - - -)$ e \mathbb{I}_4 é a matriz identidade 4×4 .

⁴Em física matemática, as matrizes de Pauli são um conjunto de três matrizes complexas 2×2 hermitianas e unitárias dadas por

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \text{e} \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

$\partial^\mu = \frac{\partial}{\partial x_\mu}$ são substituídos pelas derivadas covariantes D_μ definidas como

$$D_\mu = \partial^\mu + i\frac{g}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}^\mu + i\frac{g'}{2}Y \cdot B^\mu, \quad (2.36)$$

onde

$$\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}^\mu = \sum_{i=1}^3 \tau^i W^{i\mu} = \tau^1 W^{1\mu} + \tau^2 W^{2\mu} + \tau^3 W^{3\mu} = \begin{pmatrix} W^{3\mu} & W^{1\mu} - iW^{2\mu} \\ W^{1\mu} + iW^{2\mu} & -W^{3\mu} \end{pmatrix},$$

onde $W^{i\mu}$ é um tripleto de campos de calibre correspondentes aos geradores de $SU(2)_I$ e B_μ são os campos de calibre correspondentes ao gerador Y de $U(1)_Y$. As constantes g e g' são as intensidades do acoplamento dos campos de calibre $W^{i\mu}$ do $SU(2)$ e B_μ do $U(1)$, respectivamente.

O Lagrangiano é assim escrito como

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_L \not{\partial} \psi_L + i\bar{e}_R \not{\partial} e_R + i\bar{\nu}_R \not{\partial} \nu_R - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^i G_i^{\mu\nu} \quad (2.37)$$

onde

$$D^\mu \psi_L = \left(\partial^\mu + i\frac{g}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}^\mu + i\frac{g'}{2}Y \cdot B^\mu \right) \psi_L, \quad (2.38)$$

$$D^\mu e_R = (\partial^\mu - ig' B^\mu) e_R, \quad (2.39)$$

$$D^\mu \nu_R = \partial^\mu \nu_R, \quad (2.40)$$

onde $B_{\mu\nu}$ e $G_{\mu\nu}^i$ são dados por

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.41)$$

$$G_{\mu\nu}^i = (\partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i) + g\epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k. \quad (2.42)$$

O campo de calibre não massivo $B_{\mu\nu}$ é o termo cinético do campo de calibre B^μ enquanto que $G_{\mu\nu}^i$ descreve a energia cinética e o auto-acoplamento do campo sem massa $W^{\mu i}$. Portanto, o lagrangiano pode ser escrito como

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i\bar{\psi}_L \not{\partial} \psi_L - \frac{g}{2} \bar{\psi}_L \gamma_\mu \begin{pmatrix} W^{\mu 3} & W^{\mu 1} - iW^{\mu 2} \\ W^{\mu 1} + iW^{\mu 2} & -W^{\mu 3} \end{pmatrix} \psi_L \\ & + \frac{g'}{2} \bar{\psi}_L \gamma_\mu B^\mu \psi_L + i\bar{e}_R \not{\partial} e_R + i\bar{\nu}_R \not{\partial} \nu_R + g' i\bar{e}_R \gamma_\mu B^\mu e_R \end{aligned} \quad (2.43)$$

Normalmente indicados pela letra grega sigma (σ), elas são ocasionalmente denotados por tau (τ) quando usados em conexão com simetrias de isospin.

ou ainda

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= i\bar{\psi}_L \not{\partial} \psi_L + i\bar{e}_R \not{\partial} e_R + i\bar{\nu}_R \not{\partial} \nu_R \\
&\quad - \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_L \gamma_\mu W^{\mu+} e_L + \bar{e}_L \gamma_\mu W^{\mu-} \nu_L) \\
&\quad - \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma_\mu (gW^{\mu 3} - g' B^\mu) \nu_L + \frac{1}{2} \bar{e}_L \gamma_\mu (gW^{\mu 3} + g' B^\mu) e_L + g' \bar{e}_R \gamma_\mu B^\mu e_R.
\end{aligned} \tag{2.44}$$

Os termos da primeira linha da Eq. (2.44) são os termos de energia cinética dos campos ψ_L , e_R e ν_R e os termos da segunda e terceira linhas descrevem a interação desses campos com os campos de medida $W^{\mu i}$ e B^μ , que são sem massa.

Para gerar as massas de alguns dos campos de calibre correspondentes aos bósons vetoriais mediadores das interações fracas, um conjunto de campos escalares é introduzido no modelo. Isso é feito introduzindo um duplete de campos escalares complexos auto-interagindo $\phi(x) \in \mathbb{C}$ dados por

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1(x) + i\phi_2(x) \\ \phi_3(x) + i\phi_4(x) \end{pmatrix}, \tag{2.45}$$

onde $\phi_i(x)$ ($\forall i = 1, \dots, 4$) são campos reais. O lagrangiano de interação é escrito como

$$\mathcal{L}_{\text{escalar}}(\phi) = D_\mu \phi^* D^\mu \phi - (\phi), \tag{2.46}$$

onde

$$D^\mu \phi(x) = \left(\partial^\mu + \frac{ig}{2} + \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}^\mu + \frac{ig'}{2} B^\mu \right) \phi(x) \tag{2.47}$$

e

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2, \quad \mu^2 < 0. \tag{2.48}$$

O mínimo do potencial $V(\phi)$ ocorre em $\langle \phi^* \phi \rangle_0 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$ correspondente ao estado fundamental físico dos campos escalares $\phi(x)$, que é infinitamente degenerado para $\mu^2 < 0$. A simetria $SU(2)_I \times U(1)_Y$ é quebrada espontaneamente através do mecanismo de Higgs escolhendo um estado fundamental particular de tal forma que um dos quatro geradores, isto é, $\frac{1}{2}\tau_i$ e Y da simetria $SU(2)_I \times U(1)_Y$, correspondente ao eletromagnético campos de calibre A_μ , ou seja, o operador de carga $Q = \frac{1}{2}\tau_3 + Y$ deixa o estado fundamental invariante, mantendo o campo A_μ sem massa. Assim, a simetria $SU(2)_I \times U(1)_Y$ é quebrada para uma simetria inferior $U(1)_Q$. Os outros geradores como $\frac{1}{2}\tau_1$, $\frac{1}{2}\tau_2$ e $\frac{1}{2}\tau_3 - \frac{Y}{2}$ quebram o simetria espontaneamente, gerando massas para os campos de calibre correspondentes. Isso é feito escolhendo um estado fundamental particular dos estados infinitamente

degenerados

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0 \quad \text{e} \quad \phi_3 \neq 0, \quad (2.49)$$

tal que

$$\langle \phi^* \phi \rangle_0 = \frac{1}{2} \langle 0 | \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 + \phi_4 | 0 \rangle = -\frac{\mu^2}{2\lambda}, \quad (2.50)$$

implicando em

$$\langle \phi(x) \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \langle 0 | \phi_3 | 0 \rangle \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}}. \quad (2.51)$$

Usando a notação:

$$\langle 0 | \phi(x) | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad v = \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}}, \quad \text{e} \quad \mu^2 > 0. \quad (2.52)$$

Essa escolha do estado fundamental físico, pode-se mostrar que enquanto τ_1 , τ_2 , τ_3 quebram a invariância do vácuo, o operador $Q = T_3 + \frac{Y}{2} = \frac{1}{2}(\tau_3 + Y)$ deixa o vácuo invariante, ou seja, $Q \langle \phi \rangle_0 = \frac{1}{2}(\tau_3 + Y) \langle \phi \rangle_0 = 0$:

$$\tau_1 \langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.53)$$

$$\tau_2 \langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -i \frac{v}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.54)$$

$$\tau_3 \langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \neq 0. \quad (2.55)$$

Temos também que

$$Y \langle \phi \rangle_0 = +1 \langle \phi \rangle_0 \neq 0, \quad (2.56)$$

$$\frac{1}{2}(\tau_3 + Y) \langle \phi \rangle_0 = 0, \quad (2.57)$$

$$\frac{1}{2}(\tau_3 - Y) \langle \phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \neq 0. \quad (2.58)$$

Portanto, dando a $\langle \phi \rangle_0$ um valor esperado diferente de zero, apenas o gerador $Q = \tau_3 + \frac{Y}{2}$ deixa o estado fundamental invariante. Isso leva à quebra da simetria $SU(2)_I \times U(1)_Y$, deixando o campo de calibre correspondente ao gerador da simetria $U(1)_Q$, isto é, o campo eletromagnético A_μ sem massa e dando massa aos outros três campos correspondentes aos geradores τ_1 , τ_2 e $\frac{1}{2}(\tau_3 - Y)$.

Escrevendo a lagrangiana de interação expandindo o campo escalar $\phi(x)$ em torno do

mínimo (v) do potencial de Higgs escrevendo

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (2.59)$$

onde $H(x)$ é chamado de campo de Higgs. De fato, a expressão para o campo escalar $\phi(x)$ dada na Eq. (2.45) pode ser mostrado como equivalente ao campo $\phi(x)$ dado na Eq. (2.59) usando invariância de calibre e trabalhando no calibre unitário. Para mostrar isso, usando a liberdade de calibre, consideremos

$$\phi(x) = e^{\frac{i\boldsymbol{\alpha}(x)\cdot\boldsymbol{\tau}}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (2.60)$$

e escolha $\boldsymbol{\alpha}(x) = \frac{2}{v}\boldsymbol{\theta}(x)$. Para $\theta(x) \leq v$ e $H(x) \leq v$, correspondendo a uma pequena perturbação em torno do vácuo resulta em

$$\begin{aligned} \phi(x) &\approx \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 + \frac{i\theta_3}{v} & \frac{i(\theta_1 - \theta_2)}{v} \\ \frac{i(\theta_1 - \theta_2)}{v} & 1 - \frac{i\theta_3}{v} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \\ &\approx \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \theta_2 + i\theta_1 \\ v + H(x) - i\theta_3 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.61)$$

que é a mesma da Eq.(2.45) para $\theta_1 = \phi_2$, $\theta_2 = \phi_1$, $v + H(x) = \phi_3$ e $\theta_3 = -\phi_4$. Assim, usando a liberdade de calibre, podemos escolher uma transformação de calibre U , tal que, sob este calibre:

$$\phi(x) \longrightarrow \phi' = U\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}. \quad (2.62)$$

Este medidor é chamado de medidor unitário no qual os campos $\theta_i(x)$ ($i = 1,2,3$) são medidos de distância, exceto o campo de Higgs. Estritamente falando, a fim de medir os campos de calibre correspondente aos geradores que quebram a simetria, devemos usar τ_1 , τ_2 , e $\tau' = 1(\tau_3 - Y)$, que é ortogonal a Q , em vez de τ_3 . No entanto, como τ' e τ_3 ambos quebrar a simetria, o efeito será o mesmo. Além disso, a situação da transformação de calibre U e a relação entre os campos $\boldsymbol{\alpha}(x)$ e $\boldsymbol{\theta}(x)$ seriam diferentes.

A lagrangiana de interação é, portanto, escrito em termos do campo escalar $\phi'(x)$ e dos

campos léptons ψ'_L , e'_R e ν'_R calculados no calibre unitário, dados por:

$$\phi \longrightarrow \phi' = U\phi, \quad (2.63)$$

$$\nu_R \longrightarrow \nu'_R = U\nu_R, \quad (2.64)$$

$$\psi_L \longrightarrow \psi'_L = U\psi_L, \quad (2.65)$$

$$e_R \longrightarrow e'_R = Ue_R \quad (2.66)$$

e os campos de calibre W_ν e B_ν dados por

$$W_\mu \longrightarrow W'_\mu = UW_\mu U^{-1} + \frac{1}{ig}(\partial_\mu U)U^{-1}, \quad (2.67)$$

$$B_\mu \longrightarrow B'_\mu = B_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha_3(x). \quad (2.68)$$

Assim, escrevemos a lagrangiana como

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = D^\mu\phi^*D_\mu\phi - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 + i\bar{\psi}_L\not{D}\psi_L + i\bar{e}_R\not{D}e_R. \quad (2.69)$$

Esta lagrangiana descreve a interação do campo escalar ϕ e dos campos de léptons ψ_L , e_R e ν_R com os campos de calibre. Adicionamos a essa lagrangiana a interação dos campos de léptons ψ_L e e_R com o campo escalar $\phi(x)$ assumindo a interação de Yukawa

$$\mathcal{L}_{\text{léptons}} = -f_e(\bar{e}_R\phi^\dagger\psi_L + \bar{\psi}_L\phi e_R) \quad (2.70)$$

A lagrangiana completo é dado por

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & i\bar{\psi}_L\not{D}\psi_L + i\bar{e}_R\not{D}e_R - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} \\ & + D^\mu\phi^*D_\mu\phi - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi) - f_e(\bar{e}_L\phi e_L + \bar{e}_R\phi^\dagger e_R). \end{aligned} \quad (2.71)$$

2.3.2 Interações fracas de corrente carregada e interações eletromagnéticas

Para determinar os acoplamentos g e g' dos bósons de calibre W_μ^i ($i = 1,2,3$) e B_μ , precisamos derivar as interações eletromagnéticas (EM, sigla do inglês) e fracas desses campos com correntes de léptons fracas e eletromagnéticas. Para isso, vamos considerar

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}} = & i\bar{\psi}_L\not{D}\psi_L + i\bar{e}_R\not{D}e_R, \\ = & i\bar{\psi}_L\gamma^\mu(\partial_\mu + \frac{ig}{2}\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}_\mu - \frac{ig'}{2}B_\mu)\psi_L + i\bar{e}_R\gamma^\mu(\partial_\mu - ig'B_\mu)e_R + i\bar{\nu}_R\gamma_\mu\partial^\mu\nu_R. \end{aligned} \quad (2.72)$$

Os termos que descrevem a interação dos léptons com os campos de calibre são

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{int}} &= -\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{\nu}_L\gamma_\mu W_\mu^+ e_L - \frac{g}{\sqrt{2}}\bar{e}_L\gamma_\mu W_\mu^- \nu_L \\ &+ \frac{g'}{2}(\bar{\nu}_L\gamma_\mu B_\mu \nu_L + \bar{e}_L\gamma_\mu B_\mu e_L + 2\bar{e}_R\gamma_\mu B_\mu e_R) \\ &+ \frac{g}{2}(\bar{e}_L\gamma_\mu W_\mu^3 e_L - \bar{\nu}_L\gamma_\mu W_\mu^3 \nu_L)\end{aligned}\quad (2.73)$$

Definido W_μ^3 e B_μ como

$$W_\mu^3 = \frac{gZ_\mu + g'A_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.74)$$

$$B_\mu = \frac{gA_\mu - g'Z_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.75)$$

obtemos

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{int}} &= -\frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)eW_\mu^+ + \bar{e}\gamma^\mu(1-\gamma_5)\nu_e W_\mu^-) - \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2}\bar{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L Z_\nu \\ &+ \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}\bar{e}\gamma^\mu e A_\mu + \frac{Z_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}}\left(-g'^2\bar{e}_R\gamma^\mu e_R + \frac{g^2 - g'^2}{2}\bar{e}_L\gamma^\mu e_L\right).\end{aligned}\quad (2.76)$$

Vemos que as interações fracas de correntes carregadas (CC, sigla do inglês) nas quais a corrente de léptons se acopla aos campos W_μ^+ e W_μ^- são dadas pelo lagrangiano

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}}\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)eW_\mu^+ + \text{h.c.}, \quad (2.77)$$

onde

$$\left(\frac{g}{2\sqrt{2}}\right)^2 \frac{1}{M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}, \quad (2.78)$$

ou seja, $g^2 = 4\sqrt{2}M_W^2 G_F = \sqrt{2}v^2 g^2 G_F$, sendo M_W a massa do bóson vetorial W . Isso leva à determinação do valor esperado de vácuo (VEV, sigla do inglês) v em termos da constante de acoplamento de Fermi, G_F , $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \sim 246$ GeV usando $G_F \sim 10$ GeV.

A corrente eletromagnética $\bar{e}\gamma^\mu e$ se acopla com o campo eletromagnético A_μ através do lagrangiano de interação dada por:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{EM} = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}\bar{e}\gamma^\mu A_\mu, \quad (2.79)$$

tal que a carga elétrica é definida como $e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$ o que leva a relação $\frac{1}{e^2} = \frac{1}{g^2} + \frac{1}{g'^2}$.

2.3.3 Interação de corrente neutra e ângulo de mistura fraco

Vemos pelo lagrangiano dado pela Eq (2.76), que um bóson massivo neutro Z_μ interage através da corrente neutra (NC, sigla do inglês) transportada por neutrinos e elétrons. O lagrangiano de interação por corrente neutra para neutrinos e elétrons é dada por

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^\nu = -\frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \bar{\nu} \gamma^\mu \nu_L Z_\mu \quad (\text{para neutrinos}), \quad (2.80)$$

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^e = -\frac{Z_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \left(-g'^2 \bar{e}_R \gamma^\mu e_R + \frac{g^2 - g'^2}{2} \bar{e}_L \gamma^\mu e_L \right) \quad (\text{para elétrons}), \quad (2.81)$$

em que a força do acoplamento Z_μ é diferente para ν_L , e_L e e_R . Obviamente, não há interação de ν_R com nenhum dos campos de calibre ou elétrons.

É conveniente parametrizar a mistura ortogonal e normalizada dos bósons neutros em termos de um ângulo θ_W , conhecido como ângulo de mistura fraco, tal que:

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_{3\mu} - \sin \theta_W B_\mu, \quad (2.82)$$

$$A_\mu = \sin \theta_W W_{3\mu} + \cos \theta_W B_\mu, \quad (2.83)$$

onde

$$\cos \theta_W = \frac{g}{g^2 + g'^2}, \quad (2.84)$$

$$\sin \theta_W = \frac{g'}{g^2 + g'^2}, \quad (2.85)$$

como $e = \frac{gg'}{g^2 + g'^2} = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$, temos que

$$g = \frac{e}{\sin \theta_W}, \quad g' = \frac{e}{\cos \theta_W}, \quad \text{e} \quad M_W = M_Z \cos \theta_W, \quad (2.86)$$

implicando que $g > e$ e $g' > e$. Isto resulta que os acoplamentos de campo de calibre dos bósons físicos W^\pm e Z^0 às correntes de léptons são $g/2\sqrt{2}$ e $g/2 \cos \theta_W$, respectivamente. Portanto, os acoplamentos fracos intrínsecos de bósons de calibre não são pequenos em comparação com os eletromagnéticos acoplamento; no entanto, os acoplamentos efetivos são pequenos devido à grande massa dos bósons W^\pm e Z^0 .

É conveniente expressar o lagrangiano em termos das correntes eletromagnéticas e fracas

e seus acoplamentos aos campos vetoriais de bósons W^\pm e Z_μ , ou seja, e , g e θ_W como:

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} &= -\frac{g}{\sqrt{2}}(\bar{\nu}_L\gamma^\mu e_L + \bar{e}_L\gamma^\mu W_\mu^-) + e\bar{e}\gamma^\mu e A_\mu \\
&\quad - \frac{g}{2\cos\theta_W}\bar{\nu}_L\gamma^\mu\nu_L Z_\mu \\
&\quad - \frac{g}{2\cos\theta_W}[2\sin^2\theta_W\bar{e}_R\gamma^\mu e_R + (2\sin^2\theta_W - 1)\bar{e}_L\gamma^\mu e_L]Z_\mu, \\
&= -\frac{g}{2\sqrt{2}}[\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1 - \gamma^5)eW_\mu^+ + \bar{e}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)\nu_e W_\mu^-] \\
&\quad - \frac{g}{4\cos\theta_W}\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1 - \gamma^5)\nu_e Z_\mu + e\bar{e}\gamma^\mu e A_\mu \\
&\quad - \frac{g}{4\cos\theta_W}[2\sin^2\theta_W\bar{e}\gamma^\mu(1 + \gamma^5)e + (2\sin^2\theta_W - 1)\bar{e}\gamma^\mu(1 - \gamma^5)e]Z_\mu, \tag{2.87}
\end{aligned}$$

onde

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}^{\text{EM}} &= e\bar{e}\gamma^\mu e A_\mu, \\
\mathcal{L}^{\text{CC}} &= -\frac{g}{2\sqrt{2}}[\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1 - \gamma^5)eW_\mu^+ + h.c.], \\
\mathcal{L}^{\text{NC}} &= -\frac{g}{4\cos\theta_W}[\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1 - \gamma^5)\nu_e + \bar{e}\gamma^\mu(g_V^e - g_A^e\gamma^5)e]Z_\mu, \tag{2.88}
\end{aligned}$$

com as constantes de acoplamento fraco dadas por

$$\begin{aligned}
g_V^e &= 4\sin^2\theta_W - 1, \\
g_A^e &= -1, \tag{2.89}
\end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned}
\frac{g}{2\sqrt{2}} &= \left(\frac{G_F M_W^2}{\sqrt{2}}\right)^{\frac{1}{2}}, \\
g_A^e &= -1, \\
\frac{g}{4\cos\theta_W} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{G_F M_W^2}{\sqrt{2}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{2.90}
\end{aligned}$$

2.3.4 Extensão para léptons de outros sabores

Escrevemos a Lagrangiana para a interação dos léptons ($e^- \nu_e$), ($\mu^- \nu_\mu$) e ($\tau^- \nu_\tau$) com os campos de calibre em termos das derivadas covariantes D^μ , tornando o lagrangiano invariante sob a simetria de calibre local $SU(2)_I \times U(1)_Y$ como:

$$\mathcal{L}_{\text{léptons}}^{\text{int}} = \sum_{f=e,\mu,\tau} \bar{l}_{fL} i \not{D} l_{fL} + \sum_{f=e,\mu,\tau} \bar{l}_{fR} i \not{D} l_{fR}, \tag{2.91}$$

onde l_{fL} é o dupletto $SU(2)$ de léptons de mão esquerda de sabor f , isto é,

$$l_{fL} = \begin{pmatrix} \nu_{fL} \\ f_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \text{e} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L. \quad (2.92)$$

O singletto $SU(2)$ de mão direita de léptons de sabor f , ou seja, l_{fR} é dado por

$$l_{fR} = \nu_{eR}, e_{R}^-, \nu_{\mu R}, \mu_{R}^-, \nu_{\tau R}, \tau_{R}^-. \quad (2.93)$$

O somatório $\sum_{f=e,\mu,\tau}$ implica a soma de todos os dupletos e singletos correspondentes ao sabor $f = e, \mu, \tau$. As derivadas covariantes D^μ para o dupletto e os campos singletto l_{fL} e l_{fR} são definidos como:

$$D^\mu = \partial^\mu + ig \frac{\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}^\mu}{2} + ig' \frac{Y_L}{2} B^\mu, \quad (2.94)$$

para todos os $SU(2)$ dupletos L de sabor f e

$$D^\mu = \partial^\mu + ig' \frac{Y_R}{2} B^\mu, \quad (2.95)$$

para todos os singletos $SU(2)$ R de sabor f , onde \mathbf{W}^μ e B^μ são os campos de calibre isovetor e isoescalar correspondentes a $SU(2)_I$ e $U(1)_Y$, respectivamente. Das Eqs. (2.91), (2.94) e (2.95), obtemos o seguinte lagrangiano para a interação de todos os sabores de lépton f com os campos de calibre W^μ e B^μ como

$$\mathcal{L}_{\text{léptons}}^{\text{int}} = - \sum_{f=e,\mu,\tau} \left[\bar{l}_{fL} \left(g \frac{\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}^\mu}{2} + g' \frac{Y_L}{2} B^\mu \right) \gamma^\mu f_{fL} + \bar{l}_{fR} ig' \frac{Y_R}{2} B^\mu \gamma^\mu l_{fR} \right]. \quad (2.96)$$

Usando

$$\frac{\boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{W}^\mu}{2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\tau_+ \frac{W_1^\mu - iW_2^\mu}{2} + \tau_- \frac{W_1^\mu + iW_2^\mu}{2} \right] + \frac{\tau_3}{2} W_3^\mu, \quad (2.97)$$

onde $\tau_+ = \frac{\tau_1 + i\tau_2}{2}$ e $\tau_- = \frac{\tau_1 - i\tau_2}{2}$ são os operadores escada de isospin e $\frac{W_1^\mu \pm iW_2^\mu}{2}$ são as componentes do campo vetorial que criam os bósons vetoriais W^\pm .

A lagrangiana de interação fraca de corrente carregada é dado por:

$$\mathcal{L}_{\text{CC}}^{\text{int}} = - \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{f=e,\mu,\tau} \left[\bar{l}_{fL} \gamma^\mu \tau^+ l_{fL} W_\mu^+ + \bar{l}_{fL} \gamma^\mu \tau^- l_{fL} W_\mu^- \right]. \quad (2.98)$$

Usando $f_L = \frac{1-\gamma^5}{2}f$ and $\bar{f}_L = \frac{1+\gamma^5}{2}\bar{f}$, obtemos

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{CC}}^{\text{int}} &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{f=e,\mu,\tau} [\bar{\nu}_f \gamma^\mu (1-\gamma^5) f W_\mu^+ \bar{f} \gamma^\mu (1-\gamma^5) f \nu_f W_\mu^-], \\ &= -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{f=e,\mu,\tau} [j_f^\mu W_\mu^+ + \text{h.c.}],\end{aligned}\quad (2.99)$$

onde $j_f^\mu = \bar{\nu}_f \gamma^\mu (1-\gamma^5) f$ e $\frac{g}{\sqrt{2}}$ é a magnitude do acoplamento das correntes vetor e axial vetor de lépton carregados para cada sabor e , μ e τ dando de forma natural, a universalidade do lépton. A intensidade do acoplamento g é determinada em termos da constante universal de Fermi G_F como

$$\frac{g^2}{8M_W^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}},\quad (2.100)$$

A lagrangiana de interação de corrente neutra é dada por:

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^{\text{léptons}} = - \sum_{f=e,\mu,\tau} \left[\bar{l}_{fL} \left(g \frac{\tau_3}{2} \gamma^\mu W_\mu^3 + g' \frac{Y^L}{2} \gamma^\mu B_\mu \right) l_{fL} + \bar{l}_{fR} g' \frac{Y^R}{2} \gamma^\mu B_\mu l_{fR} \right].\quad (2.101)$$

Como $\tau_3 l_{fR} = 0$ e τ_3 atua apenas no duplete L , podemos escrever

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^{\text{léptons}} = - \sum_{f=e,\mu,\tau} \sum_{i=L,R} \left(\bar{l}_{fi} g \frac{\tau_3^{if}}{2} \gamma^\mu W_\mu^3 + g' \frac{Y^{if}}{2} \gamma^\mu B_\mu l_{fi} \right).\quad (2.102)$$

Definindo,

$$Q^{if} = \frac{1}{2} \tau_3^{if} + \frac{Y^{if}}{2},\quad (2.103)$$

onde $Q^{if} = Q^{fi} = -1$, por exemplo, se $f = e, \mu, \tau$, $i = L, R$ e $Y^{if} = Y^{fi}$.

Pode-se expressar $W^{\mu 3}$ e B^μ em termos de Z^μ e A^μ usando as Eqs. (2.74), (2.75) e (2.85), obtemos

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{NC}}^{\text{léptons}} &= - \sum_{f,i} \bar{l}_{fi} \gamma^\mu \left[g \frac{\tau_3^{if}}{2} (\cos \theta_W Z^\mu + \sin \theta_W A^\mu) \right. \\ &\quad \left. + g' \left(Q^{if} - \frac{\tau_3^{if}}{2} \right) (-\sin \theta_W Z^\mu + \cos \theta_W A^\mu) \right] l_{fi} \\ &= - \sum_{f,i} \bar{l}_{fi} \gamma^\mu \left[A^\mu \left(g \sin \theta_W \frac{\tau_3^{if}}{2} - g' \cos \theta_W \frac{\tau_3^{if}}{2} + g' Q^{if} \cos \theta_W \right) \right. \\ &\quad \left. + Z^\mu \left(g \cos \theta_W \frac{\tau_3^{if}}{2} \right) - g' \sin \theta_W \left(Q^{if} \cos \theta_W - \frac{\tau_3^{if}}{2} \right) \right] l_{fi}.\end{aligned}\quad (2.104)$$

Como $g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e$, obtemos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{NC}}^{\text{léptons}} = & - \sum_{f,i} \bar{l}_{f_i} \gamma^\mu \left[A^\mu g' \cos \theta_W Q^{if} \right. \\ & \left. + Z^\mu \left(g \cos \theta_W \frac{\tau_3^{if}}{2} - g' \sin \theta_W Q^{if} + g' \sin \theta_W Q^{if} \frac{\tau_3^{if}}{2} \right) \right] l_{f_i}. \end{aligned} \quad (2.105)$$

O primeiro termo do lado direito é a interação do campo eletromagnético A^μ com um lépton,

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^{\text{léptons}} = -e j_\mu A^\mu, \quad (2.106)$$

onde

$$j_\mu = \sum_{f,i} \bar{l}_{f_i} \bar{l}_{f_i} \gamma^\mu Q^{if} l_{f_i} = - \sum_f \bar{l}_{f_i} \bar{l}_f \gamma^\mu l_f, \quad (2.107)$$

para $Q^i = Q = -1$, com $g' \cos \theta_W = e = g \sin \theta_W$. O segundo termo

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^{\text{léptons}} = - \sum_{f,i} Z^\mu \bar{l}_{f_i} \gamma_\mu \left[(g \cos \theta_W + g' \sin \theta_W) \frac{\tau_3^{if}}{2} - Q^{if} l_{f_i} g' \sin \theta_W \right] l_{f_i}, \quad (2.108)$$

Estados	g_V	g_A
ν_l	$1/2$	$1/2$
l	$-1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$	$-1/2$

Tabela 2.2 - Acoplamentos dos léptons ao campo Z_μ .

pode ser simplificado usando $g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e$ tal que

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{NC}}^{\text{léptons}} = & - \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \sum_{f,i} Z^\mu \bar{l}_{f_i} \gamma_\mu \left(\tau_3^{if} - 2Q^{if} \sin^2 \theta_W \right) l_{f_i} \\ = & - \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} j_\mu^Z Z^\mu, \end{aligned} \quad (2.109)$$

Nome	I	I_3	$Q(e)$	Y
$u_L(c_L)$	1/2	+1/2	+2/3	1/3
$d_L(s_L)$	1/2	-1/2	-1/3	1/3
$u_R(c_R)$	0	0	+2/3	4/3
$d_R(s_R)$	0	0	-1/3	-2/3

Tabela 2.3 - Isospin (I), seu terceiro componente de isospin (I_3), carga ($Q(|e|)$) e hipercarga ($Y = 2(Q - I_3)$) da primeira e segunda geração de quarks, ou seja, (u, d) e (c, s) quarks.

onde

$$\begin{aligned}
j_\mu^Z &= \sum_{f,i} Z^\mu \bar{l}_f \gamma_\mu \left(\tau_3^{if} - 2Q^{if} \sin^2 \theta_W \right) l_{fi}, \\
&= \sum_f \bar{l}_f \left(\tau_3^f - 2Q^f \sin^2 \theta_W \right) \gamma_\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} l_f + \bar{l}_f \left(-2Q^f \sin^2 \theta_W \right) \gamma_\mu \frac{1 + \gamma^5}{2} l_f, \\
&= \sum_f \bar{l}_f \gamma_\mu \left[\left(\frac{1}{2} \tau_3^f - 2Q^f \sin^2 \theta_W \right) - \frac{1}{2} \tau_3^f \gamma^5 \right] l_f, \\
&= \sum_f \bar{l}_f \gamma_\mu (g_V^f - g_A^f \gamma^5) l_f. \tag{2.110}
\end{aligned}$$

Usando

$$g_V^f = \frac{1}{2} \tau_3^f - 2Q^f \sin^2 \theta_W, \tag{2.111}$$

$$g_A^f = \frac{1}{2} \tau_3^f \tag{2.112}$$

teremos

$$j_\mu^Z = \sum_f \bar{l}_f \gamma_\mu \left[\frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \tau_3^f - 2Q^f \sin^2 \theta_W \right] l_f = j_\mu^3 - 2Q^f \sin^2 \theta_W j_\mu^{EM}. \tag{2.113}$$

Agora escrevendo explicitamente em termos de férmions, para neutrinos com $Q = 0$, $\tau_3 = +1$ e para os léptons carregados e^- , μ^- e τ^- com $Q = -1$, $\tau_3 = -1$, temos para neutrinos ν_f de sabor f

$$j_\mu^Z(\nu_f) = \sum_{f=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_f \gamma_\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} \nu_f \tag{2.114}$$

para léptons carregados

$$j_\mu^Z(\text{léptons carregados}) = \sum_{f=e,\mu,\tau} \bar{f} \left[C_L^f \frac{(1 - \gamma^5)}{2} + C_R^f \frac{(1 + \gamma^5)}{2} \right] f \tag{2.115}$$

Estados	g_V^q	g_A^q
u	$1/2 - 4/3 \sin^2 \theta_W$	$1/2$
d	$1/2 + 2/3 \sin^2 \theta_W$	$-1/2$

Tabela 2.4 - Acoplamentos dos quarks (u , d) ao campo Z_μ .

onde $C_L^f = -1 + 2 \sin^2 \theta_W$ e $C_R^f = 2 \sin^2 \theta_W$. Equivalentemente, podemos escrever

$$\begin{aligned}
j_\mu^Z(\text{léptons carregados}) &= \sum_{f=e,\mu,\tau} \frac{1}{2} \bar{f} \gamma_\mu [(-1 + 4 \sin^2 \theta_W) + \gamma_5] f \\
&= \sum_{f=e^-, \mu^-, \tau^-} \bar{f} \left[\gamma_\mu (g_V^f - g_A^f \gamma_5) \right] f, \tag{2.116}
\end{aligned}$$

onde $g_V^f = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W$ e $g_A^f = -\frac{1}{2}$. Os valores de g_V e g_A para os léptons carregados e neutrinos são dados na Tabela 2.2.

2.3.5 Extensão para o setor de quarks

A interação fraca de quarks pode ser descrita em termos de três dupletos de quarks com quarks de mão esquerda L

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \text{e} \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L, \tag{2.117}$$

com

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \tag{2.118}$$

onde o isospin fraco (I), a hipercarga fraca (Y) e a carga elétrica Q dos quarks são dados na Tabela 2.3.

Em analogia com a interação fraca para léptons, a lagrangiana de interação por corrente carregada no setor de quatro quarks é dada por

$$\mathcal{L}_{CC}^{\text{int}} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \sum_q \left(\bar{q}_L \gamma^\mu \tau^+ q_L W_\mu^+ + \bar{q}_L \gamma^\mu \tau^- q_L W_\mu^- \right) \tag{2.119}$$

$$= -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left[\bar{u} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) d' + \bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) s' \right] W_\mu^+ + \text{h.c.} \tag{2.120}$$

A lagrangiana de interação fraca por corrente neutra para os quarks é escrita em analogia

com a lagrangiana de interação fraca por corrente neutra para os léptons carregados

$$\mathcal{L}_{\text{NC}}^{\text{int}} = -j_{\mu}^{\text{int}}(\text{quarks})Z^{\mu}, \quad (2.121)$$

com

$$j_{\mu}^{\text{int}}(\text{quarks})Z^{\mu} = \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \sum_q \bar{q} \gamma^{\mu} (g_V^q - g_A^q \gamma^5) q, \quad (2.122)$$

onde

$$g_V^q = \frac{1}{2} \tau_3^q - 2 \sin^2 \theta_W Q_q, \quad (2.123)$$

$$g_A^q = \frac{1}{2} \tau_3^q. \quad (2.124)$$

Por exemplo, os valores de g_V^q e g_A^q para os quarks u e d são dados na Tabela 2.4.

2.4 Os Neutrinos

A descoberta dos neutrinos foi um avanço significativo em nossa compreensão do mundo subatômico. O neutrino foi postulado pela primeira vez por Wolfgang Pauli em uma carta datada de 4 de dezembro de 1930 aos participantes de uma conferência de física em Tübingen, Alemanha, para explicar a aparente violação da conservação de energia em decaimentos radioativos [97]. No entanto, permaneceu desconhecido até 1956 quando o experimento de Cowan e Reines, localizado em Savannah River Plant, Carolina do Sul, confirmou a existência do neutrino⁵ [98,99]. Cowan e Reines montaram um grande tanque de água e colocaram um detector nele. Os neutrinos foram gerados por um reator nuclear próximo e, quando interagiram com a água, produziram partículas detectáveis chamadas pósitrons. Ao detectar esses pósitrons, Cowan e Reines forneceram fortes evidências da existência de neutrinos. Os resultados do experimento de Cowan e Reines foram publicados na edição de 20 de julho de 1956 da Science [98]. Assim, a primeira geração de léptons é formada pelo neutrino do elétron (ν_{e^-}) juntamente com o elétron (e^-).

Com a descoberta do múon, partícula constituinte de “chuveiros” de partículas de raios cósmicos em 1936 pelos físicos americanos Carl Anderson e Seth Neddermeyer [100], foi aberto caminho para o segundo sabor de neutrino. A hipótese da existência não de um, mas dois neutrinos já vinha sendo explorada em diversos trabalhos nos anos 1940 [101]. Outra evidência contundente da existência de neutrinos com sabores diferentes foi o problema da violação da unitariedade da seção de choque no regime de altas energias presente no modelo de Fermi e a ausência do modo de decaimento do múon $\mu \rightarrow e^- + \gamma$ [102, 103]. Em 1962,

⁵Corretamente um antineutrino de elétron, no processo conhecido como decaimento beta inverso, $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$.

Leon Lederman, Melvin Schwartz e Jack Steinberger provaram a existência do neutrino do múon no acelerador de partículas Alternating Gradient Synchrotron (AGS), localizado no Brookhaven National Laboratory (BNL) [104]. A interação de neutrinos de alta energia produzidos principalmente como resultado do decaimento pión $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + (\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu)$ com a matéria mostrou a existência de um tipo de neutrino diferente do neutrino do elétron. De fato, os neutrinos obtidos pelo decaimento do pión produzem mésons μ , mas não produzem elétrons, o que significa que esses neutrinos são diferentes daqueles envolvidos no decaimento β . O neutrino do múon (ν_{μ^-}) juntamente com o múon (μ^-), formam a segunda geração de léptons.

O neutrino do tau (ν_τ), terceiro sabor de neutrino e último lépton previsto pelo SM, foi detectado no experimento DONUT (Direct Observation of the NU Tau, E872) [75, 105], no Fermilab. Sua existência foi imediatamente sugerida depois que a partícula tau (τ) foi detectada em uma série de experimentos entre 1974 e 1977 pela colaboração entre o Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) e Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) [106].

2.4.1 Fontes de neutrinos

Neutrinos são emitidos por uma variedade de fontes e observados em muitos processos diferentes. Enquanto as fontes artificiais de neutrinos - reatores de energia nuclear e feixes aceleradores - são estudadas principalmente para obter informações sobre as propriedades dos neutrinos, os neutrinos de corpos celestes são usados como sondas em astrofísica e geofísica. Geralmente as fontes de neutrinos são divididas em artificiais (reatores ou aceleradores de partículas) e naturais (astrofísicas ou terrestres) que tem a vantagem de estarem diretamente disponíveis sem a necessidade de construir um reator ou acelerador

para produção de neutrinos. Por outro lado, não há controle sobre seu espectro de fluxo desses tipos de fontes. Como exemplo, a Fig. 2.6 mostra uma compilação dos espectros de fluxos naturais e artificiais de neutrinos para energias do neutrino de 10^{-6} eV a 10^{18} eV. A faixa de energia de keV a vários GeV é o domínio dos detectores subterrâneos como os famosos experimentos Homestake [108, 109], GALLEX [110], GNO [111] e SAGE [112] para detectar neutrinos solares de baixa energia usando a técnica radio-química.

A região de dezenas de GeV a cerca de 100 PeV, com seus fluxos muito menores, é abordada por detectores de luz Cherenkov debaixo de água pura (H_2O) como o Super-Kamiokande [113, 114], água pesada (D_2O) no Sudbury Neutrino Observatory (SNO) [115, 116] ou no gelo no IceCube [117].

A faixa de μ eV e meV é a de neutrinos cosmológicos (ou “neutrinos relíquias”). Neutrinos cosmológicos são neutrinos que se separaram do equilíbrio termodinâmico no início do

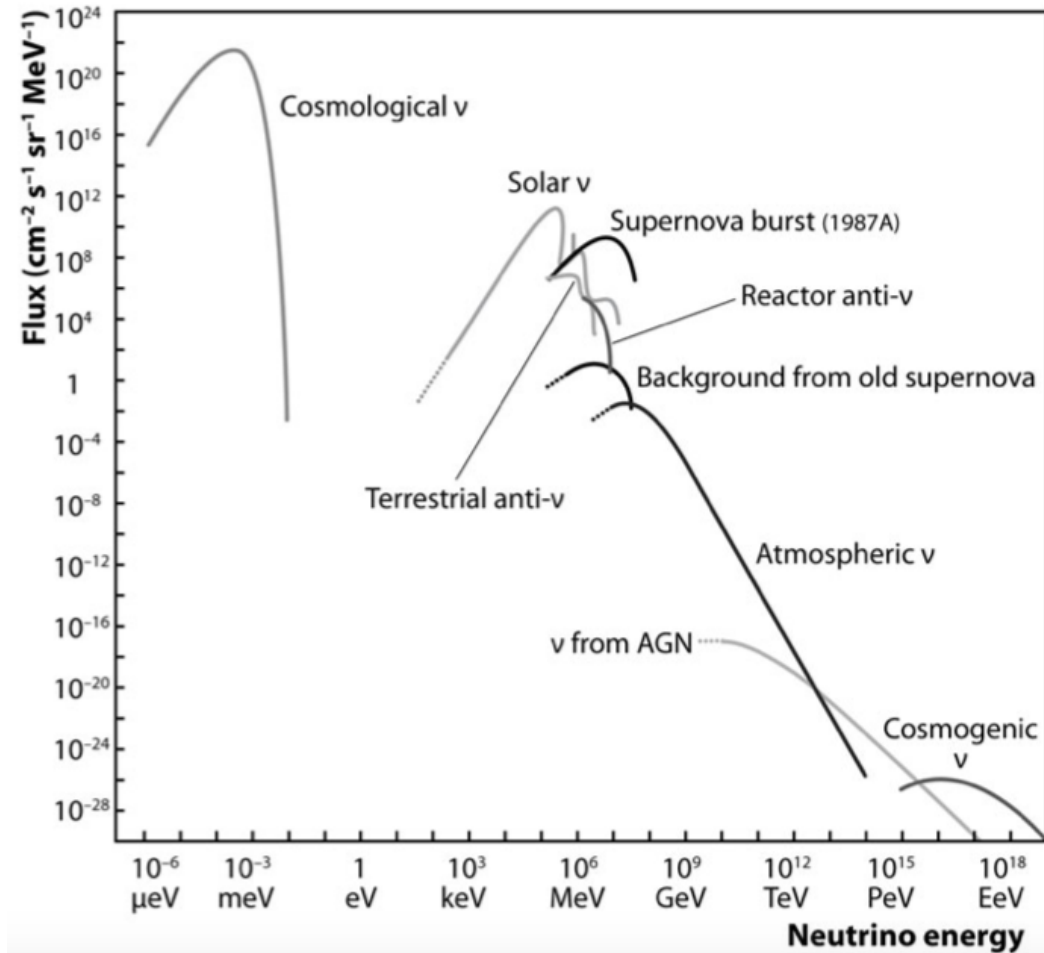


Figura 2.6 - Fluxos de neutrinos de diferentes origens em função de sua energia. Figura extraída de [107].

Universo após o Big Bang. O modelo “padrão” do Big-Bang prevê, como para os fótons, um fundo cósmico de neutrinos. A energia desses neutrinos cosmológicos é teoricamente tão pequena (cerca de $\sim 0,1$ meV), que sua seção de choque é muito baixa (da ordem de 10^{-60} cm²). Nenhum experimento, mesmo muito grande, foi capaz de detectá-los. Estima-se que sejam muito numerosos: cerca de 330 neutrinos por cm³ [118].

A faixa keV-MeV é povoada por neutrinos do Sol, de supernovas, de reatores nucleares e no interior da Terra. Neutrinos de um reator nuclear foram registrados pela primeira vez em 1956 por Clyde Cowan e Frederick Reines [98,99]. Neutrinos do Sol, ou seja, neutrinos produzidos na fusão termonuclear exotérmica no centro do Sol na qual dois prótons se combinam para formar um núcleo de deutério acompanhado pela emissão de um pósitron e de um neutrino do elétron, a cadeia próton-próton (p-p chain). A reação é dada por:

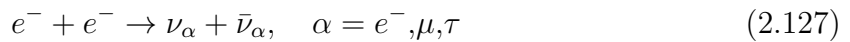


A cadeia p-p acima é responsável por 98,4% da produção. Há uma segunda reação na cadeia p-p produzindo deutério e um neutrino envolvendo dois prótons e um elétron. Esta reação (reação p-e-p) é 230 vezes menos provável de ocorrer no núcleo solar do que a primeira reação entre dois prótons (reação p-p). Os neutrinos solares foram medidos primeiro por Ray Davis em 1968 [108, 109] na mina Homestake nos EUA. O aparente déficit de neutrinos observado por Davis - o problema dos neutrinos solares - foi explicado posteriormente através do processo quântico denominado por oscilações de neutrinos, ou seja, grande parte dos neutrinos do elétron originais do sol são transformados em neutrinos múon e tau [119]. O detector de Davis e muitos de seus sucessores eram incapazes de detectar esses sabores de neutrinos.

Os neutrinos produzidos no colapso do núcleo de uma explosão de supernova são chamados de neutrinos de supernovas. A explosão acontece para estrelas massivas no final de sua vida. Durante o colapso, há primeiro uma implosão na qual são produzidos ν_e (no chamado processo de neutronização):



A maioria dos neutrinos ($\sim 90\%$) são emitidos em uma fase posterior via térmica produção de pares:



que esfria o núcleo da supernova. Os neutrinos da supernova 1987A na Grande Nuvem de Magalhães foram registrados em 1987 por três detectores: Kamiokande (Kamioka Neutron Decay Experiment) no Japão, IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven) nos EUA (ambos detectores de água Cherenkov) e o detector de cintilação Baksan na Rússia.

Neutrinos de processos de decaimento radioativo produzidos em qualquer decaimento β^\pm natural no interior da Terra (geoneutrinos ou neutrinos terrestres) foram identificados apenas recentemente [120, 121].

Geoneutrinos (ou neutrinos terrestres) é o nome dado aos neutrinos originários de decaimentos de ^{238}U , ^{232}Th e ^{40}K na crosta ou manto da Terra. Esses isótopos são chamados de primordiais, pois têm meias-vidas muito longas (108 ou 109 anos) e existiam em sua forma atual antes da formação da Terra. Os geoneutrinos foram identificados apenas recentemente [120, 121].

Em seguida, na escala de energia, vêm os neutrinos atmosféricos criados cerca de 15 quilômetros acima da superfície terrestre em interações de raios cósmicos na atmosfera da Terra. Quando raios cósmicos atingem átomos presentes na atmosfera terrestre (Nitrogênio, Oxigênio e Argônio) é produzida uma “chuva” de novas partículas instáveis: os

píons e káons. Os píons (π) são partículas com um tempo curto de vida, assim decaem e originam múons (μ) e neutrinos do múon (ν_μ). Os múons, por sua vez, também são partículas instáveis (curto tempo de vida), então decaem em elétrons (e^-), neutrinos do elétron (ν_{e^-}) e antineutrinos do múon ($\bar{\nu}_\mu$). Nesse momento, os decaimentos cessam, pois só restam partículas estáveis. Os raios cósmicos têm uma gama muito grande de energias e, portanto, também os neutrinos resultantes têm energias de sub-GeV até PeV (10^{15} eV).

As energias mais altas são o domínio de neutrinos de fontes como remanescentes de supernovas, *Gamma Ray Bursts* ou *Active Galactic Nuclei* (marcado AGN na figura) ou de interações de prótons ultra-energéticos com o fundo de microondas cósmico (marcado como *Cosmogênic ν*) [122]. Prótons de raios cósmicos acelerados interagem com o meio interestelar:

$$p + p \rightarrow \pi^0, \pi^\pm, K^\pm \quad (2.128)$$

produzindo píons, káons ou outras partículas com então decaindo produzindo neutrinos.

Os neutrinos cósmicos são uma nova maneira de observar o Universo. Produzidos por fonte não interagem com a matéria bariônica, logo não sofre desvios em sua trajetória. Assim, uma fonte de raios cósmicos pode ser localizada quando um neutrino de alta energia é detectado. As observações astronômicas dos neutrinos cósmicos abriram as portas para a astronomia multimessageira, que utiliza diversos mensageiros (ondas eletromagnéticas, ondas gravitacionais, neutrinos e raios cósmicos) para observar a mesma fonte cósmica. Um marco para a Astrofísica Cósmica aconteceu em julho de 2018, quando pela primeira vez na história uma fonte de raios cósmicos foi localizada, o blazar⁶ TXS 0506+056. Neste evento, a observação multimessageira aconteceu com o IceCube realizando a detecção de neutrinos e outros telescópios detectando ondas eletromagnéticas (raios gama, raios-X e luz visível).

2.4.2 Detecção de neutrinos

Apesar de muito abundante no Universo, o neutrino é extremamente difícil de ser detectado, pois viaja longas distâncias através do meio sem interagir com um único átomo e sem deixar rastros. Mas é possível detectá-lo, já que existe uma raríssima possibilidade de sua interação com a matéria, resultando em flashes de luz. A detecção de neutrinos torna-se possível por processos de interação fraca destes com os elétrons, núcleons ou núcleos do material detector. Dependendo do sabor e da energia do neutrino, bem como dos materiais do detector, diferentes reações de detecção se tornam acessíveis. Em geral,

⁶Blazares são um tipo raro de AGN que são bem conhecidos por suas propriedades observacionais extremas, como movimento superluminal e emissão não térmica altamente variável em todo o espectro eletromagnético, desde ondas de rádio até os raios γ de maior energia [123]

os experimentos que detectam neutrinos são enormes recipientes preenchidos com toneladas de alguma substância escolhida de acordo com o que precisa ser observado e com a técnica de detecção. Essas podem ser água, água pesada, gelo, cloro, gálio, argônio líquido, cintilador plástico, entre outros. Atualmente, a maioria dos experimentos utilizam dois tipos de detectores de neutrinos: Cherenkov ou Cintiladores.

O detector Cherenkov é tipo de detector formado por um grande volume de material transparente (água ou gelo) cercado por milhares de sensores de luz, os tubos Fotomultiplicadores. Os neutrinos são observados quando uma luz característica é produzida no interior do detector, a radiação Cherenkov. Quando o neutrino interage com a matéria presente no interior do detector, um lépton (elétron, múon ou tau) é ejetado com alta velocidade. Se esse lépton atingir uma velocidade maior que a luz nesse meio, uma luz azul será emitida. Essa luz azul é conhecida como radiação Cherenkov, ela tem formato de um cone e se propaga na direção do lépton que a produziu. Os milhares de tubos Fotomultiplicadores presentes no experimento têm a função de detectar a Radiação Cherenkov. Cada um deles é capaz de diferenciar a quantidade de luz recebida e o tempo de duração dessa radiação. Esse tipo de experimento é empregado para detectar neutrinos de médias e altas energias, por exemplo: neutrinos cósmicos, neutrinos de supernova, neutrinos do sol e neutrinos de aceleradores. Atualmente, o mundo conta com detectores Cherenkov gigantescos, os principais são: o Super-Kamiokande (no Japão) e o IceCube (na Antártida, Polo Sul).

Os detectores cintiladores têm estrutura parecida ao Cherenkov. A maioria utiliza um grande recipiente preenchido com um material cintilador cercado por uma camada de água. Essa água tem a função de diminuir a radiação na parte mais interna do detector. Esse conjunto é envolto por uma grande quantidade de sensores de luz, os tubos Fotomultiplicadores. O material cintilador aumenta a probabilidade do neutrino interagir com a matéria e produz uma luz mais intensa após as interações. O uso desse detector torna possível a detecção de neutrinos de baixa energia (inferior a 1MeV), como os geoneutrinos e neutrinos solares de baixas energias. Atualmente, muitos

experimentos utilizam materiais cintiladores para detecção de neutrinos, por exemplo: o DUNE (EUA), o Borexino (Itália), o SNO+ (Canadá) e o KamLand (Japão).

2.4.3 Observatório de neutrinos IceCube

O IceCube é um experimento emblemático em astronomia de neutrinos e multimensageiros, graças à descoberta de neutrinos cósmicos de energias muito alta [2] e à detecção da primeira fonte provável de neutrinos de alta energia, um blazar que também foi observado

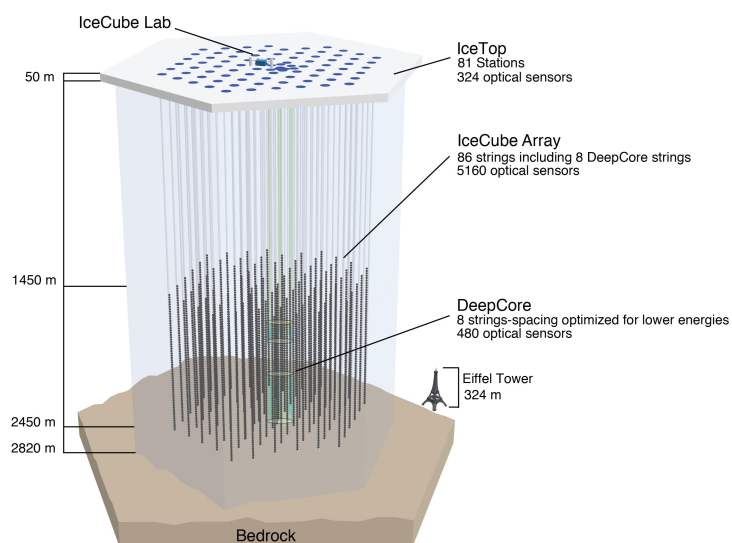


Figura 2.7 - O IceCube e os sub-detectores DeepCore e IceTop. Crédito: Colaboração IceCube [124].

com raios gama e fótons de energia mais baixa [125, 126].

O observatório de neutrinos IceCube em operação no Pólo Sul, na Antártida, é um detector de 1 km³ em forma de uma matriz tridimensional e formato hexagonal, compreende



Figura 2.8 - O DOM é uma parte vital do IceCube, coletando informações sobre interações de neutrinos. Crédito: Colaboração IceCube [124].

três componentes distintos: uma grande matriz enterrada para detecção de neutrinos de energia ultra-alta, uma matriz de chuveiros de superfície e um novo componente enterrado chamado DeepCore.

Localizado no Pólo Sul, o IceCube é um detector de 1 km³ em forma de uma matriz

tridimensional de consiste em 5.160 Módulos Ópticos Digitais (Digital Optical Modules, DOMs) cada um com um Tubo Fotomultiplicador (PMT, sigla do inglês) de dez polegadas e componentes eletrônicos associados [127]. Os DOMs (veja Fig. 2.8) são presos a cordas verticais, congelados em 86 poços e dispostos em um quilômetro cúbico de 1.450 metros a 2.450 metros de profundidade. As cordas são implantadas em uma grade hexagonal com espaçamento de 125 metros e comportam 60 DOMs cada. A separação vertical dos DOMs é de 17 metros.

Além dos DOMS, um componente de superfície do IceCube com uma área de 1 km^2 também faz parte do observatório, o IceTop. O IceTop [128] é uma série de detectores Cherenkov construído na superfície da geleira e constituído de dois detectores aproximadamente acima de cada corda do detector IceCube. Foi construído como um detector de veto e calibração para IceCube, entretanto, também é usado para detectar chuveis de raios cósmicos primários na faixa de energia de 300 TeV a 1 EeV medindo as direções de chegada dos raios cósmicos no Hemisfério Sul, bem como o fluxo e a composição dos raios cósmicos.

Há ainda um sub-array mais denso que os anteriores, o DeepCore, no qual a separação horizontal é de 70m, com vertical de 7m. O DeepCore [129] foi projetado para diminuir o limite de energia de neutrinos do IceCube em mais de uma ordem de magnitude - energias tão baixas quanto cerca de 10 GeV, permitindo assim o estudo de oscilações de neutrinos. O DeepCore está situado principalmente a 2.100 metros abaixo da superfície da calota de gelo no Pólo Sul, no centro inferior do detector IceCube. Sua localização tira vantagem do gelo excepcionalmente claro nessas profundidades e permite usar o detector IceCube como uma barreira altamente eficiente contra o background de múons produzidos em chuveis de raios cósmicos.

O experimento é sensível a neutrinos de todos os sabores em uma ampla faixa de energia de cerca de $100 \text{ GeV} < E_\nu < 10^9 \text{ GeV}$, embora com o componente DeepCore seja possível detectar neutrinos com energias tão baixas quanto vários GeV. Quando um neutrino cósmico de alta energia interage com um núcleo de gelo dentro ou perto do IceCube, ele produzirá partículas carregadas energéticas que emitem radiação Cherenkov ao se propagar através do gelo. É essa luz de Cherenkov que é então detectada pelos DOMs, dando uma medida da energia e da direção do neutrino original.

Como exemplo, a Fig. 2.9 mostra a assinatura da trilha de um múon de alta energia atravessando o detector. As cores vermelhas indicam tempos de detecção de DOM anteriores ao evento, enquanto as verdes indicam detecções posteriores ao evento; os tamanhos das esferas coloridas são proporcionais à quantidade de fótons que o DOM correspondente

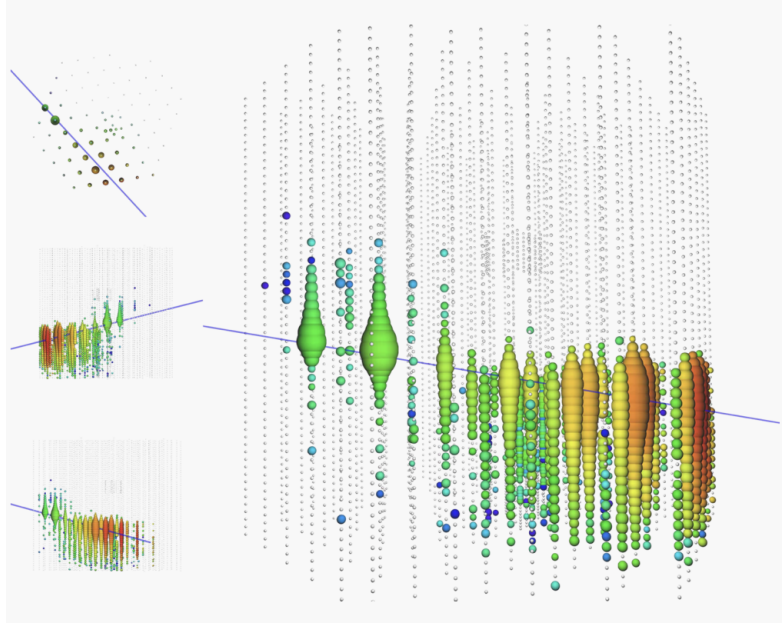


Figura 2.9 - Visualização do evento no IceCube em 11 de junho de 2014. São mostrados os DOMs do IceCube como pontos pretos. As cores indicam o tempo de chegada do fóton de vermelho (início) a verde (posterior) e o tamanho da esfera a quantidade de carga medida. Detalhes na Ref. [130].

detectou. Além disso, a linha azul mostra a direção reconstruída da trilha do múon. Este evento particular depositou uma energia de (2.6 ± 0.3) PeV no IceCube com significância estatística de que foi induzido por um neutrino cósmico de alta energia Ref [130].

O IceCube tem importantes contribuições no campo da astronomia de neutrinos e astrofísica de multi-mensageiros. Na próxima seção apresentaremos seus principais resultados.

2.4.4 Medições de interação de neutrinos com dados IceCube

Cerca de um quinto do Universo não pode ser explorado usando telescópios baseados em fótons podem ser explorados por telescópios com base em neutrinos. A Fig. 2.10 mostra a região transparente para fótons e neutrinos em função da distância e da energia. A região de cor cinza é transparente para ambos, enquanto a região de cor preta só deixa passar neutrinos. Antes do desenvolvimento da astronomia de neutrinos, era impossível observar regiões do Universo a grandes distâncias e com alta energia - por exemplo, as fontes de raios cósmicos não poderiam ser observadas.

Os domínios de comprimento de onda correspondentes ao eixo de energia são mostrados na parte superior. As linhas tracejadas horizontais representam a distância típica de diferentes objetos. Portanto, a astronomia de neutrinos nos permite observar partes inéditas do cosmos revelando as fontes das partículas de maior energia em nosso universo, os chamados

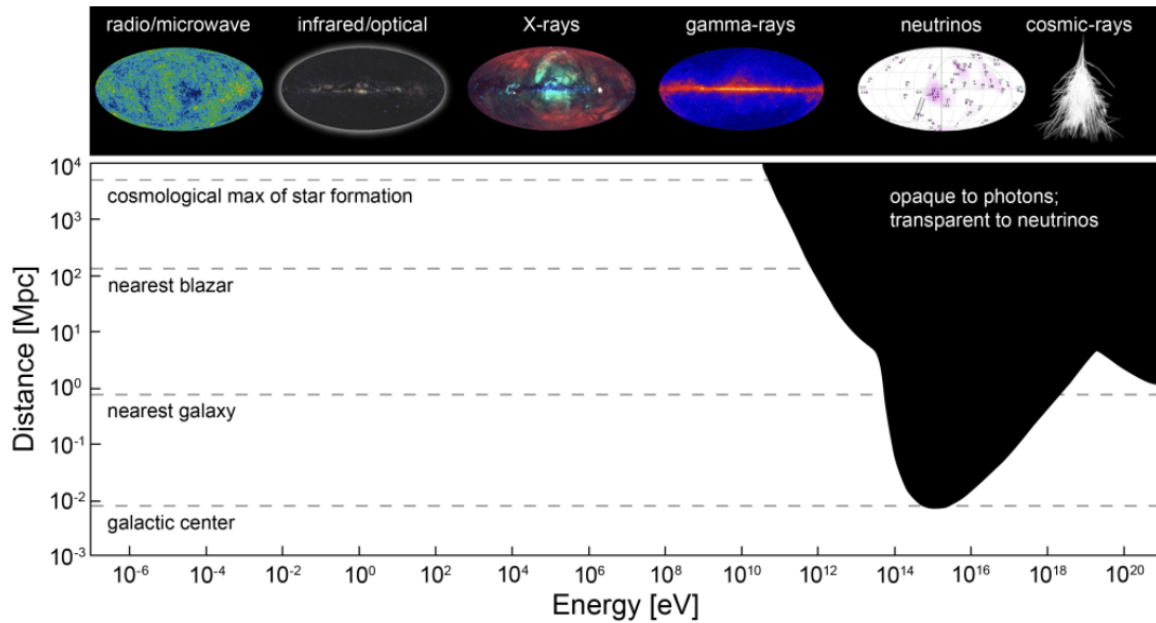


Figura 2.10 - Espectros de energia e comprimento de onda versus a distância do universo visível. Crédito: [131].

raios cósmicos de energia ultra-alta (UHECR, sigla do inglês).

A detecção do IceCube do primeiro fluxo de neutrinos astrofísicos de alta energia [2], resultado de uma busca em todo o céu por eventos de neutrinos de alta energia interagindo dentro do detector realizado entre maio de 2010 e maio de 2012, confirmou os neutrinos cósmicos como os principais mensageiros para revelando uma visão desobstruída do universo em comprimentos de onda onde é opaco à luz.

A Fig. 2.11 mostra que o fluxo astrofísico de neutrinos (linha preta) observado pelo IceCube corresponde ao fluxo de raios gama correspondente (linha vermelha) observado pelo Fermi. Os pontos de dados pretos são resultados combinados do IceCube mostrando o fluxo de neutrinos cósmicos interagindo dentro do detector. Também mostrado, sombreado em azul, o melhor ajuste para o fluxo de neutrinos muônicos cósmicos que penetram na Terra [132]. De fato, esta foi a primeira detecção de neutrino de alta energia, que além disso vinha de fora do nosso Sistema Solar. A observação mencionada acima é o primeiro indício de que os neutrinos estão de fato fortemente ligados ao gerador de raios cósmicos.

O fluxo de neutrinos medido desde então implica que uma fração importante, se não toda, da energia no Universo não-térmico vem de poderosos geradores hadrônicos. Isso foi confirmado em julho de 2018, quando ocorreu a detecção simultânea de neutrinos pelo IceCube e fótons por Fermi, MAGIC e outros experimentos, oriundos da direção do

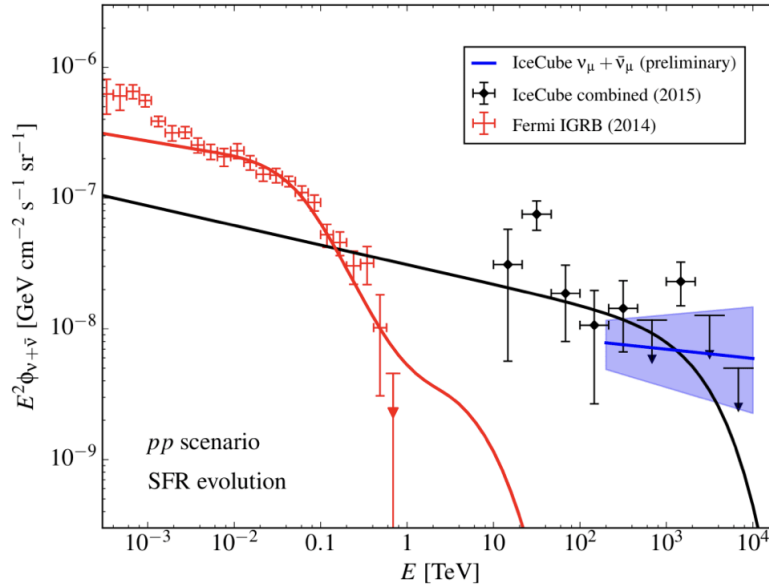


Figura 2.11 - Fluxo astrofísico de neutrinos (linha preta) observado pelo IceCube comparado ao fluxo de raios gama correspondente (linha vermelha) observado pelo Fermi [132]. Sombreado em azul, o melhor ajuste para o fluxo de neutrinos muônicos cósmicos que penetram na Terra.

blazar TXS 0506+056 [125, 126]. Esta foi a primeira identificação de uma provável fonte de neutrinos extragalácticos e raios cósmicos de alta energia confirma a relação entre neutrinos e raios cósmicos.

Os telescópios de neutrinos também observam neutrinos produzidos na atmosfera da Terra. Abaixo de $E_\nu \sim 50$ TeV, a Terra é essencialmente transparente para neutrinos e espera-se que o fluxo venha de todas as direções, enquanto acima desse limiar de energia, os neutrinos que viajam por um comprimento de corda suficiente na Terra podem interagir antes de chegar ao detector. Na faixa de energia de neutrinos que o IceCube cobre - alguns GeV e acima - os neutrinos interagem principalmente com os núcleons por meio de espalhamento inelástico profundo (DIS) o qual será discutido no próximo capítulo. Uma exceção é a Ressonância Glashow que ocorre em torno de 6,3 TeV, onde as interações $\bar{\nu}_e e \rightarrow W^-$ são dominantes. Como a seção de choque do DIS aumenta com a energia, à medida que a energia aumenta, a Terra não é mais transparente para os neutrinos. Assim, assumindo um fluxo de neutrinos e um número de núcleons-alvo ao longo da trajetória do neutrino, a taxa de neutrinos medida pode ser usada para encontrar a seção de choque neutrino-núcleo. O princípio de detecção para esta análise, mostrado na Fig. 2.12, é que os neutrinos que atravessam a Terra são absorvidos em comparação com aqueles originados perto do horizonte. A diferença no fluxo para diferentes ângulos zenitais e energia pode ser usada para detectar uma mudança na seção de choque predita pelo Modelo Padrão.

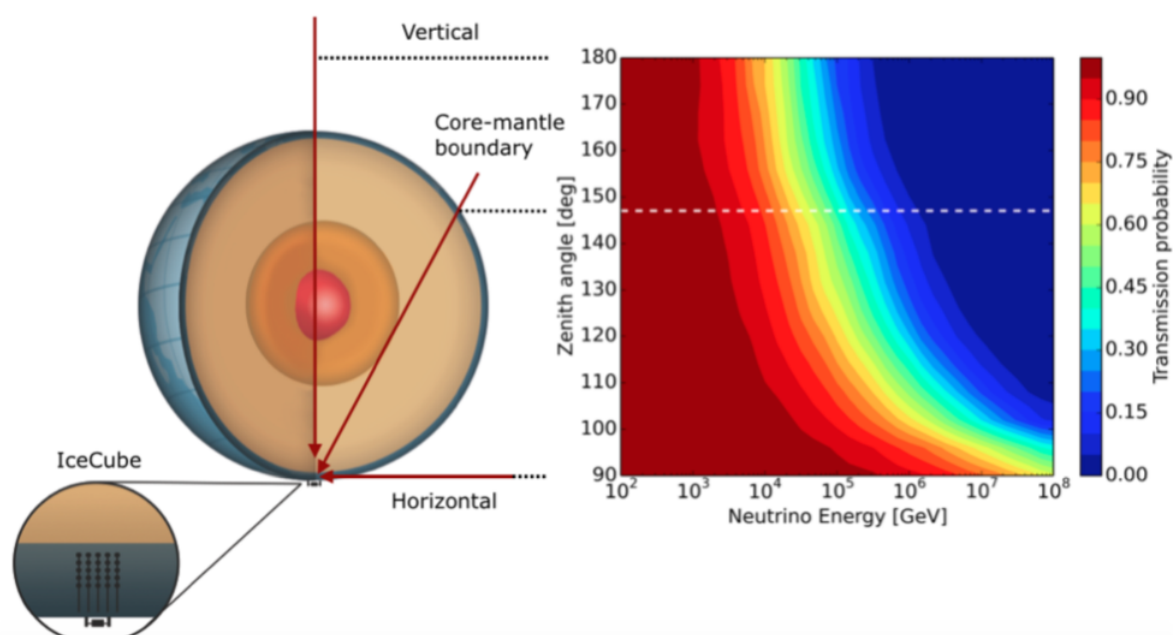


Figura 2.12 - A absorção de neutrinos observada medindo como o espectro de energia dos neutrinos muda com o ângulo do zênite. [59].

A absorção de neutrinos é observada medindo como o espectro de energia do neutrino muda com o ângulo do zênite. Os neutrinos do horizonte não têm absorção e, portanto, fornecem uma linha de base. Neutrinos com uma trajetória quase vertical mostram o aumento da absorção com energia. A figura da direita da Fig. 2.12 mostra a probabilidade de transmissão prevista pelo Modelo Padrão para neutrinos transitarem pela Terra em função da energia e do ângulo zenital. Ambas as interações de corrente de carga e corrente de neutro estão incluídas. A linha tracejada indica o limite do manto do núcleo.

A seção de choque neutrino-núcleon em alta energia é um ingrediente crucial no cálculo da atenuação de neutrinos que atravessam a Terra e a taxa de eventos em telescópios de neutrinos, que também fornece uma sonda da QCD na região cinemática de pequenos valores de Bjorken- x não explorada no HERA⁷ (Para revisões recentes, veja, por exemplo, Ref. [133].) Atualmente existe uma grande incerteza nas previsões teóricas da seção de choque neutrino-núcleon, diretamente associada à incerteza presente no tratamento da dinâmica QCD em altas energias. Os dados atuais e os próximos dados do IceCube-Gen2 podem lançar luz sobre aspectos da nova física, bem como da dinâmica QCD em altas energias.

A medição da inelasticidade (Y) é importante uma vez que a seção de choque diferencial

⁷O valor típico de x testado é $x \sim M_W/2m_N E_\nu$ o que implica que, para $E_\nu \sim 10^8 - 10^{10}$ GeV, deve-se ter $x \sim 10^{-4} - 10^{-6}$ em $Q^2 \sim 10^4$ GeV².

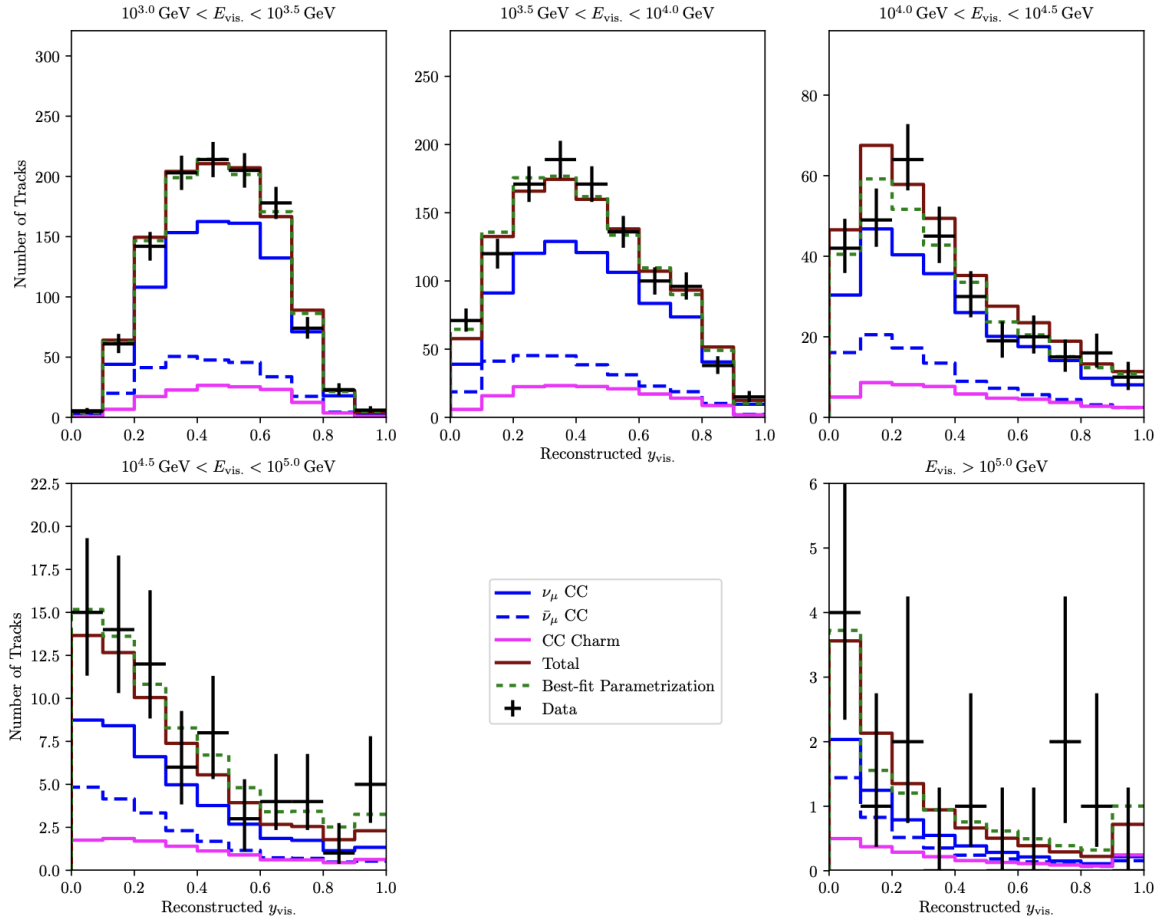


Figura 2.13 - Reconstrução das distribuições de inelasticidade visíveis com diferentes bins de energia de neutrinos visíveis [58]. As previsões do modelo CSMS [19] em ν_μ CC (sólido azul), $\bar{\nu}_\mu$ CC (azul tracejada), charme CC (magenta) e a soma (marrom) são mostradas. A linha tracejada verde é do modelo parametrizado feito a partir dos dados.

$d\sigma/dY$ é mensurável com mínima inferência por telescópios de neutrinos. A importância da medida de $\langle Y \rangle$ é tal que pode ser usada para separar estatisticamente eventos ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$ em energia abaixo de ~ 100 TeV. A Fig. 2.13 mostra a distribuição de inelasticidade medida em diferentes energias visíveis. Os dados são consistentes com as previsões baseadas no modelo A. Cooper-Sarkar, P. Mertsch e S. Sarkar (CSMS) [19]. Entretanto, devido às estatísticas limitadas e sistemática incompleta, em vez de corrigir os dados para obter a distribuição $d\sigma/dY$, os dados são usados para ajustar um modelo para extrair a verdadeira distribuição Y . As distribuições de inelasticidade foram agrupadas em cinco regiões de E_{vis} , e foram utilizados apenas dois parâmetros em um modelo simples motivado pela fórmula de seção de choque diferencial dupla DIS do tipo

$$\frac{d\sigma}{dY} = N[1 + \varepsilon(1 - Y^2)]Y^{\lambda-1}, \quad (2.129)$$

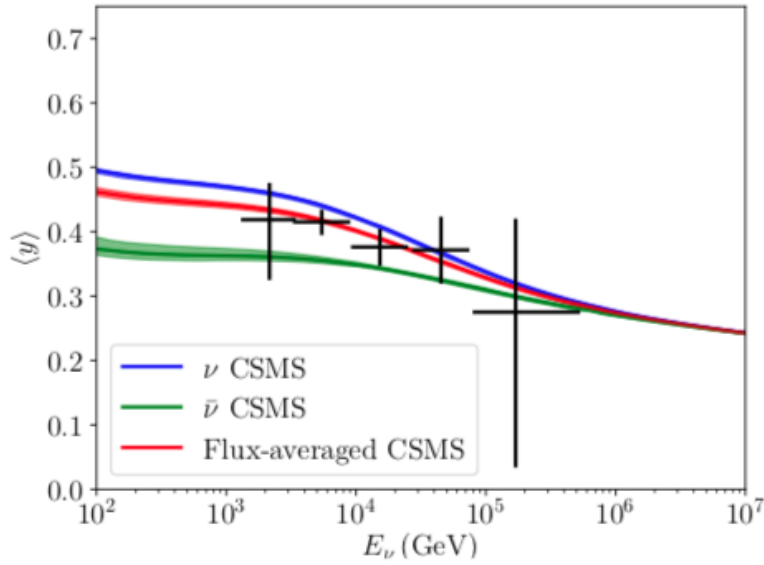


Figura 2.14 - Distribuição de inelasticidade média em função da energia de neutrinos. Os dados são comparados com a previsão dada por A. Cooper-Sarkar, P. Mertsch e S. Sarkar (CSMS) Figura extraída da Ref. [58].

onde N é a normalização

$$N = \frac{\lambda(\lambda + 1)(\lambda + 2)}{2\varepsilon + (\lambda + 1)(\lambda + 2)}. \quad (2.130)$$

Como mostrado na Fig. 2.14, a parametrização de ajuste, Eq. (2.129), pode reproduzir bem os dados, sendo também consistente com a previsão do modelo CSMS.

A Fig. 2.14 mostra a comparação da teoria com os dados da inelasticidade média em função da energia do neutrino. A previsão do fluxo de neutrinos atmosféricos da Ref. [134] foi usado com extrapolação de alta energia (> 1 TeV) [130] evidenciando a diferença na inelasticidade média de neutrinos e antineutrinos em baixa energia e que esta diferença diminui drasticamente em valores de energia superiores.

Cabe salientar que, Y , é responsável pelos tamanhos relativos dos chuveiros eletromagnéticos e hadrônicos induzidos em uma interação de neutrinos de corrente carregada. Assim, sua determinação precisa é fundamental para extrair a energia de neutrinos em telescópios de neutrinos de alta energia dos múons ou chuveiros hadrônicos detectados. Por outro, no regime de altas energias, interações de neutrinos de ultra energéticos daria informações diretas sobre o comportamento das funções de distribuição de quarks do mar no núcleon em uma faixa cinemática inalcançável para os aceleradores mais potentes, independentemente do fluxo de neutrinos [135]. A inelasticidade também é sensível à dinâmica QCD em altas energias, a qual determina o comportamento de alta energia da seção de choque [38]. Sua determinação precisa é fundamental para trazer luz o comportamento

de alta energia da seção de choque.

No regime de energia PeV (petaeletrvolts, $1 \text{ PeV} = 10^{15} \text{ eV}$), a Ressonância Glashow [136] descreve a formação ressonante do bóson carregado W^- durante a interação $\bar{\nu}_e e^-$ atingindo um pico de energia de antineutrino de 6.3 PeV no referencial de repouso do elétron. Embora não seja possível observar a Ressonância Glashow em laboratórios, porque a energia do antineutrino necessária está além da faixa dos aceleradores de partículas atualmente disponíveis, no entanto, antineutrinos naturais produzidos em processos cósmicos podem atingir energias de até dezenas de PeV [137]. As enormes energias dos buracos negros supermassivos nos centros das galáxias e outros eventos cósmicos extremos podem, de alguma forma, acelerar as partículas a energias impossíveis de criar na Terra. Tal fenômeno provavelmente foi responsável pelo antineutrino que criou o evento de Ressonância Glashow observado no IceCube. Recentemente, o IceCube mediu um chuveiro de partículas de alta energia (energia de $6,05 \pm 0,72 \text{ PeV}$) consistente com a criação na ressonância Glashow [138]. Com base nas características do evento detectado, os autores o classificaram como tendo sido causado por um neutrino astrofísico – a confiança dessa classificação estava no nível 5σ . Além disso, os primeiros pulsos de luz detectados pelos DOMs eram consistentes com a produção de múons secundários de baixa energia a partir do decaimento de um bóson W em hádrons. Um teste estatístico dos dados indicou que o processo de interação de neutrinos que causou o evento pode ser a ressonância de Glashow. No entanto, a confiança desse resultado está apenas no nível $2,3\sigma$, o que fica um pouco longe de descartar completamente a possibilidade de um evento de ressonância não-Glashow. Uma detecção inequívoca da ressonância Glashow não apenas forneceria confirmação adicional do modelo padrão da física de partículas, mas uma medida do conteúdo de e^- do fluxo astrofísico de neutrinos pois sua assinatura única indica um método de distinguir neutrinos de antineutrinos. Além de ser uma forma de identificar aceleradores astronômicos que produzem neutrinos via interações hadronucleares ou fotohadrônicas. O atual detector IceCube pode detectar apenas um baixo número de eventos de ressonância Glashow, mas sua próxima geração - IceCube - Gen2 - terá um volume suficientemente grande de gelo sondado por sensor para observar números mais altos de eventos de Ressonância Glashow, permitindo assim uma análise estatisticamente significativa dos mecanismos astrofísicos de produção de neutrinos.

2.5 Conclusão

Neste capítulo revisamos o Modelo Padrão da Física de Partículas dando especial ênfase aos setores $SU_C(3)$ que descreve a QCD e $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ que descreve a Teoria Eletrofraca com o objetivo de revisar as principais características do setor leptônico do SM e sua interação com a matéria. Em seguida, os principais aspectos teóricos e experimentais

que levaram a descoberta do neutrino e seus sabores foram apresentados. Além disso, as fontes de neutrinos divididas em artificiais (reatores ou aceleradores de partículas) e naturais (astrofísicas ou terrestres) foram discutidas. Embora não haja tipo de controle sobre o espectro de fluxo de neutrinos, as fontes naturais tem a vantagem de estarem diretamente disponíveis sem a necessidade de construir um reator ou acelerador. Em particular, a detecção de neutrinos torna-se possível por processos de interação fraca destes com os elétrons (Ressonância Glashow), núcleons ou núcleos (DIS $\nu p(A)$ interação por corrente carregada e neutra) do material detector. O observatório de neutrinos IceCube em operação no Pólo Sul, na Antártida, é um detector de neutrinos de 1 km^3 em forma de uma matriz tridimensional e formato hexagonal sensível a neutrinos de todos os sabores em uma ampla faixa de energia de cerca de $100 \text{ GeV} < E_\nu < 10^9 \text{ GeV}$, embora com o componente DeepCore seja possível detectar neutrinos com energias tão baixas quanto vários GeV. O IceCube é responsável pela detecção do primeiro fluxo de neutrinos astrofísicos de alta energia [2] sendo essa a primeira identificação de uma provável fonte de neutrinos extragalácticos e raios cósmicos de alta energia confirma a relação entre neutrinos e raios cósmicos. Com efeito, a medição um chuva de partículas de alta energia consistente com a criação na Ressonância Glashow pelo IceCube fornece não somente uma confirmação adicional do modelo padrão da física de partículas, mas uma medida do conteúdo de e^- do fluxo astrofísico de neutrinos indicando um método de distinguir neutrinos de antineutrinos.

No próximo capítulo iremos revisar a descrição dos processos DIS neutrino - núcleon.

3 INTERAÇÕES DE NEUTRINOS

As interações de neutrinos são as formas pelas quais os neutrinos interagem com outras partículas e matéria. É importante notar que os neutrinos podem passar por grandes quantidades de matéria sem interagir, tornando-os extremamente difíceis de detectar. A probabilidade de uma interação depende de fatores como a energia do neutrino, o tipo de neutrino e a densidade do material que ele encontra. Embora os neutrinos raramente interajam com a matéria comum, eles podem fazê-lo por meio de alguns processos diferentes listados abaixo:

- **Interações de corrente carregada (CC):** Nesse processo, um neutrino pode se transformar em um lépton carregado (um elétron, múon ou tau) trocando um bóson W^\pm . Por exemplo, a nível de quarks, um neutrino de elétron pode colidir com um quark u do próton, resultando na produção de um elétron, um pósitron (antielétron) e um quark d .
- **Interações de corrente neutra (NC):** Nesse processo, um neutrino troca um bóson Z^0 com uma partícula alvo, que pode ser um núcleo atômico ou um elétron. Ao contrário das interações de corrente carregada, as interações de corrente neutra não envolvem uma mudança no sabor do neutrino.

Neutrinos e antineutrinos podem interagir com elétrons através de espalhamento elástico:

$$\bar{\nu}_l^{(-)} + e^- \rightarrow \bar{\nu}_l^{(-)} + e^-, \quad (3.1)$$

onde $l = e^-, \mu^-, \tau^-$ é o sabor do neutrino. O termo “elástico” vem do fato de que as partículas incidente e emergente são do mesmo tipo, o que implica que não há limite de energia para o processo, ou seja, no espalhamento elástico ocorre apenas redistribuição de energia e momento. O diagrama do espalhamento elástico neutrino-elétron é representado na Fig. 3.1 a seguir. No caso de um antineutrino, a interação da corrente neutra será a mesma, mas a da corrente carregada será ser diferente, como mostrado na Fig 3.2.

Neutrinos só interagem através da interação fraca. Suas possíveis interações podem ser representadas por dois diagramas de Feynman correspondentes às interações de carregada (CC) e corrente neutra (NC) mostrados Fig. 3.3, respectivamente. No diagrama para a interação de corrente carregada, l pode ser qualquer sabor leptônico, ou seja, e^-, μ ou τ . O bóson é o W^\pm carregado é o mediador da interação. Dependendo de sua carga, o neutrino e o lépton são partículas ou antipartículas, pois a carga total deve ser conservada.

Para o diagrama de corrente neutra, o bóson é um Z^0 é o mediador da interação, então

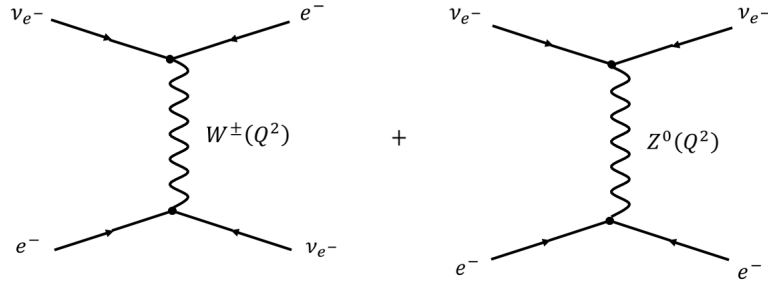


Figura 3.1 - Diagrama de Feynman de um espalhamento elástico de neutrino-elétron. O processo é escrito $\nu_{e^-} + e^- \rightarrow \nu_{e^-} + e^-$, mas na verdade é a soma de dois diagramas, pois o bóson de interação pode ser um W^\pm carregado ou um Z^0 neutro.

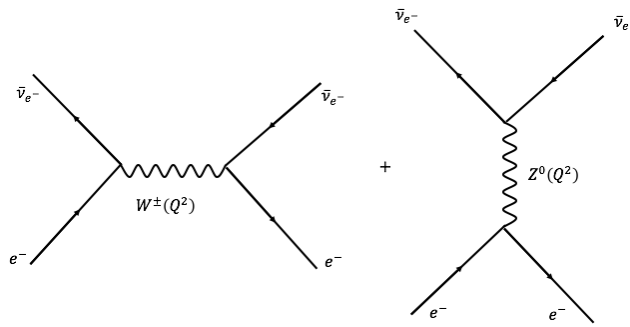


Figura 3.2 - Diagrama de Feynman de um espalhamento elástico antineutrino-elétron.

a carga total é 0. Denomina-se de corrente carregada (neutra) se o bóson de interação é um W^\pm carregado (Z^0 neutro). O vértice da corrente carregada também representa o processo de Ressonância Glashow um dos focos de estudo dessa tese.

O espalhamento inelástico profundo é especialmente importante no regime de altas energias. A palavra “inelástico” significa que, nessas energias, os núcleons com os quais o neutrino irá interagir não permanecerão intactos após o espalhamento. Especificamente, a interação resultará em um chuveiro de partículas hadrônicas. A palavra “profundo”, por outro lado, caracteriza o fato de que o neutrino pode sondar a estrutura interna do núcleon. Primeiro, vamos considerar as interações DIS de corrente carregada. A forma geral desse processo é:

$$\begin{pmatrix} - \\ \nu \end{pmatrix} + N \rightarrow l^\pm + X, \quad (3.2)$$

onde X representa qualquer conjunto de hádrons. O diagrama de Feynman correspondente a reação Eq. (3.2) é mostrado na Fig. 3.4. Também pode haver interações DIS de corrente neutra, onde a forma geral da reação é:

$$\begin{pmatrix} - \\ \nu \end{pmatrix} + N \rightarrow \begin{pmatrix} - \\ \nu \end{pmatrix} + X, \quad (3.3)$$

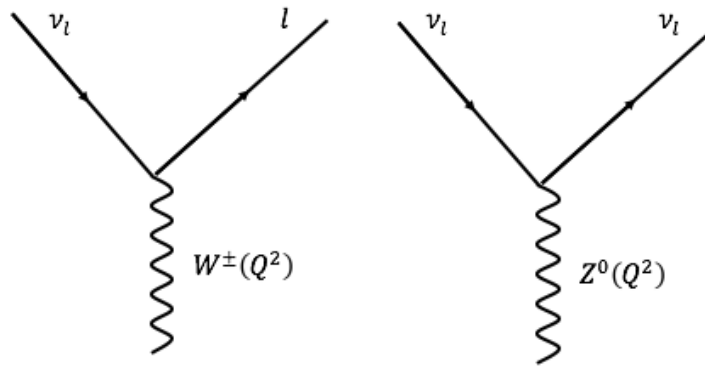


Figura 3.3 - Diagrama de Feynman da corrente carregada (esquerda) e corrente neutra (direita). A linha ondulada representa um bóson.

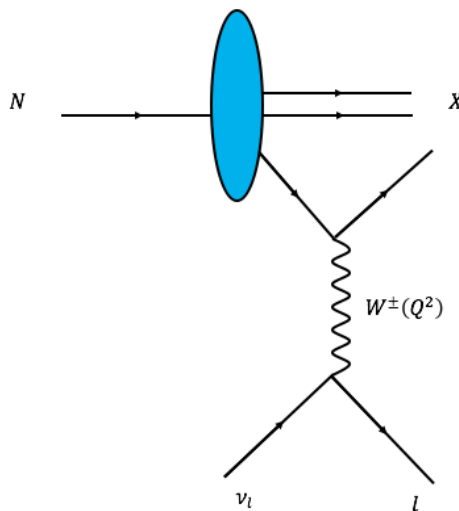


Figura 3.4 - O diagrama de Feynman de uma corrente carregada DIS ν_l e l podem se referir a ambos à interação de partículas ou antipartícula.

e o diagrama correspondente a Eq. (3.3) é mostrado na Fig. 3.5. Cabe salientar que as seções de choque de espalhamento quase-elástico e espalhamento elástico por corrente carregada, importantes no intervalo de energia intermediária do neutrino $E_\nu \sim 0,1 - 20 \text{ GeV}$, não são objeto de estudo nessa tese, porém para uma revisão indica-se a Ref. [133]. A seção de choque do DIS νN por correntes carregada e neutra serão discutidas mais adiante.

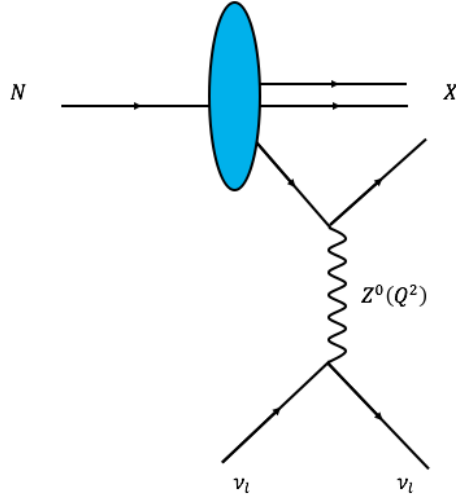


Figura 3.5 - O diagrama de Feynman de uma interação DIS por corrente neutra.

3.1 Interação neutrino-lépton

Consideremos o processo de espalhamento neutrino do múon com um elétron onde ocorre mudança de carga nos vértices (ν_μ, μ^-) e (e^-, ν_e) expresso como

$$\nu_\mu(\mathbf{k}, E_{\nu_\mu}) + e^-(\mathbf{p}, E_e) \longrightarrow \mu^-(\mathbf{k}', E_\mu) + \nu_{e^-}(\mathbf{p}', E_{\nu_e}), \quad (3.4)$$

e conhecido como decaimento inverso do múon. Neste processo, um ν_μ de momento \mathbf{k} é convertido em um μ^- de momento \mathbf{k}' emitindo um bóson W^+ virtual que é absorvido pelo elétron de momento \mathbf{p} e é convertido em um ν_e de momento \mathbf{p}' .

A lagrangiana de interação para os léptons interagindo com um campo W^+ é dada por:

$$\mathcal{L}_I = \frac{-g}{2\sqrt{2}} \bar{\psi}(\mathbf{k}') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi(\mathbf{k}) W^{+\mu}. \quad (3.5)$$

Usando essa lagrangiana, obtemos a amplitude de transição usando as regras de Feynman, no limite de $q^2 \ll M_W^2$, para o diagrama de Feynman representado na Fig. 3.4 como

$$-i\mathcal{M}_{CC} = \bar{u}(\mathbf{k}') \left[\frac{-ig}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \right] u(\mathbf{k}) \left(\frac{-ig_{\mu\nu}}{M_W^2} \right) \bar{u}(\mathbf{p}') \left[\frac{-ig}{2\sqrt{2}} \gamma^\nu (1 - \gamma_5) \right] u(\mathbf{p}), \quad (3.6)$$

$$\mathcal{M}_{CC} = \frac{-g^2}{8M_W^2} [\bar{u}(\mathbf{k}') \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(\mathbf{k})] \times [\bar{u}(\mathbf{p}') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(\mathbf{p})] \quad (3.7)$$

e

$$\sum_i \sum_f |\mathcal{M}_{CC}|^2 = \frac{1}{2} \frac{G_F^2}{2} L_{\text{múon}}^{\mu\nu} L_{\text{elétron}}^{\mu\nu}, \quad (3.8)$$

onde $L_{\text{múon}}^{\mu\nu}$ e $L_{\mu\nu}^{\text{elétron}}$ são os tensores leptônicos do múon e do elétron, respectivamente. O termo $\overline{\sum}_i$ representa a média tomada sobre o spin das partículas iniciais que dá um fator de $1/2$ devido ao elétron, pois ν_μ tem apenas um componente sendo de mão esquerda. Nesta expressão, aplicando o truque de Casimir, tem-se

$$L_{\text{múon}}^{\mu\nu} = \sum_{\mu\nu=0}^3 \text{Tr}[(\not{k}' + m_\mu)\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\not{k}\gamma_\nu(1 - \gamma_5)], \quad (3.9)$$

tal que

$$L_{\text{múon}}^{\mu\nu} = 8[k^\mu k'^\nu + k'^\mu k^\nu - g^{\mu\nu} k \cdot k' + i\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_\alpha k'_\beta]. \quad (3.10)$$

Analogamente, o tensor leptônico do elétron é dado por

$$L_{\text{elétron}}^{\mu\nu} = \sum_{\mu\nu=0}^3 \text{Tr}[\not{p}'\gamma_\mu(1 - \gamma_5)(\not{p} + m_e)\gamma_\nu(1 - \gamma_5)], \quad (3.11)$$

o que leva a

$$L_{\text{elétron}}^{\mu\nu} = 8[p_\mu p'_\nu + p'_\mu p_\nu - g_{\mu\nu} p \cdot p' - i\epsilon_{\mu\nu\sigma\rho} p^\sigma p'^\rho]. \quad (3.12)$$

O elemento da matriz ao quadrado após a contração $L_{\text{múon}}^{\mu\nu} L_{\mu\nu}^{\text{elétron}}$ torna-se

$$\overline{\sum}_i \sum_f |\mathcal{M}_{CC}|^2 = 64G_F^2 (k \cdot p)(k' \cdot p') \quad (3.13)$$

A expressão para a seção de choque diferencial no referencial do centro de massa (CM) é dada como

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G_F^2}{4\pi^2 s} [(s - m_e^2)(s - m_\mu^2)], \quad (3.14)$$

onde $s = (k + p)^2 = E_{CM}^2$.

Já no processo induzido por corrente neutra, mediado por um bóson Z^0 dado por

$$\nu_\mu(\mathbf{k}, E_{\nu_\mu}) + e^-(\mathbf{p}, E_e) \longrightarrow \nu_\mu(\mathbf{k}', E'_{\nu_\mu}) + e^-(\mathbf{p}', E'_e), \quad (3.15)$$

um ν_μ de momento \mathbf{k} emite um bóson Z^0 que é absorvido por um elétron de momento \mathbf{p} .

A lagrangiana de interação para a interação $\nu\nu Z^0$, mostrado na Fig. 3.5, é dado como

$$\mathcal{L}_I^{\text{neutrino}} = \frac{-g}{2 \cos \theta_W} \bar{\psi}(k') \gamma_\mu (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma^5) \psi(k) Z^\nu. \quad (3.16)$$

Da mesma forma, a lagrangiana de interação no vértice do elétron mostrado na 3.5 é dado

por

$$\mathcal{L}_I^{\text{el\u00e9tron}} = \frac{-g}{2 \cos \theta_W} \bar{\psi}(p') \gamma_\mu (g_V^e - g_A^e \gamma^5) \psi(p) Z^\nu. \quad (3.17)$$

Usando a lagrangiana de intera\u00e7\u00e3o dada nas Eqs. (3.16) e (3.17), o elemento da matriz de transi\u00e7\u00e3o, correspondente ao diagrama de Feynman mostrado na 3.4, \u00e9 dado por:

$$\begin{aligned} -i\mathcal{M}_{NC} &= \left[\bar{u}(\mathbf{k}') \left(\frac{-ig}{2 \cos \theta_W} \right) \gamma^\mu (g_V^\nu - g_A^\nu \gamma^5) u(\mathbf{k}) \right] \left(\frac{-ig^{\mu\nu}}{2M_Z^2} \right) \\ &\times \left[\bar{u}(\mathbf{p}') \left(\frac{-ig}{2 \cos \theta_W} \right) \gamma^\nu (g_V^e - g_A^e \gamma^5) u(\mathbf{p}) \right], \end{aligned} \quad (3.18)$$

com $g_V^\nu = 1/2$, $g_A^\nu = 1/2$, $g_V^e = -1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$ e $g_A^e = -1/2$. A express\u00e3o para o quadrado do elemento invariante da matriz para a rea\u00e7\u00e3o dada por:

$$\overline{\sum_i} \sum_f |\mathcal{M}_{NC}|^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{4G_F^2}{2} \right) L_{\mu\nu}^{\text{neutrino}} L_{\text{el\u00e9tron}}^{\mu\nu}, \quad (3.19)$$

onde $1/2$ \u00e9 devido \u00e0 m\u00e9dia sobre o spin inicial do el\u00e9tron, $G_F/\sqrt{2} = g^2/8M_Z^2 \cos^2 \theta_W$ e os tensores lept\u00f4nico e eletr\u00f4nico s\u00e3o dados por:

$$L_{\mu\nu}^{\text{neutrino}} = 2[k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu} k \cdot k' - i\epsilon_{\sigma\mu\rho\nu} k^\rho k'^\sigma], \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} L_{\text{el\u00e9tron}}^{\mu\nu} &= 4\{[(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2]\{p'^\mu p^\nu - p' \cdot p g_{\mu\nu} + p'^\nu p^\mu\} + 2p'_\lambda p_\theta i\epsilon^{\lambda\mu\theta\nu} g_V^e g_A^e \\ &+ m_e^{\mu\nu} \{(g_V^e)^2 - (g_A^e)^2\}]. \end{aligned} \quad (3.21)$$

A contra\u00e7\u00e3o dos tensores $L_{\mu\nu}^{\text{neutrino}}$ e $L_{\text{el\u00e9tron}}^{\mu\nu}$, fornece:

$$\begin{aligned} \overline{\sum_i} \sum_f |\mathcal{M}_{NC}|^2 &= 16G_F^2 [(g_V^e + g_A^e)^2 (k' \cdot p')(k \cdot p) + (g_V^e - g_A^e)^2 (k' \cdot p)(k \cdot p')] \\ &- m_e^2 \{(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2\} t] \end{aligned} \quad (3.22)$$

A express\u00e3o para a se\u00e7\u00e3o de choque diferencial no referencial do centro de massa \u00e9 obtida como

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{CM} &= \frac{1}{4\pi^2 s} G_F^2 \left[(g_V^e + g_A^e)^2 \left(\frac{s - m_e^2}{2} \right)^2 + (g_V^e - g_A^e)^2 \left(\frac{u - m_e^2}{2} \right)^2 \right. \\ &\left. + \frac{m_e^2}{2} \{(g_V^e)^2 - (g_A^e)^2\} t \right], \end{aligned} \quad (3.23)$$

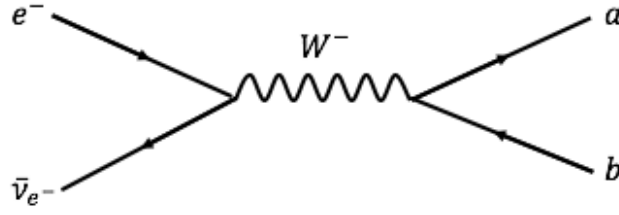


Figura 3.6 - Diagrama de ressonância Glashow. O processo envolve a interação de um elétron e um antineutrino de elétron através de um bóson fraco carregado negativamente.

onde as variáveis de Mandelstam associadas são

$$s = (k + p)^2 = (k' + p')^2 = E_{CM}^2, \quad (3.24)$$

$$t = (k - k')^2 = (p' - p)^2, \quad e \quad (3.25)$$

$$u = (k - p')^2 = (k' - p)^2. \quad (3.26)$$

3.2 Ressonância Glashow

A Ressonância de Glashow (GR, sigla do inglês) [136] descreve a formação ressonante de um bóson W^- durante a interação de um antineutrino do elétron ($\bar{\nu}_{e^-}$) de alta energia com um elétron (e^-) da forma

$$\bar{\nu}_{e^-} e^- \rightarrow W^- \rightarrow ab, \quad (3.27)$$

sendo a e b hádrons ou léptons. O diagrama de Feynman da reação Eq. (3.27) é mostrado na Fig. 3.6. As expressões para a seção de choque diferencial para essas interações podem ser encontradas na Ref. [139]. A seção de choque do fenômeno ressonante pode ser calculada e é dada por [139]

$$\sigma_{GR}(E_\nu) = \frac{4}{3} \frac{G_F^2 m_e E_\nu}{2\pi} \frac{1}{\left(1 - \frac{2m_e E_\nu}{M_W^2}\right)^2 + \frac{\Gamma_W^2}{M_W^2}}, \quad (3.28)$$

onde $G_F^2 = 1.1663787 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ a constante de acoplamento de Fermi, $m_e = 0.511 \text{ MeV}$ a massa do elétron, E_ν a energia do neutrino, $\Gamma_W^2 = 2.09 \text{ GeV}$ a largura de decaimento do bóson W e $M_W = 80.379 \text{ GeV}$ sua massa [95]. A ressonância ocorre quando o denominador é mínimo, o que acontece quando

$$\frac{2m_e E_\nu}{M_W^2} \rightarrow 1 \quad \Rightarrow \quad E_\nu = \frac{M_W^2}{2m_e} \sim 6.3 \text{ PeV} \quad (3.29)$$

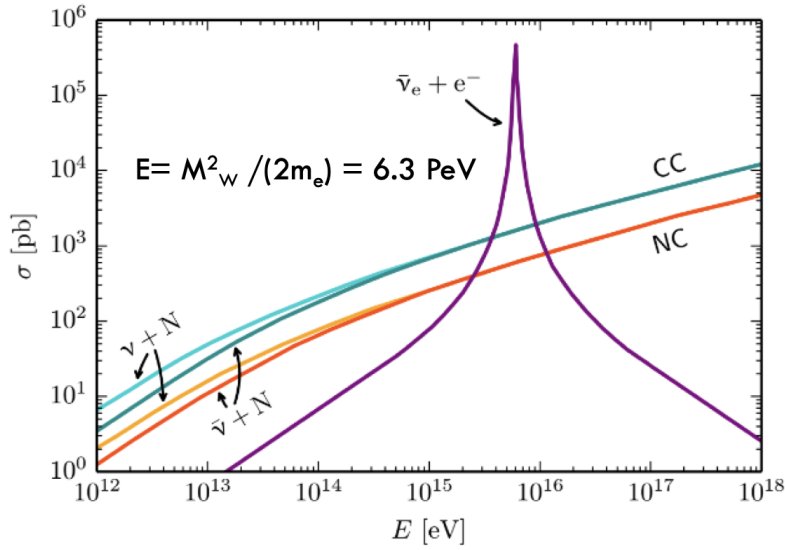


Figura 3.7 - Diagrama de ressonância Glashow. O processo envolve a interação de um elétron e um antineutrino de elétron através de um bóson fraco carregado negativamente.

A seção de choque para esta interação é ordens de magnitude menor do que para eventos de corrente carregada e neutra entre um neutrino e um núcleon como mostrado na Fig. 3.7. Isso significa que, em geral, a interação antineutrino-elétron pode ser desprezada quando a seção de choque de interação é muito baixa (pequenas energias do neutrino), mas deve ser levada em consideração se a energia do neutrino estiver próxima da ressonância, pois a seção de choque é da mesma ordem que as demais. Na Ressonância de Glashow o bóson W^- então decairá, ou hadronicamente ou leptonicamente. Se decair leptonicamente, pode haver vários casos, que são resumidos na Tabela 3.1 a seguir considerando-se o caso do observatório IceCube. No primeiro caso, onde um múon é produzido, apenas uma trilha será visível. Em um evento de neutrino de múon, há uma cascata devido ao hádron (lépton) X no produto além da trilha deixada pelo múon. Aqui apenas a trilha está presente, pois

Partículas incidentes	Produto
	$\mu^- + \bar{\nu}_{\mu^-}$
$\bar{\nu}_{e^-} + e^-$	$\tau^- + \bar{\nu}_{\tau^-}$
	$e^- + \bar{\nu}_{e^-}$

Tabela 3.1 - Canais de decaimento leptônico do bóson W^- .

neste caso o produto X é um antineutrino, que é “invisível” para o IceCube. O mesmo vale para o caso em que um tau é produzido. A primeira cascata, devido ao X , estará faltando, então apenas o segundo *bang* do *Double Bang* estará presente. Finalmente, se for produzido um elétron, observar-se-á uma cascata que não se distingue da situação

anterior (NC ou CC). No entanto, como a taxa de eventos

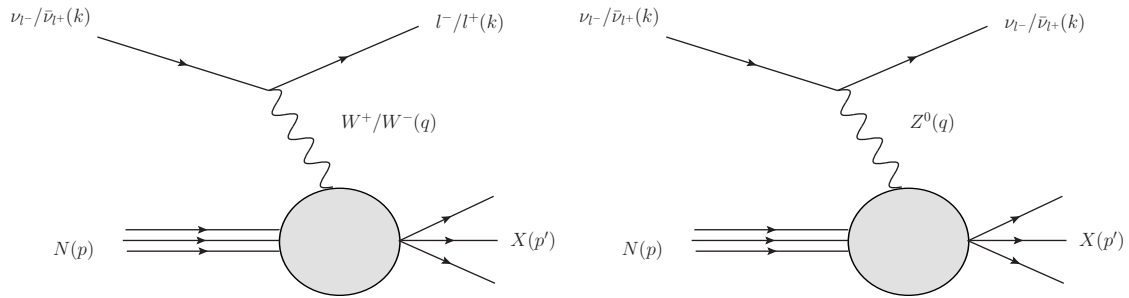


Figura 3.8 - Diagrama de Feynman mostrando o espalhamento neutrino-núcleon.

GR é muito maior do que a taxa de eventos de neutrinos de elétrons, um único evento em cascata em $E_\nu \sim 6,3 \text{ PeV}$ com um incidente $\bar{\nu}_{\tau^-}$ que reagiria com um μ^- , ou um $\bar{\nu}_{\mu^-}$ com um μ^- , mas não há τ nem μ dentro do detector.

3.3 Espalhamento inelástico profundo neutrino-núcleon

O Espalhamento Inelástico Profundo (DIS, sigla do inglês) é o processo usado para sondar o interior dos hádrons (particularmente os bárions, como prótons e nêutrons) usando uma partícula sem estrutura interna (léptons e neutrinos).

No caso de interações que envolvem (anti)neutrinos com um alvo núcleon, o processo é particularmente classificado como de corrente carregada (*Charged Current - CC*) ou corrente neutra (*Neutral Current - NC*), dependendo do bóson virtual fraco trocado na interação. No primeiro caso, o bóson virtual carregado eletricamente trocado é o W^\pm e um lépton carregado é emitido, enquanto que no segundo caso, o bóson virtual eletricamente neutro Z^0 é trocado e o neutrino conserva sua natureza. Em processos DIS induzidos por CC ou NC, a interação de um feixe de (anti)neutrinos com um núcleon alvo dá origem a um estado final X como mostrado nos diagramas de Feynman, Fig. (3.8), em ordem dominante (*Leading Order - LO*).

As reações básicas nos processos de espalhamento de neutrinos por meio dos canais CC com um alvo núcleon são

$$\nu_{l^-}/\bar{\nu}_{l^+}(k) + N(p) \rightarrow l^-/l^+(k') + X(p'), \quad l = e, \mu, \tau. \quad (3.30)$$

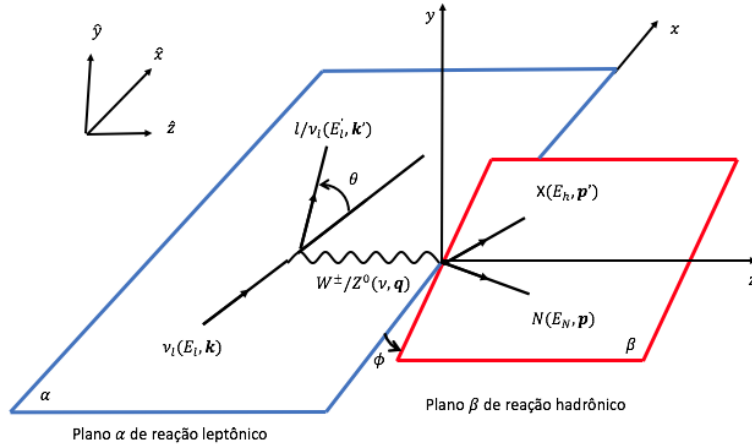


Figura 3.9 - Planos de reação leptônico α e hadrônico β no espalhamento inelástico profundo.

e NC com um alvo núcleon são dadas por

$$\nu_{l-}/\bar{\nu}_{l+}(k) + N(p) \rightarrow \nu_{l-}/\bar{\nu}_{l+}(k) + X(p'), \quad l = e, \mu, \tau. \quad (3.31)$$

onde nos processos representados nas Eqs. (3.30) e (3.31), as quantidades entre parênteses correspondem aos quadrimomentos das respectivas partículas envolvidas na interação.

3.4 Variáveis cinemáticas

No estudo do DIS é importante definir um conjunto de variáveis cinemáticas relevantes para um processo inelástico por CC, Eq. (3.30), ou sua contraparte NC, Eq. (3.31). Portanto, na Fig. 3.9, são mostrados os planos de reação leptônico α e hadrônico β . No plano- α , o quadrimomento do neutrino incidente, do lépton de saída e do bóson virtual são $k(E_l, \mathbf{k})$, $k' = (E_l', \mathbf{k}')$ e $q = (\nu, \mathbf{q})$, respectivamente. O ângulo de espalhamento do lépton emergente é θ , tal que $\theta \in [0, 180^\circ]$. No plano- β , o quadrimomento do núcleon alvo e do estado hadrônico final são $p = (E_N, \mathbf{p})$ e $p' = (E_h, \mathbf{p}')$, respectivamente. Por fim, ϕ é o ângulo azimutal do estado hadrônico final produzido em relação ao plano leptônico, sendo $\phi \in [0, 2\pi]$. Um conjunto de variáveis que descrevem a cinemática do DIS pode ser escrito considerando somente eventos onde o núcleon é um alvo fixo, ($\mathbf{p} = 0$) e que a energia inicial (E_l) e final (E_l') do lépton são muito maiores que as suas respectivas massas de modo que possam ser desprezadas no processo. A Tabela 3.2 resume tal conjunto de variáveis categorizadas por **Variável cinemática**, **Forma invariante**, forma no **Referencial do laboratório** e **Descrição**.

No DIS, há um vínculo entre as variáveis cinemáticas x , y e Q^2 . A variável x - que no

Variável cinemática	Forma invariante	Referencial do laboratório	Descrição
Q^2	$-q^2$	$-4E_l E_l' \sin^2(\theta/2)$	Poder de resolução do bóson de sonda de comprimento de onda $\lambda = \frac{1}{Q}$.
ν	$\frac{p \cdot q}{M}$	$E_l - E_l'$	Diferença de energia entre os estados inicial e final do lépton.
x	$\frac{Q^2}{2p \cdot q}$	$\frac{Q^2}{2M\nu}$	x é a fração do momento do núcleon carregado pelo quark atingido.
y	$\frac{p \cdot q}{k \cdot p}$	$\frac{E_l - E_l'}{E_l}$	Fração de energia perdida pelo lépton no referencial de repouso do núcleon.
W^2	$(p + q)^2$	$M + 2M(E_l - E_l')$	Quadrado da massa invariante do estado hadrônico final X .
s	$(k + q)^2$	$M(2E_l + M)$	Quadrado da energia do centro de massa lépton-núcleon.

Tabela 3.2 - Variáveis cinemáticas usadas em espalhamento inelástico profundo.

modelo de Pártons é chamada de “variável x de Bjorken” tem forma invariante dada por

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - M^2}, \quad x \in [0,1]. \quad (3.32)$$

A variável y é a chamada inelasticidade cuja forma invariante de Lorentz é

$$y = \frac{\nu}{E_l} = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{Q^2 + W^2 - M^2}{s - M^2}, \quad y \in [0,1]. \quad (3.33)$$

Assim, xy será

$$xy = \left(\frac{\nu}{E_l} \right) \left(\frac{Q^2}{2\nu M} \right) = \frac{Q^2}{2ME_l} = \frac{Q^2}{s}, \quad (3.34)$$

onde $s = 2ME_l$. Quando a virtualidade do bóson, Q^2 , trocado entre o neutrino e o núcleon satisfaz a relação $Q^2 \gg M^2$, o bóson penetra na estrutura hadrônica e o processo é dito profundo. Por outro lado, a interação é caracterizada inelástica devido a $W^2 \gg M^2$, fragmentando o núcleon.

Apenas duas variáveis independentes são necessárias para descrever a cinemática do DIS inclusivo. Elas podem ser (x, Q^2) , (ν, Q^2) ou (E_l', θ) . Diferentes experimentos DIS cobrem diferentes regiões do espaço de fase definido pelas variáveis cinemáticas independentes. A Fig. 3.10 mostra cinemática dos eventos DIS no plano cinemático (x, Q^2) na região R de cobertura $R = [10^{-6}, 1] \times [10^{-1}, 10^5]$. Em particular, observa-se que experimento HERA que estuda colisões e^-p [15] estendeu, ao longo dos anos, o alcance cinemático em ambas as direções em Q^2 , pequeno e alto, e na região x pequeno, por ordens de magnitude. Entretanto, no regime de altas energias, Q^2 alto e x baixo não foi explorada

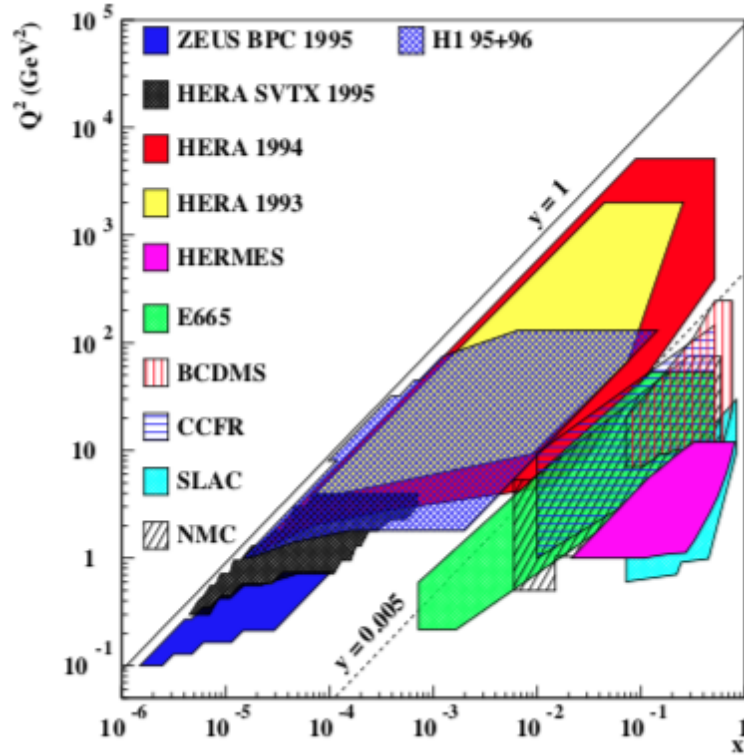


Figura 3.10 - Cobertura no plano cinemático (x, Q^2) de vários experimentos DIS. A fronteira cinemática para HERA é dada pela linha $y = 1$. Figura extraída de [15].

pelo experimento.

3.5 Dinâmica das interações

Em geral, os hádrons X produzidos não são identificados em detectores, somente é medido o momento do lépton do estado final. Processos deste tipo são chamados de processos inclusivos. Quando é possível identificar todos os hádrons X produzidos no estado final temos os chamados processos exclusivos. Um observável de grande importância em experimentos DIS é a seção de choque totalmente inclusiva escrita em termos das variáveis cinemáticas independentes no espaço de fase acessível. Uma vez que os estados finais X não são conhecidos, a seção de choque inclusiva total será proporcional a soma do módulo quadrado sobre o estado hadrônico final X

$$d\sigma \sim \sum_X |\mathcal{M}_X|^2, \quad (3.35)$$

onde \mathcal{M}_X é a amplitude de espalhamento do processo.

A seção de choque diferencial de espalhamento para um processo DIS inclusivo induzido

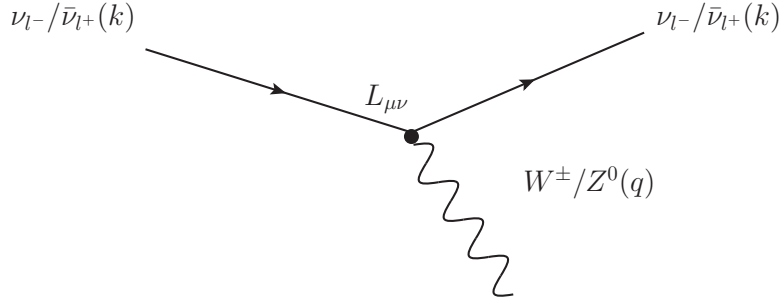


Figura 3.11 - Diagrama de Feynman para vértices leptônico.

por (anti)neutrinos em um alvo de núcleo livre, no referencial do laboratório, é dada por [10]

$$\frac{d^2\sigma_N}{d\Omega_l dE'_l} = \frac{1}{2\pi^2} \frac{|\vec{k}'|}{|\vec{k}|} \overline{\sum} \sum |\mathcal{M}_X|^2, \quad (3.36)$$

onde $d\Omega_l$ é a diferencial do ângulo sólido Ω_l , dE'_l é a diferencial da energia do lépton emergente, E'_l , $|\vec{k}'|$ é o módulo do momento do lépton emergente, $|\vec{k}|$ é o módulo do

momento do lépton incidente e $|\mathcal{M}_X|^2$ é o módulo quadrado da amplitude de espalhamento elástica do processo - um objeto invariante de Lorentz. A quantidade $\overline{\sum} \sum |\mathcal{M}_X|^2$ pode ser escrita como o produto de dois termos: um de origem na interação fraca entre o neutrino-bóson e outro termo dado por um elemento de matriz representando as transições de estado hadrônico. Em geral, cada termo é descrito por um tensor de rank-2, os chamados tensores de vértices leptônico $L_{\mu\nu}$ e hadrônico $W^{\mu\nu}$ tal que

$$\overline{\sum} \sum |\mathcal{M}_X|^2 = \frac{G_F^2}{2} \left(\frac{M_V^2}{Q^2 + M_V^2} \right)^2 L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}, \quad V = W^\pm, Z^0 \quad (3.37)$$

onde G_F é a constante de Fermi relacionada a força da interação fraca no vértice hadrônico por $-i\frac{g_V}{2\sqrt{2}}$, $\left(\frac{M_V^2}{Q^2 + M_V^2} \right)^2$ é o termo de propagador do bóson virtual fraco e $L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}$ é a contração dos tensores leptônico e hadrônico, respectivamente. Na Fig. 3.11, destacamos o tensor leptônico $L_{\mu\nu}$, descreve a interação fraca lépton-bóson que são duas partículas sem estrutura interna. O tensor leptônico $L_{\mu\nu}$ é conhecido da teoria Eletrofraca. No regime de altas energias, onde pode-se desprezar a massa do lépton, o tensor de vértice leptônico é escrito como [10]

$$L_{\mu\nu}(\nu, Q^2) = 8(k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - k \cdot k' g_{\mu\nu} \pm i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k^\rho k'^\sigma). \quad (3.38)$$

Observa-se, diferentemente do caso da interação eletromagnética caracterizada pela troca

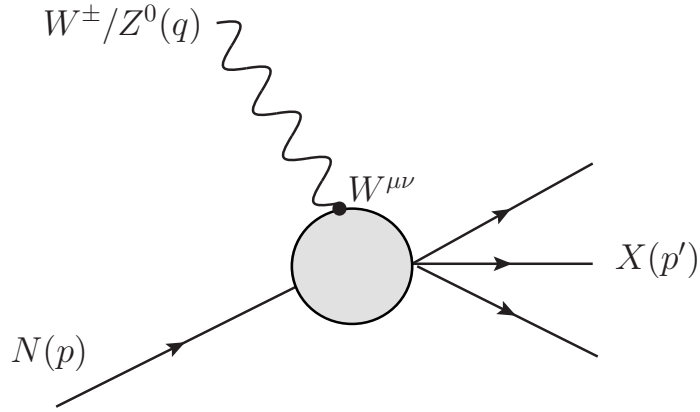


Figura 3.12 - Diagrama de Feynman para vértices hadrônico.

do fóton, que $L_{\mu\nu}$ possui um termo anti-simétrico devido à parte do vetor axial com sinal (+) para antineutrinos e sinal (-) para neutrinos.

Por outro lado, no vértice inferior do diagrama, Fig. 3.12 descreve a interação do bóson com um núcleon (próton ou nêutron) - um objeto composto de quarks. O tensor hadrônico, $W^{\mu\nu}$, não pode ser calculado via métodos perturbativos já que as correntes de transição hadrônica que se encontram em sua definição não são conhecidas. Alternativamente, é construída uma forma parametrizada para $W^{\mu\nu}$ usando covariantes bilineares juntamente com combinações dos quadrimomentos p e q disponíveis¹. O passo a passo da construção do tensor hadrônico é análogo ao caso do espalhamento $e^\pm p$ como pode ser visto na Ref. [10]. A expressão final para $W^{\mu\nu}$ é dada por

$$\begin{aligned}
W^{\mu\nu}(\nu, Q^2) = & \left(\frac{q^\mu q^\nu}{q^2} - g^{\mu\nu} \right) W_1(\nu, Q^2) \\
& + \frac{W_2(\nu, Q^2)}{M^2} \left(p^\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\mu \right) \left(p^\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q^\nu \right) \\
& - \frac{i}{2M^2} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_\rho q_\sigma W_3(\nu, Q^2), \tag{3.39}
\end{aligned}$$

onde $W_i^{\mu\nu}(\nu, Q^2)$ ($\forall i = 1, 2, 3$) são as funções de estrutura fraca. No limite de léptons não massivos, $m_l \rightarrow 0$, os termos que dependem de $W_4(\nu, Q^2)$, $W_5(\nu, Q^2)$ e $W_6(\nu, Q^2)$ não contribuem na Eq. (3.39) e a seção de choque nesses processos são descritos apenas pelas três funções de estrutura de núcleon $W_1(\nu, Q^2)$, $W_2(\nu, Q^2)$ e $W_3(\nu, Q^2)$. A função de

¹Todas as combinações possíveis de tensores com quatro momentos p , q e o tensor métrico $g^{\mu\nu}$ no vértice hadrônico são as seguintes $g^{\mu\nu}$, p^μ , p^ν , $q^\mu q^\nu$, $\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma} p_\lambda q_\sigma$, $p^\nu q^\nu + p^\nu q^\mu$, $p^\nu q^\nu - p^\nu q^\mu$, onde $g^{\mu\nu}$ é o tensor métrico $g^{\mu\nu} = \text{diag}(-, +, +, +)$. O tensor de Levi-Civita $\epsilon^{\mu\nu\lambda\sigma}$ é 1 se $(\mu, \nu, \lambda, \sigma)$ for uma permutação par de $(1, 2, 3, 4)$, -1 se for uma permutação ímpar e 0 se algum índice for repetido. As permutações cíclicas de $(1, 2, 3, 4)$ são todas permutações pares, da mesma forma as permutações anticíclicas são todas permutações ímpares.

estrutura adicional $W_3(\nu, Q^2)$ surge devido à violação de paridade no caso de interações fraca. Portanto, a seção de choque diferencial de espalhamento não polarizado Eq. (3.36) reescrita usando as Eqs. (3.37), (3.38) e (3.39) dependerá apenas das funções de estrutura $W_1(\nu, Q^2)$, $W_2(\nu, Q^2)$ e $W_3(\nu, Q^2)$ como segue

$$\frac{d^2\sigma_N}{d\Omega'_l dE'_l} = \frac{G_F^2 E_l'^2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{2\pi^2} \left(\frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2}\right)^2 \times \left[2 \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) W_1(\nu, Q^2) + W_2(\nu, Q^2) \pm \left(\frac{E_l + E'_l}{M}\right) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) W_3(\nu, Q^2) \right]. \quad (3.40)$$

Através da medida experimental da dependência com Q^2 das funções de estrutura $W_1(\nu, Q^2)$, $W_2(\nu, Q^2)$ e $W_3(\nu, Q^2)$ pode-se extrair informações sobre a distribuição dos objetos que constituem a estrutura interna do núcleon alvo. Para a determinação de W_i , $\forall i = 1, 2, 3$ é necessário realizar-se uma série de medidas variando-se o ângulo de espalhamento θ e a energia do lépton incidente, E_l , para cada valor de ν e Q^2 .

3.6 O modelo de Pártons

O modelo de pártons assume que os hádrons são compostos de uma coleção de partículas pontuais quase livres. Assim, a interação de hádrons com outra partícula no regime de alta energia é vista como a interação dos pártons pontuais no hádron com a outra partícula.

No diagrama de Feynman, Fig. 3.13, temos a representação do modelo de pártons em interação neutrino-núcleon. No limite em que o próton se move com momento longitudinal infinito o quadrimomento do párton p seria uma fração do momento x do próton xp [140]. Após a colisão, o momento do párton seria igual a $xp + q_i$. A medida em que Q^2 aumenta (pequeno x), o bóson “resolve” os pártons dentro do próton tal que o espalhamento inelástico entre um lépton e um próton é visto como um espalhamento elástico entre um lépton e um párton constituinte ($l + q_i \rightarrow l + q_i$, onde q_i denota um párton). Nestas condições, o processo deve ser idêntico à reação elástica elétron-múon, $e^- + \mu \rightarrow e^- + \mu$ cuja seção de choque é [7]

$$\frac{d^2\sigma_{e^- \mu}}{dE' d\Omega'} = \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{4m_\mu E^2 \sin^4(\theta/2)} \left[\cos^2(\theta/2) - \frac{q^2}{2m_\mu^2} \sin^2(\theta/2) \right] \delta\left(\nu + \frac{q^2}{2m_\mu^2}\right), \quad (3.41)$$

onde $Q^2 = -q^2$. Comparando-se a Eq. (3.40) com a Eq. (3.41), obtém-se uma expressões

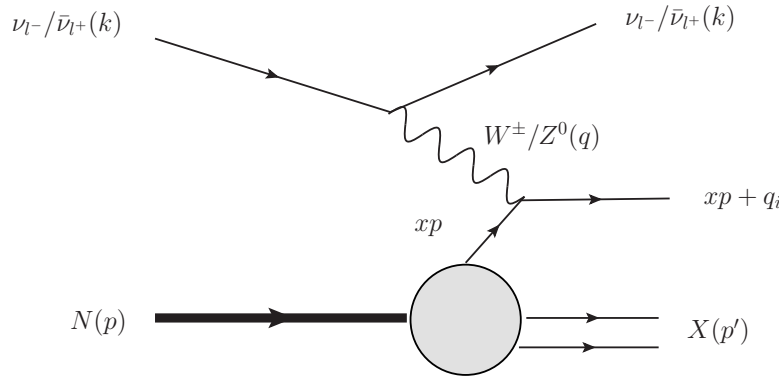


Figura 3.13 - Representação do DIS neutrino-núcleon no modelo de pártons. O bóson com grande virtualidade interage diretamente com um dos constituintes do núcleon.

para as funções de estrutura inelástica dos pártons

$$2mW_1^{\text{párton}}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{4m\nu x} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right) = \frac{Q^2}{2\omega x^2} \delta\left(1 - \frac{1}{x\omega}\right), \quad (3.42)$$

$$\nu W_2^{\text{párton}}(\nu, Q^2) = \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right) = \delta\left(1 - \frac{1}{x\omega}\right), \quad (3.43)$$

$$\nu W_3^{\text{párton}}(\nu, Q^2) = \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right) = \delta\left(1 - \frac{1}{x\omega}\right), \quad (3.44)$$

onde $m = xM$ e $\omega = 1/x = 2M\nu/Q^2$ é a fração de momento do párton. Dessa forma as funções de estrutura partônicas dependem somente da variável x e não mais de ν e Q^2 separadamente. Esta propriedade das funções de estrutura partônicas prevista por Bjorken [141] é chamada de Escalonamento de Bjorken (Bjorken Scaling). Assumindo o Escalonamento de Bjorken, as funções de estrutura na forma adimensional W_i , $\forall i = 1, 2, 3$

$$F_1(x) := MW_1(\nu, Q^2), \quad (3.45)$$

$$F_2(x) := \nu W_2(\nu, Q^2), \quad (3.46)$$

$$F_3(x) := \nu W_3(\nu, Q^2), \quad (3.47)$$

teremos que o tensor hadrônico adquire uma forma adimensional, como função de $F_i(x)$, $\forall i = 1, 2, 3$, fornecendo a seção de choque diferencial para o DIS em função de Ω'_l e E'_l

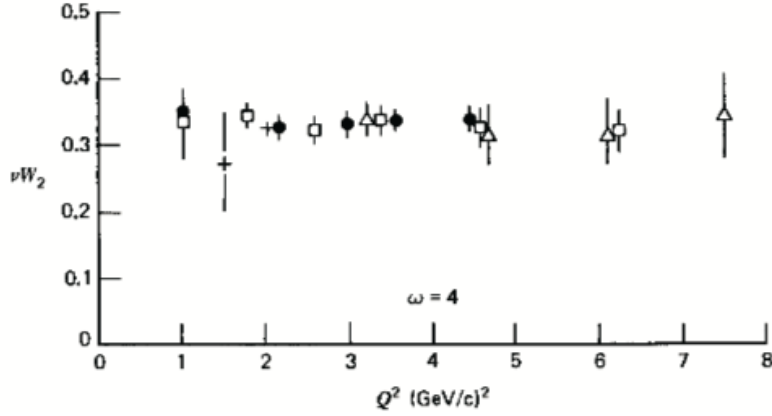


Figura 3.14 - A função de estrutura νW_2 determinada pelo espalhamento e^-p em função de Q^2 . Figura extraída de [7].

como

$$\frac{d^2\sigma_N}{d\Omega_l dE'_l} = \frac{G_F^2 E'^2 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)}{2\pi^2 M\nu} \left(\frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2}\right)^2 \times \left[2\nu \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) F_1(x) + M F_2(x) \pm (E_l - E'_l) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) F_3(x) \right]. \quad (3.48)$$

Em termos das variáveis de Bjorken x e y usando a relação $d\Omega_l dE'_l = \frac{\pi}{EE'_l} dQ^2 d\nu = \frac{2ME}{E'_l} \pi y dx dy$ teremos

$$\frac{d^2\sigma_N}{dxdy} = \frac{G_F^2 ME}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2}\right)^2 \times \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{Mxy}{2E_l}\right) F_2(x, Q^2) \pm xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) F_3(x, Q^2) \right]. \quad (3.49)$$

A verificação experimental do escalonamento de Bjorken obtida pelo experimento SLAC-MIT em DIS, realizado no Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) [142], de que no limite de Bjorken [141] dado por

$$\nu, Q^2 \rightarrow \infty \quad \text{e} \quad x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (\text{fixo}), \quad (3.50)$$

as funções de estrutura $W_i(\nu, Q^2)$ dependem somente da variável adimensional x e não mais de Q^2 e ν pode ser visto na Fig. 3.14. As medidas realizadas pelo SLAC indicaram que νW_2 não possuía nenhuma dependência com a variável Q^2 para $\omega = 1/x = 4$.

Considerando-se que pártons se movem livremente no interior do próton a seção de choque

de espalhamento lépton-hádron pode ser fatorizada numa interação de curta distância, descrita pela seção de choque a nível partônico e uma função que contém os efeitos de longa distância - a função de distribuição de pártons

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \sum_i \int d\xi f_i(\xi) \frac{d^2\hat{\sigma}}{dx dQ^2}, \quad (3.51)$$

onde $d^2\hat{\sigma}/dx dQ^2$ é a seção de choque elástica elétron-múon e a soma incoerente da interação do lépton com cada um dos pártons é pesada por uma densidade de probabilidade, $f_i(\xi)$, de se encontrar cada párton q_i carregando uma fração ξ do momento longitudinal do próton. A função $f_i(x)$ é a função de distribuição partônica (PDF, sigla do inglês), a qual representa a densidade de probabilidade de encontrar um párton i carregando uma fração do momento longitudinal x do momento do próton p . A conservação de momento implica que

$$\sum_i \int_0^1 d\xi \xi f_i(\xi) = 1, \quad (3.52)$$

desta forma, somando sobre todas as frações de momento carregadas pelos pártons deve-se obter o momento total do hádron. Esse valor teórico não é verificado quando comparado aos valores para as funções de estrutura partônicas obtidos experimentalmente do DIS, onde obtém-se [7]

$$\sum_i \int_0^1 d\xi \xi f_i(\xi) \simeq 0,5. \quad (3.53)$$

Assim, em torno de 50% do momento do próton é carregado por pártons neutros eletricamente. Tais partículas neutras são identificadas como os glúons da Cromodinâmica Quântica, sendo os pártons carregados identificados como os quarks [7]. Na próxima seção iremos analisar as implicações da QCD para a descrição da interação neutrino-hádron. Antes, porém, analisemos um pouco mais as implicações do modelo de pártons.

Assumindo-se que os pártons são férmions de Dirac de spin-1/2 e que carregam uma fração ξ do momento do próton, o seguinte resultado é encontrado

$$F_2(x) = \sum_i \int_0^1 d\xi e_i^2 f_i(\xi) \xi \delta(1 - \xi), \quad (3.54)$$

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x), \quad (3.55)$$

$$F_3(x) = F_1(x). \quad (3.56)$$

onde e_i é a carga elétrica do párton de sabor i . As funções de estrutura $F_i(x)$ ($\forall i = 1,2,3$) correspondem à soma das fração de momento transportada por todos os quarks e antiquarks no próton, ponderada pelos quadrados das cargas dos quarks. Note que,

$F_2(x) = 2xF_1(x)$ que é conhecido como a relação Callan-Gross [143] a qual é somente válida nas regiões onde o Escalonamento de Bjorken é válido, isto é, quando os quarks são objetos pontuais de spin-1/2.

Consideraremos inicialmente as implicações do modelo de pártons o espalhamento inelástico profundo de corrente carregada, no qual o processo de interação fraca é dado por

$$\nu_l/\bar{\nu}_l(k) + N(p) \rightarrow l^-/l^+(k') + X(p'); \quad l = e, \mu, \quad (3.57)$$

e ocorre através da troca de bósons vetoriais (W^+/W^-) quando o feixe de (anti)neutrinos interage com um núcleon alvo (N) e dá origem a um jato de hádrons (X) no estado final. Para a reação na Eq. (3.57), as quantidades entre parênteses correspondem aos quadrimomentos das respectivas partículas.

Geralmente, os cálculos para obter as funções da estrutura do próton $F_i^{\nu p}(x)$ ou do nêutron $F_i^{\nu n}(x)$, $\forall i = 1, 2$ e 3 , são realizados no esquema de quatro sabores de quarks desprezando-se a contribuição de quarks pesados b (bottom) e t (top) quando $M \ll m_b$ ou $M \ll m_t$, sendo M a massa do núcleon.

No esquema de quatro sabores (considerando apenas os quarks u, d, c e s), a função de estrutura de prótons pode ser escrita em termos das funções de distribuição de pártons como

$$F_2^{\nu p}(x) = 2x[d(x) + s(x) + \bar{u}(x) + \bar{c}(x)], \quad (3.58)$$

$$F_2^{\nu n}(x) = 2x[u(x) + s(x) + \bar{d}(x) + \bar{c}(x)], \quad (3.59)$$

$$xF_3^{\nu p}(x) = 2x[d(x) + s(x) - \bar{u}(x) - \bar{c}(x)], \quad (3.60)$$

$$xF_3^{\nu n}(x) = 2x[u(x) + s(x) - \bar{d}(x) - \bar{c}(x)]. \quad (3.61)$$

As funções de estrutura adimensional do núcleon podem ser escritas em termos das funções de distribuição de pártons como

$$F_2^{\nu p(n)}(x) = 2 \sum_i x[e_i^2 q_i(x) + e_i^2 \bar{q}_i(x)], \quad (3.62)$$

$$xF_3^{\nu p(n)}(x) = 2 \sum_i x[e_i^2 q_i(x) - e_i^2 \bar{q}_i(x)]. \quad (3.63)$$

Nessas expressões, $u(x)$ é a distribuição de probabilidade do quark u no próton ou do quark d no nêutron $u^p(x) = d^n(x) = u(x)$; da mesma forma, $d(x)$ é a distribuição de probabilidade do quark d no próton ou do quark u no nêutron $d^p(x) = u^n(x) = d(x)$. As distribuições de momento portadas por todos os outros sabores de quarks e antiquarks são

considerados iguais no próton e do nêutron. O termo $xu(x)$ representa a probabilidade de encontrar um quark up com a fração de momento do núcleon alvo x e assim por diante. Essas probabilidades também são conhecidas como funções de distribuição de pártons (PDFs).

Para um alvo de núcleon isoescalar, a função de estrutura é dada por:

$$F_2^{\nu_l(\bar{\nu}_l)N}(x) = \frac{F_2^{\nu_l(\bar{\nu}_l)p}(x) + F_2^{\nu_l(\bar{\nu}_l)n}(x)}{2}, \quad (3.64)$$

$$F_3^{\nu_l(\bar{\nu}_l)N}(x) = \frac{F_3^{\nu_l(\bar{\nu}_l)p}(x) + F_3^{\nu_l(\bar{\nu}_l)n}(x)}{2}, \quad (3.65)$$

onde

$$F_2^{\nu_l N}(x) = x[u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x) + 2s(x) + 2\bar{c}(x)], \quad (3.66)$$

$$F_2^{\bar{\nu}_l N}(x) = x[u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{s}(x) + 2c(x)], \quad (3.67)$$

$$xF_3^{\nu_l N}(x) = x[u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x) + 2s(x) - 2\bar{c}(x)], \quad (3.68)$$

$$xF_3^{\bar{\nu}_l N}(x) = x[u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x) + 2\bar{s}(x) - 2c(x)]. \quad (3.69)$$

Assumindo que $s(x) = \bar{s}(x)$ e $c(x) = \bar{c}(x)$, pode-se escrever

$$F_2^{\nu_l}(x) = F_2^{\bar{\nu}_l}(x) = x[u(x) + \bar{u}(x) + d(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{s}(x) + c(x) + \bar{c}(x)]. \quad (3.70)$$

Sob a suposição acima, a média de $xF_3^{\nu_l N}(x)$ e $xF_3^{\bar{\nu}_l N}(x)$ nos dá a medição de quarks de valência, ou seja,

$$xF_3^{\nu_l}(x) = x[u(x) - \bar{u}(x)] + x[d(x) - \bar{d}(x)] = x[u_v(x) + d_v(x)]. \quad (3.71)$$

Assim, através da função de estrutura que viola a paridade $F_3(x)$, a distribuição de quark de valência dentro do núcleon pode ser determinada diretamente pela diferença de $xF_3^{\nu_l}(x)$ e $xF_3^{\bar{\nu}_l}(x)$

$$\Delta F_3(x) = xF_3^{\nu_l}(x) - xF_3^{\bar{\nu}_l}(x) = 4x[s(x) - \bar{c}(x)], \quad (3.72)$$

que fornece informações sobre o conteúdo de quarks strange e charm no núcleon.

No caso de interação neutrino-núcleon por corrente neutra, a estrutura de corrente neutra

$F_2^{NC}(x)$ e $xF_3^{NC}(x)$ são escritos em termos de PDFs como [10]:

$$F_2^{NC}(x) = 2x \left\{ \left[(e_L^u)^2 + (e_R^u)^2 \right] [u(x) + \bar{u}(x) + c(x) + \bar{c}] \right. \\ \left. + \left[(e_L^d)^2 + (e_R^d)^2 \right] [d(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{s}] \right\}, \quad (3.73)$$

$$xF_3^{NC}(x) = 2x \left\{ \left[(e_L^u)^2 - (e_R^u)^2 \right] [u(x) - \bar{u}(x) - c(x) + \bar{c}] \right. \\ \left. + \left[(e_L^d)^2 - (e_R^d)^2 \right] [d(x) - \bar{d}(x) + s(x) - \bar{s}] \right\}, \quad (3.74)$$

onde para o alvo de nêutrons, $u(x) \rightarrow d(x)$, $\bar{u}(x) \rightarrow \bar{d}(x)$ e vice-versa. Os termos e_L^q e e_R^q são as constantes de acoplamento de mão esquerda e direita, respectivamente. Essas constantes de acoplamento são determinadas por uma combinação da componente longitudinal do isospin fraco (I_3) e a carga elétrica (Q_e) dos quarks que interagem, em vez de apenas por suas cargas elétricas, como nas interações de corrente carregadas. Essas constantes de acoplamento também são funções de $\sin^2 \theta_W$

$$e_L^q = I_3^q - Q_e^q \sin^2 \theta_W, \quad (3.75)$$

$$e_R^q = -Q_e^q \sin^2 \theta_W. \quad (3.76)$$

Usando o valor de I_3 e Q_e para quarks, temos:

$$(e_L^u)^2 = \left(+\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right)^2, \quad (3.77)$$

$$(e_R^u)^2 = \left(-\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right)^2, \quad (3.78)$$

$$(e_L^d)^2 = \left(-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right)^2, \quad (3.79)$$

$$(e_R^d)^2 = \left(+\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right)^2. \quad (3.80)$$

Assim, como no caso do DIS e^-p , a QCD prediz a violação do escalonamento, o que implica que as funções de estrutura e distribuições de pártons dependem da virtualidade do bóson trocado. Tal aspecto será discutido na próxima seção.

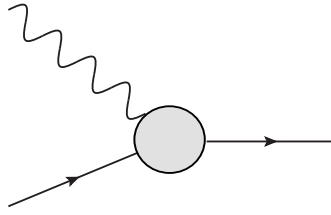


Figura 3.15 - Diagrama com o vértice fóton-quark.

3.7 Equações Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi

Mediante os valores das distribuições de quarks obtidas experimentalmente no DIS [7] verificou-se que

$$\sum_i \int_0^1 d\xi \xi f_i(\xi) \simeq 0,5, \quad (3.81)$$

indicando que os quarks e antiquarks portam metade do momento total do próton. A outra metade do momento é portada por glúons que não são identificados diretamente em experimento de DIS. A inclusão de glúons na dinâmica partônica deve além de considerar o diagrama com o vértice fóton-quark, do modelo de pártons, mostrado na Fig. 3.15.

Deve-se incluir também diagramas de emissão de glúons e de produção de pares. O primeiro processo tem vértice glúon-quark, como mostrado na Fig. 3.16.

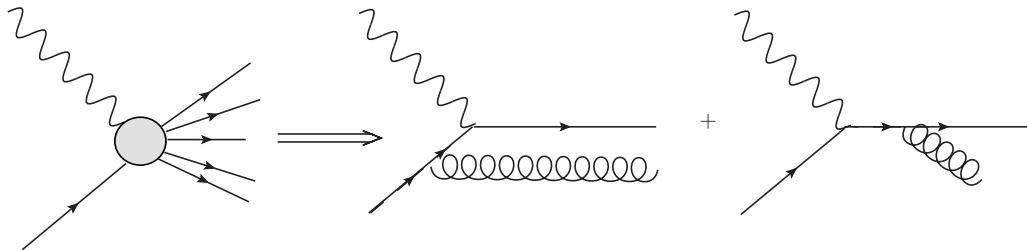


Figura 3.16 - Diagrama de emissão de glúons no estado inicial e final.

O vértice glúon - quark pode ocorrer de duas formas diferentes: com o fóton interagindo com o quark após este emitir um glúon, ou, com o fóton interagindo com o quark antes deste emitir um glúon.

Agora no novo processo, quarks podem ser originados a partir de glúons, também devemos incluir as possibilidades da Fig. 3.17, onde temos glúons no estado inicial. O processo de

emissão de glúons é responsável pela dependência em Q^2 nas funções da estrutura do próton. Isso faz com que as distribuições de pártons passem a depender explicitamente da

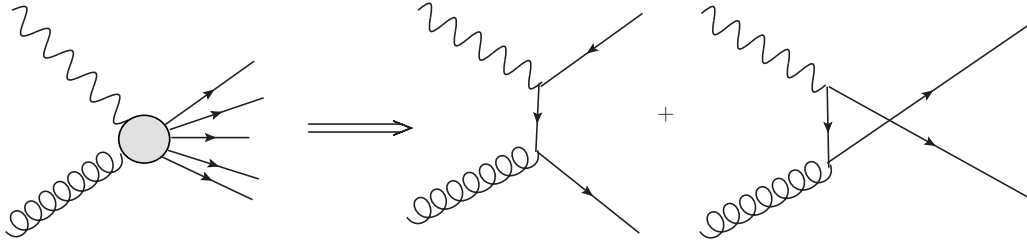


Figura 3.17 - Processo de criação de pares por glúons no estado inicial.

virtualidade do fóton, $q_i(x) \rightarrow q_i(x, Q^2)$, causando a violação do escalonamento de Bjorken e invalidação a relação de Callan-Gross.

As equações de evolução DGLAP - Dokshitzer [18], Gribov-Lipatov [16] e Altarelli-Parisi [17] fornecem a modificação na densidade de probabilidade de quarks e glúons com a variação da escala de energia levando em conta os processos de emissão de glúons e pela criação de pares quark e antiquark.

As equações de evolução DGLAP para funções de estrutura em LO na forma padrão são²

$$\frac{\partial}{\partial \ln Q^2} \begin{pmatrix} q_f(x, Q^2) \\ g(x, Q^2) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_f \int_x^1 \frac{dz}{z} \begin{pmatrix} P_{q_i q_j}(\frac{x}{y}, \alpha_s(Q^2)) & P_{q_i g}(\frac{x}{y}, \alpha_s(Q^2)) \\ P_{g q_j}(\frac{x}{y}, \alpha_s(Q^2)) & P_{g g}(\frac{x}{y}, \alpha_s(Q^2)) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} q_f(y, Q^2) \\ g(y, Q^2) \end{pmatrix}, \quad (3.82)$$

onde $\alpha_s(Q^2)$ é a constante de acoplamento forte, $q(x, Q^2)$ e $g(x, Q^2)$ são as funções de distribuição de densidade de quarks e glúons. As funções e $P_{ij}(z = x/y)$ ($i, j = qq, gq, qg, gg$) são denominadas Funções de Desdobramento (Splitting Functions). Estas funções que são expandidas em séries de potência de $\alpha_s(Q^2)$ como

$$P_{ij}(z) = \sum_n \alpha_s^{(n)}(Q^2) P_{ij}^{(n)}(z), \quad (3.83)$$

²A equação DGLAP para antiquarks é obtida pela troca $q_i(x, Q^2) \rightarrow \bar{q}_i(x, Q^2)$.

que em LO de $\alpha_s(Q^2)$ são dadas por

$$P_{qq}^{(0)}(z) = C_F \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right], \quad (3.84)$$

$$P_{gg}^{(0)}(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2], \quad (3.85)$$

$$P_{gq}^{(0)}(z) = C_F \left[\frac{1+(1+z)^2}{z} \right], \quad (3.86)$$

$$P_{qg}^{(0)}(z) = 2C_A \left[\frac{1-z}{z} + \frac{z}{(1-z^2)_+} + z(1-z) \right] + \left(\frac{11C_A - 2n_f}{6} \right) \delta(1-z). \quad (3.87)$$

onde os fatores de cor C_F e C_A são dados por

$$C_F = \frac{N_C^2 - 1}{2N_C} \quad \text{e} \quad C_A = N_C, \quad (3.88)$$

sendo o número de cores da teoria, $N^{\text{QCD}} = 3$, $z = x/y$ e n_f representa o número de sabores de quarks considerado. As distribuições “+” são dadas pela prescrição

$$\int_0^1 dx \frac{f(x)}{(1+x)_+} = \int_0^1 dx \frac{f(x) - f(1)}{1-x}. \quad (3.89)$$

As funções $P_{ij}(z)$ representam a probabilidade de um párton i (com fração de momento y do próton) emitir um párton f (com fração de momento x do próton), de forma que o párton do estado final tenha uma fração $z = x/y$ do momento do párton inicial. Portanto, a integral presente nas equações DGLAP representam a soma sobre todas as possíveis frações de momento y do párton inicial. Por exemplo, $P_{q_i q_j}$, fornece a probabilidade de divisão de um quark em um par de quarks e um glúon. Todas as possibilidades para a divisão de um párton em LO são mostradas na Fig. 3.18.

Para facilitar a interpretação de cada termo das equações DGLAP, na Fig. 3.19, apresentamos uma forma simbólica dessas equações usando diagramas de Feynman. A equação DGLAP do setor dos quarks (superior), expressa o fato de que o quark com fração de momento x no lado esquerdo dessa equação pode ter vindo de um quark com fração de momento y que emitiu um glúon ou de um glúon que emitiu um par quark-antiquark. A probabilidade do primeiro processo ocorrer é proporcional a $\alpha_s P_{qq}$ e, para o segundo processo, $\alpha_s P_{qg}$. A interpretação é análoga para as demais equações DGLAP. Por envolverem as distribuições partônicas elevadas apenas à primeira potência, diz-se que as equações DGLAP são ditas equações de evolução lineares.

De forma geral, as funções da estrutura do núcleon podem ser expressas em termos da convolução do coeficiente função (C_f) com a distribuição de densidade de pártons (f)

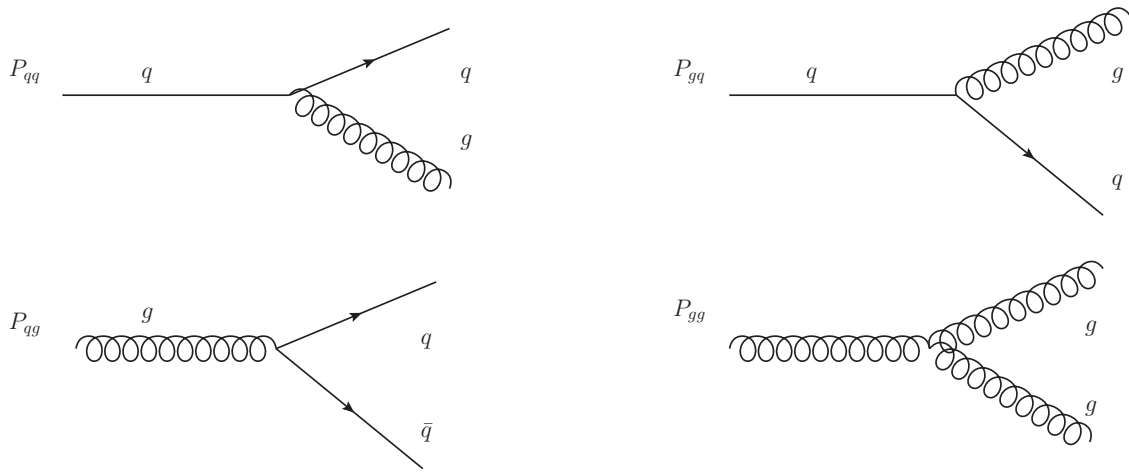


Figura 3.18 - Representação esquemática das funções de desdobramento.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial \ln Q^2} \left(\overrightarrow{q_f(x, Q^2)} \right) &= \overrightarrow{q_f(y, Q^2)} \frac{P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right)}{P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right)} q_f(x, Q^2) + \overrightarrow{g(y, Q^2)} \frac{P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right)}{P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right)} q_f(x, Q^2) \\
 \frac{\partial}{\partial \ln Q^2} \left(\overrightarrow{g(x, Q^2)} \right) &= \sum_i \overrightarrow{q_f(y, Q^2)} \frac{P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right)}{P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right)} g(x, Q^2) + \overrightarrow{g(y, Q^2)} \frac{P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right)}{P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right)} g(x, Q^2)
 \end{aligned}$$

Figura 3.19 - Representação das equações DGLAP do setor dos quarks (superior) do setor dos glúons (inferior).

dentro do núcleon. Nesse caso, as funções de estrutura são expressas como

$$x^{-1} F_i(x, Q^2) = \sum_{f=q,g} C_f^{(n)}(x, Q^2) \otimes f(x, Q^2), \quad (3.90)$$

onde $n = 0, 1, 2, \dots$ e $i = 2, 3, L$. Para obter a convolução dos coeficiente C_f com a distribuição de densidade de pártons (f), usamos a seguinte expressão

$$C_f^{(n)}(x) \otimes f(x) = \int_x^1 C_f(y) f \left(\frac{x}{y} \right) \frac{dy}{y} \quad (3.91)$$

onde os coeficientes $C_f(x, Q^2)$ são dados por

$$C_f(x, Q^2) = C_f^{(0)} + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} C_f^{(1)} + \left(\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \right)^2 C_f^{(2)} + \dots \quad (3.92)$$

No limite de $Q^2 \rightarrow \infty$, a constante de acoplamento forte $\alpha_s(Q^2)$ torna-se muito pequena e, portanto, os termos de ordem superior, como ordem próxima a dominante (Next-to-Leading Order (NLO), Next-to-Next-to-Leading Order (NNLO)) e termos posteriores podem ser desprezados em comparação com o termo Leading Order (LO). Mas para um valor finito de Q^2 , $\alpha_s(Q^2)$ é grande e os termos NLO dão uma contribuição significativa seguidos pelo termo NNLO. Os detalhes do método para incorporar a evolução da QCD são apresentados nas Refs. [144–147].

3.8 Funções de Distribuição Partônicas

As condições iniciais para as distribuições partônicas são de origem não perturbativa e fornecidas em uma escala de momento Q_0^2 . Uma vez determinadas as PDFs para uma condição inicial Q_0^2 , as equações DGLAP permitem obter as PDFs para valores distintos de Q^2 , e somente então, utilizar as PDFs no cálculo de outros processos de interesse devido a universalidade das PDFs [148, 149]. Assim, as PDFs são normalmente determinadas através de análises globais de dados do DIS e processos relacionados.

O conjunto de PDFs em uma escala particular Q^2 são as parametrizações para as PDFs obtidas de análises globais e utilizam tanto dados de diversos processos de espalhamento quanto cálculos teóricos da DGLAP que levam em conta termos de mais alta ordem em α_s [150, 151]. Na Fig. (3.20) apresentamos o ajuste feito pelo grupo HERAPDF [148] para as PDFs utilizando dados de DIS combinados dos experimentos H1 e ZEUS. Para $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$, observa-se uma grande mudança de comportamento das PDFs para x pequeno. Nesse regime observamos que o próton é dominado por um número muito grande de glúons compartilhando frações muito pequenas do momento do próton. Isso nos permite concluir que ao sondar o próton com um fóton suficientemente energético ($Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$), estamos em um regime onde a dinâmica em altas energias é dominada pela distribuição de glúons. O comportamento para baixo Q^2 é dependente da condição inicial assumida.

3.9 Saturação Partônica

Os resultados experimentais para as funções de estrutura e funções de distribuição de pártons no HERA que levaram à comprovação da violação do Escalonamento de Bjorken também mostraram um aumento das distribuições dos quarks de mar e de glúons [152–154]. Esse resultado foi obtido através da observação do crescimento tanto de $F_2(x, Q^2)$

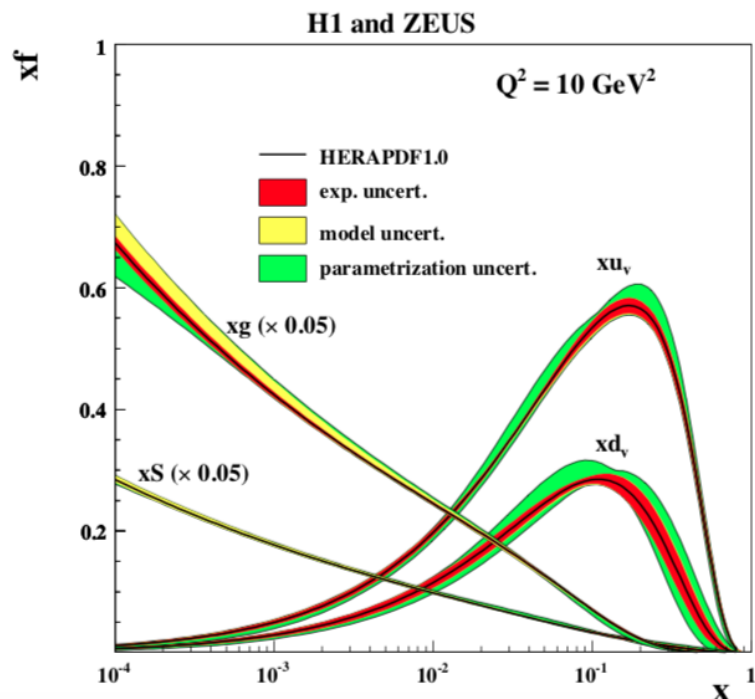


Figura 3.20 - Distribuição de pártons obtidas a partir dos dados do HERA para $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$. Figura extraída de [148].

quanto da derivada $\partial F_2 / \partial \ln Q^2$ com Q^2 , a medida que x decresce. Sobre a distribuição de glúons, $xg(x, Q^2)$, a Fig. 3.21 mostra o ajuste dos dados da seção de choque do próton em função de x para valores fixos $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$, $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$ e $Q^2 = 200 \text{ GeV}^2$ nos experimentos H1 e BCDMS [155].

O ajuste combinado (H1 + BCDMS) revela que para os dois valores Q^2 mais a evolução DGLAP leva a uma distribuição de glúons que aumenta dramaticamente em x pequeno com Q^2 crescente. O crescimento do número de glúons pode ser entendido como uma cadeia de eventos, onde os próprios glúons podem emitir outros glúons de menor momento. Além disso, outro efeito a ser considerado é a possibilidade de emissão de glúons pelos quarks constituintes dos hádrons. Em ambos casos, os dois efeitos implicam no aumento da densidade partônica e, como consequência, transformam o próton em um meio altamente denso e colorido.

As equações de evolução de DGLAP, que descrevem a variação de funções de distribuição de pártons com diferentes escalas de energia, não são adequadas para explicar a estrutura hadrônica no regime de altas energias e/ou altas densidades, pois não incluem o efeito de recombinação de glúons. De fato, a DGLAP assume a priori que, em altas energias e/ou altas densidades, o processo mais importante a ser considerado é o de emissão de glúons - que ocorre de forma independente e sem que a interação entre os próprios glúons seja

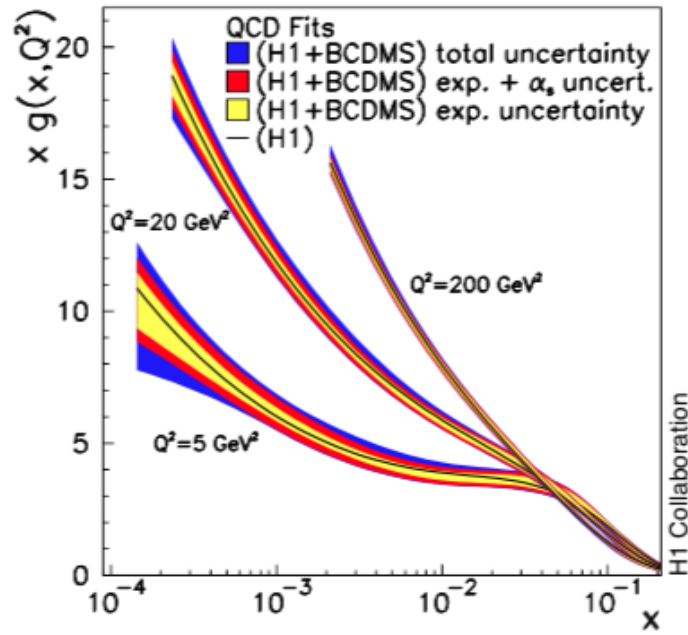


Figura 3.21 - Distribuição de glúons obtidas a partir dos dados experimentais. Figura extraída de [155].

considerada. Similar crescimento também é previsto pela equação BFKL [20, 21, 156, 157], a qual descreve a evolução da distribuição de glúons com x para Q^2 fixo.

O processo de recombinação de pártons de menor momento que ocorre no interior do próton no regime de alta densidade e/ou altas energias de pártons e em pequeno x é conhecido como Saturação Partônica. Este, tem efeito de reduzir a população de pártons no interior do próton, corrigindo o problema de crescimento desenfreado das distribuições de glúons levando o sistema a saturação de pártons em torno de um valor máximo.

O efeito de recombinação gluônica foi proposto pela primeira vez por Gribov, Levin, Ryskin (GLR) [158] em 1983 e, posteriormente, por Mueller e Qiu (MQ) [159] em 1986, cujo objetivo era desenvolver uma teoria para o regime de altas energias, usualmente denotado de regime de saturação. Nos processos de recombinação, as modificações das densidades partônicas são dadas pela recombinação de dois pártons incidentes em um pártion emergente ($2 \rightarrow 1$). Neste caso, a evolução é proporcional à probabilidade de encontrar dois pártons incidentes, logo podemos assumi-la como sendo proporcional ao quadrado da probabilidade de encontrar um pártion, resultando em uma equação não linear. Isso pode ser expresso em termos da densidade de glúons no plano transversal como

$$\rho = \frac{xg(x, Q^2)}{\pi R^2}, \quad (3.93)$$

onde considerando processos de desdobramento ($1 \rightarrow 2$) com probabilidade proporcional

à $\alpha_s \rho$ e processos de aniquilação ($2 \rightarrow 1$) com probabilidade proporcional à

$$\alpha_s d^2 \rho^2 \propto \frac{\alpha_s \rho^2}{Q^2}, \quad (3.94)$$

onde d é o tamanho do parton produzido no processo, que em DIS, é inversamente proporcional à Q . Quando x não é muito pequeno, apenas o desdobramento é importante, uma vez que ρ é pequeno. Entretanto, uma vez que ρ cresce quando $x \rightarrow 0$, a alta densidade de glúons faz com que a aniquilação torna-se importante.

Subtraindo-se um termo proporcional à ρ^2 na forma diferencial da equação DGLAP

$$\frac{\partial^2 xg(x, Q^2)}{\partial(\ln(1/x)) \partial Q^2} = \frac{\alpha_s N_c}{\pi} xg(x, Q^2) - \frac{\alpha_s^2 \gamma}{Q^2 R^2} [xg(x, Q^2)]^2, \quad (3.95)$$

onde $\gamma = 81/16$ para $N_c = 3$ representa o valor do acoplamento no processo de aniquilação, calculado por Mueller e Qui [159].

O termo não linear resulta em um menor crescimento da distribuição de glúons $xg(x, Q^2)$ para pequenos valores de x (quando comparado às equações lineares) e para energias muito elevadas, a distribuição de glúons passa a ser independente da energia [160–162]. A análise da solução da equação GLR feita por diversos autores [160–162], leva às seguintes propriedades: o termo não linear resulta em um menor crescimento da distribuição de glúons $xg(x, Q^2)$ para pequenos valores de x (quando comparado às equações lineares) e, para energias muito elevadas, a distribuição de glúons passa a ser independente da energia. Em outras palavras, a equação GLR prevê a saturação da distribuição de glúons no regime assintótico de pequeno x , além de uma linha crítica separando o regime linear (baixa densidade) do regime não linear (alta densidade), sendo válida somente na região próxima a esta linha. O fenômeno da saturação introduz uma nova escala de momento, Q_s , conhecida como **Escala de Saturação** que delimita dois principais regimes no domínio de altas energias e/ou altas densidades: o **Regime Linear** definido por $Q^2 > Q_s^2$ e o **Regime Não Linear** cuja condição a ser satisfeita é $Q^2 < Q_s^2$. É exatamente no regime não linear que os efeitos da recombinação de glúons - que conduzem ao fenômeno da saturação se tornam importantes.

Na Fig. 3.22 é representado um mapa simbólico e comparativo das duas principais equações de evolução da QCD. No espaço de fase $(\log(Q^2), \log(1/x))$, a resolução na qual o fóton sonda o próton é Q^2 , x é fração do momento do próton carregado pelo parton espalhado pelo fóton no referencial de momento infinito e a energia do centro de massa é $s = Q^2/x$. A faixa vertical “Non perturbative” refere-se a região não perturbativa da QCD (baixo Q^2) do espaço de fase. Com o crescimento de Q^2 e evolução partônica dada pela equação

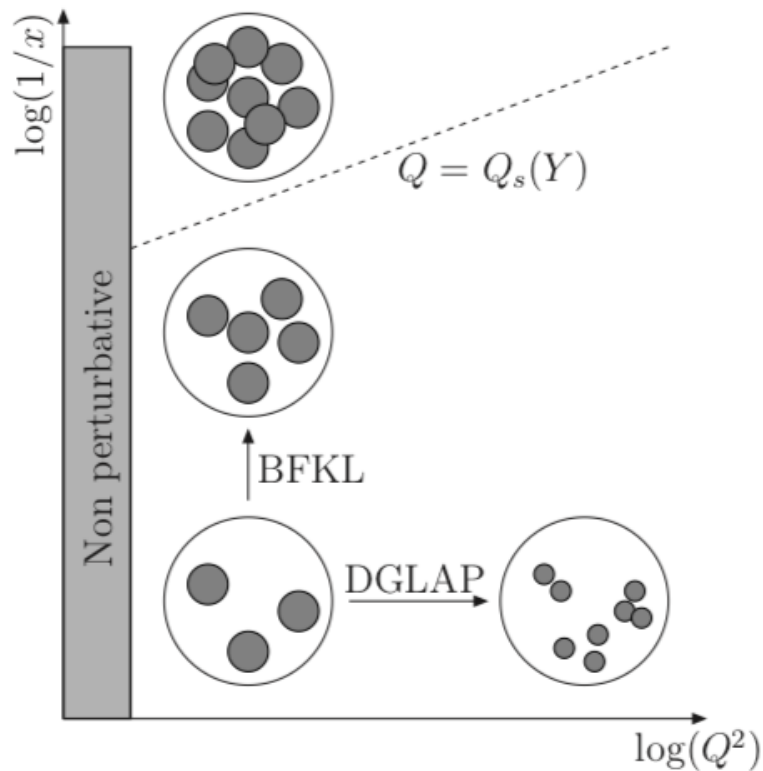


Figura 3.22 - Imagem do próton em DIS. Figura extraída de [163].

linear DGLAP para x fixo, um maior número de glúons com área cada vez menor são sondados em uma certa região do próton de área $\sim 1/Q^2$ resultando em um sistema mais diluído. No caso da equação BFKL é diferente, fixamos Q^2 e evoluímos em relação a x . Deste modo, número de pártons no interior do próton aumenta com o crescimento da energia, porém a área de cada glúon mantém-se inalterada já que a resolução é fixa. A linha tracejada $Q^2 = Q_s^2$ da Fig. 3.22 separa as regiões de densidade diluída $Q^2 < Q_s^2$ e saturada $Q^2 > Q_s^2$. A escala de saturação ocorre tão logo a área do próton for ocupada pelo crescente número de glúons, ou seja, os glúons começam a sobrepor entre si, onde o processo de recombinação é significativo, e o regime de saturação é atingido.

Em um sistema com alta densidade partônica e/ou energias espera-se a formação de um novo estado da matéria denominado de **Condensado de Vidro de Cor** (*Color Glass Condensate - CGC*) [36, 164–166] que atualmente constitui a teoria da QCD em altas energias. A formação desse novo estado da matéria vem sendo descrita em termos da saturação de pártons usando equações de evolução da QCD não lineares na medida em que efeitos de coerência, como múltiplos espalhamentos, devem ser considerados devido à alta densidade partônica.

O termo “cor” surge do fato dos glúons da QCD serem portadores de carga de cor (Color) não nula, o “vidro” (Glass) advém da dinâmica interna estar congelada, isto é, o sistema como um todo não varia durante as escalas de tempo envolvidas no processo de espalhamento, e a palavra “condensado” (Condensate) significa que a função de onda hadrônica tem alta densidade de glúons (grande número de ocupação de estados) que, por conta disso, pode ser tratada através de um formalismo que leva em consideração fortes campos (de cor) clássicos.

A teoria do CGC fornece a equação de evolução não linear em $\ln(1/x)$, chamada de equação JIMWLK (Jalilian-Iancu-McLerran-Weigert-Leonidov-Kovner) [30, 34, 167]. Outra equação cuja derivação pode ser obtida no formalismo do CGC, porém com aproximações diferentes à equação JIMWLK, foi desenvolvida separadamente por Balitsky [168] e posteriormente por Kovchegov [169], conhecida como a equação de evolução de Balitsky-Kovchegov (BK) a qual será discutida. Salientamos que esta equação pode ser obtida a partir da equação JIMWLK. No próximo capítulo discutiremos em mais detalhe o tratamento da dinâmica QCD no regime de altas energias.

3.10 Conclusão

Neste capítulo revisamos a física relevante no entendimento da estrutura do próton, com ênfase particular ao DIS. Mostramos que é necessário uma função de estrutura adicional, consequência da violação de paridade da interação fraca, para caracterizar a estrutura do próton em interações envolvendo neutrinos. Mostramos que as funções de estrutura são determinadas na dinâmica QCD linear DGLAP em termos das funções de distribuição partônicas. Como esta dinâmica prediz o crescimento indefinido da distribuição de glúons para altas energias, a qual implica a violação da unitariedade da seção de choque neutrino-hádron, devemos esperar que novos efeitos se façam presentes, por exemplo, correções não-lineares à dinâmica QCD. O tratamento destas correções será introduzido por meio do formalismo de dipolos, que será apresentado no próximo capítulo.

4 REPRESENTAÇÃO DE DIPOLOS DE COR

No presente capítulo introduziremos o formalismo de dipolo de cor o qual foi amplamente usado para obter os resultados dessa tese. Este formalismo é o mais conveniente para a descrição da evolução da QCD no regime de altas energias, pois permite descrever a interação DIS neutrino-hádron através da simples convolução de cada processo subsequente. A seção de choque neutrino-hádron no DIS na representação de dipolo de cor é composta por duas contribuições distintas: uma descrita pela teoria Eletrofraca (função de onda do neutrino) e outra pela QCD (amplitude de espalhamento dipolo-alvo, \mathcal{N}).

Como ponto de partida apresentaremos as principais equações do formalismo de dipolo de cor. Em seguida, apresentaremos as contribuições descritas pela teoria Eletrofraca, discutindo apenas os aspectos relevantes para esta tese. Por fim, descreveremos a evolução ditada pela dinâmica de interação forte.

4.1 O DIS na representação de dipolo de cor

A aproximação de dipolos para o espalhamento profundamente inelástico [170–175] considera que na interação eletromagnética lépton-próton, o fóton dissocia-se em um par quark-antiquark, formando um estado singlete de cor que interage fortemente com o próton alvo. Similarmente, na interação fraca, o DIS lépton-próton na representação de dipolos pode ser traduzido como o resultado do espalhamento entre um par quark-antiquark $q\bar{q}$ de tamanho transversal fixo proveniente da flutuação do bóson virtual W^\pm ou Z^0 com o alvo próton p . Na representação do DIS no dipolo de cor o tamanho transversal do par $q\bar{q}$ é congelado durante a interação com o nucleon. Essa propriedade é consequência do tempo de interação ser muito menor do que o tempo de vida do par.

No que segue, discutiremos a seção de choque de espalhamento neutrino-próton inclusiva onde algumas partículas emergentes não são medidas, ou seja, frequentemente, apenas o lépton carregado de saída é medido e a seção de choque exclusiva, onde partículas emergentes específicas são medidas no detector. Por fim, apresentaremos seção de choque diferencial para o caso exclusivo.

4.2 O DIS inclusivo

O espalhamento elástico $W^\pm p$ (caso de interação por corrente carregada) ou $Z^0 p$ (caso de interação por corrente neutra) ocorre em três etapas, ou subprocessos: (i) o $W^\pm(Z^0)$ flutua em um par $q\bar{q}$ (ii) que interage elasticamente com o próton e, posteriormente, (iii) o par $q\bar{q}$ se recombina para formar $W^\pm(Z^0)$. A representação diagramática do espalhamento do bóson virtual $W^\pm(Z^0)$ em um próton p na representação de dipolo é mostrada na sua

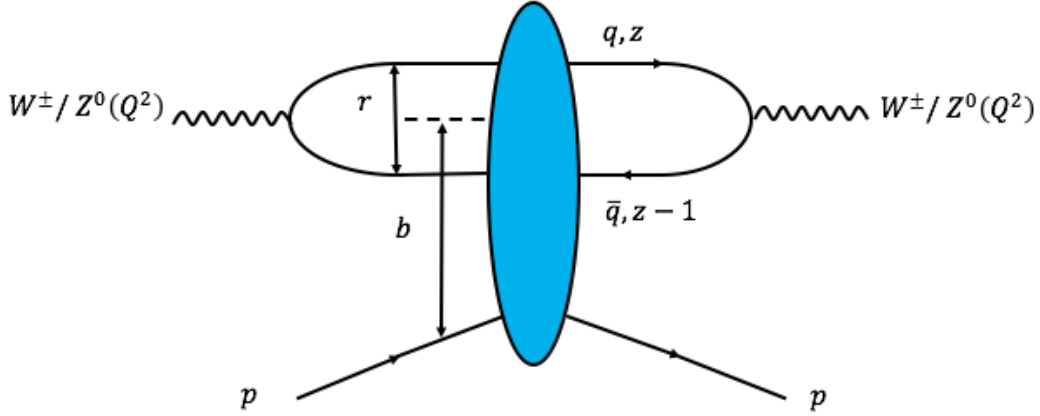


Figura 4.1 - Amplitude elástica para o processo de espalhamento do bóson virtual $W^\pm(Z^0)p \rightarrow q\bar{q}$ na representação de dipolo.

forma mais geral na Fig. 4.1. As variáveis longitudinais do dipolo $q\bar{q}$ são a fração de momento longitudinal z de $W^\pm(Z^0)$ carregada pelo quark q e $(1-z)$ que denota a fração de momento longitudinal de $W^\pm(Z^0)$ carregada pelo antiquark \bar{q} . O tamanho do dipolo, \mathbf{r} representa a distância de separação entre o quark q e o antiquark \bar{q} . A quantidade \mathbf{b} é o parâmetro de impacto dipolo-alvo. Esta quantidade é definida como a distância transversa do nucleon ao centro do dipolo $q\bar{q}$. As etapas (i), (ii) e (iii) do espalhamento elástico $W^\pm(Z^0)p$ podem ser escritas de forma fatorizada em um único objeto chamado amplitude de espalhamento elástico dipolo-alvo denotado por $\mathcal{A}_{T,L}^{W^\pm(Z^0)p}(x,Q,\Delta)$, ou seja, a amplitude de espalhamento dipolo-alvo é o produto das amplitudes dos três subprocessos descritos anteriormente, integrados sobre as variáveis do dipolo \mathbf{r} e z . Seguindo a Ref. [176], a amplitude de espalhamento dipolo-alvo é dada por

$$\mathcal{A}_{T,L}^{W^\pm(Z^0)p}(x,Q,\Delta) = \int d^2\mathbf{r} \int_0^1 dz \sum_f [\Psi_{W^\pm,Z^0}^* \Psi_{W^\pm,Z^0}(\mathbf{r},z,Q)]_{T,L}^f \mathcal{A}_{q\bar{q}}(x,\mathbf{r},\Delta), \quad (4.1)$$

onde Ψ_{W^\pm,Z^0} denota a amplitude para $W^\pm(Z^0)$ flutuar no par $q\bar{q}$ de sabor f e polarização transversa (T) ou longitudinal (L). O termo $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x,\mathbf{r},\Delta)$ é a amplitude de espalhamento elástica de um dipolo de tamanho \mathbf{r} com o próton, sendo $t = -\Delta$ o momento transversal perdido pelo próton emergente e x é a variável de Bjorken.

No espaço de parâmetro de impacto, $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x,\mathbf{r},\Delta)$ é dada por

$$\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x,\mathbf{r},\Delta) = \int d^2\mathbf{b} e^{-i\mathbf{b}\cdot\Delta} \tilde{\mathcal{A}}_{q\bar{q}}(x,\mathbf{r},\mathbf{b}), \quad (4.2)$$

onde a relação de $\tilde{\mathcal{A}}_{q\bar{q}}(x,\mathbf{r},\mathbf{b})$ com o elemento de matriz $S(x,\mathbf{r},\mathbf{b})$ é dada por [177]

$$\tilde{\mathcal{A}}_{q\bar{q}}(x,\mathbf{r},\mathbf{b}) = 2i[1 - S(x,\mathbf{r},\mathbf{b})], \quad (4.3)$$

tal que

$$\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta) = i \int d^2\mathbf{b} e^{-i\mathbf{b}\cdot\Delta} 2[1 - S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})]. \quad (4.4)$$

A conexão entre a seção de choque total para o espalhamento $q\bar{q}$ com o próton à parte imaginária da amplitude elástica frontal ($\Delta = 0$) é feita através do Teorema Óptico [178]

$$\sigma_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}) = \text{Im}\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta = 0) = \int d^2\mathbf{b} 2[1 - \text{Re}S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})]. \quad (4.5)$$

A integração sobre o parâmetro de impacto \mathbf{b} presente no elemento da matriz S motiva a definição da seção de choque diferencial como [176]

$$\frac{d^2\sigma_{q\bar{q}}}{d^2\mathbf{b}} = 2[1 - \text{Re}S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})]. \quad (4.6)$$

Usualmente, assume-se $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) = [1 - \text{Re}S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})]$, tal que

$$\frac{d^2\sigma_{q\bar{q}}}{d^2\mathbf{b}} = 2\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}), \quad (4.7)$$

ou ainda, por integração direta na variável parâmetro de impacto \mathbf{b} :

$$\sigma_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}) = 2 \int d^2\mathbf{b} \mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}), \quad (4.8)$$

em que $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ é a amplitude de espalhamento elástica frontal dipolo-próton. Portanto, a amplitude pode ser escrita como

$$\mathcal{A}_{T,L}^{W^\pm(Z^0)p}(x, Q, \Delta) = \int d^2\mathbf{r} \int d^2\mathbf{b} \int_0^1 dz \sum_f [\Psi_{W^\pm, Z^0}^* \Psi_{W^\pm, Z^0}(\mathbf{r}, z, Q)]_{T,L}^f 2\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}). \quad (4.9)$$

Agora, podemos calcular a seção de choque total para o espalhamento $W^\pm(Z^0)p$ fazendo uso do Teorema Óptico

$$\sigma_{T,L}^{W^\pm(Z^0)p} = \text{Im}\mathcal{A}_{T,L}^{W^\pm(Z^0)p}(x, Q, \Delta = 0). \quad (4.10)$$

Substituindo (4.9) em (4.10) obtém-se

$$\sigma_{T,L}^{W^\pm(Z^0)p} = \int d^2\mathbf{r} \int dz \int d^2\mathbf{b} \sum_f [\Psi_{W^\pm, Z^0}^* \Psi_{W^\pm, Z^0}(x, \mathbf{r}, Q)]_{L,T}^f 2\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}), \quad (4.11)$$

onde as componentes transversal (T) e longitudinal (L) da sobreposição das funções de

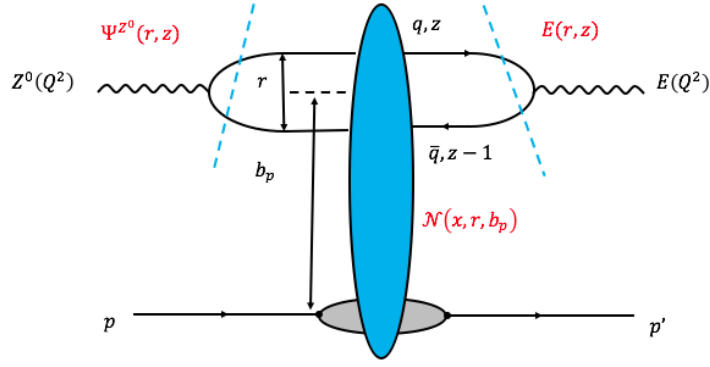


Figura 4.2 - Amplitude de espalhamento para a produção de um estado final E na interação Z^0 - próton.

onda do bóson inicial e final, $[\Psi_{W^\pm, Z^0}^*(x, \mathbf{r}, Q) \Psi_{W^\pm, Z^0}(x, \mathbf{r}, Q)]_{L, T}^f$ são dadas por

$$[\Psi_{W^\pm, Z^0}^* \Psi_{W^\pm, Z^0}(x, \mathbf{r}, Q)]_T^f = \frac{1}{2} \sum_{h\bar{h}} \sum_f \left[\Psi_{h\bar{h}, \lambda=+1}^* \Psi_{h\bar{h}, \lambda=+1} + \Psi_{h\bar{h}, \lambda=-1}^* \Psi_{h\bar{h}, \lambda=-1} \right]^f, \quad (4.12)$$

$$[\Psi_{W^\pm, Z^0}^* \Psi_{W^\pm, Z^0}(x, \mathbf{r}, Q)]_L^f = \sum_{h\bar{h}} \sum_f \left[\Psi_{h\bar{h}, \lambda=0}^* \Psi_{h\bar{h}, \lambda=0} \right]^f, \quad (4.13)$$

onde λ denota a helicidade do bóson $W^\pm(Z^0)p$. Essas funções de onda serão discutidas na seção 4.4.

4.3 O DIS exclusivo

Na extensão do formalismo dipolo para a produção de um estado final E em interações NC νp , a amplitude de espalhamento para a produção exclusiva de fótons reais $Z^0 p \rightarrow E p$ pode ser fatorada em termos da flutuação do bóson de calibre virtual Z^0 em um $q\bar{q}$ dipolo de cor, o espalhamento de dipolo-próton por uma cor troca de singlete (\mathbb{P}) e a recombinação no estado final exclusivo E , conforme representado na Fig. 4.2.

A amplitude elástica para a produção exclusiva de um estado méson vetorial E é dada por

$$\mathcal{A}^{Z^0 p \rightarrow E p}(x, Q, \Delta) = \int d^2 \mathbf{r} \int \frac{dz}{4\pi} \sum_f [\Psi_{Z^0}^* \Psi_E(\mathbf{r}, z, Q)]_{T, L}^f \mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta), \quad (4.14)$$

onde $[\Psi_{Z^0}^*]_{T, L}^f$ denota a amplitude para o par $q\bar{q}$ formar o estado E . As helicidades do bóson são suprimidas por questões de simplicidade da notação.

Novamente, relacionando a amplitude $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta)$ escrita no espaço de parâmetro de im-

pacto

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \Delta) &= \int d^2\mathbf{b} e^{-i[\mathbf{b} - (1-z)\mathbf{r}] \cdot \Delta} \tilde{\mathcal{A}}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}), \\ &= i \int d^2\mathbf{b} e^{-i[\mathbf{b} - (1-z)\mathbf{r}] \cdot \Delta} 2[1 - S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})],\end{aligned}\quad (4.15)$$

onde o fator $e^{-i[\mathbf{b} - (1-z)\mathbf{r}] \cdot \Delta}$ é introduzido como uma correção para levar em conta a contribuição não frontal da função de onda e representa a distância transversa do centro do próton até centro do dipolo.

Assumindo que o elemento de matriz $S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ seja predominantemente real, podemos usar a relação

$$\frac{d^2\sigma_{q\bar{q}}}{d^2\mathbf{b}} = 2[1 - \text{Re}S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})], \quad (4.16)$$

ou ainda, por integração direta na variável parâmetro de impacto \mathbf{b} :

$$\sigma_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}) = 2 \int d^2\mathbf{b} \mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}), \quad (4.17)$$

onde $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) = 1 - \text{Re}S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$. Assim, a amplitude elástica para produção exclusiva é dada por

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_{T,L}^{Z^0 p \rightarrow Ep}(x, Q, \Delta) &= \int d^2\mathbf{r} \int_0^1 \frac{dz}{4\pi} \int d^2\mathbf{b} e^{-i[\mathbf{b} - (1-z)\mathbf{r}] \cdot \Delta} \times \\ &\quad \times \sum_f [\Psi_{Z^0}^* \Psi_E(\mathbf{r}, z, Q)]_{T,L} 2\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}).\end{aligned}\quad (4.18)$$

Note que as variáveis angulares podem ser integradas usando a representação integral da função de Bessel de primeiro tipo, $J_0(x)$,

$$\int d\phi e^{-ix \cos \phi} = 2\pi J_0(b\Delta), \quad (4.19)$$

tal que o resultado dessa integração angular possibilita escrever $\mathcal{A}_{T,L}^{Z^0 p \rightarrow Ep}(x, Q, \Delta)$ em uma forma mais compacta como

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_{T,L}^{Z^0 p \rightarrow Ep}(x, Q, \Delta) &= i4\pi^2 \int d^2\mathbf{r} \int \frac{dz}{4\pi} \int d^2\mathbf{b} J_0(b\Delta) J_0((1-z)r\Delta) \times \\ &\quad \times \sum_f [\Psi_{Z^0}^* \Psi_E(\mathbf{r}, z, Q)]_{T,L}^f 2\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}).\end{aligned}\quad (4.20)$$

A seção de choque diferencial difrativa é [178]

$$\frac{d\sigma_{T,L}^{Z^0 p \rightarrow Ep}}{dt} = \frac{1}{16\pi} \left| \mathcal{A}_{T,L}^{Z^0 p \rightarrow Ep}(x, Q, \Delta) \right|^2, \quad (4.21)$$

tal que

$$\sigma_{T,L}^{Z^0 p \rightarrow Ep}(x, Q^2) = \frac{1}{16\pi} \int dt \int d^2\mathbf{r} \int_0^1 \frac{dz}{4\pi} \int d^2\mathbf{b} \sum_f |\Psi_{Z^0}^* \Psi_E(\mathbf{r}, z, Q)|_{T,L}^f 2\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}). \quad (4.22)$$

O uso dessa fatoração permite que o processo de espalhamento seja separado em uma parte que depende da interação fraca. Esse termo é representado pelas funções de onda $|\Psi^* \Psi(\mathbf{r}, z, Q)|_{T,L}^f$ que são bem conhecidas tanto para o processo inclusivo quanto difrativo. O outro termo da fatoração contém a dinâmica da Cromodinâmica Quântica, expresso pela amplitude de espalhamento dipolo-alvo $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$. Neste formalismo, $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ é quem carrega toda a informação sobre o alvo e a física das interações fortes e, portanto, sobre os efeitos da saturação. A amplitude \mathcal{N} é obtida resolvendo-se uma equação de evolução em rapidez ou por modelos fenomenológicos.

A amplitude de espalhamento dipolo-alvo, \mathcal{N} e as funções de onda serão discutidas com mais detalhes nas próximas seções.

4.4 Funções de onda do neutrino

Nesta seção apresentaremos as sobreposições de funções de onda (na forma $\Psi^* \Psi$) de flutuação do bóson $W^\pm(Z^0)p$ em um par $q\bar{q}$ que serão usadas na presente tese. A forma mais geral das funções de onda de flutuações dos bósons de gauge W^\pm (ou Z^0) em pares quark-antiquark nas interações de neutrinos, para ordem mais baixa em QCD, é dada por [179]

$$\begin{aligned} \left| \Psi_T(\mathbf{r}, z, Q^2) \right|^2 &= \frac{6\alpha_{ew}}{(2\pi)^2} \left\{ (g_V^2 + g_A^2) [z^2 + (1-z)^2] \epsilon^2 K_1^2(\epsilon r) \right. \\ &\quad \left. + \left\{ g_V^2 [zm + (1-z)\mu]^2 + g_A^2 [zm - (1-z)\mu]^2 \right\} K_0^2(\epsilon r) \right\}, \end{aligned} \quad (4.23)$$

$$\begin{aligned} \left| \Psi_L(\mathbf{r}, z, Q^2) \right|^2 &= \frac{6\alpha_{ew}}{(2\pi)^2 Q^2} \left\{ [g_V^2 (m - \mu)^2 + g_A^2 (m + \mu)^2] \epsilon^2 K_1^2(\epsilon r) \right. \\ &\quad \left. + g_V^2 \left\{ 2Q^2 z(1-z) + (m - \mu) [zm - (1-z)\mu] \right\}^2 \right. \\ &\quad \left. + g_A^2 \left\{ 2Q^2 z(1-z) + (m + \mu) [zm + (1-z)\mu] \right\}^2 K_0^2(\epsilon r) \right\}, \end{aligned} \quad (4.24)$$

sendo

$$\epsilon^2 = z(1-z)Q^2 + zm^2 + (1-z)\mu^2. \quad (4.25)$$

Nas Eqs. (4.23) e (4.24), m e μ são as massas dos quarks e as funções de Bessel modificadas são K_0 e K_1 . A constante de acoplamento eletrofraco α_{ew} é dada por $\alpha_{ew} = g_W^2/4\pi$ com $g_W^2 = M_W^2 G_F/\sqrt{2}$ para W^\pm e $g_Z^2 = M_Z^2 G_F/\sqrt{2}$ para Z^0 , sendo M_W e M_Z as massas dos

bósons W^\pm e Z^0 , G_F é a constante de Fermi.

Nas interações de corrente carregada, tem-se

$$g_V = -1, \quad g_A = 1 \quad \text{e} \quad \mu \neq m, \quad (4.26)$$

enquanto que nas interações de corrente neutra, tem-se

$$g_A = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2(\theta_W), \quad g_V = -\frac{1}{2} \quad \text{e} \quad \mu = m, \quad (4.27)$$

para os sabores d,s,b e

$$g_A = \frac{1}{2} + \frac{4}{3} \sin^2(\theta_W), \quad g_V = \frac{1}{2}, \quad \text{e} \quad \mu = m, \quad (4.28)$$

para os sabores u,c,t , sendo θ_W o ângulo de Weinberg.

Cabe salientar que outras formas para $\Psi_{T,L}^{W^\pm, Z^0}$ na literatura, as quais são versões aproximadas das expressões apresentadas acima. A descrição de K. Kutak e J. Kwiecinski [45] pode ser considerado um caso particular já que considera quarks sem massa nas expressões (4.23) e (4.24). A descrição de R. Fiore e V.R. Zoller [48, 49] para as sobreposições da função de onda diferem da representação de K. Kutak ao considerar a massa dos quarks.

Em relação ao processo exclusivo de produção de um fóton, de interesse nessa tese, L. Motyka e G. Watt [180] a função de sobreposição transversalmente polarizada, $[\Psi_{Z^0}^* \Psi_\gamma]_T^f$, entre a função de onda de fótons (quasi-real) e a função de onda do Z^0 para quark de sabor f é dada por

$$[\Psi_{Z^0}^* \Psi_\gamma]_T^f = \frac{2N_c \alpha_{em}}{\pi} \frac{e_f g_v^f}{\sin 2\theta_W} \left\{ [z^2 + (1-z)^2] m_f K_1(m_f \mathbf{r}) \tilde{\varepsilon}_Z K_1(\tilde{\varepsilon}_Z \mathbf{r}) + m_f^2 K_0(m_f \mathbf{r}) K_0(\tilde{\varepsilon}_Z \mathbf{r}) \right\}, \quad (4.29)$$

onde $\varepsilon^2 = m_f^2 + Q^2 z(1-z)$ e os acoplamentos vetoriais são

$$g_v^{u,c} = \frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W, \quad (4.30)$$

$$g_v^{d,s,b} = -\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W, \quad (4.31)$$

sendo em ambos casos θ_W é o ângulo de Weinberg.

4.5 Evolução QCD no regime de alta densidade

O mecanismo físico primário que conduz a evolução do pequeno x da amplitude de espalhamento do dipolo é a emissão de glúons do quark ou do antiquark no dipolo original. As equações lineares DGLAP, preveem o crescimento indefinido do número de glúons no interior do próton a medida que aumentamos Q^2 , assim como a BFKL leva a mesma conclusão com a diminuição de x . Esse crescimento acelerado leva a violação do chamado limite de Froissart [181, 182] - que fornece um limite assintótico, $s \rightarrow \infty$, para o crescimento da seção de choque total hadrônica, $\sigma_{\text{tot}} \sim \ln^2(s)$, a altas energias uma vez que em termos geométricos, isso faz com que a área total ocupada pelos glúons possa tornar-se compatível ou até mesmo maior que a área transversa do núcleon.

Dessa forma, a descrição de $\sigma^{\text{dip}}(x, \mathbf{r})$ deve necessariamente levar em conta que a densidade de glúons para um dado x cresce com o aumento de Q^2 , assim como cresce para um dado Q^2 fixo quando x torna-se menor. Como em algum momento os glúons começam a sobrepor-se, espera-se que neste regime a densidade partônica sature e as equações DGLAP e BFKL de evolução linear da QCD percam sua validade, dando origem a uma dinâmica não-linear caracterizada pela escala de saturação Q_s , tal que para $Q^2 \sim Q_s^2$ o efeito não linear de saturação torne-se importante.

Já sabemos que $\sigma^{\text{dip}}(x, \mathbf{r})$ e $\mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \mathbf{\Delta})$ estão relacionadas como segue

$$\sigma^{\text{dip}}(x, \mathbf{r}) = \text{Im} \mathcal{A}_{q\bar{q}}(x, \mathbf{r}, \mathbf{\Delta} = 0), \quad (4.32)$$

tal que, fazendo-se uso do Teorema Óptico [178]

$$\sigma^{\text{dip}}(x, \mathbf{r}) = \int d^2\mathbf{b} 2\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) \quad (4.33)$$

sendo $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) = [1 - \text{Re}S(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})]$ a amplitude de espalhamento dipolo-alvo. Esse objeto que carrega toda a informação sobre as interações fortes e tem dependência em x e nas variáveis transversas \mathbf{r} e \mathbf{b} .

A rigor, a dependência explícita de $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ no parâmetro de impacto \mathbf{b} exige especial atenção, uma vez que é governada por física não perturbativa de longa distância. Para contornar esta limitação teórica K. Golec-Biernat e M. Wüsthoff [183] e também J.L. Albacete *et al.* [184] recorreram à aproximação da invariância translacional, que considera o próton como homogêneo no plano transversal. Portanto, na aproximação da invariância translacional, assume-se que a dependência de \mathcal{N} em \mathbf{b} possa ser fatorizada como [184]:

$$\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) = \mathcal{N}(x, \mathbf{r})S(\mathbf{b}), \quad (4.34)$$

tal que

$$\sigma^{\text{dip}}(x, \mathbf{r}) = \int d^2 \mathbf{b} 2\mathcal{N}(x, \mathbf{r}) S(\mathbf{b}) = \sigma_0 \mathcal{N}(x, \mathbf{r}), \quad (4.35)$$

onde $\sigma_0 \rightarrow 2 \int d^2 \mathbf{b}(\mathbf{b})$ é uma constante dimensional resultante da integração em \mathbf{b} e interpretada como o dobro da área transversa média da distribuição de quarks no hádron. Na prática, σ_0 é relacionado à QCD não perturbativa e tratado como um parâmetro livre fixado através da análise de dados experimentais. Embora $\mathcal{N}(x, \mathbf{r})$ seja um objeto genuinamente não perturbativo, sua evolução para pequeno x pode ser estudada perturbativamente através da equação de Balitsky-Kovchegov (BK) [168, 169] ou modelos fenomenológicos.

A equação de BK, apontada como o estado da arte para a descrição do regime de altas densidades partônicas, é uma equação não-linear que evolui $\mathcal{N}(x, \mathbf{r})$ na rapidez $Y = \ln(x_0/x)$ para um dado x_0 , valor inicial de x . Para um disco homogêneo com raio muito maior do que qualquer tamanho de dipolo considerado ($r \ll b$), a equação BK pode ser escrita para o tamanho transversal $r = |\mathbf{r}|$ do dipolo como [185]:

$$\frac{\partial \mathcal{N}(r, Y)}{\partial Y} = \int d\mathbf{r}_1 K^{\text{LO}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \times \left[\underbrace{\mathcal{N}(\mathbf{r}_1, Y) + \mathcal{N}(\mathbf{r}_2, Y) - \mathcal{N}(\mathbf{r}, Y)}_{\text{termo linear}} - \underbrace{\mathcal{N}(\mathbf{r}_1, Y)\mathcal{N}(\mathbf{r}_2, Y)}_{\text{termo não linear}} \right], \quad (4.36)$$

onde as quantidades \mathbf{r}_1 e \mathbf{r}_2 são dadas em termos das localizações do quark (\mathbf{x}) e do antiquark (\mathbf{y}) definidas por

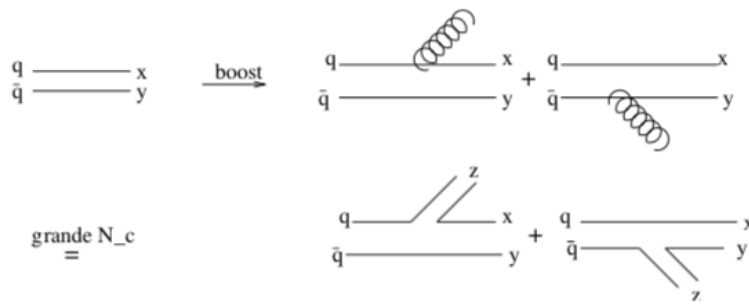


Figura 4.3 - Diagrama para o processo de emissão de um glúon na evolução de um dipolo $q\bar{q}$ no limite de grande número de cores ($N_c \rightarrow \infty$).

$$\mathbf{r} = \mathbf{x} - \mathbf{y}, \quad \mathbf{r}_1 = \mathbf{x} - \mathbf{z}, \quad \text{e} \quad \mathbf{r}_2 = \mathbf{y} - \mathbf{z}, \quad (4.37)$$

no espaço transversal com respeito ao centro do alvo. O termo $K^{\text{LO}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ na Eq. (4.36)

é chamado de núcleo (*kernel*) da equação BK. Esse núcleo pode ser interpretado como a possibilidade de um glúon ser emitido pelo par $q\bar{q}$. Em ordem dominante (LO) e constante de acoplamento α_s fixa $K^{\text{LO}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ é dado por:

$$K^{\text{LO}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{\alpha_s N_c}{2\pi^2} \frac{r^2}{r_1^2 r_2^2}. \quad (4.38)$$

Antes de discutirmos as soluções da Eq. (4.36), é imprescindível fazer duas observações. A primeira compete a evolução de $\mathcal{N}(r, Y)$ que pode ser vista como um boost em rapidez e, conseqüentemente, em energia, como mostrado na Fig. (4.3). Quando evoluída em rapidez (maior energia), o dipolo pai $q\bar{q}$ com finais localizados em (\mathbf{x}, \mathbf{y}) , emite um glúon g . Este glúon, no limite $N_c \rightarrow \infty$ pode ser interpretado como um par $q\bar{q}$. Assim com o aumento de energia temos dois dipolos com finais (\mathbf{x}, \mathbf{z}) e (\mathbf{z}, \mathbf{y}) , respectivamente. Portanto, a probabilidade de emissão é dada pelo núcleo, $K^{\text{LO}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, Eq.(4.38), multiplicada pela probabilidade de espalhamento dos dois novos dipolos $\mathcal{N}(\mathbf{r}_1, Y)$ e $\mathcal{N}(\mathbf{r}_2, Y)$ menos a probabilidade de espalhamento do dipolo pai $\mathcal{N}(\mathbf{r}, Y)$. O termo não-linear $\mathcal{N}(\mathbf{r}_1, Y)\mathcal{N}(\mathbf{r}_2, Y)$ é então subtraído para evitar dupla contagem, visto que a probabilidade de ambos espalharem simultaneamente está contida na soma $\mathcal{N}(\mathbf{r}_1, Y) + \mathcal{N}(\mathbf{r}_2, Y)$. A inclusão do termo não-linear quadrático, $\mathcal{N}(\mathbf{r}_1, Y)\mathcal{N}(\mathbf{r}_2, Y)$, tem função de amortecer o crescimento indefinido de $\mathcal{N}(\mathbf{r}, Y)$ na rapidez $Y = \ln(x_0/x)$. Além disso, a equação BK assegura a unitariedade local na configuração de espaço transversal, $|\mathcal{N}(\mathbf{r}, Y)| \leq 1$.

Como segunda observação, é imperioso expor o fato de que equação BK em LO aplicada no estudo dos dados do DIS em pequeno x prevê um crescimento muito mais rápido da escala de saturação

$$Q_s(Y) = \Lambda_{\text{QCD}}^2 e^{\bar{\alpha}_s c Y} \quad \text{sendo} \quad \bar{\alpha}_s := \frac{\alpha_s N_c}{2\pi^2} \quad (4.39)$$

e, portanto, das funções de estrutura do DIS com a diminuição de x do que a extraída fenomenologicamente [184,186]. Entretanto, o cálculo próximo a ordem dominante (NLO) para a equação BK, proposta por Balitsky [187,188], aqui chamada de $K^{\text{Bal}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, utiliza constante de acoplamento variável, de forma que o núcleo, Eq. (4.38), é modificado para

$$K^{\text{Bal}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{N_c \alpha_s(r^2)}{2\pi^2} \left[\frac{r^2}{r_1^2 r_2^2} + \frac{1}{r_1^2} \left(\frac{\alpha_s(r_1^2)}{\alpha_s(r_2^2)} - 1 \right) + \frac{1}{r_2^2} \left(\frac{\alpha_s(r_2^2)}{\alpha_s(r_1^2)} - 1 \right) \right], \quad (4.40)$$

levando a resultados mais consistentes com os dados de DIS de pequeno x . A equação BK utilizando um núcleo com constante de acoplamento variável é referida por rcBK (running

coupling). Nas Refs. [187, 188] os autores mostraram que a principal contribuição na Eq. (4.38) advém das correções associadas à variação da constante de acoplamento variável, ou seja, a running coupling BK (rcBK) leva em conta correções do tipo $\alpha_s(r^2)N_f$ (N_f é o número de sabores dos quarks).

Agora, deslocando-se no sentido das soluções da equação BK, a equação rcBK foi resolvida numericamente substituindo o núcleo, Eq. (4.38) pelo núcleo modificado Eq. (4.40) que inclui as correções de acoplamento variável. O estudo numérico da equação rcBK [189], confirmou que as correções de acoplamento variável da equação BK NLO leva a uma diminuição significativa na velocidade de evolução, o que implica em um crescimento mais lento da escala de saturação, Eq. (4.39) com a energia, em contraste com o crescimento mais rápido previsto pela equação BK em LO.

Um ajuste global da equação rcBK para a função de estrutura F_2 medida em experimentos lépton-próton para $x \leq 0.01$, para todos os valores experimentalmente disponíveis para $0.045 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 800 \text{ GeV}^2$ foi realizado resultando em uma parametrização para \mathcal{N} [184]. A partir deste ajuste global é fornecido previsões para F_2 nas regiões cinemáticas de interesse para os futuros aceleradores e os UHECR, e um código computacional para uso público da implementação numérica dos resultados para \mathcal{N} no intervalo $10^{-12} < x < 10^{-2}$ foi disponibilizado¹. Nas refs. [186, 190] foi feita uma comparação entre a parametrização rcBK com as previsões de diferentes modelos fenomenológicos e se investigou a física de alta densidade em observáveis difrativos e exclusivos. Os resultados demonstraram que a solução rcBK descreve os observáveis estudados.

Uma solução analítica para equação BK, Eq. (4.36), foi obtida por E. Levin e K. Tuchin no regime de saturação dada por [192]:

$$\mathcal{N}(r, Y) = 1 - S_0 \exp \left\{ \frac{\ln^2[r^2 Q_s^2(Y)]}{2c} \right\}, \quad (4.41)$$

onde S_0 e c são constantes; r é o tamanho transversal do dipolo e $Q_s^2(Y)$ é a escala de saturação. A Eq. (4.41) é conhecida como lei de Levin-Tuchin [192].

Uma importante característica da solução da equação BK em altas energias é a presença do chamado escalonamento geométrico [191, 193], ou seja, no limite de $x \rightarrow 0$ e $Y \rightarrow \infty$ as soluções da BK não dependem mais das variáveis r e Y separadamente, mas de uma única variável τ , tal que escreve-se:

$$\mathcal{N}(\tau) = \lim_{\substack{x \rightarrow 0 \\ Y \rightarrow \infty}} \mathcal{N}(r, Y), \quad \text{sendo} \quad \tau := rQ_s(x). \quad (4.42)$$

¹<https://github.com/hejajama/rcbkdipole>

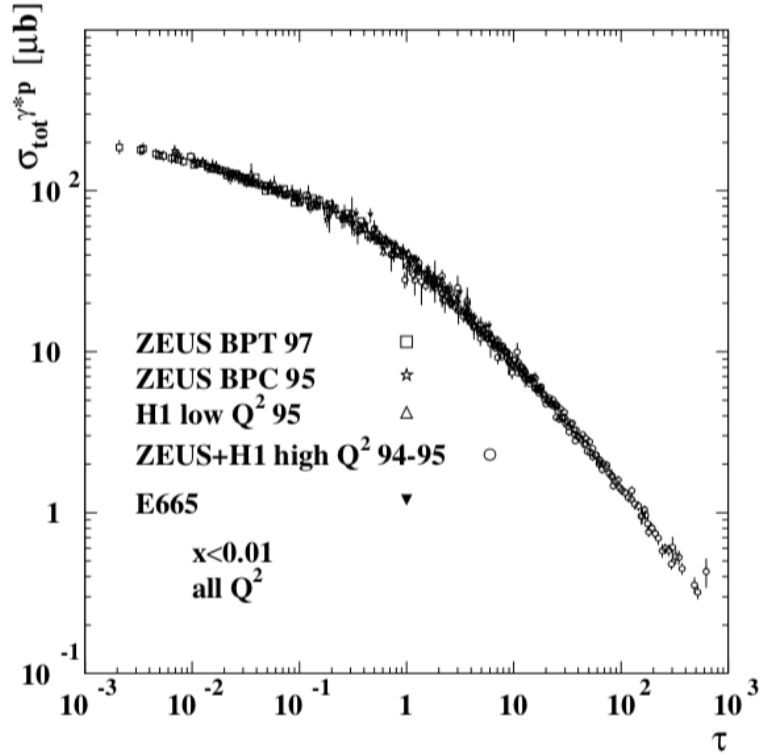


Figura 4.4 - Dados do HERA para a seção de choque γ^*p em função da variável de escalonamento geométrico τ . Fonte: [191].

Dados experimentais de DIS no HERA [191, 193] para a região de $x < 0.01$ confirmam o escalonamento geométrico, pode ser visto na Fig. (4.4).

Como a equação BK não possui solução analítica para $\mathcal{N}(r, Y)$ conhecida em todo seu regime cinemático, somente em casos assintóticos, nos últimos anos surgiram inúmeros modelos para a descrição de $\mathcal{N}(r, Y)$ que incorporam as características esperadas do CGC. Na próxima seção apresentaremos alguns para $\mathcal{N}(x, r, b)$ que não se utilizam da fatoração dada pela Eq. (4.34), conquanto assumem a dependência em \mathbf{b} é introduzida de maneira fenomenológica.

4.6 Modelos fenomenológicos para \mathcal{N}

A equação BK não possui solução conhecida em todo seu regime cinemático, assim, não existe uma forma analítica para \mathcal{N} , a não ser em casos assintóticos. Nos últimos anos surgiram vários modelos para a descrição da amplitude de espalhamento de dipolo no regime de altas densidades, incorporando as características esperadas do CGC. Veremos a seguir algumas propostas fenomenológicas para a amplitude \mathcal{N} .

Nosso objetivo nesta seção é descrever a evolução dessa quantidade utilizando a abordagem

não-linear da QCD usando modelos fenomenológicos para $\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b})$ presentes na literatura que incorporam as características esperadas do CGC.

4.7 Modelo de Golec-Biernat–Wüsthoff (GBW)

Um dos primeiros modelos para a seção de choque de dipolos é o modelo fenomenológico de saturação de Golec-Biernat e Wüsthoff (GBW) [183, 194]. Este modelo assume a fatoração Eq. (4.34) e uma forma paramétrica *eikonal* para a amplitude de espalhamento dipolo-próton, o qual leva em conta as principais características de saturação. Este modelo interpola o comportamento de transparência de cor, $\sigma^{dip} \sim r^2$, para região de pequeno r , e o comportamento de confinamento, $\sigma^{dip} \sim \sigma_0$, para grande r . O modelo é puramente fenomenológico, sem base em qualquer equação de evolução. Nele a amplitude de espalhamento dipolo-próton é dada por:

$$\mathcal{N}^h(x, r) = 1 - \exp\left(-\frac{1}{4}Q_s^2 r^2\right) \quad (4.43)$$

sendo r a distância que separação transversal do dipolo e $Q_s := Q_s(x)$ a escala de saturação dependente da variável x de Bjorken dada por:

$$Q_s^2(x) = Q_0^2(x_0/x)^\lambda. \quad (4.44)$$

A seção de choque dipolo-hádron depende das variáveis independentes x e r é definida como:

$$\sigma^{dp}(x, r) = \sigma_0 \mathcal{N}(x, r) \quad (4.45)$$

A quantidade Q_0^2 ajusta a dimensão e, em que em geral, assume-se que $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}$. Os parâmetros $\sigma_0 = 29.12 \text{ mb}$, $\lambda = 0.277$ e $x_0 = 0.41 \times 10^{-4}$ são quantidades livres do modelo que foram ajustados aos dados de F_2 do HERA considerando quarks leves e a contribuição do quark charm. Os parâmetros adicionais deste modelo são a massa efetiva dos quarks leves (u , d e s), $m_{u,d,s} = 0.14 \text{ GeV}$ e a massa efetiva do quark charm $m_c = 1.5 \text{ GeV}$, sendo esta uma entrada não perturbativa do modelo. O comportamento da seção de choque total em relação à x é controlado pelo expoente λ . O modelo GBW satisfaz as características de transparência de cor quando $r^2 Q_s^2(x) \ll 1$, e saturação para a região $r^2 Q_s^2(x) \gg 1$, onde a exponencial fornece valores que tendem a zero, e a seção de choque satura assumindo um valor constante.

4.8 Modelo de Kowalski–Motyka–Watt (bCGC)

Kowalski, Motyka e Watt propuseram uma modificação no modelo proposto por Iancu-Itakura-Munier (IIM) [164] e Iancu-Itakura-Munier-Soyez (IIMS) [195], a fim de incluir

a dependência em parâmetro de impacto na amplitude de espalhamento \mathcal{N} [176, 196]. No modelo de Kowalski, Motyka e Watt, conhecido como Modelo bCGC, o procedimento utilizado foi manter a forma funcional de \mathcal{N} do modelo IIM, dada por:

$$\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) = \begin{cases} \mathcal{N}_0 \left(\frac{rQ_s}{2}\right)^{2\left[\gamma_s + \frac{\ln(2/rQ_s)}{\kappa\lambda Y}\right]}, & \text{se } rQ_s(x) \leq 2, \\ 1 - \exp\left[-\mathcal{A} \ln^2(\mathcal{B}rQ_s)\right], & \text{se } rQ_s(x) > 2, \end{cases} \quad (4.46)$$

sendo $Y = \ln(x_0/x)$ a rapidez e os coeficientes \mathcal{A} e \mathcal{B} dados por:

$$\mathcal{A} = -\frac{\mathcal{N}_0^2 \gamma_s}{(1 - \mathcal{N}_0)^2 \ln(1 - \mathcal{N}_0)}, \quad \text{e} \quad \mathcal{B} = \frac{1}{2}(1 - \mathcal{N}_0)^{-(1 - \mathcal{N}_0)/\mathcal{N}_0 \gamma_s}, \quad (4.47)$$

e incluir a dependência no parâmetro de impacto b na escala de saturação $Q_s = Q_s(x, \bar{b})$ da seguinte forma

$$Q_s^2(x, \bar{b}) = (x_0/x)^\lambda \exp\left(\frac{\bar{b}^2}{2B_{CGC}}\right)^{1/\gamma_s}, \quad (4.48)$$

onde o primeiro termo é a escala de saturação utilizada nos modelos GBW e o segundo termo descreve um alvo cuja densidade de glúons varia com o parâmetro de impacto. Na região central do alvo (pequeno $b \rightarrow 0$) a densidade de glúons é alta. Na região periférica do alvo (grande valor de b) a densidade diminui de forma que o alvo torna-se mais diluído. Usaremos o conjunto de parâmetros mais recentes [42] dados por: $B_{CGC} = 5.5 \text{ GeV}^{-2}$, $\gamma_s = 0.6492$, $\mathcal{N}_0 = 0.3658$, $x_0 = 0.00069 \times 10^{-6}$ e $\lambda = 0.2023$. O modelo assume as seguintes massas efetivas dos quarks são: $m_{u,d,s} = 0.14 \text{ GeV}$ e $m_c = 1.4 \text{ GeV}$.

Cabe ressaltar aqui que o modelo bCGC fornece a parametrização de \mathcal{N} que incorpora os efeitos lineares e não-lineares. No limite de pequenos dipolos, isto é, $r_\perp \ll 1/Q_s(x)$ a evolução de \mathcal{N} é pela solução assintótica da equação Balitsky, Fadin, Kuraev e Lipatov (BFKL) [20, 21, 156, 157]. Por outro lado, para grandes dipolos, isto é, $r_\perp \gg 1/Q_s(x)$ a evolução de \mathcal{N} é pela solução assintótica da equação BK, a Levin-Tuchin. Tal modelo descreve satisfatoriamente os dados de HERA para processos inclusivos e exclusivos.

4.9 Modelo de Kowalski e Teaney (IP-Sat)

Kowalski e Teaney [43] também propuseram com dependência no parâmetro de impacto, b , que difere do modelo bCGC ao incorporar a dinâmica DGLAP no limite linear ($r_\perp^2 \sim 0$) próximo a fronteira de saturação. O modelo de Kowalski e Teaney, conhecido como Modelo IP-Sat, descreve os dados experimentais da seção de choque dos processos inclusivos γ^*p e difrativo J/Ψ no HERA. Uma atualização desse modelo foi apresentada por [42] com o objetivo de descrever os dados experimentais das funções de estrutura F_2 , F_L e $F_2^{c\bar{c}}$ de HERA de processos exclusivos (produção de mésons vetoriais) assim como levar em

consideração a evolução em Q^2 na amplitude de espalhamento. Aqui, usaremos o mais recente atualização do modelo dado por Mäntysaari e Zurita [44].

Na Ref. [44] a amplitude de espalhamento, \mathcal{N} , é definida como:

$$\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) = 1 - \exp\left(-\frac{\pi^2 r^2}{2N_c} \alpha_s(\mu^2) x g(x, \mu^2) T_G(b)\right), \quad (4.49)$$

onde $T_G(b)$ é o perfil de densidade de glúons parametrizado pelo perfil gaussiano dado por:

$$T_G(b) = \frac{1}{2\pi B_G} \exp\left(\frac{-b^2}{2B_G}\right), \quad (4.50)$$

onde o parâmetro livre $B_G = 4 \text{ GeV}^{-2}$. Além disso, \mathcal{N} tem dependência na densidade de glúons $xg(x, \mu_0^2)$ que evolui com a DGLAP do setor de glúons:

$$\frac{\partial xg(x, \mu^2)}{\partial \ln \mu^2} = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 dz P_{gg}(z) \frac{x}{z} g(x/z, \mu^2). \quad (4.51)$$

A escala μ^2 na qual a densidade de glúons e constante de acoplamento forte $\alpha_s(\mu^2)$ são calculadas está relacionada ao tamanho do dipolo:

$$\mu^2 = C/r^2 + \mu_0^2, \quad (4.52)$$

onde $\mu_0^2 = 1.1 \text{ GeV}^{-2}$. A condição inicial para evolução do sistema é a densidade de glúons calculada na escala inicial μ_0^2 parametrizada como:

$$xg(x, \mu_0^2) = A_g x^{-\lambda_g} (1-x)^6. \quad (4.53)$$

Para quantificar os efeitos de saturação os autores da Ref. [44] introduziram a versão parametrizada do modelo IP-Sat, denominado modelo IPnonSat, onde a expressão para a amplitude de espalhamento é dada por:

$$\mathcal{N}(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) = \frac{\pi^2 r^2}{2N_c} \alpha_s(\mu^2) x g(x, \mu^2) T_G(b), \quad (4.54)$$

onde as quantidades $xg(x, \mu^2)$ e $T_G(b)$ já foram definidas nas Eqs. (4.52) e (4.50).

No que segue, usaremos conjunto de parâmetros mais recentes ajustados na Ref. [44]. Para o modelo IP-Sat, as massas efetivas dos quarks leves são $m_{u,d,s} = 0.03 \text{ GeV}$, $m_c = 1.3113 \text{ GeV}$ para o quark charm e $m_b = 4.75 \text{ GeV}$ para o quark bottom; $C = 2.3700$, $A_g = 2.1394$ e $\lambda = 0.08388$. Para o modelo IPnonSat temos os seguintes parâmetros: $m_{u,d,s} = 0.1359 \text{ GeV}$ para as massas efetivas dos quarks leves, $m_c = 1.3047 \text{ GeV}$ para o

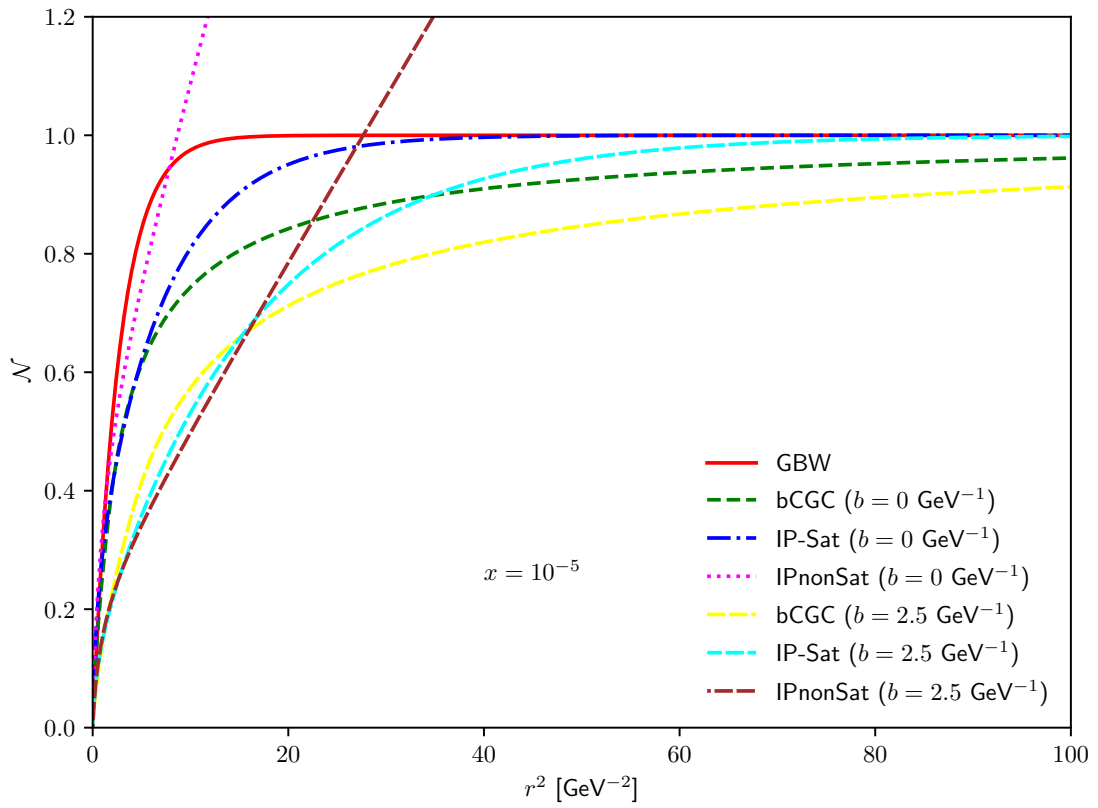
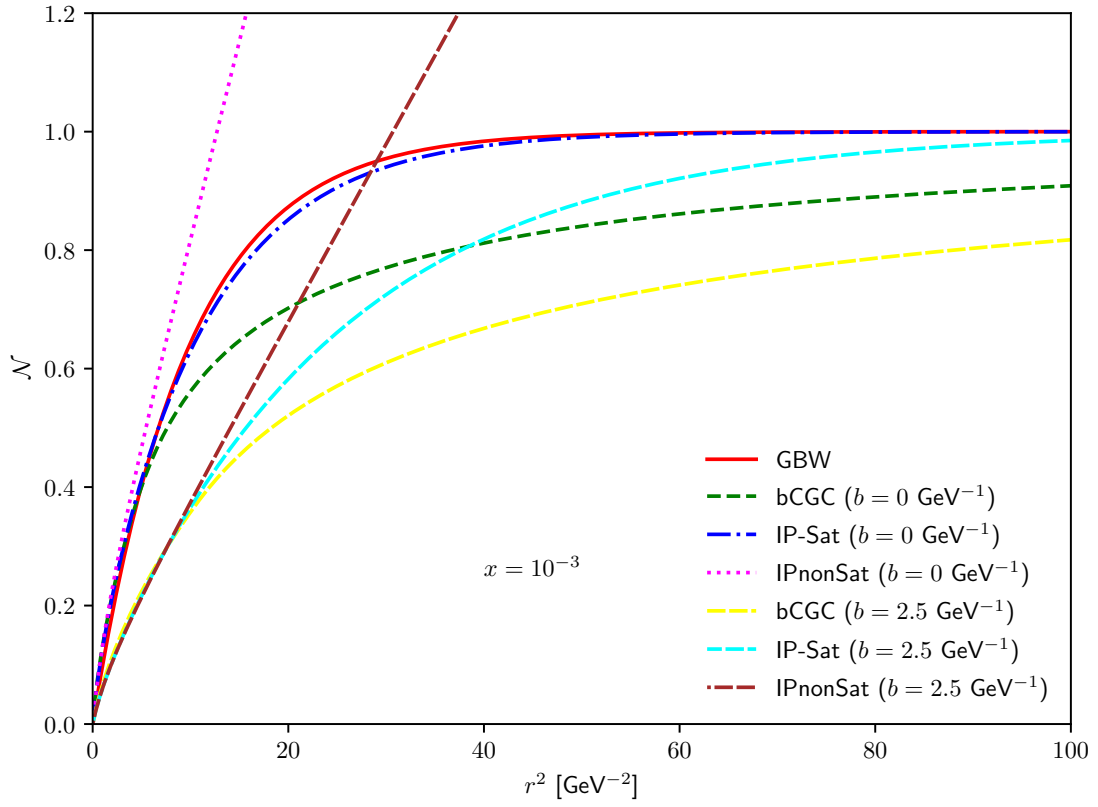


Figura 4.5 - Dependência da amplitude \mathcal{N} em r^2 para diferentes modelos, considerando $x = 10^{-3}$ e $x = 10^{-5}$.

quark charm e $m_b = 4.75 \text{ GeV}$ para o quark bottom; $C = 4.7328 \text{ GeV}$, $A_g = 3.0573 \text{ GeV}$ e $\lambda = -0.01656 \text{ GeV}$.

4.10 Comparação entre modelos para \mathcal{N}

Nesta seção analisaremos o comportamento da parte imaginária da amplitude de espalhamento frontal $\mathcal{N}(x,r,b)$ em relação ao tamanho transversal do dipolo, r . Consideraremos os quatro modelos fenomenológicos apresentados na seção anterior.

Começamos a análise apresentando a dependência de \mathcal{N} no tamanho transversal do dipolo ao quadrado, Fig. (4.5), considerando $x = 10^{-3}$ (painel esquerdo) e $x = 10^{-5}$ (painel direito). No caso dos modelos que dependem do parâmetro de impacto (bCGC, IP-Sat e IPnonSat) apresentamos seus resultados considerando a região central ($b = 0 \text{ GeV}^{-1}$) e uma região mais periférica ($b = 2.5 \text{ GeV}^{-1} \approx 0.5 \text{ fm}$). Em todos os modelos, exceto IPnonSat (aproximação linear do modelo IP-Sat), podemos observar que \mathcal{N} cresce com potência de r na região de pequenos dipolos e tende a um valor máximo na região de grandes dipolos. Os modelos diferem no valor de r em que chega-se à saturação (região de transição da dinâmica linear para a dinâmica não linear). Podemos observar que a saturação é alcançada para menores tamanhos de dipolos $q\bar{q}$ no modelo fenomenológico GBW, e para pares $q\bar{q}$ maiores no modelo bCGC, com os outros modelos apresentando comportamento intermediário. De fato, o modelo GBW possui transição entre os regimes linear e assintótico mais abrupta quando comparado ao modelo bCGC. Comparando os dois painéis da Fig. (4.5) observamos que o aumento da energia faz com que a saturação seja alcançada para pequenos valores do tamanho transversal do par $q\bar{q}$. Observamos também que a transição entre os regimes linear e assintótico é menos suave no caso de colisões frontais ($b = 0 \text{ GeV}^{-1}$) quando comparada ao caso de colisões periféricas para um dado valor fixo da variável x .

4.11 Conclusão

Neste capítulo abordamos o DIS no sistema de repouso do alvo, a fim de introduzir o formalismo de dipolos, o qual será amplamente usado nessa tese. Neste formalismo, a transição do bóson de calibre no dipolo pode ser completamente determinada, estando fatorada da interação do dipolo com o hádron, a qual é determinada pela dinâmica das interações fortes no regime de altas energias. Portanto, uma vez especificada esta quantidade, podemos estimar todos os observáveis associados à interação neutrino-hádron de interesse nesta tese.

5 PRODUÇÃO DE FÓTON EM INTERAÇÕES NEUTRINO - HÁDRON EM ALTAS ENERGIAS

Abordagens distintas para o tratamento da produção de fóton em interações neutrino-hádron em energias baixas e intermediárias têm sido propostas nas últimas décadas, motivadas principalmente pelo fato de que este processo é um dos principais backgrounds em experimentos de oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Tais abordagens desconsideram a contribuição da troca de Pomeron (\mathbb{P}), que se torna dominante em altas energias. Neste capítulo, o formalismo de dipolo é estendido para a produção exclusiva de fóton na interação Z^0 -próton em altas energias e a contribuição associada à troca de Pomeron é estimada. Os resultados da distribuição de momento transversal quadrado e seção de choque total são apresentados considerando diferentes modelos para a amplitude de espalhamento dipolo-próton, que implicam em um aumento acentuado da seção de choque com a energia. Os resultados apresentados nesse capítulo foram publicados na Ref. [57].

5.1 Introdução

Um dos principais desafios da Física de Partículas é obter uma compreensão mais profunda das propriedades dos neutrinos e suas interações (para uma revisão recente, veja, por exemplo, Ref. [197]). Nos últimos anos, um grande número de estudos se concentrou no estudo dos eventos observados no observatório IceCube, motivados principalmente pela perspectiva de melhorar nossa compreensão sobre a origem, propagação e interação de neutrinos em energias ultra-altas [$E_\nu \gtrsim \mathcal{O}(\text{TeV})$] [55]. Da mesma forma, experimentos de neutrinos baseados em aceleradores atuais e de próxima geração, que consideram interações de neutrinos em energias baixas [$\mathcal{O}(\text{MeV})$] e intermediárias [$\mathcal{O}(\text{GeV})$], têm motivado a busca de respostas para algumas das questões fundamentais sobre os neutrinos, como por exemplo, a determinação precisa dos parâmetros de mistura de neutrinos, bem como a busca da ordenação de massa de neutrinos e violação CP no setor leptônico [56].

Uma das questões é que a descrição dos eventos observados nos observatórios de neutrinos e experimentos baseados em aceleradores depende fortemente da compreensão das seções de choque de neutrinos ao longo de muitas décadas de energia, o que ainda é uma questão em aberto [133]. Em particular, o tratamento do espalhamento de neutrinos por hádrons em energias baixas e intermediárias é uma tarefa difícil devido à grande contribuição de efeitos não perturbativos [198], o que implica que os cálculos devem ser realizados usando modelos fenomenológicos baseados, por exemplo, em uma lagrangiana efetiva motivada pelas simetrias da QCD (Veja, por exemplo, Ref. [199]). Da mesma forma, a descrição da seção de choque neutrino-próton $\sigma_{\nu p}$ em altas energias é sensível ao comportamento das funções de distribuição de prótons na faixa cinemática além daquela sondada pelos

colisores atuais, onde se espera que novas dinâmicas QCD estejam presentes [55]. Além disso, vários cenários da física além do Modelo Padrão (Beyond the Standard Model, BSM) preveem a modificação de $\sigma_{\nu p}$ para grandes energias de neutrinos [55].

Em geral, diferentes abordagens têm sido propostas para os distintos regimes de energia e os limites de validade das mesmas não estão claramente estabelecidos, com os resultados indicando que as previsões de um modelo proposto para tratar as interações neutrino - hádron nas faixas de baixa e intermediária energia são incompletos ou inválidos no limite de alta energia. Tal conclusão nos motiva a revisar a produção de fótons em interações neutrino - próton de corrente neutra, que só foram discutidas na literatura em energias baixas e intermediárias [200–211], e derivar previsões para o regime de alta energia.

A produção de fótons em interações de neutrinos com prótons e núcleos foi discutida por diversos grupos nas últimas décadas [200–211], fortemente motivado pelo excesso de eventos observados pelo experimento MiniBooNE na análise das buscas de ocorrência de ν_e e $\bar{\nu}_e$ [212–215], já que o processo é um dos maiores backgrounds em experimentos de oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ($\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$) (Para análise experimental relacionada, veja, por exemplo, Refs. [216–219]). Outra motivação para a análise realizada nestes estudos foi que a produção de fótons de corrente neutra também é importante nas medições da violação de fase. Nas Refs. [200–211], os resultados foram derivados considerando uma Lagrangiana efetiva que descreve a interação entre graus de liberdade hadrônicos e campos de calibre eletrofraco, com as abordagens diferindo nas suposições para os subprocessos considerados. Em geral, as contribuições de conjuntos distintos de diagramas, caracterizados pela troca de um bárion ou a troca de méson, estão incluídas nos cálculos e foram apresentadas previsões para a seção de choque na faixa de energia $E_\nu \lesssim 3$ GeV. Como é bem conhecido da física hadrônica (veja, por exemplo, Ref. [178]), a descrição das seções de choque de interação em termos de trocas de mésons é uma boa aproximação para energias de centro de massa baixas. No entanto, com o aumento da energia, a contribuição associada à troca de um objeto singlete colorido, com números quânticos no vácuo, denominado Pomeron (\mathbb{P}), torna-se importante e determina o comportamento das seções de choque no limite de alta energia. Nosso objetivo é estimar a contribuição da troca de Pomeron para a produção de fóton em interações neutrino-próton em altas energias. Em particular, calcularemos a seção de choque exclusiva, associada ao processo em que um fóton é produzido e o próton permanece intacto, com um gap de rapidez entre esses dois sistemas. Para isso, usaremos o formalismo de dipolo de cor [172,220], que tem sido aplicado com sucesso para descrever os processos inclusivos e exclusivos observados em colisões ep no HERA (Veja, por exemplo, Refs. [42–44]). Tal formalismo já foi usado para derivar estimativas para as seções de choque total CC e NC de neutrinos - hádrons que levam em consideração efeitos

não lineares na dinâmica QCD [37, 40, 41, 45–54], que se espera que estejam presentes em altas energias [26–28]. Estenderemos essa abordagem para a produção exclusiva de fótons em interações νp e apresentaremos previsões para a dependência energética da seção de choque associada. Como demonstraremos a seguir, nossos resultados indicam que a seção de choque para este processo aumenta com a energia e é maior para valores menores da virtualidade do bóson de calibre Z^0 .

Este capítulo está organizado da seguinte forma. Na próxima seção, apresentaremos uma breve revisão da descrição da seção de choque inclusiva neutrino - próton no formalismo de dipolos. A extensão do formalismo para a produção exclusiva de fótons será apresentada, bem como os principais ingredientes utilizados como entrada em nossos cálculos. Na Seção 5.3 apresentaremos nossas previsões para a dependência energética da seção de choque neutrino - próton da corrente neutra inclusiva, derivada de modelos distintos para a amplitude do dipolo - próton frontal considerada em nossa análise. Além disso, apresentaremos nossas previsões para a dependência do momento transversal da seção de choque diferencial para a produção de um fóton considerando uma energia fixa e diferentes valores para a virtualidade Z^0 . Nossos resultados para a dependência energética da seção de choque para a seção de choque $Z^0 p \rightarrow \gamma p$ serão apresentados. Finalmente, na Seção 5.4 resumiremos nossos principais resultados e conclusões.

5.2 Formalismo

A seguir apresentaremos uma breve revisão do formalismo de dipolos para a descrição da seção de choque neutrino-próton de corrente neutra (NC) em altas energias (Para estudos anteriores, veja, por exemplo, Refs. [37, 40, 41, 45–54]). Embora nosso foco seja a produção de fóton em processos exclusivos, onde o próton-alvo permanece intacto no estado final, discutiremos inicialmente a descrição das interações inclusivas neutrino-hádrão, que são os processos típicos de espalhamento inelástico profundo (DIS) e são caracterizados pela quebra do próton.

O DIS NC é geralmente descrito no referencial de Breit [10], com o neutrino interagindo com um quark no próton através de um bóson virtual Z , produzindo no estado final um neutrino do mesmo sabor que o de entrada e um sistema hadrônico X . A cinemática é determinada pela transferência de quadrimomento $Q^2 \equiv -q^2$, onde q é a virtualidade do bóson de calibre, a variável Bjorken- x e a inelasticidade da colisão y . Em altas energias de centro de massa de neutrino-próton, o valor típico da fração de momento x transportada pelos quarks é pequeno, o que implica que estamos sondando quarks do mar no próton, que surgem do processo $g \rightarrow q_f \bar{q}_f$.

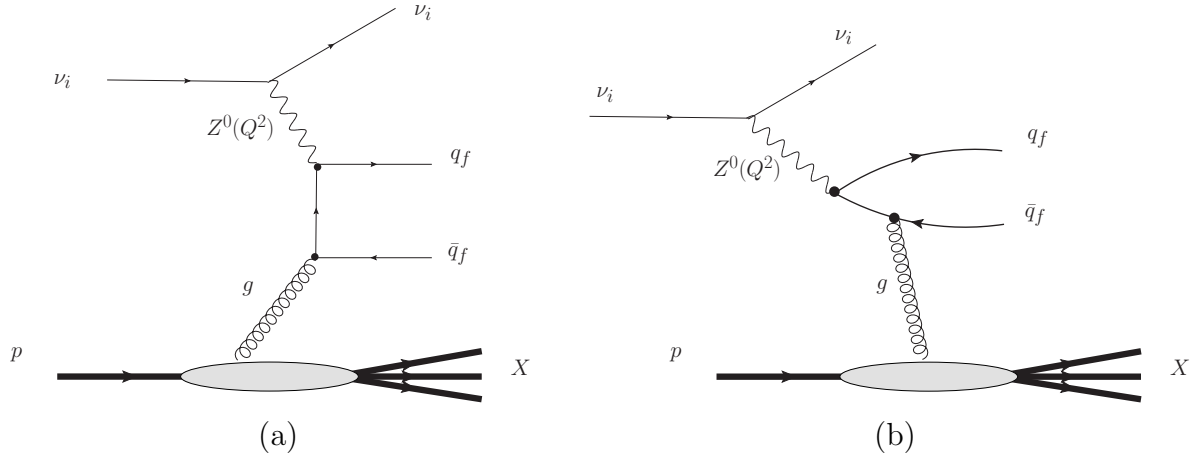


Figura 5.1 - Representações do espalhamento inelástico profundo de corrente neutra neutrino-próton em altas energias no referencial (a) Breit e no referencial (b) dipolo.

Esta representação do processo DIS NC é apresentada na Fig. 5.1 (a). Uma descrição totalmente equivalente do processo pode ser realizada no referencial de dipolo, onde o bóson de calibre Z^0 tem energia suficiente para flutuar em um estado Fock $|q_f\bar{q}_f\rangle$, que tem constituintes carregados de cor e, em seguida, podem se espalhar pelo campo de cores do alvo. Em ordem dominante, a interação dipolo-alvo pode ser descrita em termos da distribuição de glúons do próton, com o diagrama associado representado na Fig. 5.1 (b). Tem-se que no referencial do dipolo a função de estrutura F_2^{NC} é expressa em termos das funções de estrutura de transversa e longitudinal, $F_2^{NC} = F_T^{NC} + F_L^{NC}$, que são dadas por

$$F_{T,L}^{NC}(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2} \int_0^1 dz \int d^2\mathbf{r} |\Psi_{T,L}^{Z^0}(\mathbf{r}, z, Q^2)|^2 \sigma^{dp}(\mathbf{r}, x), \quad (5.1)$$

onde \mathbf{r} denota o tamanho transversal do dipolo, z é a fração de momento longitudinal transportada por um quark e $\Psi_{T,L}^{Z^0}$ são as funções de onda do bóson de calibre correspondentes a suas polarizações transversais ou longitudinais. Expressões explícitas para $\Psi_{T,L}^{Z^0}$ são fornecidas, por exemplo, na Ref. [45] e na seção 4.4. Além disso, a seção de choque dipolo-próton, σ_{dp} , é expressa como segue

$$\sigma^{dip}(x, \mathbf{r}) = 2 \int d^2\mathbf{b}_p \mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p) \quad (5.2)$$

onde \mathbf{b}_p é a distância transversal do centro do próton ao centro de massa do dipolo $q\bar{q}$ e $\mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p)$ denota a amplitude de espalhamento não frontal de um dipolo de tamanho \mathbf{r} no próton, que está diretamente relacionado a QCD dinâmica. Uma das principais vantagens da descrição do DIS no referencial de dipolo é que efeitos não lineares, associados à alta densidade partônica no próton em pequeno- x , podem ser mais facilmente considerados

nesse referencial. Durante as últimas décadas, a descrição da estrutura do próton em altas energias tem sido um tópico de intenso debate, motivado principalmente pela expectativa da transição entre os regimes linear e não linear da dinâmica QCD (Para revisões ver, por exemplo, Ref. [26–28]). Enquanto no regime linear a dinâmica é descrita pelos processos de emissão, espera-se que com o aumento da densidade de pártons em pequeno- x o processo físico de recombinação de pártons se torne importante na cascata de pártons. Este novo regime caracteriza-se pela limitação na densidade máxima de pártons no espaço de fase que pode ser alcançado na função de onda hádron (saturação de pártons) e sua evolução é descrita por uma equação de evolução não linear para $\mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p)$. Nos últimos anos, vários grupos propuseram diferentes abordagens fenomenológicas para descrever essa quantidade, que são baseadas no formalismo do condensado de vidro colorido (Color Glass Condensate, CGC) [29–36], e descrevem com sucesso um grande conjunto de observáveis em colisões ep , pp , pA e AA . Em particular, os modelos IP-Sat [43, 176] e bCGC [43, 221], que serão descritos a seguir, são capazes de descrever os dados ep HERA para processos inclusivos e exclusivos.

Outra das vantagens do formalismo de dipolos é que ele pode ser facilmente estendido para descrever processos exclusivos, onde um determinado estado é produzido no estado final na interação do bóson de calibre com o próton e esse permanece intacto. A produção exclusiva de mésons vetoriais, fótons e Z^0 's nas interações fóton-hádron são alguns dos exemplos de processos que têm sido amplamente estudados nos últimos anos (Ver por exemplo Refs. [42, 43, 180, 222–224]). Em contraste, os estudos desses processos em colisões neutrino-próton são escassos e focados principalmente na produção de mésons pesados e leves em interações de correntes carregadas (Ver, por exemplo, Refs. [225–237]). No que segue, seguindo as Refs. [180, 222], estenderemos o formalismo de dipolo para a produção de fóton em interações NC νp . Este processo será caracterizado por um fóton real e um próton intacto no estado final, com um gap de rapidez separando esses sistemas. A ideia básica no formalismo de dipolo é que a amplitude de espalhamento para a produção de fótons reais exclusivos $Z^0 p \rightarrow \gamma p$ pode ser fatorada em termos da flutuação do bóson de calibre virtual Z^0 em um dipolo de cor $q\bar{q}$, o espalhamento dipolo-próton por uma troca singleto de cor (\mathbb{P}) e a recombinação em o estado final exclusivo γ , como representado na Fig. 5.2. Tem-se que pode ser escrito como

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}_T^{Z^0 p \rightarrow \gamma p}(x, \Delta, Q^2) &= i \int d^2 \mathbf{r} \int \frac{dz}{4\pi} \int d^2 \mathbf{b}_p \sum_f (\Psi_{Z^0}^* \Psi_\gamma)_T^f e^{-i[\mathbf{b}_p - (1-z)\mathbf{r}] \cdot \vec{\Delta}} 2\mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p) \\
&= i \int dr (2\pi r) \int \frac{dz}{4\pi} \int d\mathbf{b}_p (2\pi b_p) J_0(\mathbf{b}_p \Delta) J_0([1-z]\mathbf{r} \Delta) \\
&\quad \times \sum_f (\Psi_{Z^0}^* \Psi_\gamma)_T^f 2\mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p), \quad (5.3)
\end{aligned}$$

onde $\Delta^2 = -t$, com t sendo o quadrimomento transferido ao quadrado entre o próton que entra e o espalhado, e J_0 é a função de Bessel do primeiro tipo. A função de sobreposição transversalmente polarizada, $(\Psi_{Z^0}^* \Psi_\gamma)_T^f$, entre a função de onda do fóton e o Z^0 para um sabor de quark $f = u, d, s, c, b$ pode ser totalmente calculada usando a teoria de perturbação [180] e é dada por

$$(\Psi_{Z^0}^* \Psi_\gamma)_T^f = \frac{2N_c \alpha_{em}}{\pi} \frac{e_f g_v^f}{\sin 2\theta_W} \left\{ [z^2 + (1-z)^2] m_f K_1(m_f r) \varepsilon K_1(\varepsilon r) + m_f^2 K_0(m_f r) K_0(\varepsilon r) \right\}. \quad (5.4)$$

Aqui, os acoplamentos vetoriais são $g_v^{u,c} = 1/2 - 4/3 \sin^2 \theta_W$ e $g_v^{d,s,b} = -1/2 + 2/3 \sin^2 \theta_W$, onde θ_W é o ângulo de Weinberg e $\varepsilon^2 = m_f^2 + Q^2 z(1-z)$. Além disso, K_0 e K_1 são as funções de Bessel modificadas. Finalmente, a seção de choque total para a produção de fóton pode ser estimada usando que

$$\sigma^{Z^0 p \rightarrow \gamma p}(W, Q^2) = \int_{-\infty}^0 dt \frac{d\sigma^{Z^0 p \rightarrow \gamma p}}{dt} = \int_{-\infty}^0 dt \frac{1}{16\pi} \left| \mathcal{A}_T^{Z^0 p \rightarrow \gamma p}(x, \Delta, Q^2) \right|^2 \quad (5.5)$$

onde W é a energia do centro de massa de Z^0 -próton, Q^2 é a virtualidade de Z^0 e a amplitude é dada pela Eq. (5.3). Como na Ref. [176], a seção de choque diferencial para um alvo de prótons será multiplicada pelo fator $R_g^2(1 + \beta^2)$ para levar em conta o efeito de assimetria (R_g) e a parte real da amplitude de espalhamento (β). A correção da assimetria está relacionada ao fato de que no limite de troca de dois glúons, os glúons emitidos do quark e do antiquark para o dipolo podem transportar diferentes frações de momento. Tal correção foi derivada na estrutura da fatoração colinear [238], e sua aplicação na abordagem dipolo ainda está em debate. No entanto, a comparação das predições de dipolo com os dados HERA indicam que as correções de assimetria e parte real são necessárias para descrever os dados [42, 43]. Tem-se que no formalismo de dipolo a principal entrada para os cálculos das funções de estrutura NC e a produção de fóton é $\mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p)$, que é determinada pela dinâmica QCD em pequeno- x [26–28]. Em nossa análise consideraremos os modelos fenomenológicos propostos nas Refs. [176, 221] que descrevem com sucesso os dados ep HERA para processos inclusivos e exclusivos [42, 176]. Isso nos permitirá estimar as incertezas teóricas atuais nas predições para interações neutrinos-hádrons. Os modelos bCGC e IP-Sat são baseados em aproximações distintas do formalismo CGC e satisfazem suas principais propriedades (a) para a interação de um pequeno dipolo ($|\mathbf{r}| \ll 1/Q_s$), $\mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p) \approx \mathbf{r}^2$, implicando que este sistema está interagindo fracamente; (b) para um dipolo grande ($|\mathbf{r}| \gg 1/Q_s$), o sistema é fortemente absorvido e, portanto, $\mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p) \approx 1$. Em particular, o modelo bCGC interpola duas soluções de equações de evolução bem conhecidas: a solução da equação BFKL perto do regime de saturação e a solução do

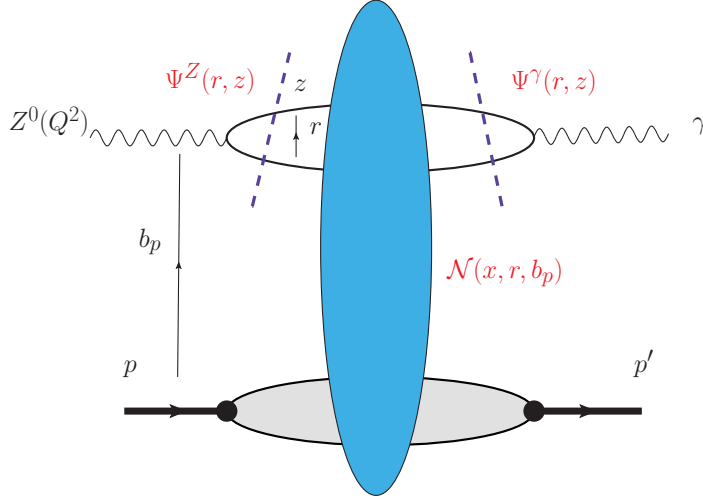


Figura 5.2 - Amplitude de espalhamento para a produção de fóton em uma interação Z^0 - próton.

Balitsky-Kovchegov equação profundamente dentro do regime de saturação. A suposição subjacente é que a interação entre as escadas gluônicas é levada em conta pelo modelo bCGC, com o limite de saturação sendo aproximado através da equação BFKL. Além disso, este modelo assume que a escala de saturação depende do parâmetro de impacto, sendo a amplitude do espalhamento dipolo-próton dada por [176]

$$\mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p) = \begin{cases} \mathcal{N}_0 \left(\frac{rQ_s}{2} \right)^{2[\gamma_s + (1/(\kappa\lambda Y)) \ln(2/rQ_s)]}, & rQ_s \leq 2 \\ 1 - e^{-A \ln^2(BrQ_s)}, & rQ_s > 2 \end{cases} \quad (5.6)$$

onde $Y = \ln(1/x)$ e

$$Q_s \equiv Q_s(x, b_p) = \left(\frac{x_0}{x} \right)^{\lambda/2} \left[\exp \left(-\frac{b_p^2}{2B_{CGC}} \right) \right]^{1/(2\gamma_s)} \quad (5.7)$$

é a escala de saturação deste modelo. Além disso, os coeficientes A e B são determinados pela condição de continuidade de \mathcal{N}_p e sua derivada em $rQ_s = 2$. Os parâmetros livres foram corrigidos ajustando os dados HERA e aqui usamos a atualização parâmetros obtidos na Ref. [43]. Por outro lado, o modelo IP-Sat [42] incorpora os efeitos de saturação via aproximação Glauber-Mueller [239–242], assumindo uma forma eikonal para \mathcal{N}_p que depende em uma distribuição de glúons evoluiu através da equação DGLAP. Este modelo ressona as contribuições de higher-twist e, diferentemente do modelo bCGC, o limite de saturação é abordado através da evolução DGLAP [16–18]. No modelo IP-Sat, a amplitude de espalhamento dipolo-próton é dada por

$$\mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p) = 1 - \exp \left[\frac{\pi^2 r^2}{N_c} \alpha_s(\mu^2) x g \left(x, \mu^2 = \frac{C}{r^2} + \mu_0^2 \right) T_G(\mathbf{b}_p) \right], \quad (5.8)$$

com um perfil gaussiano

$$T_G(\mathbf{b}_p) = \frac{1}{2\pi B_G} \exp\left(-\frac{\mathbf{b}_p^2}{2B_G}\right). \quad (5.9)$$

Neste modelo, a distribuição de glúons evolui através da equação DGLAP, com a condição inicial em μ_0^2 sendo $xg(x, \mu_0^2) = A_g x^{-\lambda_g} (1-x)^6$. Na presente tese, empregamos os parâmetros B_G, A_g, λ_g, C e μ_0^2 obtidos na Ref. [44]. Para quantificar o impacto dos efeitos não lineares, também apresentaremos as previsões derivadas desprezando as correções não lineares, sendo a amplitude do espalhamento dipolo-próton dada pela parte linear do modelo IP-Sat, denotado a seguir IPnonSat, qual é

$$\mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p) = \frac{\pi^2 r^2}{N_c} \alpha_s(\mu^2) xg(x, \mu^2) T_G(\mathbf{b}_p), \quad (5.10)$$

com os parâmetros obtidos na Ref. [44]. Esses três modelos fenomenológicos diferentes para \mathcal{N}_p fornece uma descrição bastante boa dos dados de ep HERA, mas suas previsões para maiores energias de centro de massa tornam-se distintas, em particular para processos exclusivos, onde a seção de choque é proporcional ao quadrado da amplitude de espalhamento e, conseqüentemente, é fortemente sensível à dinâmica QCD subjacente. Essa forte dependência tem motivado um grande número de estudos de estados finais distintos produzidos em processos exclusivos em colisões elétron-íon e íons pesados ultraperiféricos [243–253]. Na próxima seção, analisaremos o impacto dessas distintas descrições da dinâmica da QCD em altas energias nas previsões para a produção de fóton em interações neutrino-próton.

5.3 Resultados

Para ilustrar as previsões do formalismo de dipolo e comparar seus resultados com os obtidos usando o formalismo colinear padrão, inicialmente estimaremos a seção de choque total da corrente neutra, que é dada por [10]

$$\sigma_{\nu p}^{NC}(E_\nu) = \int_{Q_{min}^2}^s dQ^2 \int_{Q^2/s}^1 dx \frac{1}{xs} \frac{\partial^2 \sigma_{\nu p}^{NC}}{\partial x \partial y}, \quad (5.11)$$

onde E_ν é a energia do neutrino, $s = 2ME_\nu$ com M a massa do próton, $y = Q^2/(xs)$ e Q_{min}^2 é o valor mínimo de Q^2 que é introduzido para permanecer na região inelástica profunda. No que segue, vamos supor $Q_{min}^2 = 1 \text{ GeV}^2$. Além disso, a seção de choque

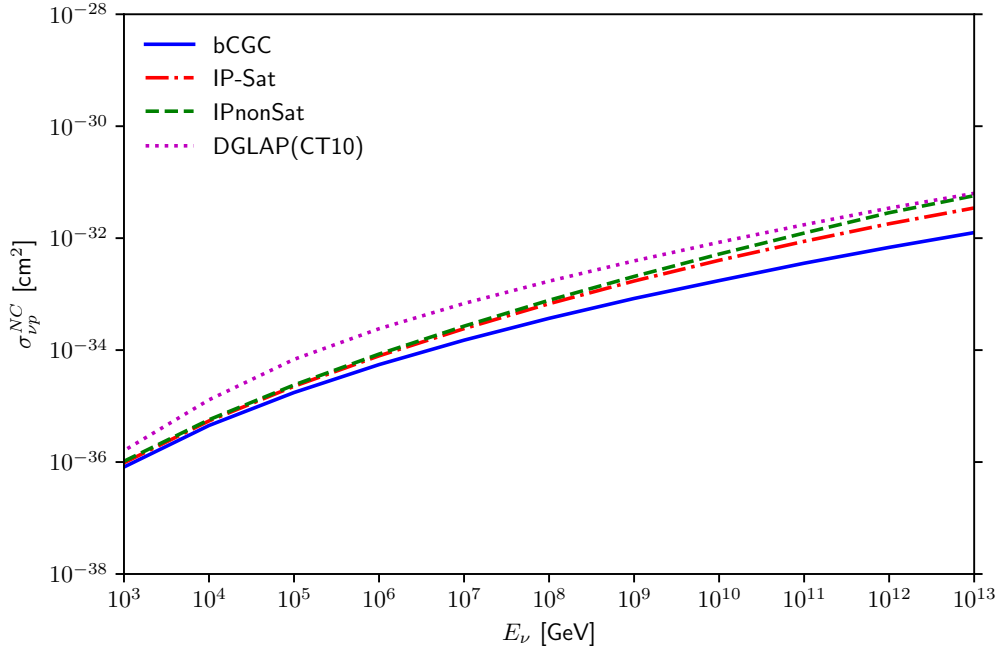


Figura 5.3 - Seção de choque total de corrente neutra neutrino-próton em função da energia neutrino E_ν , derivada considerando diferentes abordagens para a descrição da interação dipolo-hádron. A predição obtida usando a abordagem colinear padrão, denotada DGLAP(CT10), também é apresentada para comparação.

diferencial é dada por [10]

$$\frac{\partial^2 \sigma_{\nu p}^{NC}}{\partial x \partial y} = \frac{G_F^2 M E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_Z^2}{M_Z^2 + Q^2} \right)^2 \left[\frac{1 + (1-y)^2}{2} F_2^{NC}(x, Q^2) - \frac{y^2}{2} F_L^{NC}(x, Q^2) + y \left(1 - \frac{y}{2}\right) x F_3^{NC}(x, Q^2) \right], \quad (5.12)$$

onde G_F é a constante de Fermi e M_Z denota a massa do bóson de calibre neutro. O cálculo de $\sigma_{\nu p}$ envolve integrações sobre x e Q^2 . Em grandes energias, a integral x torna-se dominada pela interação com pártons de pequenos valores de x e a integral Q^2 permanece dominada por valores Q^2 da ordem da massa do bóson eletrofraco ao quadrado. Para Q^2 acima de M_Z^2 o integrando se comporta como $1/Q^4$ e rapidamente se torna irrelevante. No formalismo colinear, as funções de estrutura $F_i(x, Q^2)$ são expressas em termos das funções de distribuição de pártons do próton (Veja, por exemplo, Ref. [10]), que satisfazem as equações lineares de evolução DGLAP [16–18]. A predição associada para a seção de choque total do NC, obtida usando a parametrização derivada do grupo CTEQ na Ref. [254], é representado pela linha pontilhada na Fig. 5.3 e será denotado por DGLAP(CT10) a seguir.

Além disso, também apresentamos as predições do formalismo de dipolo, derivadas considerando os distintos modelos fenomenológicos para \mathcal{N}_p discutidos na Seção anterior. Tem-se que as predições de dipolo subestimam a seção de choque em pequenas energias em comparação com o formalismo colinear padrão, o que é esperado uma vez que o formalismo de dipolo não leva em consideração a contribuição dos quarks de valência. No entanto, para grandes energias, onde a estrutura de prótons é dominada por glúons e quarks do mar, a predição do IPnonSat é semelhante à do DGLAP(CT10), o que também é esperado devido ao fato de que ambos os resultados foram derivados desconsiderando efeitos não lineares sobre a dinâmica QCD. Tem-se que os efeitos não lineares implicam na supressão da seção de choque, com as predições derivadas usando o modelo bCGC sendo um limite inferior para a magnitude da seção de choque neutrino-próton em altas energias.

Vamos agora discutir a produção de fóton na interação exclusiva neutrino-próton Z^0p analisando as dependências de nossas predições no quadrado do momento transferido t , energia W e virtualidade Q^2 . É importante ressaltar que a seção de choque para este processo pode, em princípio, também ser estimado no âmbito da abordagem QCD colinear onde distribuições de glúons generalizadas (GPDs, sigla do inglês), que fornecem uma ferramenta única para abordar o momento longitudinal e as distribuições espaciais de pártons em hádrons, fatoradas de funções coeficiente perturbativamente calculáveis [255, 256]. Tal abordagem já foi aplicada para a produção de mésons em interações neutrino-hádron nas Refs. [225–237], mas o tratamento da produção de fótons únicos em altas energias usando este formalismo ainda é um assunto que merece ser considerado detalhadamente, o que pretendemos realizar em uma futura publicação.

A seguir, apresentaremos os resultados derivados usando o formalismo dipolo apresentado na seção anterior, que fornece uma descrição intuitiva da amplitude de espalhamento, bem como uma maneira eficiente de introduzir efeitos não lineares na interação dipolo-hádron. Finalmente, suas predições são baseadas em modelos fenomenológicos que são capazes de descrever os dados atuais de alta precisão ep HERA. Inicialmente, apresentaremos nossas predições para a seção de choque diferencial $d\sigma/dt$, onde t é o quadrimomento transferido ao quadrado entre o hádron de entrada e o espalhado, que define o quadrimomento típico do fóton no estado final. Nos últimos anos, vários autores apontaram que a análise dessa distribuição em processos exclusivos pode ser usada para obter as distribuições espaciais transversais de glúons no alvo [257–262]. Tem-se que o comportamento de $d\sigma/dt$ em pequeno- x é determinado pela dependência do parâmetro de impacto da amplitude de espalhamento de um dipolo do próton, $\mathcal{N}_p(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}_p)$. Na Fig. 5.4 apresentamos nossas predições considerando um valor fixo para a energia do centro de massa Z^0p

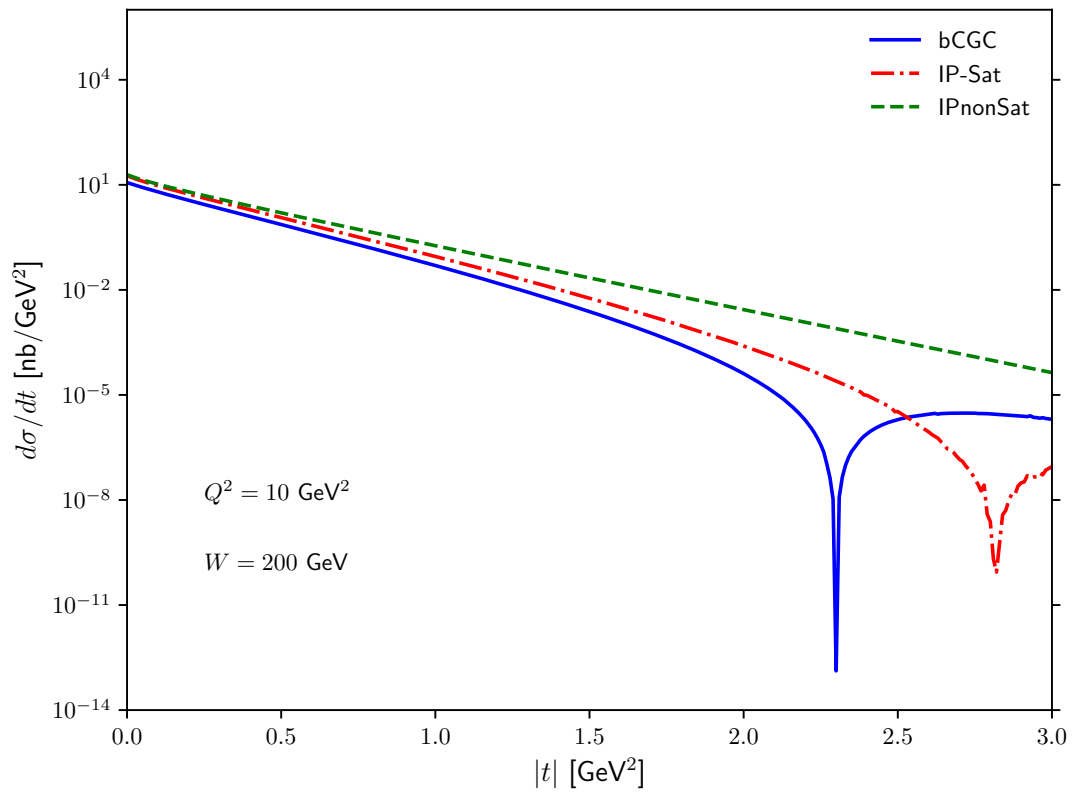
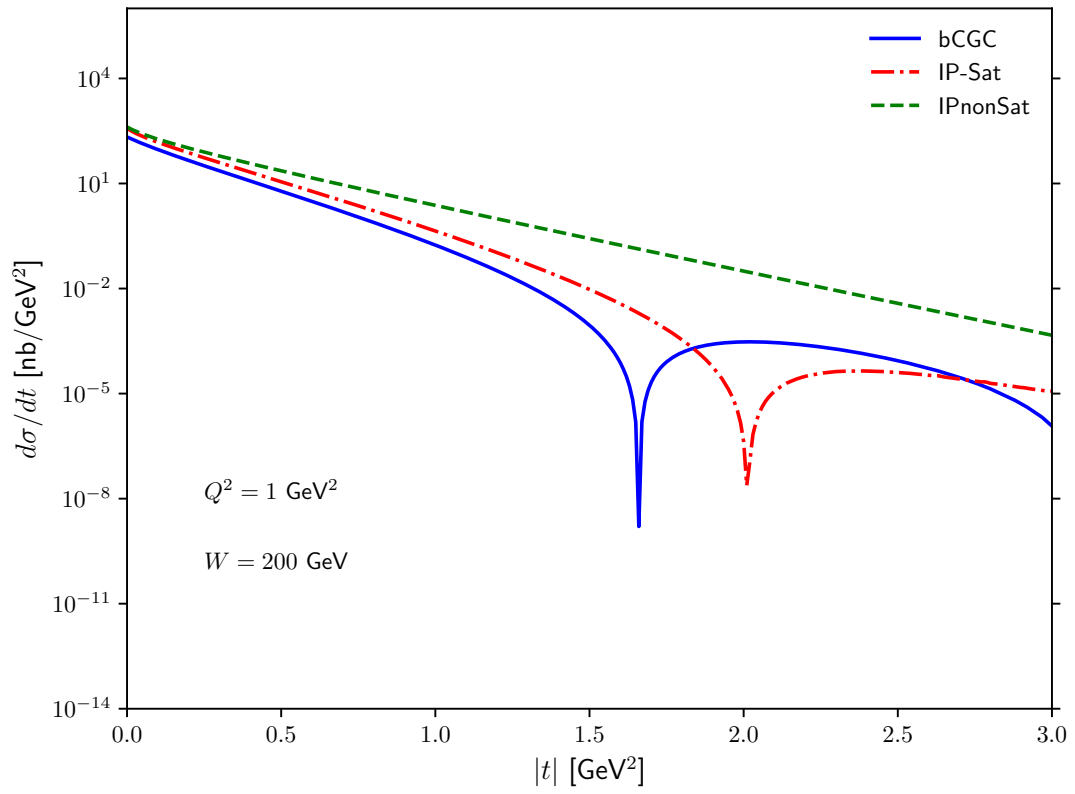


Figura 5.4 - Predições para as distribuições t para a produção de fóton em interações $Z^0 p$, derivadas assumindo $W = 200 \text{ GeV}^2$ e considerando modelos distintos para a amplitude de espalhamento dipolo-próton e diferentes valores da virtualidade do fóton.

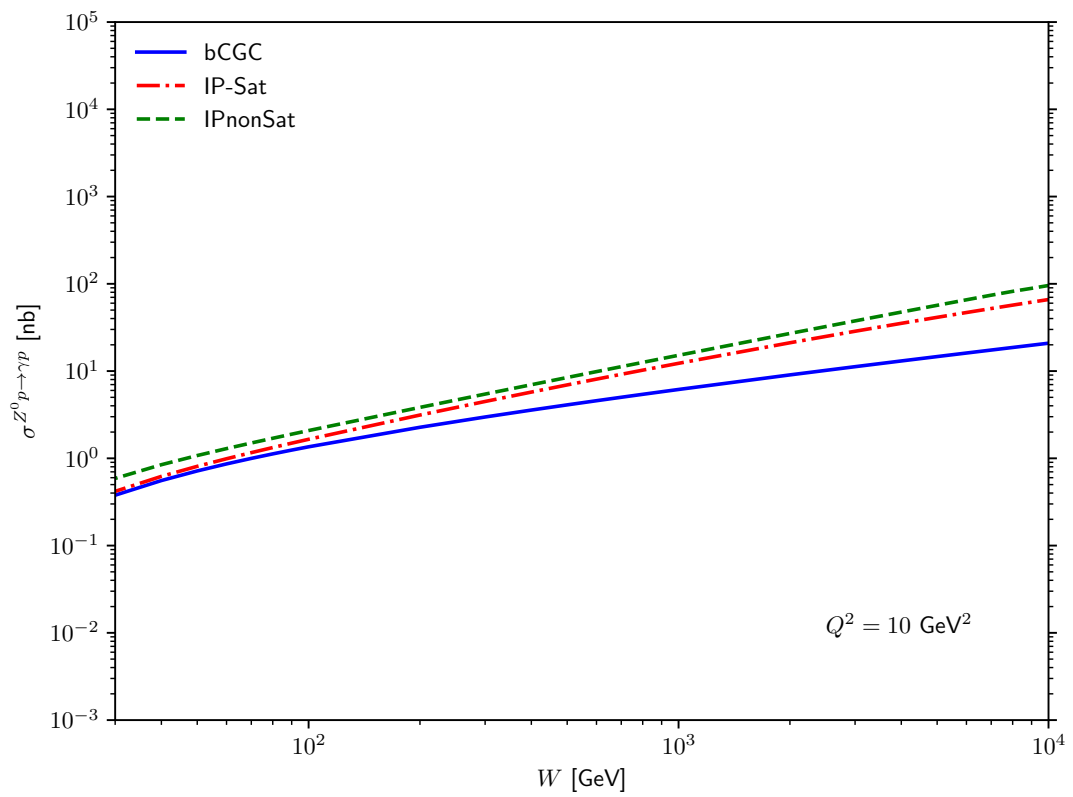
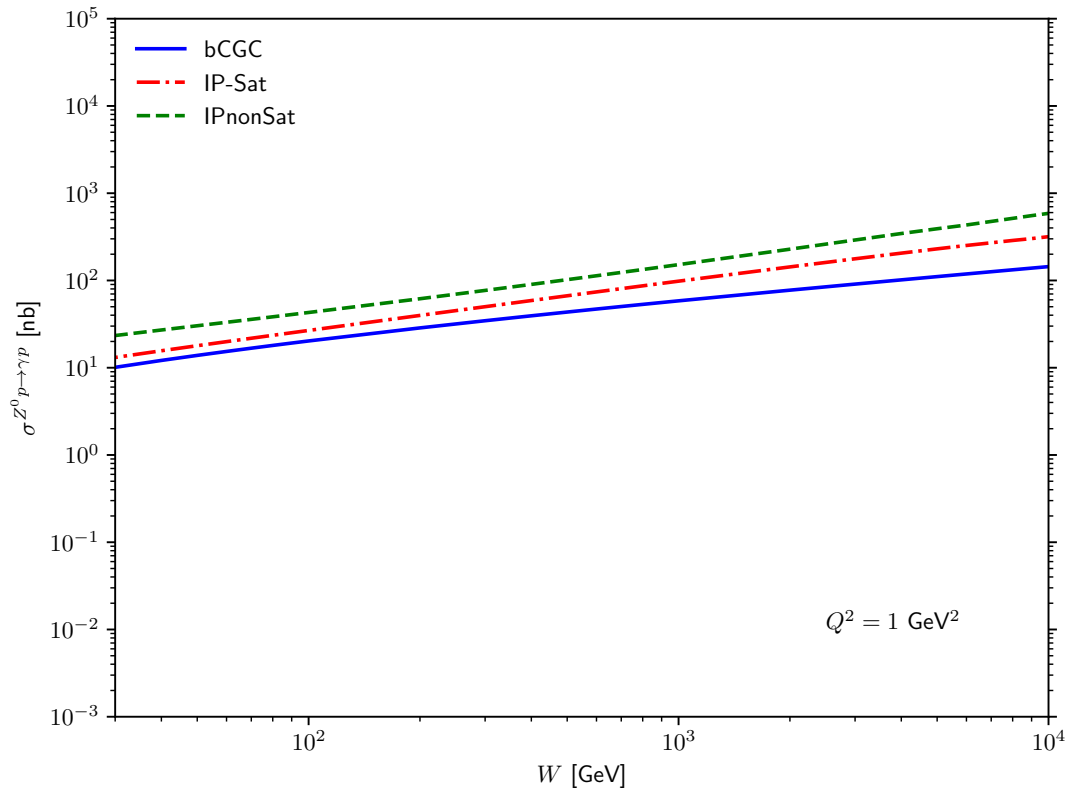


Figura 5.5 - Predições para a dependência energética da seção de choque de produção de fóton em interações $Z^0 p$ considerando modelos distintos para a amplitude de espalhamento dipolo-próton e diferentes valores da virtualidade do fóton.

($W = 200 \text{ GeV}$) e dois valores distintos da virtualidade do bóson de calibre ($Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$ e $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$). As previsões dos modelos IP-Sat e bCGC [42,43,176]), que são modelos fenomenológicos baseados na física CGC que assumem dependências de parâmetros de impacto distintas para a amplitude de espalhamento, são comparadas com os obtidos usando o modelo IPnonSat, que pode ser derivado do modelo IP-Sat desconsiderando o impacto das correções de espalhamento múltiplo que levam em conta os efeitos QCD não lineares neste modelo. Portanto, a comparação entre as previsões do IPnonSat e as de outros modelos permite estimar o impacto dos efeitos de saturação para um alvo de prótons. Os resultados apresentados na Fig. 5.4 indicam que a distribuição depende fortemente do modelo considerado, como esperado de análises semelhantes para processos exclusivos em interações fóton-hádron. Em particular, o modelo IPnonSat não prevê a presença de uma queda na distribuição $|t|$ no intervalo considerado. Em contraste, os modelos baseados na física do CGC preveem queda em grandes valores de $|t|$, com suas posições sendo dependentes do modelo considerado. A primeira queda ocorre para valores menores de $|t|$ quando um valor menor da virtualidade do fóton é assumido. Verificou-se também que a primeira queda ocorre para valores menores de $|t|$ quando a energia do centro de massa é aumentada. A grande diferença na posição das quedas previstas pelos distintos modelos motiva fortemente uma futura medição deste observável que poderá discriminar entre essas diferentes abordagens para a dinâmica da QCD em altas energias. Na Fig. 5.5, apresentamos as previsões para a dependência energética da seção de choque total para o processo $Z^0 p \rightarrow \gamma p$, expressa na Eq. (5.5), assumindo valores diferentes para a virtualidade do fóton e considerando os modelos bCGC, IP-Sat e IPnonSat para a amplitude do espalhamento dipolo-próton. Preveemos o aumento da seção de choque com a energia e uma magnitude maior para valores menores da virtualidade do bóson de calibre. Têm-se que as previsões IP-Sat e IPnonSat são mais íngremes em energia em comparação com a bCGC, com as previsões IPnonSat sendo um fator $\approx 1,5$ maior que o IP-Sat para grandes energias e $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$. Entretanto, essa diferença diminui para valores de virtualidade. A comparação entre as previsões das distintas abordagens indica que a diferença entre as previsões aumenta com a energia e com a diminuição da virtualidade do fóton. Tais resultados são esperados, uma vez que o impacto dos efeitos de saturação é maior para valores pequenos de x e/ou Q^2 . Embora os resultados das distintas abordagens possam diferir por um fator ≈ 2 para grandes energias, as previsões resultantes apontam que a seção de choque para a produção de fóton não é desprezível e sua análise deve ser considerada em experimentos futuros que explorem o regime de alta energia das interações neutrino-próton.

5.4 Conclusão

Um dos principais objetivos dos atuais e futuros observatórios de neutrinos e experimentos baseados em aceleradores é melhorar nossa compreensão das propriedades dos neutrinos. Em particular, a descrição das interações de neutrinos nos regimes de baixa, intermediária e alta energia é um dos desafios da física de neutrinos. Neste capítulo, focamos na derivação de previsões para a produção de fóton em interações neutrino-próton de corrente neutra em altas energias. Tal processo tem sido discutido na literatura nas últimas décadas para energias de centro de massa baixas e intermediárias, motivado pelo fato de que este processo é um dos maiores backgrounds na oscilação $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ em experimentos. As abordagens propostas incluem em seus cálculos a contribuição dos diagramas associados às trocas de bárions e mésons, mas desconsideram a contribuição da troca de Pomeron (\mathbb{P}), que se torna dominante em altas energias. Em nossa análise, estimamos essa contribuição usando o formalismo de dipolo, que tem sido amplamente utilizado para descrever processos inclusivos e exclusivos em colisões ep , e previsões derivadas para a produção de fótons exclusivos nas interações Z^0 -próton em altas energias considerando três modelos fenomenológicos distintos para a amplitude de espalhamento dipolo-próton. Apresentaram-se previsões para a distribuição de momento transversal ao quadrado, $d\sigma/dt$, e demonstramos que esta quantidade é sensível à descrição da dinâmica QCD. Além disso, apresentamos nossos resultados para a dependência energética da seção de choque total para diferentes valores da virtualidade Z^0 e demonstramos que ela apresenta um aumento acentuado com a energia. Nossos resultados indicam que a contribuição da produção de fóton não é desprezível em altas energias e sua contribuição deve ser considerada em experimentos futuros.

6 ESTIMANDO O IMPACTO DA DINÂMICA QCD NA DETERMINAÇÃO DO FLUXO DE NEUTRINOS ASTROFÍSICOS DE ALTA ENERGIA

O número de neutrinos de energia ultra-alta que chegam ao IceCube depende da dependência energética do fluxo de neutrinos astrofísicos e da seção de choque de neutrinos. Nesse capítulo, investigamos o impacto de diferentes suposições para a descrição da dinâmica QCD em altas energias na determinação da normalização Φ_{Astro} e índice espectral γ do fluxo de neutrinos astrofísicos. A distribuição de eventos de neutrinos no IceCube é estimada considerando as abordagens DGLAP, BFKL, CGC e BBMT e as melhores estimativas para Φ_{Astro} e γ são determinadas usando um ajuste de Máxima Verossimilhança¹ comparando as previsões com a distribuição de eventos observados no IceCube. Além disso, também investigamos se o aumento do tempo de exposição efetivo esperado no IceCube-Gen2 para nos permitir separar os efeitos dinâmicos QCD da descrição do fluxo de neutrinos astrofísicos. Os resultados apresentados no capítulo foram publicados na Ref. [53].

6.1 Introdução

A detecção de neutrinos de energias ultra-altas (UHE) pelo observatório de neutrinos IceCube iniciou uma nova era na física de neutrinos. A observação de eventos de neutrinos com energias depositadas na faixa entre TeV e PeV [2–4] motivou muitos estudos sobre a produção, composição, propagação e detecção desses neutrinos (para uma revisão, consulte, por exemplo, Refs. [5,6]). Em particular, vários autores discutiram a atual incerteza teórica sobre os principais ingredientes necessários para estimar o número de eventos no IceCube, que é dado por

$$dN_{events} = T \sum_{\nu+\bar{\nu}} N_{eff\alpha}(E_\nu) \times \Phi_{\nu\alpha}(E_\nu) \times \sigma_{\nu\alpha}(E_\nu) \times d((E_{vis})) \times S_\alpha(E_\nu) \times d\Omega, \quad (6.1)$$

onde $T = 2078$ dias é o tempo de coleta de dados, $N_{eff\alpha}(E_\nu)$ é o número efetivo de avos de espalhados, $\Phi_{\nu\alpha}(E_\nu)$ é o fluxo astrofísico de neutrinos para um neutrino de sabor α , $\sigma_{\nu,\alpha}(E_\nu)$ é a seção de choque neutrino-alvo para uma dada energia de neutrinos E_ν e $S_\alpha(E_\nu)$ é a função de absorção, que leva em conta os efeitos da atenuação do fluxo de neutrinos no interior da Terra. Em altas energias, as previsões são fortemente dependentes do fluxo de neutrinos e da seção de choque neutrino-hádron. Um problema presente na Eq. (6.1) é que as taxas de eventos restringem apenas o produto do fluxo

¹A estimativa de Máxima Verossimilhança (MLE, sigla do inglês) é um método de estimar os parâmetros de uma distribuição de probabilidade assumida, dados alguns dados observados. Isto é conseguido maximizando uma função de verossimilhança de modo que, no modelo estatístico assumido, os dados observados sejam mais prováveis. O ponto no espaço de parâmetros que maximiza a função de verossimilhança é chamado de estimativa de Máxima Verossimilhança [263].

de neutrinos e da seção de choque neutrino-alvo. Tal aspecto motivou a proposição de diferentes estratégias para separar a física associada às interações neutrino-alvo das propriedades das fontes astrofísicas que determinam o fluxo de neutrinos (ver, por exemplo, Refs. [11–13]). Nos últimos anos, vários autores discutiram o tratamento da seção de choque neutrino-hádron ($\sigma_{\nu h}$) em altas energias, que se espera ser sensível à descrição da QCD na região cinemática de valores muito pequenos de Bjorken- x e grandes virtualidades Q^2 , não explorada pelas medições HERA [15]. O formalismo padrão para calcular as seções de choque de corrente neutra e carregada é a fatoração colinear DGLAP, que prevê que $\sigma_{\nu h}$ aumenta com a energia do neutrino devido ao aumento das densidades de quarks e glúons dentro de hádrons em pequeno- x (veja, por exemplo, Ref. [19]). No entanto, novos efeitos dinâmicos podem estar presentes na faixa cinemática inexplorada sondada pelos telescópios de neutrinos, por exemplo, aqueles associados à dinâmica BFKL [20, 21] ou às correções não-lineares (saturação) [26–28]. Na Ref. [264], os autores investigaram o impacto das correções de ressonância de pequeno- x (BFKL) nas seções de choque neutrino-hádron para as funções coeficiente do DIS e as funções de desdobramento da DGLAP e descobriram que suas previsões para $\sigma_{\nu h}$ na faixa de energia do IceCube diferem daquelas derivadas usando o formalismo DGLAP, com a diferença aumentando em energias maiores. Por outro lado, o fato de o crescimento das distribuições de pártons previstas pelas equações DGLAP e BFKL que levam a formação do CGC [29–36], motivou uma série de estudos sobre o impacto desses efeitos em $\sigma_{\nu h}$ na última década. A ideia básica é que para grandes energias espera-se a transição do regime descrito pelas dinâmicas lineares DGLAP e BFKL [16–18], onde são consideradas apenas as emissões de pártons, para um novo regime onde o processo físico de recombinação de pártons torna-se importante na cascata de pártons e a evolução é dada por uma equação de evolução não-linear [29–36]. Os resultados das Refs. [37–41] indicam que os efeitos de saturação não são desprezíveis na faixa cinemática sondada pelos atuais e futuros telescópios de neutrinos. Além disso, também consideraremos a abordagem proposta na Ref. [22] e atualizado nas Refs. [23–25], denotado daqui em diante por BBMT, que é baseado na suposição de que a função de estrutura de prótons satura no limite de Froissart em altas energias. Tal abordagem leva em conta as correções unitárias em todas as ordens nas interações hadrônicas fortes. Como todas essas abordagens (DGLAP/BFKL/CGC/BBMT), baseadas em suposições distintas, descrevem os dados HERA, as previsões para o comportamento de $\sigma_{\nu h}$ em energias muito grandes são dependentes do modelo.

Nosso objetivo neste estudo é duplo. Primeiramente, estimar o impacto dos distintos tratamentos da dinâmica QCD, presentes no cálculo de $\sigma_{\nu, \alpha}$, na determinação do fluxo de neutrinos $\Phi_{\nu, \alpha}(E_\nu)$ usando os dados atuais do IceCube para a distribuição de energia de eventos. Em segundo lugar, investigar se o aumento do tempo de exposição efetivo espe-

rado no IceCube-Gen2 [265] nos permitirá separar os efeitos dinâmicos do QCD da descrição do fluxo astrofísico de neutrinos. Este capítulo está organizado da seguinte forma. Na próxima seção, apresentaremos uma breve revisão do formalismo necessário para descrever a seção de choque neutrino-alvo e a função de absorção. Além disso, apresentaremos nossas suposições sobre o fluxo de neutrinos, bem como as aproximações assumido no cálculo do número de eventos observados pelo IceCube. Na Seção 6.3, apresentaremos nossas previsões para $\sigma_{\nu h}$ e $S_\alpha(E_\nu)$ considerando diferentes descrições da dinâmica da QCD. Além disso, as previsões desses modelos distintos são comparadas com os dados do IceCube e os resultados associados para o fluxo de neutrinos são apresentados. Por fim, na Seção 7.4, resumiremos nossos principais resultados e conclusões.

6.2 Formalismo

Nesta seção, apresentaremos os modelos usados para descrever os distintos ingredientes necessários para estimar o número de eventos de neutrinos de alta energia no IceCube, descritos pela Eq. (6.1). Inicialmente, vamos discutir a seção de choque neutrino-alvo $\sigma_{\nu\alpha}$.

Em nossos cálculos, consideraremos que a interação do neutrino com o detector pode ocorrer através de onze possíveis canais de interação do neutrino, que se referem à corrente de carga (CC), corrente de neutro (NC) e espalhamento ressonante devido à ressonância de Glashow. Diferentemente das seções de choque para os canais de ressonância Glashow, que são bem conhecidas, a descrição do espalhamento inelástico profundo de neutrinos depende da modelagem da dinâmica QCD. A seguir, descreveremos com mais detalhes as interações CC, que ocorrem através da troca W , mas expressões semelhantes podem ser derivadas para interações NC como apresentado na seção 4.4.

A seção de choque total de neutrinos-hádrons para interações CC é dada por [266]

$$\sigma_{\nu h}(E_\nu) = \int_{Q_{min}^2}^s dQ^2 \int_{Q^2/s}^1 dx \frac{1}{xs} \frac{\partial^2 \sigma^{CC}}{\partial x \partial y}, \quad (6.2)$$

onde $s = 2ME_\nu$ com M a massa do hádron, $y = Q^2/(xs)$ e $Q_{min}^2 (= 1 \text{ GeV}^2)$ é o valor mínimo de Q^2 que é introduzido para permanecer na região inelástica profunda. Além disso, a seção de choque diferencial é dada por [266]

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \sigma_{\nu h}^{CC}}{\partial x \partial y} = & \frac{G_F^2 M E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{M_W^2 + Q^2} \right)^2 \left[\frac{1 + (1-y)^2}{2} F_{2,CC}^h(x, Q^2) - \frac{y^2}{2} F_{L,CC}^h(x, Q^2) \right. \\ & \left. + y \left(1 - \frac{y}{2} \right) x F_{3,CC}^h(x, Q^2) \right], \end{aligned} \quad (6.3)$$

onde G_F é a constante de Fermi e M_W denota a massa do bóson de gauge carregado. Conforme demonstrado por exemplo na Ref. [264], o cálculo de $\sigma_{\nu,\alpha}$ envolve integrações sobre x e Q^2 , com as integrais sendo dominadas pela interação com pártons de pequenos x e por valores de Q^2 da ordem da massa do bóson eletrofraco ao quadrado.

O tratamento das funções de estrutura F_2 , F_L e F_3 depende da abordagem assumida para descrever a dinâmica QCD. No formalismo DGLAP, podemos aplicar o teorema da fatoração colinear tal que

$$F_i(x, Q^2) = \sum_{a=g,q} \int_x^1 \frac{dz}{z} C_{i,a} \left(\frac{x}{z}, Q^2 \right) f_a(x, Q^2), \quad (6.4)$$

onde $i = 2, 3$ e L , f_a são as funções de distribuições de pártons do alvo, que são assumidas como universais, e as funções $C_{i,a}$ são as funções coeficiente, que podem ser calculadas usando a teoria de perturbação e são dependentes do processo. Na Ref. [19], que é um dos cálculos de referência da seção de choque neutrino-núcleo, as funções coeficiente e as PDFs foram estimados usando o formalismo DGLAP next-to-lead-order² (NLO). Por outro lado, na Ref. [264], os autores estimaram as funções de estrutura usando o formalismo de fatoração colinear em next-to-next-to-leading-order³ (NNLO), levando em consideração ressonância de pequeno- x BFKL até a precisão logarítmica próxima a ordem dominante (NNLx). A motivação básica desta abordagem é incluir as correções BFKL, associadas aos termos $\alpha_s \ln(1/x)$ que se espera que contribuam na faixa cinemática sondada em telescópios de neutrinos, nos cálculos das seções de choque neutrino-hádron. Tem-se que ambas as abordagens preveem o aumento de $\sigma_{\nu,\alpha}$ com a energia dos neutrinos, o que é esperado, pois são baseados em equações de evolução linear, que consideram apenas as emissões de pártons ($g \rightarrow gg$) e desconsideram possíveis efeitos de recombinação ($gg \rightarrow g$) que podem contribuir no regime de alta densidade partônica.

Como discutido anteriormente, o impacto dos efeitos não-lineares (saturação) na seção de choque neutrino-hádron podem ser estimados usando a abordagem de dipolo de cor e o formalismo CGC. Na abordagem de dipolo de cor [172], as funções de estrutura podem ser fatoradas em termos da função de onda do bóson de calibre, Ψ^G , que descreve a flutuação do bóson de calibre virtual em um $q\bar{q}$ dipolo e a seção de choque dipolo-hádron, σ^{dh} , que descreve a interação do dipolo de cor com o alvo. Para interações de corrente carregada, tem-se que a função de estrutura F_2^{CC} é expressa em termos das funções de estrutura

²Equação DGLAP calculada próxima a ordem dominante.

³Equação DGLAP calculada próximo a próxima ordem dominante.

transversal e longitudinal, $F_2^{CC} = F_T^{CC} + F_L^{CC}$ que são dadas por

$$F_{T,L}^{CC}(x, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi} \int_0^1 dz \int d^2\mathbf{r} |\Psi_{T,L}^W(\mathbf{r}, z, Q^2)|^2 \sigma^{dh}(\mathbf{r}, x) \quad (6.5)$$

onde \mathbf{r} denota o tamanho transversal do dipolo, z é a fração de momento longitudinal transportada por um quark e $\Psi_{T,L}^W$ são as funções de onda do bóson de calibre virtual carregado associado às suas polarizações transversais ou longitudinais. No formalismo CGC [29–36], a seção de choque dipolo-alvo pode ser calculada na aproximação eikonal, sendo dada por

$$\sigma^{dh}(\mathbf{r}, x) = 2 \int d^2\mathbf{b} \mathcal{N}^h(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}), \quad (6.6)$$

onde \mathcal{N}^h é a amplitude de espalhamento frontal dipolo-alvo para um determinado parâmetro de impacto \mathbf{b} que codifica todas as informações sobre o espalhamento hadrônico e, portanto, sobre os efeitos não-lineares e quânticos na função de onda. Como discutido no Capítulo 4, durante as últimas décadas, vários modelos fenomenológicos baseados no formalismo CGC [26–28] foram propostos para descrever os dados HERA levando em consideração os efeitos não-lineares na dinâmica da QCD. Em geral, tais modelos diferem no tratamento da dependência dos parâmetros de impacto e/ou dos regimes lineares e não-lineares. Em nossa análise, consideraremos o modelo IIMS proposto na Ref. [164] e atualizado na Ref. [195], que se baseia nas soluções assintóticas da equação BK e que descrevem com sucesso os dados HERA de alta precisão, conforme mostrado na Ref. [43]. Neste modelo, a amplitude de espalhamento dipolo-próton é dada por

$$\mathcal{N}^h(x, \mathbf{r}, \mathbf{b}) = S(\mathbf{b}) \times \begin{cases} \mathcal{N}_0 \left(\frac{rQ_s}{2}\right)^{2\left[\gamma_s + \frac{\ln(2/rQ_s)}{\kappa\lambda Y}\right]}, & \text{se } rQ_s(x) \leq 2, \\ 1 - \exp\left[-\mathcal{A} \ln^2(\mathcal{B}rQ_s)\right], & \text{se } rQ_s(x) > 2, \end{cases} \quad (6.7)$$

onde $S(\mathbf{b})$ é a função do perfil do próton, ξ é a função característica LO BFKL, $\kappa = \xi''(\gamma_s)/\xi'(\gamma_s)$ e $Y = \ln(1/x)$. Além disso, os coeficientes \mathcal{A} e \mathcal{B} são determinados exclusivamente a partir da condição de que \mathcal{N}^h e sua derivada em relação a rQ_s são contínuas em $rQ_s = 2$. Por fim, nas Refs. [22–25], os autores propuseram uma maneira alternativa de levar em conta os efeitos de unitaridade (saturação) em todas as ordens motivadas pelas descrições bem-sucedidas de seções de choque totais de hádron-hádron e fóton-hádron em muitas ordens de magnitude obtida com a mesma forma funcional saturada de Froissart, ou seja, $\sigma^{ih} \propto \ln^2(s)$ ($i = \gamma, p$). A principal suposição na abordagem BBMT para interações neutrino-hádron é que o crescimento na função de estrutura de prótons é limitado pelo limite de Froissart em altas energias hadrônicas, dando um limite $\ln^2(1/x)$ para F_2 quando Bjorken $x \rightarrow 0$, o que implica um limite exato de $\ln^3(E_\nu)$ para o espalhamento neutrino-núcleon. Como demonstrado na Ref. [24], tal abordagem é capaz

de descrever os dados HERA combinados.

Outro ingrediente importante no cálculo do número de eventos de neutrinos de alta energia no IceCube é a função de absorção dos neutrinos enquanto atravessa a Terra, definida por

$$S^j(E_\nu) = \int_{-1}^0 d \cos(\theta_z) P_{shad}^j(E_\nu), \quad (6.8)$$

onde θ_z é o ângulo zenital e $P_{shad}^j(E_\nu)$ é a probabilidade de interação de neutrinos ao atravessar a Terra, que pode ser expressa da seguinte forma [139]

$$P_{shad}^j(E_\nu) = \exp \left\{ - \frac{z_j(\theta_z)}{\mathcal{L}_{int}^j} \right\}. \quad (6.9)$$

Tem-se que j representa um nucleon N ou um elétron e , $z_j(\theta_z)$ é a quantidade de matéria que os neutrinos sentem enquanto viajam pela Terra e os comprimentos de interação para espalhamento com núcleons e elétrons são dados respectivamente por

$$\mathcal{L}_{int}^N = \frac{1}{N_A \sigma_{\nu N}(E_\nu)}, \quad (6.10)$$

$$\mathcal{L}_{int}^e = \frac{1}{\langle Z/N_A \rangle \sigma_{\bar{\nu} e}(E_\nu)}, \quad (6.11)$$

onde N_A é o número de Avogadro, $Z(A)$ é o fator de número atômico (de massa) e o fator $\langle Z/N_A \rangle$ é a razão média entre elétrons ($Z = e = p$) e núcleons ($A = p + n$). Além disso, tem-se que $z_j(\theta_z)$ é dado por

$$z_j(\theta_z) = \int_0^{r(\theta_z)} \rho_j(r) dr, \quad (6.12)$$

onde $r(\theta_z) = -2R_{Earth} \cos(\theta_z)$ é a distância total percorrida por neutrinos, $\rho_j(r)$ [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$] é o perfil de densidade da Terra. Na Ref. [39], foi demonstrado que $P_{shad}^j(E_\nu)$ pode ser escrito da seguinte forma

$$P_{shad}^j(E_\nu) = \exp \left\{ - \kappa_j \sigma_{\nu j}(E_\nu) \int_0^{r(\theta_z)} \rho_j(r) dr \right\}, \quad (6.13)$$

onde $\kappa_N = N_A$ e $\kappa_e = \langle Z/N_A \rangle \cdot N_A$. Este resultado demonstra que $P_{shad}^j(E_\nu)$ é fortemente sensível à descrição da seção de choque neutrino-alvo e à quantidade de matéria atravessada pelos neutrinos. Como mostrado na Ref. [39], tal dependência também está presente na função de absorção $S_j(E_\nu)$. Neste capítulo, estimaremos $P_{shad}^j(E_\nu)$ e $S_j(E_\nu)$ considerando diferentes modelos para a seção de choque (anti) neutrino-núcleon e, para

comparação, também apresentamos os resultados para interações (anti) neutrino-lépton.

Para calcular o número de interações no detector IceCube devemos integrar o produto dos fluxos astrofísicos de neutrinos com as respectivas seções de choque de interação de neutrinos, funções de absorção e número efetivo de alvos de espalhamento. Como o IceCube não distingue carga, somamos as contribuições de neutrinos e antineutrinos. Em nossa análise, vamos supor $T = 2078$ dias e que o número efetivo de alvos espalhados é dado por

$$N_{eff}(E_\nu) = N_A \times V_{eff}(E_\nu) = N_A \times M_{eff}(E_\nu)/\rho_{eff}, \quad (6.14)$$

onde as massas efetivas do detector, $M_{eff,\alpha}$, são dados em [267]. O último ingrediente que devemos especificar é o fluxo de neutrinos astrofísicos. Tem-se que sua origem ainda é tema de intenso debate. Este tópico será discutido em mais detalhes no próximo capítulo. No entanto, os dados experimentais até agora são consistentes com os resultados esperados de fontes extragalácticas, apresentando isotropia e sem correlação com o plano galáctico. Como de costume na literatura, vamos assumir o mesmo fluxo de neutrinos astrofísicos para os três sabores de neutrinos, $\Phi_{\nu_e} = \Phi_{\nu_\mu} = \Phi_{\nu_\tau} = \Phi_0$, que de [268] é dado por

$$\Phi_\nu(E_\nu) = \frac{\Phi_{astro}}{(E_\nu/100 \text{ TeV})^\gamma} (f \cdot u), \quad (6.15)$$

onde γ é o índice da lei de potência e $\Phi_{astro} = 3\Phi_0$ define a normalização e a unidade de fluxo é definida como $f \cdot u \equiv 10^{-18} \text{ GeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Em nossa análise, estimaremos a distribuição de eventos de neutrinos no IceCube assumindo diferentes suposições para a dinâmica QCD e determinaremos as melhores estimativas para Φ_{astro} e γ usando um ajuste de Máxima Verossimilhança pela comparação de nossas previsões com a distribuição de eventos observados. Nosso objetivo é verificar se os dados atuais e futuros podem ser usados para remover a degenerescência entre a seção de choque neutrino-alvo e o fluxo astrofísico presente na Eq. (6.1).

6.3 Resultados

Inicialmente, vamos apresentar na Fig. 6.1 (a) nossas previsões para a dependência energética da seção de choque neutrino-alvo. Para o caso neutrino-núcleon CC, apresentamos as previsões das distintas abordagens para o tratamento da dinâmica QCD discutidas na seção anterior. Em particular, denotamos por CGC (IIMS) os resultados calculados usando a última versão [43] da abordagem não-linear derivada nas Refs. [164, 195], em que os parâmetros livres foram ajustados usando os dados HERA de alta precisão para a função de estrutura de prótons. Para os cálculos DGLAP padrão, estimamos a seção choque usando a parametrização CT14 [269] e os resultados associados são denotados

por DGLAP (CT14) a seguir. Por outro lado, os resultados obtidos somando as contribuições de pequeno- x da BFKL na Ref. [264] será denotado por BFKL (BGR18) daqui em diante. É importante ressaltar que o tratamento das incertezas é muito distinto nas parametrizações

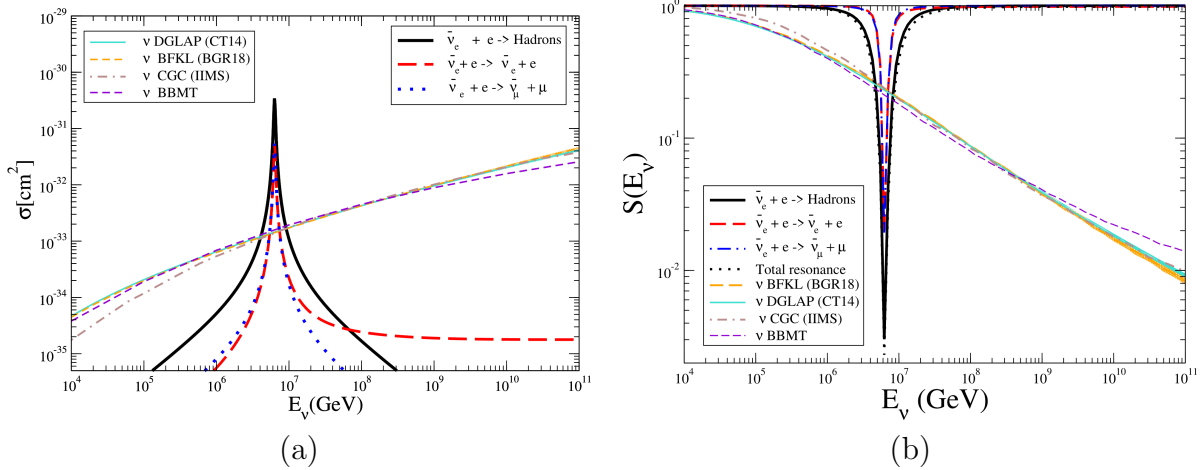


Figura 6.1 - **(a)** Dependência energética das seções de choque neutrino-alvo. **(b)** Absorção de neutrinos pela Terra em função da energia dos neutrinos. As interações com o nucleon são calculadas para os diferentes modelos de QCD. A interação antielétron-neutrino com elétrons no meio devido à ressonância de Glashow também é levada em consideração.

CT14 e BGR18. Enquanto o grupo CT fornece erros Hessianos no nível de confiança de 90%, o conjunto BGR fornece réplicas de Monte Carlo que podem ser usadas para calcular bandas de incerteza no nível de confiança desejado (Para uma discussão detalhada, veja, por exemplo, Ref. [270]). Na Ref. [264] os autores estimaram os limites superior e inferior para a seção de choque neutrino-hádron considerando 1σ de incerteza da PDF. As predições resultantes definem a banda de incerteza associada ao conjunto BGR18 representado na Fig. 6.1. Para a parametrização do CT14, realizamos uma análise semelhante e estimamos os limites superior e inferior para $\sigma_{\nu N}$, o que nos permitiu definir a banda de incerteza associada a este conjunto, que também está representada na Fig. 6.1. Finalmente, para a abordagem BBMT, consideramos os resultados obtidos na Ref. [25]. Tem-se que os resultados DGLAP e BFKL são semelhantes na faixa de energia do IceCube, mas suas predições centrais são ligeiramente distintas para energias maiores. A inclusão dos efeitos não-lineares, conforme previsto pela abordagem CGC (IIMS), implica uma seção de choque menor na faixa de energia $10^6 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 10^8 \text{ GeV}$. Em energias maiores, as predições associadas estão dentro das bandas de incerteza das predições CT14 e BGR18. Por outro lado, o resultado BBMT é semelhante às predições DGLAP e BFKL na faixa de energia do IceCube, mas implica uma forte redução da seção de choque em energias

maiores de neutrinos. As previsões para a seção de choque antineutrino-elétron também são apresentadas na Fig. 6.1 **(a)** levando em conta a presença da ressonância de Glashow que é esperada para energias de neutrinos da ordem de $E_{\nu, res} = \frac{M_W^2}{2m_e} \approx 6.3 \text{ PeV}$. Nossos resultados demonstram que o espalhamento antineutrino-elétrons se torna igual ou maior do que a seção de choque de corrente carregada neutrino-nucleon na faixa de energia caracterizada por $10^6 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 2 \times 10^7 \text{ GeV}$. Os resultados apresentados em Fig. 6.1 **(a)** indicam que as previsões para grandes energias de neutrinos podem diferir por um fator ≥ 2 dependendo da abordagem assumida para tratar o Dinâmica QCD.

Na Fig. 6.1 **(b)** apresentamos nossas previsões para a função de absorção $S(E_\nu)$. Temos que as distintas previsões para as interações neutrino-nucleon são muito semelhantes para $E_\nu \leq 10^8 \text{ GeV}$, com a diferença entre as previsões chegando a 10% a 80 TeV. Por outro lado, para energias maiores, temos que a diferença entre as previsões BFKL (BGR18) e BBMT aumenta e se torna um fator 2 em $E_\nu \approx 10^{10} \text{ GeV}$, com o BBMT sendo um limite superior. Da Eq. (6.1) se espera que quanto maior for a seção de choque neutrino-nucleon, maior será o número total de eventos. No entanto, uma seção de choque maior também implica em maior absorção de neutrinos no interior da Terra e, conseqüentemente, menor número de eventos no detector para o sentido ascendente. Outro aspecto importante é que, à medida que o fluxo de neutrinos diminui com a energia com comportamento de potência, o número de eventos esperados no IceCube e/ou observatórios futuros deve ser pequeno para essas energias. Conseqüentemente, a diferença de um fator dois entre as previsões tem um forte impacto na análise e interpretação dos possíveis poucos eventos que devem ser observados.

Como discutido acima, para calcular o número de interações no detector IceCube devemos integrar o produto de tais fluxos dados na Eq. (6.15) com as respectivas seções de choque de interação de neutrinos e massas efetivas do detector, $M_{eff\alpha}$. Os parâmetros livres em nossa análise são a normalização Φ_{astro} e o índice da lei de potência γ do fluxo astrofísico de neutrinos, que será determinado pela comparação de nossas previsões com os dados do IceCube. Observe que as quantidades na Eq. (6.1) são expressos em termos de energia de neutrinos, enquanto os dados do IceCube são dados em termos da quantidade de energia eletromagnética depositada no detector. Portanto, assumimos as relações entre essas duas quantidades para cada tipo de interação de neutrinos como são dadas em [271]. Além disso, para incluir os eventos de neutrinos devido à interação ressonante de Glashow com o detector, em nossa análise assumimos que a razão de ramificação para a produção dos estados finais (e^- , μ^- , chuva de hádrons) são respectivamente 15%, 15%, 70% [272]. Assumimos também que no espalhamento ressonante de neutrinos, o chuva hadrônico produzido carrega toda a energia de neutrinos de incidente, com pelo menos 90% de

eficiência na detecção. Para os estados finais leptônicos, adotamos a mesma inelasticidade média que para interação de neutrinos por CC. Além disso, também estamos interessados na distribuição de eventos de neutrinos em termos da energia depositada no intervalo $60 \text{ TeV} < E_{E.M.} < 10 \text{ PeV}$ e consideramos todas as direções de entrada dos neutrinos.

Para estimar Φ_{astro} e γ para os distintos modelos de QCD, realizaremos uma análise dos dados de UHE neutrinos do IceCube através do formalismo de Máxima Verossimilhança (análise Likelihood). Dadas as estatísticas baixas, consideramos que os dados seguem a Distribuição de Poisson⁴. Para levar em conta os erros sistemáticos⁵ usamos o Método Pull⁶ [273]. Além disso, o Teorema de Wilks [274] afirma que a estatística $-2 \ln(\mathcal{L})$ segue uma distribuição do modelo χ^2 . Neste contexto, pode-se escrever a função χ^2 como

$$\begin{aligned} \chi^2 &\equiv -2 \ln(\mathcal{L}) + \text{Erros sistemáticos}, \\ &= 2 \sum_{i=1}^2 \left\{ (E_i - O_i) + O_i \ln \left(\frac{O_i}{E_i} \right) + \sum_{j=1}^m \left(\frac{\theta_j - \theta_j^*}{\sigma_j} \right)^2 \right\}, \end{aligned} \quad (6.16)$$

onde informações prévias sobre os valores para alguns parâmetros θ_j estão incluídos na função de verossimilhança. As penalidades gaussianas rejeitam soluções onde o melhor valor de ajuste para o parâmetro θ_j^* é diferente de seu valor anterior. Incluímos os erros sistemáticos relativos à normalização dos diferentes backgrounds: fluxo atmosférico de múons, Φ_μ , fluxo convencional de neutrinos atmosféricos, Φ_ν , neutrinos atmosféricos imediatos, $\Phi_{\nu_{pt}}$. Além disso, levamos em consideração o erro associado à resolução de energia, δE . As respectivas prévias e intervalos permitidos são definidos, por exemplo, em [275] e são respectivamente $(1.00 \pm 0.5; 1.00 \pm 0.30; 0.00 \pm 0.65; 1.00 \pm 0.15)$. Para os quatro modelos QCD, descobrimos que os valores para os parâmetros pull associados ao ponto de melhor ajuste (Best-Fit Point) (B.F.P., sigla do inglês) são consistentes entre si e com os valores relatados por [275] em alguns níveis percentuais. A única exceção é que em nossa análise uma contribuição ligeiramente maior de neutrinos imediatos, $\Phi_{\nu_{pt}} \approx 0.20$, foi o preferido em todos os casos. De qualquer forma, este valor está de acordo com o intervalo permitido de 68% do nível de confiança (C.L., sigla do inglês) relatado em [275] para este parâmetro. De fato, obtivemos uma boa descrição da dependência energética dos dados do IceCube para todos os quatro modelos. Na Tabela 6.1 mostramos os melhores pontos

⁴Na teoria da probabilidade e na estatística, a distribuição de Poisson é uma distribuição de probabilidade discreta que expressa a probabilidade de um determinado número de eventos ocorrerem em um intervalo fixo de tempo ou espaço se esses eventos ocorrerem com uma taxa média constante conhecida e independentemente do tempo desde o último evento.

⁵Erros sistemáticos: são aqueles que ocorrem em todas as medidas sempre na mesma direção e possui sempre o mesmo valor. Eles surgem em decorrência de problemas de calibração do instrumento de medida. Podem ser reduzidos se realizarmos as medições com um número grande de instrumentos semelhantes.

⁶O Método Pull pode ser usado para verificar se o ajuste de um conjunto de dados foi realizado corretamente e se as incertezas associadas aos dados foram tendenciosas.

$$\Phi = \Phi_{\text{astro}} (E_{\nu}/100\text{TeV})^{-\gamma}$$

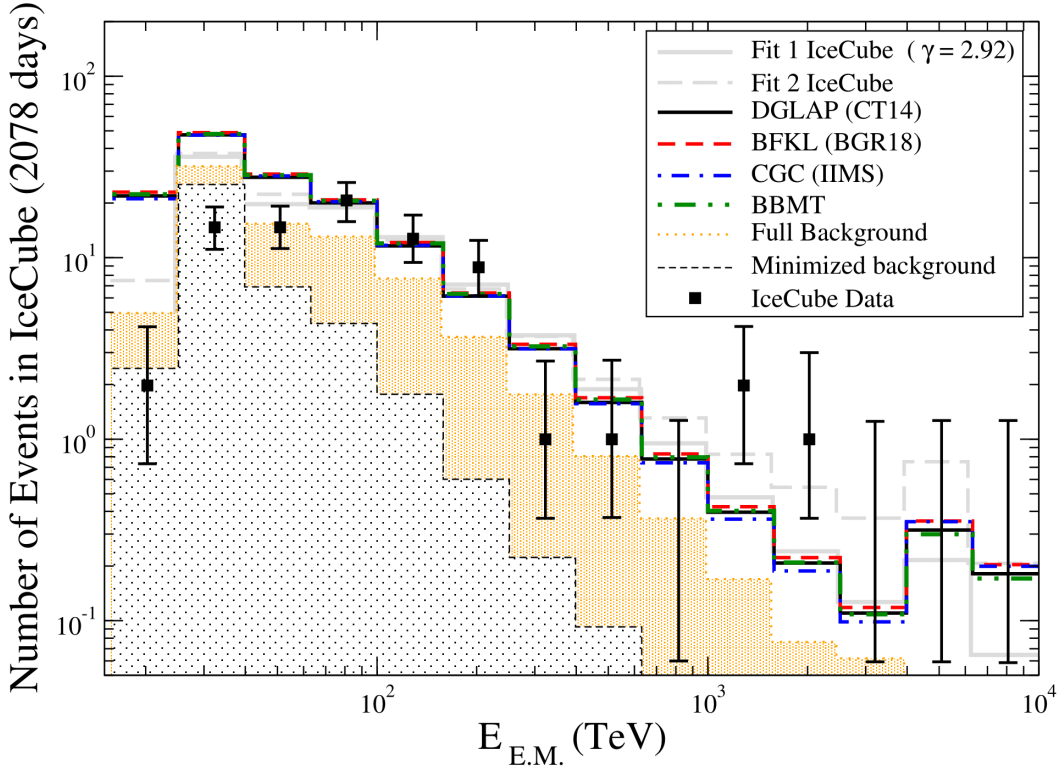


Figura 6.2 - O número de eventos de neutrinos é comparado com nossos resultados para a distribuição de energia dos eventos. Para comparação, os ajustes obtidos pela colaboração IceCube também são mostrados (linhas cinzas). Nossos resultados (linhas coloridas) são calculados para os respectivos valores B.F.P. para o fluxo de neutrino extragaláctico mostrado na Tabela 6.1.

de ajuste para os parâmetros γ e Φ_{astro} para os diferentes modelos de interação que usamos. Como pode ser visto, a variação no valor do mínimo de χ^2 é de $\approx 3\%$. Na Fig. 6.2 mostramos nossos resultados para o número de eventos obtidos quando os respectivos valores do B.F.P. são assumidos tanto para o fluxo de neutrinos extragalácticos quanto para o fundo de neutrinos (linhas coloridas) e comparados com os dados do IceCube. Também mostramos nas áreas sombreadas o background para o caso em que todas as normalizações são definidas como um (o que inclui o limite de 90% de C. L. do background de prompt neutrinos⁷ relatado em [268]). Chamamos de Full background. Por outro lado, as previsões derivadas usando os valores que encontramos para o B.F.P. são indicados por Minimized background.

A partir da Fig. 6.2 e da Tabela 6.1, fica claro que as quatro dinâmicas diferentes de QCD levaram a uma descrição igualmente boa da dependência energética do conjunto de dados

⁷Prompt neutrinos são neutrinos atmosféricos produzidos pelo decaimento de mésons mais pesados, normalmente contendo um quark charm [276].

$\gamma \pm \delta\gamma$	$\Phi_{astro} \pm \delta\Phi_{astro}(\text{f.u.})$	χ^2_{min}
	DGLAP (CT14)	
$2.90^{+0.23}_{-0.22}$	$1.92^{+0.33}_{-0.28}$	10.81
	BFKL (BGR18)	
$2.94^{+0.19}_{-0.26}$	$2.16^{+0.44}_{-0.20}$	10.90
	CGC (IIMS)	
$3.03^{+0.20}_{-0.18}$	$3.12^{+0.48}_{-0.47}$	11.02
	BBMT	
$2.94^{+0.26}_{-0.25}$	$2.16^{+0.33}_{-0.40}$	10.76

Tabela 6.1 - Valores de melhor ajuste para o fluxo de neutrinos extragaláctico derivado assumindo diferentes abordagens para a dinâmica QCD.

do IceCube. Além disso, as predições para o índice de potência B.F.P. devido a todos os modelos concordarem no limite de 68% e na diferença relativa entre o $\Delta\Xi_{min}^2$ de cada modelo é insignificante (3%). No entanto, quando comparamos o B.F.P. devido aos modelos DGLAP (CT14) e CGC (IIMS), obtivemos uma diferença de um fator $\approx 1,6$ no valor de Φ_{astro} , enquanto para o índice de potência γ a variação máxima que encontramos é da ordem de $\approx 5\%$. Observe que essa diferença de $\approx 5\%$ tem a mesma ordem de magnitude que $\delta\gamma$, cujos valores associados aos diferentes modelos estão contidos no intervalo $6\% \leq \delta\gamma \leq 9\%$ como pode ser visto na Tabela 6.1.

A seguir, mostramos nossos resultados para a sensibilidade da distribuição de energia de eventos IceCube aos parâmetros de fluxo de neutrinos extragalácticos. No painel central da Fig.6.3, mostramos nossos resultados para a região permitida para os parâmetros de fluxo extragaláctico. Para comparação, os resultados da colaboração IceCube resumidos em [268] também são mostrados tanto para o B.F.P. e a região permitida com 68% de nível de confiança. Nos dois painéis auxiliares, mostramos nossos resultados para a marginalização em relação aos respectivos parâmetros. Não é necessário dizer que nosso objetivo não é determinar quais são os B.F.P. para o fluxo de neutrinos extragaláctico, mas estimar como esses valores dependem das suposições sobre a dinâmica de QCD em energias de neutrinos tão altas. Por exemplo, a seção de choque significativamente menor resultante do modelo CGC (IIMS) implica que a análise do χ^2 prefere um valor mais alto do parâmetro Φ_{astro} quando comparamos com os valores favorecidos quando utilizamos os modelos DGLAP (CT14), BFKL (BGR18) e BBMT. No entanto, o número esperado de eventos nos bins mais energéticos é principalmente devido ao produto do fluxo de neutrinos extra-galácticos

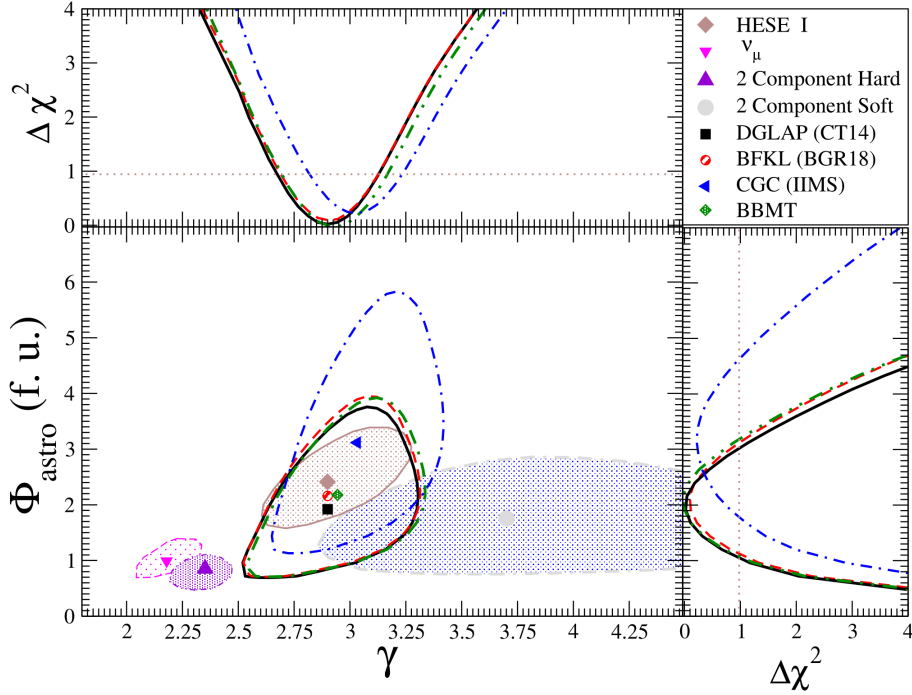


Figura 6.3 - O número de eventos de neutrinos é comparado com nossos resultados para a distribuição de energia dos eventos. Para comparação, os ajustes obtidos pela colaboração IceCube também são mostrados (linhas cinzas). Nossos resultados (linhas coloridas) são calculados para os respectivos valores B.F.P. para o fluxo de neutrino extragaláctico mostrado na Tabela 1.

vezes a seção de choque da ressonância de Glashow. De fato, o maior valor do Φ_{astro} necessário pelo modelo CGC (IIMS) para explicar os eventos no intervalo de $60 \text{ TeV} \leq E_{vis} \leq 5 \text{ PeV}$, maior o número de eventos devido à ressonância de Glashow. Daqui em diante, apesar de sua pequena significância estatística, o número de eventos observados em torno de 6 PeV poderia teoricamente contribuir para resolver o problema de emaranhamento entre o fluxo de neutrinos extragalácticos e seção de choque CC de neutrinos. Descobrimos que um valor ligeiramente maior de γ é suficiente para compensar a maior normalização de fluxo necessária na análise CGC (IIMS), e não superestimar o número de eventos devido à ressonância de Glashow. Ao mesmo tempo, tal incremento em γ não é grande o suficiente para piorar a descrição dos outros bins.

Finalmente, o IceCube-Gen2 é a atualização planejada no observatório IceCube para o futuro próximo [265]. Como apontado em [13], o efeito líquido de tal melhoria é um incremento no tempo efetivo de exposição, que poderia ser de um fator de 20 (40) no caso

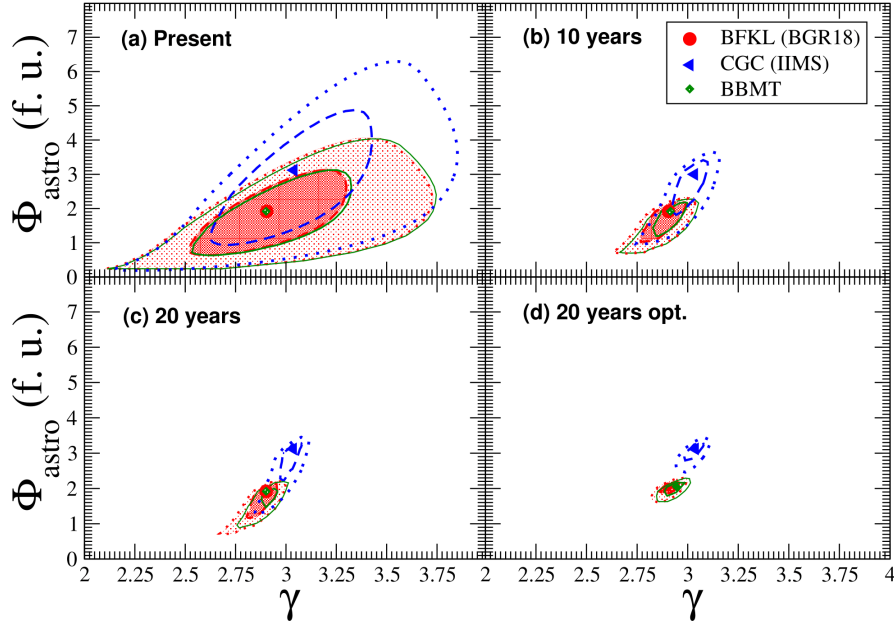


Figura 6.4 - Análise de probabilidade para o High-Energy Starting Events (HESE). Nossos resultados são comparados com as diferentes análises realizadas pela Colaboração IceCube na Ref. [277], que consideram tanto a dependência energética quanto a distribuição angular dos eventos. Em todos os casos, os pontos referem-se ao melhor ajuste e à região permitida em 68% da C.L. também é mostrado.

de 10 (20) anos de coleta de dados do IceCube-Gen2. Isso levaria a milhares de eventos no domínio da energia nos quais estamos interessados aqui. Como consequência, espera-se permitir a discriminação entre diferentes abordagens de QCD. Para estender a análise ao IceCube-Gen2, assumimos nossas previsões para o número de eventos derivados usando a abordagem DGLAP (CT14), renormalizados pela nova exposição do detector, como sendo o número de eventos que serão observados no futuro. Nesta análise, fixamos os parâmetros pull como sendo os respectivos B.F.P. obtidos acima, e que estão de acordo com os valores reportados em [275]. A única exceção foi a contribuição de prompt neutrinos para o background, que deixamos variar na região indicada na mesma referência. Na Fig. 6.4 mostramos nossas previsões para as diferentes exposições consideradas. Tem-se para o modelo BFKL (BGR) que as linhas vermelhas representam as previsões para o valor central das seções choque de CC e NC dos neutrinos e as áreas sombreadas em vermelho referem-se aos resultados da superposição das previsões para os limites superior

e inferior dessas seções de choque. Dada a magnitude dos erros no modelo BFKL (BGR), o efeito de considerá-lo na análise é desprezível. O primeiro ponto a ser observado é que fica claro que o aumento da exposição do detector, e conseqüentemente do número de eventos, implica na redução de ambas as regiões permitidas associadas aos parâmetros de fluxo de neutrinos a 68% e 95% de C.L.. Os resultados apresentados na Fig. 6.4 (a) indicam que apesar das diferenças no B.F.P., há uma sobreposição das regiões permitidas associadas aos parâmetros de fluxo. Esta superposição em 68% de C.L. implica um grau de compatibilidade entre as predições associadas aos modelos BFKL (BGR18), BBMT e CGC (IIMS). De fato, a sobreposição entre as predições BFKL (BGR18) e BBMT é observada em todos os quatro painéis da Fig. 6.4. Por outro lado, os resultados apresentados nas Fig. 6.4 (b) e (c) mostram que o aumento do tempo de coleta de dados fato reduz a região de sobreposição entre as predições BFKL (BGR18) e CGC (IIMS), mas ainda são compatíveis em 68% e 95% respectivamente. Finalmente, a Fig. 6.4 (d) refere-se a vinte anos de exposição combinados com a suposição otimista de que o erro na normalização do fluxo de prompt neutrinos é reduzido para 15%. Para este caso, a superposição das regiões permitidas para os parâmetros de fluxo associados aos modelos BFKL (BGR18) e CGC (IIMS) não está mais presente. Esta é uma indicação de que, no caso otimista, o aumento da exposição do detector combinado com a redução das incertezas sistemáticas deve levar a uma discriminação de 95% de C.L. entre as predições associadas para os parâmetros de fluxo. No entanto, é importante ressaltar que mesmo no caso otimista não é possível descartar nenhum dos modelos dinâmicos aqui considerados. Tem-se que assumindo que as predições devido a esses diferentes modelos são válidas, então as conclusões sobre quais são os valores dos parâmetros de fluxo γ e Φ_{astro} pode ser consideravelmente diferente em cada caso. De fato, os valores do B.F.P. diferem por um fator respectivamente de 1.05 e 1.5. Nossos resultados indicam que as incertezas no fluxo de prompt neutrinos desempenham um papel importante na descrição dos dados e maiores avanços no conhecimento sobre os prompt neutrinos impactariam positivamente na sensibilidade dos dados do IceCube à dinâmica QCD.

6.4 Conclusão

Espera-se que o estudo dos eventos UHE no IceCube melhore nossa compreensão sobre a origem, propagação e interação dos neutrinos. Em particular, os dados recentes foram usados para restringir o comportamento energético do fluxo astrofísico de neutrinos, bem como para restringir a seção de choque neutrino-hádron. Tem-se que variações nessas quantidades devem modificar o fluxo e a taxa de eventos no detector IceCube. Neste capítulo, investigamos o impacto de diferentes suposições para a dinâmica QCD na determinação do fluxo astrofísico. Estimamos a distribuição de eventos de neutrinos no IceCube

considerando as abordagens DGLAP, BFKL, CGC e BBMT e encontramos as melhores estimativas para Φ_{astro} e γ usando um ajuste de Máxima Verossimilhança comparando as predições com a distribuição de eventos observados no IceCube. Nossos resultados indicaram que em relação à descrição dos dados, as modificações na normalização e dependência energética da seção de choque neutrino-núcleon devido às diferentes abordagens dinâmicas podem ser compensadas por diferentes valores para os parâmetros normalização do fluxo de neutrinos, Φ_{astro} e o índice de potência γ , de tal forma que todos os modelos podem descrever os dados com sucesso e não podem ser desconsiderados mesmo em 68% de C.L.. Além disso, também investigamos se o aumento do tempo de exposição efetivo esperado no IceCube-Gen2 nos permitirá separar os efeitos dinâmicos da QCD da descrição do fluxo astrofísico de neutrinos. Para este caso, verificamos que o maior número de eventos implica na redução da sobreposição das áreas permitidas para os parâmetros de fluxo de neutrinos. No entanto, nossos resultados apontaram que o aumento da exposição de detecção não é suficiente para permitir discriminar completamente entre os modelos estudados e, conseqüentemente, restringir a descrição da dinâmica da QCD usando apenas os dados para a dependência energética do número de eventos observados em telescópios de neutrinos.

7 IMPLICAÇÕES DA DINÂMICA QCD E DO FLUXO DE NEUTRINOS SUPER-GLASHOW NA DESCRIÇÃO DE DADOS DE NEUTRINOS DE ENERGIA ULTRA-ALTA

Como discutido no capítulo anterior, o número de eventos observados em telescópios de neutrinos depende dos fluxos de neutrino na Terra, sua absorção ao cruzar a Terra e sua interação no detector. Neste capítulo, investigamos o impacto da dinâmica QCD em altas energias na dependência energética da inelasticidade média e na dependência angular da probabilidade de absorção durante a propagação do neutrino pela Terra, bem como na determinação das propriedades do fluxo de neutrinos astrofísicos incidentes. Além disso, o número de eventos no IceCube e IceCube-Gen2 são estimados considerando diferentes cenários para a dinâmica do QCD e assumindo a presença de um fluxo Super-Glashow, que atinge picos para energias acima da ressonância Glashow. Os resultados apresentados no presente capítulo foram publicados na Ref. [54].

7.1 Introdução

Espera-se que o estudo dos eventos de energia ultra-alta (UHE) em telescópios de neutrinos melhore nossa compreensão sobre a origem, propagação e interação de neutrinos (para revisões recentes, consulte, por exemplo, Refs. [55, 278]). Nos últimos anos, os dados do IceCube têm sido usados para restringir o comportamento energético do fluxo astrofísico de neutrinos, bem como para restringir a seção de choque neutrino-hádron (veja, por exemplo, Refs. [59–63]). Tais estudos são fortemente motivados pelo impacto dessas quantidades na taxa de eventos no detector IceCube. Os detectores de neutrinos UHE não medem diretamente neutrinos, mas apenas produtos secundários ou mesmo terciários de chuveis induzidos por neutrinos [279]. Os eventos associados geralmente podem ser classificados em quatro topologias: through-going tracks, cascades, starting tracks e double cascades. Through-going tracks são criados sempre que um múon, alguns deles induzidos por uma interação de corrente carregada ν_μ fora do detector, passa pelo volume do instrumento. Eventos em cascata surgem de chuveis eletromagnéticos e hadrônicos de partículas induzidas por neutrinos. Interações de corrente neutra (NC) de qualquer sabor geram chuveis hadrônicos. Em contraste, nas interações CC ν_e e ν_τ , os chuveis eletromagnéticos e hadrônicos combinados são produzidos. Os eventos de ressonância Glashow produzem um chuveiro hadrônico ou eletromagnético, dependendo do canal de decaimento. Quando o múon é criado por uma interação CC ν_μ dentro do volume instrumentado, tal evento é denotado como starting track. Neste caso, a topologia será caracterizada por uma cascata de hádrons e um múon. Finalmente, para interações CC ν_τ , o tau produzido geralmente decairá para um elétron ou hádrons, resultando em uma segunda cascata deslocada da cascata hadrônica que a acompanha. Se essas duas casca-

tas são observadas dentro do volume instrumentado, os eventos são denominados double bang. As características de todos esses chuviros induzidos por neutrinos são fortemente dependentes da inelasticidade Y , que é a fração da energia de neutrinos transferida para o alvo hadrônico no referencial do laboratório. Em particular, a inelasticidade define as contribuições relativas dos chuviros leptônicos e hadrônicos induzidos em uma interação de neutrinos de corrente carregada e, como consequência, sua determinação precisa é fundamental para extrair dos rastros de múons ou chuviros eletromagnéticos e hadrônicos detectados a energia do incidente neutrino em telescópios de neutrinos de alta energia. Outro aspecto importante é que o comportamento energético de Y está diretamente associado à descrição da seção de choque neutrino - núcleon ($\sigma_{\nu N}$), que se espera ser modificada em altas energias por correções não-lineares à dinâmica QCD [26–28], bem como para ser sensível à presença de física além do modelo padrão (BSM) (para um estudo recente, consulte, por exemplo, Ref. [280]). Tal dependência é uma das motivações da análise realizada na Ref. [58], que estudaram eventos starting track, estimando a cascata hadrônica e as energias dos múons separadamente, e mediram a distribuição de inelasticidade. Os resultados obtidos na Ref. [58] indicam que a dependência energética de Y na faixa de energia de ≈ 1 a ≈ 100 TeV é consistente com as predições do Modelo Padrão derivadas na Ref. [19] usando as equações lineares de evolução DGLAP [16–18]. Uma importante questão em aberto é o comportamento da inelasticidade na faixa de energia que será estudada na próxima geração de telescópios de neutrinos e se a presença de novos efeitos poderá ser sondada. Um de nossos objetivos é investigar o impacto de efeitos não-lineares na inelasticidade na faixa de energia que será sondada pelo IceCube-Gen2 [265]. Em particular, vamos considerar o modelo proposto nas Refs. [22–25], denotado BBMT a seguir, que é baseado na suposição de que a função da estrutura do próton satura no limite de Froissart em altas energias. Tal abordagem leva em consideração as correções de unitariedade em todas as ordens nas interações hadrônicas fortes e fornece um limite inferior para $\sigma_{\nu N}$. Os resultados associados serão comparados com aqueles derivados assumindo a validade das evoluções lineares do DGLAP, como usualmente assumido nos estudos teóricos e experimentais.

Além disso, é importante notar que os sinais observados nos detectores de neutrinos de ultra-alta energia também são fortemente dependentes dos fluxos de neutrinos incidentes na Terra e sua absorção durante a passagem pela Terra até o detector (ver, por exemplo, Refs. [281–285]). Tem-se que a atenuação do fluxo de neutrino incidente depende da energia do neutrino e da direção de chegada, com a propagação do neutrino dependendo dos detalhes da estrutura da matéria entre a fonte e o detector. Para valores relativamente pequenos da energia do neutrino ($E_\nu \lesssim 50$ TeV), a Terra é essencialmente transparente para os neutrinos, enquanto acima dela, os neutrinos que viajam por um comprimento de

corda suficiente dentro da Terra podem interagir antes de chegar ao detector. A descrição desta absorção é fortemente dependente de $\sigma_{\nu N}$ e $Z(\theta_z)$, que é a quantidade total de matéria que o neutrino sente em função do ângulo zenital θ_z . Outro objetivo desse capítulo é estudar o impacto dos efeitos não-lineares nas dependências energéticas e angulares da probabilidade $P_{Shad}(E_\nu, \theta_z)$ da interação de neutrinos ao atravessar a Terra. Em nossa análise, compararemos as previsões do BBMT com aquelas derivadas usando a dinâmica linear do DGLAP. Para completar, as previsões para $P_{Shad}(E_\nu, \theta_z)$ associadas à ressonância Glashow também serão apresentadas.

O espectro de neutrinos astrofísicos ainda está sendo compreendido, com as previsões sendo muito dependentes do modelo [286]. Uma suposição padrão é que ele pode ser descrito por um único espectro de lei de potência para todos os sabores, $\Phi_{astro}(E_\nu) = \Phi_0 \times (E_\nu/E_0)^{-\gamma_{astro}}$, onde Φ_0 é a normalização do fluxo e γ_{astro} é o índice espectral [58, 277, 287, 288]. Considerando a grande incerteza teórica, é comum assumir Φ_0 e γ_{astro} como parâmetros inconvenientes nas análises como foi feito na capítulo anterior. Em particular, o estudo realizado na Ref. [58] obteve que o espectro de energia de neutrinos astrofísicos para amostras de trilha e cascata pode ser bem descrito por uma lei de potência com $\gamma_{astro} = 2.62 \pm 0.07$ na faixa de energia de 3.5 TeV a 2.6 PeV, em tensão com resultados anteriores baseados em múons through-going. A fim de analisar a dependência dos parâmetros astrofísicos do fluxo de neutrinos na descrição da dinâmica QCD e no tratamento da inelasticidade, também realizaremos uma análise Máxima Verossimilhança do número de eventos de neutrinos em seis anos de exposição dos dados HESE [289] considerando as distintas abordagens para o cálculo da inelasticidade descritas acima. Será apresentada uma comparação com os resultados obtidos pelo IceCube.

Além disso, nos últimos anos, alguns autores discutiram a possibilidade de um novo fluxo de neutrinos astrofísicos além da ressonância de Glashow, denominado fluxo Super-Glashow, que pode gerar um número mensurável de eventos ultra-energéticos (ver, por exemplo, Refs. [64, 65]). À medida que a magnitude dos efeitos não-lineares na dinâmica da QCD aumenta com a energia, espera-se que a presença deste novo componente no fluxo astrofísico aumente a importância de um tratamento preciso da interação neutrino-hádron. Em nossa análise, assumiremos a presença desse novo fluxo, conforme proposto na Ref. [65] e estimaremos o impacto desses efeitos nas previsões para o número de eventos observados no IceCube e IceCube-Gen2. Para completar, consideraremos cinco combinações distintas de parâmetros na descrição do fluxo Super-Glashow.

Este capítulo está organizado da seguinte forma. Na próxima seção, apresentaremos uma breve revisão do formalismo necessário para descrever a inelasticidade média em uma interação neutrino-hádron, a propagação do neutrino na matéria e o cálculo do número de

eventos observados em telescópios de neutrinos. Além disso, discutiremos os dois modelos para $\sigma_{\nu N}$ assumidos em nosso estudo. Na Seção 7.3 mostraremos nossas previsões para a dependência energética da inelasticidade média considerando as faixas de energia cobertas pelo IceCube e IceCube-Gen2. Exporemos nossos resultados para a probabilidade de absorção de neutrinos pela Terra considerando os distintos modelos para $\sigma_{\nu N}$ e os diferentes canais para a interação antineutrino-elétron. O impacto nas propriedades do fluxo de neutrinos astrofísicos será discutido. Além disso, analisaremos como as previsões para o número de eventos no IceCube e IceCube-Gen2 são modificadas pela presença de um fluxo Super-Glashow. Finalmente, na Seção 7.4 resumiremos nossos principais resultados e conclusões.

7.2 Formalismo

Em energias ultra-altas, os neutrinos interagem principalmente pelo espalhamento inelástico profundo (ν -DIS) [10]. Neste processo, o neutrino espalha um quark no núcleon através de um bóson virtual W e Z , produzindo um lépton e um sistema hadrônico no estado final. O lépton presente no estado final depende se há uma interação de corrente carregada (CC) ou neutra (NC). Quando a interação é mediada pelo bóson W , tem-se uma interação CC ν -DIS, e um lépton carregado $\ell' = e, \mu, \tau$, é produzido. Por outro lado, se um bóson Z^0 for trocado tem-se uma interação NC ν -DIS, um neutrino do mesmo sabor que o de entrada estará presente no estado final. Os processos DIS podem ser completamente descritos em termos do quadrimomento transferido $Q^2 \equiv -q^2$, onde q é o quadrimomento do bóson de calibre, a variável Bjorken- x e inelasticidade da colisão Y , que é dado no referencial de repouso do alvo por $Y = E_X/E_\nu$, ou seja, pela fração da energia do neutrino transferida para os hádrons. Conforme representado na Fig. 7.1 (a), as energias transportadas pelo lépton e pelo chuveiro hadrônico no estado final são completamente determinadas pela energia do neutrino E_ν e pela inelasticidade Y . Inversamente, a medição das energias do lépton produzido e do chuveiro hadrônico pode ser usada para reconstruir a energia do neutrino que entra, que é um dos principais objetivos dos telescópios de neutrinos.

A inelasticidade média em uma interação de neutrinos no detector é definida por

$$\langle Y(E_\nu) \rangle = \frac{\int dY Y \frac{d\sigma_{\nu N}}{dY}}{\int dY \frac{d\sigma_{\nu N}}{dY}} = \frac{\int dY Y \int dx \frac{\partial^2 \sigma_{\nu N}}{\partial x \partial Y}}{\int dY \int dx \frac{\partial^2 \sigma_{\nu N}}{\partial x \partial Y}}, \quad (7.1)$$

onde a seção de choque diferencial para uma interação CC neutrino-hádron é dada por

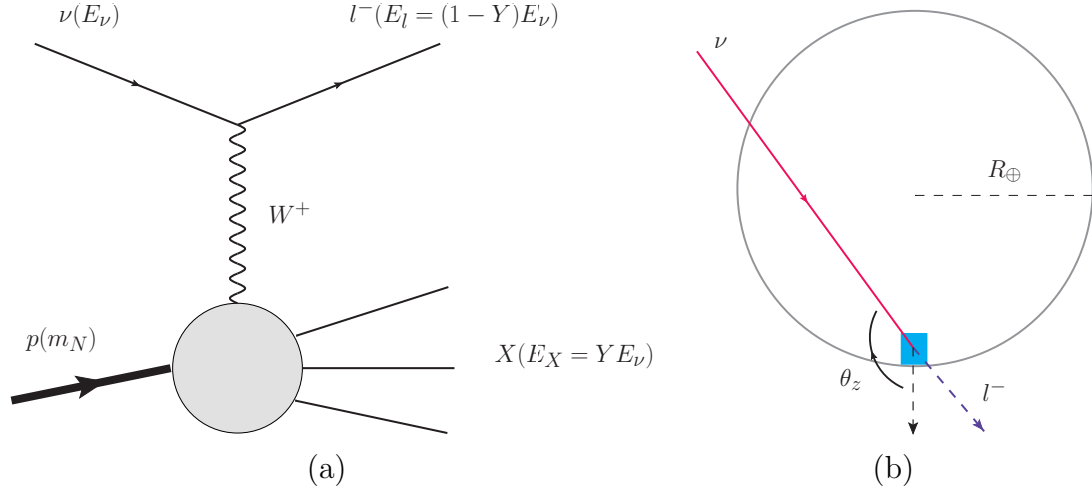


Figura 7.1 - (a) Espalhamento inelástico profundo neutrino-hádron mediado por uma troca de W no referencial de repouso do alvo; (b) Representação da propagação de neutrinos através da Terra.

(veja, por exemplo, Refs. [10, 290])

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 \sigma_{\nu N}}{\partial x \partial Y} = & \frac{G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 \left\{ \left(xY^2 + \frac{m_l^2 Y}{2E_\nu m_N} \right) F_1(x, Q^2) \right. \\
& + \left[\left(1 - \frac{m_l^2}{4E_\nu^2} \right) - \left(1 + \frac{m_N x}{2E_\nu} \right) Y \right] F_2(x, Q^2) \\
& \left. + \left[xY \left(1 - \frac{Y}{2} \right) - \frac{m_l^2 Y}{4E_\nu^2 m_N} \right] F_3(x, Q^2) \right\}, \tag{7.2}
\end{aligned}$$

onde m_l é a massa do lépton produzido no estado final, que mantemos para levar em conta os efeitos devidos à massa do quark tau, e assumimos que as relações Albright-Jarlskog são válidas, o que é uma aproximação razoável para as energias de interesse nesta análise [291]. Para uma interação CC antineutrino-hádron tem-se que o sinal da última linha da Eq. (7.2) é negativo. Além disso, as funções F_i são as funções da estrutura do núcleon que são determinadas pela estrutura subjacente do alvo. Assim, o comportamento energético de $\langle Y(E_\nu) \rangle$ é fortemente dependente da dinâmica QCD em altas energias (veja, por exemplo, Refs. [38, 135, 292]), que se espera que seja modificado por efeitos não-lineares que são previstos para contribuir em altas energias devido à alta densidade partônica presente em pequenos valores da variável Bjorken- x . Normalmente, as predições de neutrinos são derivadas usando as soluções das equações de evolução linear DGLAP [16–18]. Tal equação considera apenas o mecanismo $g \rightarrow gg$, que preenche o espaço transversal com um grande número de glúons de pequeno tamanho por unidade de rapidez (o tamanho transversal de um glúon com momento k_T é proporcional a $1/k_T$). Tal aproximação torna-se irreal para pequenos k_T e grandes energias, onde os glúons produzidos se sobrepõem e o processo

de fusão, $gg \rightarrow g$, torna-se igualmente importante. Neste regime, a evolução da DGLAP deve ser generalizada para levar em conta efeitos não-lineares, que reduzem o aumento da distribuição de glúons e restauram a unitariedade da seção de choque [26–28]. Nos últimos anos, vários autores discutiram o impacto desses efeitos não-lineares em $\sigma_{\nu N}$ e quantidades relacionadas usando a aproximação de dipolo colorido e o formalismo Color Glass Condensate (CGC) (ver, por exemplo, Refs. [37, 39–41, 53, 264]). Uma alternativa é considerar a abordagem BBMT proposta em Refs. [22–25], que leva em conta os efeitos de unitariedade (saturação) em todas as ordens. A principal suposição na abordagem BBMT para interações neutrino-hádron é que o crescimento da função de estrutura próton é limitado pelo limite de Froissart em altas energias hadrônicas, dando um limite $\ln^2(1/x)$ em F_2 quando Bjorken $x \rightarrow 0$, o que implica um limite exato de $\ln^3 E_\nu$ para o espalhamento νN . É importante ressaltar que tal abordagem é capaz de descrever os dados HERA combinados [24]. Como demonstrado na Ref. [53], o modelo BBMT implica uma forte redução da seção de choque em grandes energias de neutrinos em comparação com as previsões de DGLAP e CGC, e pode ser considerado um limite inferior para $\sigma_{\nu N}$. A seguir, compararemos as previsões do BBMT com aquelas derivadas usando as soluções das equações de evolução DGLAP obtidas na Ref. [269].

O tratamento da interação neutrino-núcleon tem um impacto direto na probabilidade de interação neutrino ao cruzar a Terra, que é definida por $P_{Shad}^N(E_\nu, \theta_z) = \exp\left\{-\frac{Z_N(\theta_z)}{\mathcal{L}_{int}^N}\right\}$, onde θ_z é o ângulo zenital [ver Fig. 7.1 (b)] e $\mathcal{L}_{int}^N = 1/(N_A \sigma_{\nu N}(E_\nu))$ é o comprimento da interação com núcleons (N_A é o número de Avogadro) [139]. Além disso, $Z_N(\theta_z)$ é a quantidade total de matéria que os neutrinos sentem enquanto atravessam a Terra, que é definida por

$$Z_N(\theta_z) = \int_0^{r(\theta_z)} \rho_N(r) dr, \quad (7.3)$$

onde $r(\theta_z) = -2R_\oplus \cos \theta_z$ é a distância total percorrida pelos neutrinos, e $\rho_N(r) \text{ gcm}^{-3}$ é o perfil de densidade da Terra. Em nossa análise, assumiremos o modelo Preliminary Reference Earth Model (PREM, sigla do inglês) para esta quantidade [293]. Para ilustrar a relação entre a direção do neutrino de entrada e a densidade do meio que eles efetivamente cruzam, na Fig. 7.2 (a) mostramos como o caminho total e a densidade do meio que os neutrinos atravessam são altamente sensíveis para a direção de entrada. Por exemplo, observe que apenas no intervalo de $\cos \theta_z \lesssim -0.84$ os neutrinos entram no núcleo da Terra, e o núcleo interno só é acessível para $\cos \theta_z \rightarrow -1.0$. Na Fig. 7.2 (b) mostramos como essa dependência reflete na quantidade total de matéria que os neutrinos passam. De fato, o efeito de cruzar todo o núcleo da Terra implica um fator ≈ 2 em $Z_N(\theta_z)$ em comparação com o caso de $\cos \theta_z = -0.8$, onde o caminho é grande ($\approx 10^4$ km), mas os neutrinos não entram no núcleo. Para comparação, também apresentamos na Fig.

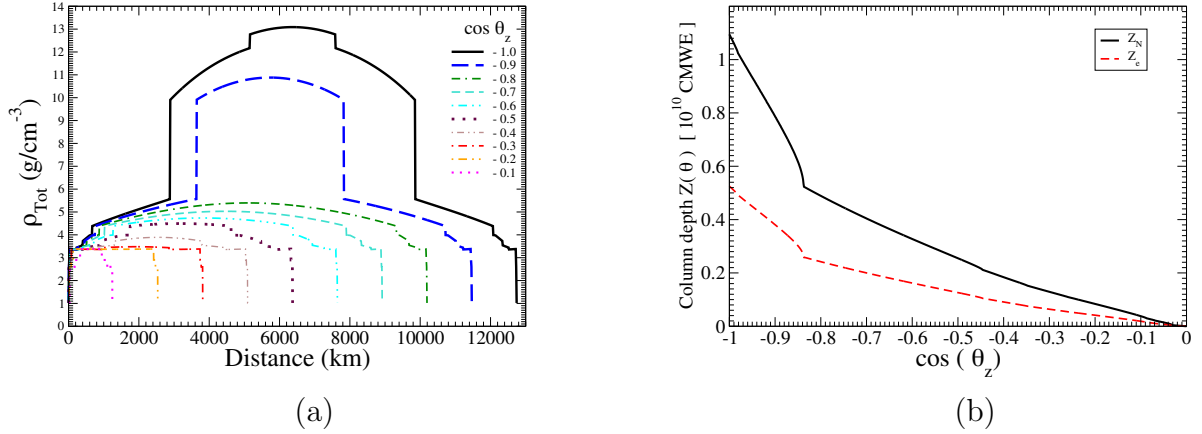


Figura 7.2 - (a) Relação entre a distância total percorrida e a densidade total sentida pelos neutrinos ao cruzar a Terra, para as diferentes direções de entrada de neutrinos que são indicadas pelos valores de $\cos \theta_z$ citados no gráfico. (b) A espessura da Terra, que é definida na Eq. (7.3), como função de $\cos \theta_z$ para os alvos de núcleons (Z_N) e elétron (Z_e). CMWE significa centímetros de equivalente de água. Nossos resultados são baseados no modelo Preliminary Earth Model (PREM) [293].

7.2 (b) as previsões para Z_e , que está associada às interações neutrino-elétron durante a propagação pela Terra, que foi estimada seguindo a Ref. [53].

De fato, $\sigma_{\nu N}$ e $P_{Shad}^N(E_\nu, \theta_z)$ são dois dos principais ingredientes para estimar a taxa diferencial de eventos induzidos por neutrinos astrofísicos em telescópios de neutrinos, que é dado por

$$\frac{dN_{events}}{d(E_{vis})d\Omega} = T \sum_{\alpha} N_{eff\alpha}(E_\nu) \times \Phi_{\nu\alpha}(E_\nu) \times \sigma_{\nu\alpha N}(E_\nu) \times P_{Shad}^N(E_\nu, \theta_z), \quad (7.4)$$

onde T é o tempo de coleta de dados, $N_{eff,\alpha}(E_\nu)$ é o número efetivo de alvos de dispersão e $\Phi_{\nu\alpha}$ é o fluxo de neutrinos astrofísicos para um neutrino de sabor α . O terceiro ingrediente principal é o fluxo de neutrinos astrofísicos $\Phi_{\nu\alpha}(E_\nu)$, cuja origem ainda é um tema de intenso debate, mas até agora consistente com os resultados esperados de fontes extra-galácticas, apresentando isotropia e sem correlação com o plano galáctico. Em nossa análise, vamos supor o mesmo fluxo de neutrinos astrofísicos para os três sabores de neutrinos e que o fluxo astrofísico é dado por [277, 287]

$$\Phi_{astro}(E_\nu) = \sum_{\alpha} \Phi_{\nu\alpha}(E_\nu) = \Phi_0 \times \left(\frac{E_\nu}{100 \text{ TeV}} \right)^{-\gamma} (f.u.), \quad (7.5)$$

onde $f \cdot u. \equiv 10^{-18} \text{ GeV}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Na próxima seção, estimaremos a distribuição de eventos de neutrinos no IceCube assumindo diferentes suposições para a dinâmica

QCD e para a inelasticidade, e determinaremos as melhores estimativas para Φ_0 e γ usando um ajuste de Máxima Verossimilhança pela comparação de nossas previsões com a distribuição de eventos observados.

Por fim, seguindo a Ref. [65], também consideraremos a possibilidade de uma nova contribuição para o fluxo astrofísico de neutrinos atingir picos em energias maiores que a característica da Ressonância Glashow, $E_\nu^{res} \approx 6.3$ PeV. Neste caso, vamos supor que o fluxo total de neutrinos astrofísicos é expresso por

$$\Phi_{astro}^{tot}(E_\nu) = \Phi_{astro}(E_\nu) + \phi_j(E_\nu), \quad (7.6)$$

onde o fluxo Super-Glashow $\phi_j(E_\nu)$ é parametrizado da seguinte forma [65]

$$\phi_j(E_\nu) = \phi_{0j} \times \left[\left(\frac{E_\nu}{E_{0j}} \right)^{\alpha\eta} + \left(\frac{E_\nu}{E_{0j}} \right)^{\beta\eta} \right]^{1/\eta}. \quad (7.7)$$

Aqui j denota a energia na qual o fluxo é máximo, $E_{0j} = 10^j$ GeV, e ϕ_{0j} é a normalização de fluxo correspondente. Em nossa análise, vamos supor $\eta = -1$, $\alpha = -1$, e $\beta = -3$, a fim de incluir algumas características desejadas da fonte e evolução cósmica, e considerar o seguinte possibilidades: $j = 7, 8, 9, 10$ e 11 . Na Ref. [65], os autores mostraram que esses fluxos de alta energia são mais propensos a produzir os sinais semelhantes a tracks em energias PeV relatados no observatório IceCube do que o fluxo astrofísico de neutrinos dado pela Eq. (7.7). A razão é simplesmente que para produzir tais eventos de neutrinos de alta energia, o fluxo seguindo a Eq. (7.5) exigirá valores mais altos do parâmetro de normalização de fluxo, Φ_0 , ou valores menores do parâmetro de índice de potência, γ . Ambas as características implicam um maior número de eventos em energias mais baixas, que não estão presentes nos dados. Na Fig. 7.3 ilustramos a faixa de energia onde os fluxos Super-Glashow se tornam importantes, bem como sua dependência energética. Observe que os fluxos Super-Glashow aumentarão o número esperado de eventos de neutrinos precisamente na faixa de energia onde os efeitos QCD não-lineares se tornam não desprezíveis.

7.3 Resultados

Inicialmente, vamos apresentar na Fig. 7.4 (a), para completude de nossa análise, as previsões para a dependência energética da seção de choque neutrino-alvo. Para o caso CC neutrino-núcleon, apresentamos a previsão DGLAP, estimada usando a parametrização CT14 [269] e denotada por DGLAP (CT14) daqui em diante, assim como a BBMT. Para comparação, apresentamos também a previsão derivada na Ref. [264], denotado BFKL

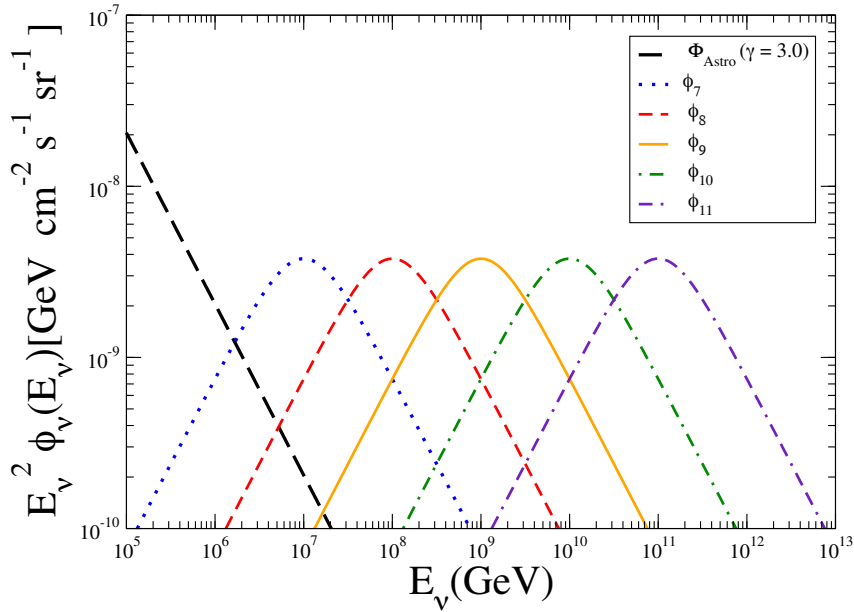


Figura 7.3 - A comparação entre o fluxo astrofísico padrão $\Phi_{astro}(E_\nu)$, dado pela Eq. (7.5) com $\gamma = 3.0$ e $\Phi_0 = 2.0 f.u.$, e os fluxos de neutrinos astrofísicos Super-Glashow, $\phi_j(E_\nu)$, que são dados pela Eq. (7.7). Para os fluxos de neutrinos astrofísicos Super-Glashow, impôs-se o mesmo pico de normalização.

(BGR18) na figura, que foi obtido usando o contexto de fatoração colinear em NNLO e levando em consideração a BFKL ressonada em pequeno- x até a precisão next-to-leading-logarithmic (NNLx).

Como pode ser visto, os resultados DGLAP (CT14) e BFKL (BGR18) são semelhantes na faixa de energia do IceCube, mas suas previsões centrais são ligeiramente distintas para energias maiores. Em contraste, o resultado BBMT é semelhante às previsões DGLAP e BFKL na faixa de energia do IceCube, mas implica uma forte redução da seção de choque em energias maiores de neutrinos. Em particular, as previsões para grandes energias de neutrinos podem diferir por um fator ≥ 2 dependendo da abordagem assumida para tratar a dinâmica QCD. Nossos resultados para o antineutrino-elétron também são apresentados na Fig. 7.4 (a) levando em consideração a presença da ressonância de Glashow. Esses resultados indicam que o espalhamento $\bar{\nu}_e e$ se torna igual ou maior do que a seção de choque neutrino-núcleon CC na faixa de energia caracterizada por $10^6 \text{ GeV} \leq E_\nu \leq 2 \times 10^7 \text{ GeV}$.

Na Fig. 7.4 (b) apresentamos as previsões correspondentes para a dependência energética da inelasticidade média $\langle Y \rangle$. Para comparação, também apresentamos os dados e previsões

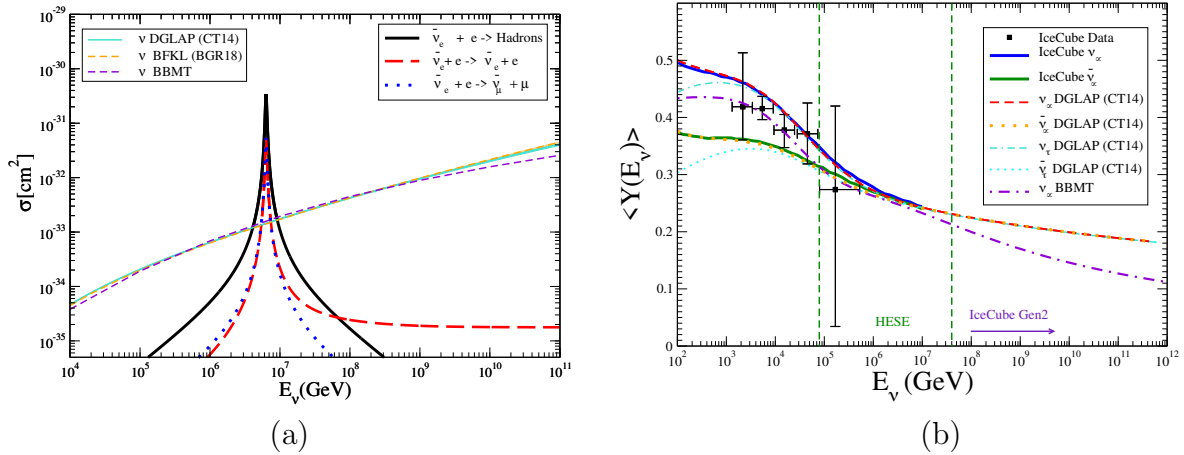


Figura 7.4 - (a) Dependência energética da seção de choque neutrino-alvo considerando diferentes modelos para a dinâmica QCD; (b) Previsões para a dependência energética da inelasticidade média. Para comparação, os dados e previsões teóricas de [58] (linhas sólidas) também são apresentadas.

da Ref. [58]. Assumindo um fluxo de neutrino e antineutrino de múon de entrada e a abordagem DGLAP, tem-se que nossos resultados concordam com os apresentados na Ref. [58] no domínio de energia IceCube. Além disso, na faixa de energia do High Energy Sample of Events (HESE), tem-se que $0,23 \leq \langle Y(E_\nu) \rangle \leq 0,35$, o que implica que a suposição $\langle Y \rangle = 0,35$, algumas vezes presente na literatura, superestima a inelasticidade média por um fator de ordem de 52% no limite de energia ultra-alta de neutrinos. Para estimar o impacto da massa do quark tau, também apresentamos nossas previsões para um fluxo de entrada ν_τ e $\bar{\nu}_\tau$. Nossos resultados indicam que não pode ser desconsiderado para $E_\nu \leq 10^4$ GeV. Finalmente, vamos analisar o impacto da dinâmica QCD em $\langle Y \rangle$ comparando as previsões DGLAP (CT14) e BBMT. De fato, o modelo BBMT implica um $\langle Y(E_\nu) \rangle$ sistematicamente menor para toda a faixa de energia considerada. No entanto, a diferença entre as previsões não é grande na faixa de energia dos dados atuais, sendo da ordem de 5% para $E_\nu = 10^7$ GeV. Por outro lado, nossos resultados indicam que eles podem ter um papel importante em um futuro próximo, quando o aumento no número de eventos melhorará a sensibilidade do detector a eventos de neutrinos acima da ressonância de Glashow. Por exemplo, o modelo BBMT implica uma redução de 55% para $E_\nu = 10^{11}$ GeV. Em comparação com a aproximação $\langle Y \rangle = 0.35$, ela implica uma inelasticidade média menor por um fator de 3, o que indica que a evolução de energia da inelasticidade média não pode ser desconsiderada nos próximos telescópios de neutrinos.

Em relação às consequências para a energia dos produtos da interação de neutrinos, nossos resultados indicam que os limites de energia inferior e superior da amostra de HESE são,

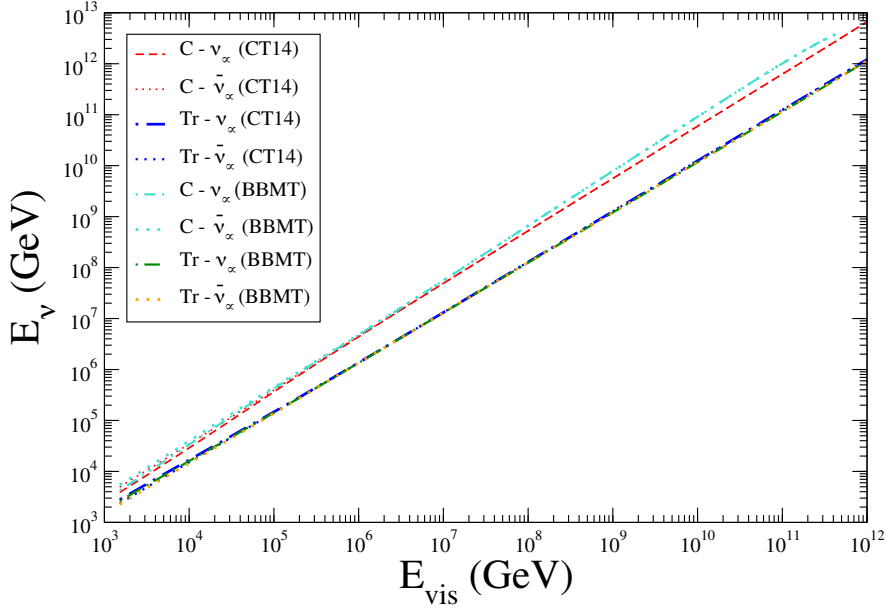


Figura 7.5 - O impacto da inelasticidade média na relação entre a energia de entrada do neutrino e a energia visível no detector para o caso do neutrino (anti)muon. O rótulo C (Tr) refere-se a cascades (muon tracks).

respectivamente, $E_\nu = 1.5E_l$ e $E_\nu = 1.2E_l$. Segue que E_l e E_ν são aproximadamente da mesma ordem de grandeza na faixa de energia considerada aqui, especialmente no limite UHE. Além disso, a razão entre a energia do neutrino e a energia transferida para o alvo no limite inferior (superior) da amostra HESE será $E_\nu = 2.9E_X$ ($E_\nu = 5.0E_X$). Na Fig. 7.5, analisamos o impacto dos efeitos não-lineares na relação entre a energia do neutrino e a energia dos produtos de sua interação, ou seja, muon tracks (Tr) e cascades hadrônicas (C) produzidas no vértice da interação neutrino (anti)múon.

Para $E_{vis} = 10^{11}$ GeV temos $\langle Y(CT14) \rangle = 0.17$ e $\langle Y(BBMT) \rangle = 0.13$, o que implica as razões

$$R_{Y,C} = \frac{\langle Y(BBMT) \rangle}{\langle Y(CT14) \rangle} = 0.76; \quad R_{Y,Tr} = \frac{1 - \langle Y(BBMT) \rangle}{1 - \langle Y(CT14) \rangle} = 1.05. \quad (7.8)$$

Portanto, temos um efeito de $\approx 25\%$ na energia transferida do neutrino para a cascata hadrônica, mas de apenas $\approx 5\%$ no traço do múon. Observe que se o lépton carregado resultante produzir um traço no detector, como um múon ou um tau de longa duração, os efeitos devidos à perda de energia não são desprezíveis e alteram a relação entre a energia do neutrino de entrada e a quantidade efetiva de energia depositada dentro do detector, de tal forma que valores mais altos de energia de neutrinos devem ser necessários para

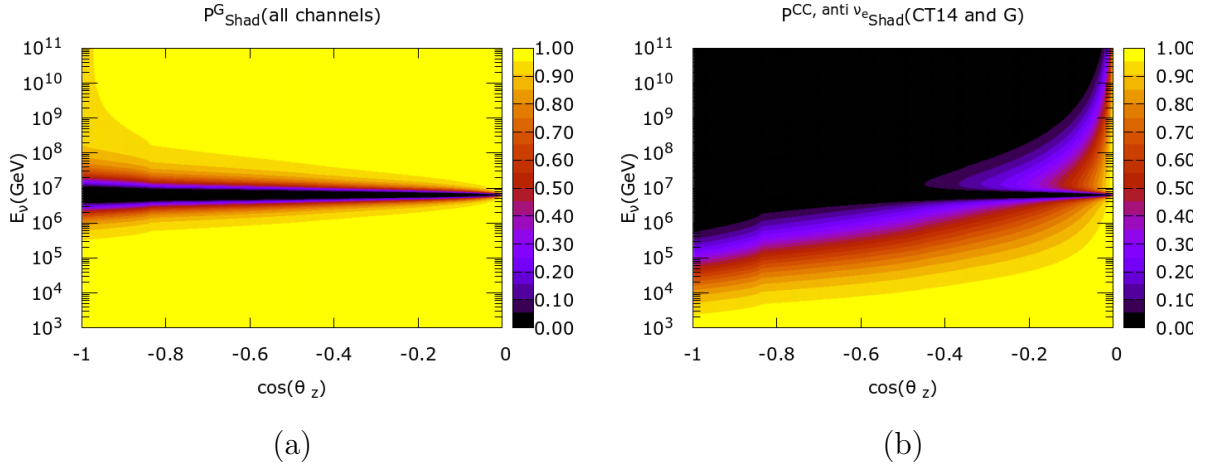


Figura 7.6 - A dependência energética e dependência angular da probabilidade de absorção de antineutrinos pela Terra, $P_{shad}(E_\nu, \theta_z)$ para (a) a ressonância de Glashow e (b) a soma das contribuições associada à ressonância de Glashow e seção de choque antineutrino-hádron estimada pela abordagem DGLAP (CT14).

resultar na mesma energia visível. Tal tópico merece uma análise mais detalhada, como a realizada em [64]. No entanto, ressaltamos que os resultados aqui apresentados ainda são válidos, pois se referem ao vértice primário da interação.

Vamos agora analisar a dependência angular da probabilidade de interação de neutrinos ao cruzar a Terra. Nossos resultados são apresentados nas Figs. 7.6 e 7.7. A esquerda eixo vertical mostra a energia do neutrino E_ν e o eixo horizontal é o cosseno do ângulo zenital, $\cos(\theta_z)$. O padrão de cores à direita informa o valor de $P_{Shad}(E_\nu, \theta_z)$. Além disso, $\cos(\theta_z) \rightarrow -1$ refere-se a neutrinos que cruzam todo o diâmetro da Terra (≈ 12000 km) antes de atingir o detector e sentir o potencial de dispersão de todas as camadas do interior da Terra, incluindo o núcleo [Ver Fig. 7.1 (b)]. Por outro lado, $\cos(\theta_z) \rightarrow 0$ refere-se aos neutrinos que chegam do horizonte. Nesse caso, os neutrinos percorrem algumas centenas de quilômetros e atravessam apenas a crosta terrestre.

Inicialmente, na Fig. 7.6 (a) apresentamos nossos resultados para o espalhamento ressonante de Glashow de antineutrinos de elétrons. Como esperado da Fig. 7.4 (a), a ressonância tem seu impacto limitado a uma região nítida ao redor da energia ressonante do neutrino, $E_{\nu_e}^{res} \approx 6,3$ PeV. Quando as interações CC antineutrino-núcleo são levadas em consideração, a probabilidade de absorção dada pela abordagem DGLAP(CT14) é fortemente modificada como mostrado na Fig. 7.6 (b), principalmente na faixa de alta energia, onde a Terra torna-se opaca. Tal comportamento está diretamente associado ao aumento do $\sigma_{\bar{\nu}N}$ com a energia do neutrino. Como a probabilidade de interação antineutrino depende do produto entre a seção de choque antineutrino-hádron e a quantidade

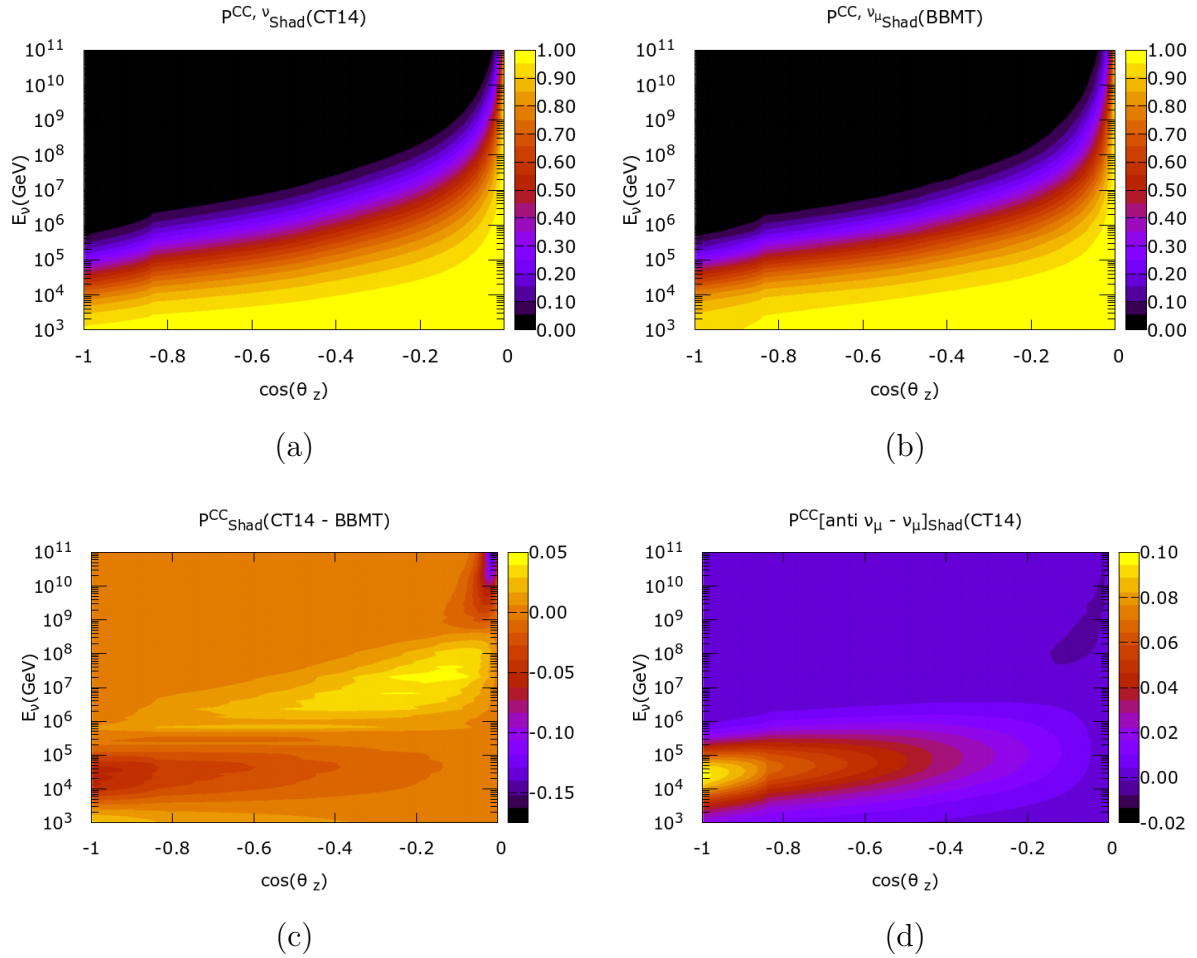


Figura 7.7 - A energia e as dependências angulares da probabilidade de absorção de neutrinos pela Terra, $P_{shad}(E_\nu, \theta_z)$, com $\sigma_{\nu N}$ calculado usando o (a) abordagem DGLAP (CT14) e (b) modelo BBMT; (c) Diferença entre as previsões DGLAP (CT14) e BBMT; (d) A diferença entre as probabilidades de absorção do neutrino do múon e o antineutrino do múon estimadas assumindo a abordagem DGLAP(CT14).

total de matéria que os antineutrinos passam, que está relacionada ao perfil de densidade da Terra, $P_{Shad}(E_\nu, \theta_z)$ apresenta uma forte correlação entre a direção do antineutrino de entrada e a energia do antineutrino. Esta dependência é claramente vista na Fig. 7.6 (b). Por exemplo, para $\cos(\theta_z) \rightarrow -1$ a Terra se torna opaca para antineutrinos para energia do neutrino $E_\nu \gtrsim 10^6$ GeV, enquanto para $\cos(\theta_z) \rightarrow 0$, mesmo em $E_\nu \gtrsim 10^{11}$ GeV, a probabilidade de sobrevivência do antineutrino não é desprezível. A forma exata dessa dependência é consequência de como a espessura da Terra varia com $\cos(\theta_z)$ (Ver Fig.

7.2).

Nos painéis superiores da Fig. 7.7 (a) e (b) apresentamos, respectivamente, as previsões DGLAP(CT14) e BBMT para $P_{Shad}(E_\nu, \theta_z)$ considerando uma interação CC do neutrino múon com o núcleon. Pode-se ver que ambos os modelos preveem comportamentos semelhantes. Para quantificar quão distintos são esses comportamentos, no painel (c) apresentamos os resultados para a diferença entre esses dois resultados.

Tem-se que o valor absoluto da diferença é 5% – 15% e depende da direção do neutrino de entrada. Para $\cos \theta_z \rightarrow -1$, a Terra é opaca para os neutrinos de ultra-alta energia independentemente do modelo considerado para $\sigma_{\nu N}$. Tal resultado é esperado devido ao grande valor de $Z(\theta_z)$, o que implica que a Terra se torna opaca em energias de neutrinos inferiores às necessárias para que os efeitos não-lineares associados às correções de unitaridade se tornem importantes. Por outro lado, para $\cos \theta_z \rightarrow 0$, a quantidade total de matéria atravessada pelo neutrino é comparativamente menor, de modo que a probabilidade de sobrevivência do neutrino é significativamente maior que zero, mesmo no limite de energia ultra-alta. Como consequência, neste regime, a diferença nas previsões para $P_{shad}(E_\nu, \theta_z)$ é apreciável e da ordem de 15% em $E_\nu \approx 10^{11}$ GeV. Para completar, na Fig. 7.7 (d), apresentamos a diferença nas probabilidades de absorção para os casos de antineutrino de múon e neutrino de múon. Isso é indicativo da importância de $F_3(x, Q^2)$, que codifica as diferenças entre o conteúdo de quarks e antiquarks dentro do núcleon alvo. Como podemos ver, a diferença é importante na faixa de energia do IceCube, e atinge um máximo de 10% para E_ν da ordem de algumas dezenas de TeV e $\cos \theta_z \rightarrow -1$. Os resultados derivados acima para $\langle Y \rangle$ e $P_{shad}(E_\nu, \theta_z)$ nos permitem estimar o impacto da dinâmica QCD na determinação do fluxo astrofísico de neutrinos parâmetros. Para isso, realizamos uma análise Máxima Verossimilhança dos dados do IceCube como discutido no capítulo anterior (para detalhes veja Ref. [53]). Em particular, iremos usar os seis anos de exposição da Amostra de Eventos de Alta Energia (HESE) e consideraremos como entrada as previsões DGLAP (CT14) e BBMT. Para comparação, também apresentaremos os resultados derivados assumindo $\langle Y \rangle = 0,35$. Nossos resultados são apresentados na Fig. 7.8.

Como esperado, ambas as abordagens implicam uma descrição igualmente boa dos dados. No entanto, se $\langle Y \rangle$ for considerado constante, os valores de Φ_0 e γ diminuem. Além disso, se o BBMT for assumido nos cálculos, a normalização do fluxo (índice espectral) é o valor de melhor ajuste aumentado em $\approx 10\%$ (3%). Tal resultado indica que mesmo pequenas modificações na inelasticidade média devido ao modelo de interação BBMT implicam em modificações na descrição do número de eventos de neutrinos nos dados de HESE presentes.

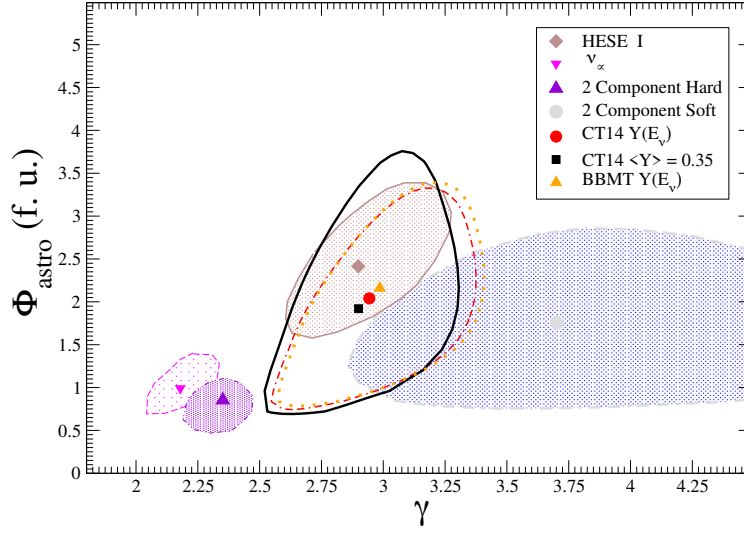


Figura 7.8 - Resultados da análise de Verossimilhança do número de eventos de neutrinos observados no IceCube durante seis anos de exposição dos dados HESE (linhas tracejadas) considerando três abordagens diferentes para o tratamento da inelasticidade média na interação primária de neutrinos no detector. Para completar, os resultados da Ref. [294] também são mostrados.

Finalmente, vamos estimar o impacto de um fluxo Super-Glashow nos resultados anteriores. Conforme discutido na seção anterior, a hipótese de que o fluxo astrofísico de neutrinos tenha um novo componente com picos de energias de neutrinos superiores à energia característica da ressonância de Glashow favorece a ocorrência de eventos de neutrinos em energias muito altas. Na Fig. 7.9 (a), comparamos a distribuição de energia no observatório IceCube dos eventos considerando apenas o fluxo astrofísico padrão de neutrinos como dado na Eq. (7.5). Consideramos dois cenários distintos para o fluxo padrão: (a) Um espectro definido por $\gamma = 3.0$, que não tem valor de ajuste parâmetro em [58]; e (b) Um espectro mais suave, que assume $\gamma = 2.5$. Este valor é permitido no nível de confiança 68% e é mais provável que produza eventos de neutrinos no limite de energia ultra-alta do que no caso (a) com relação à exposição do detector, mostramos nossos resultados tanto para a amostra de seis anos quanto para a extensão planejada do observatório, o IceCube-Gen2.

É claro que considerando o fluxo padrão de neutrinos, o caso (a) é incapaz de gerar um número significativo de eventos em energias acima da ressonância de Glashow mesmo quando a exposição IceCube-Gen2 é considerada. Além disso, o impacto da descrição da dinâmica e inelasticidade da QCD é muito pequeno. Nos outros painéis da Fig. 7.9, apresentamos nossas previsões assumindo que o fluxo padrão é descrito por um espectro mais

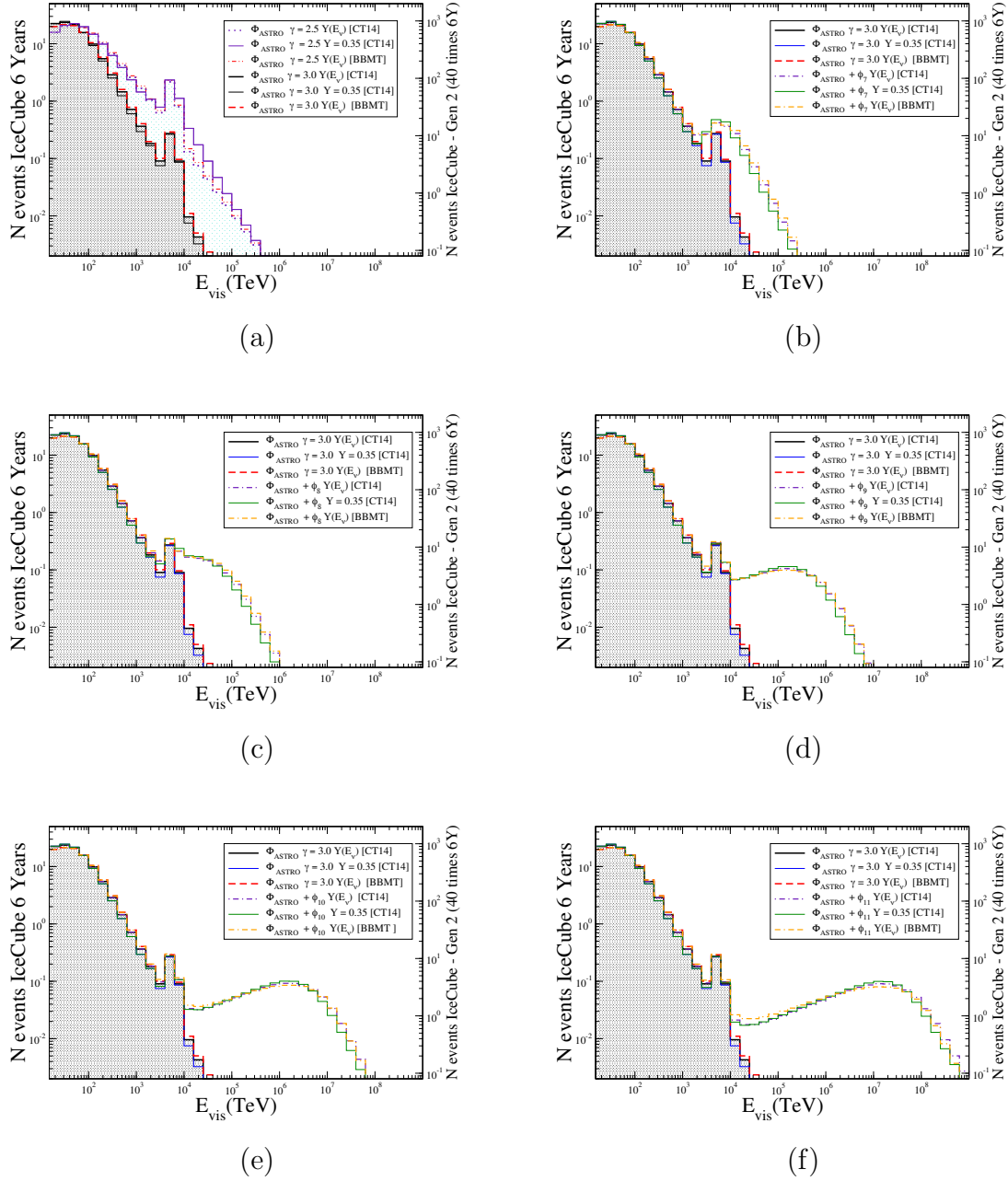


Figura 7.9 - Número de eventos no detector IceCube em função da energia visível para os distintos modelos de QCD e fluxos considerados. O eixo vertical esquerdo refere-se a 6 anos de exposição do detector, enquanto no eixo vertical direito representa o número de eventos de neutrinos esperados é redimensionado para a exposição do IceCube-Gen2. O fluxo de neutrinos astrofísicos padrão é descrito pelos parâmetros $\Phi_0 = 2.0 f.u.$ e os valores de γ indicados nos gráficos.

$\Phi_{astro} + \phi_7$			$E_{vis}^{peak} = 6.3 \times 10^6$ GeV
	CT14 : $Y(E_\nu)$	CT14 : $Y = 0.35$	BBMT : $Y(E_\nu)$
$N(E_{vis} = 10^8$ GeV)	7.8×10^{-3}	5.6×10^{-3}	9.1×10^{-3}
$N(E_{vis} = E^{peak})$	0.36	0.44	0.36
$\Phi_{astro} + \phi_8$			$E_{vis}^{peak} = 1.6 \times 10^7$ GeV
	CT14 : $Y(E_\nu)$	CT14 : $Y = 0.35$	BBMT : $Y(E_\nu)$
$N(E_{vis} = 10^8$ GeV)	5.6×10^{-2}	4.5×10^{-2}	6.3×10^{-2}
$N(E_{vis} = E^{peak})$	0.14	0.17	0.16
$\Phi_{astro} + \phi_9$			$E_{vis}^{peak} = 1.0 \times 10^8$ GeV
	CT14 : $Y(E_\nu)$	CT14 : $Y = 0.35$	BBMT : $Y(E_\nu)$
$N(E_{vis} = 10^8$ GeV)	0.10	0.11	0.09
$N(E_{vis} = E^{peak})$	0.10	0.11	0.09
$\Phi_{astro} + \phi_{10}$			$E_{vis}^{peak} = 1.0 \times 10^9$ GeV
	CT14 : $Y(E_\nu)$	CT14 : $Y = 0.35$	BBMT : $Y(E_\nu)$
$N(E_{vis} = 10^8$ GeV)	5.2×10^{-2}	5.4×10^{-2}	5.5×10^{-2}
$N(E_{vis} = E^{peak})$	9.2×10^{-2}	0.10	8.5×10^{-2}
$\Phi_{astro} + \phi_{11}$			$E_{vis}^{peak} = 1.0 \times 10^{10}$ GeV
	CT14 : $Y(E_\nu)$	CT14 : $Y = 0.35$	BBMT : $Y(E_\nu)$
$N(E_{vis} = 10^8$ GeV)	2.5×10^{-2}	2.6×10^{-2}	3.0×10^{-2}
$N(E_{vis} = E^{peak})$	9.0×10^{-2}	0.10	8.0×10^{-2}

Tabela 7.1 - O número de eventos no detector IceCube para 6 anos de exposição do detector, para os modelos e fluxos considerados. Em todos os casos, as normalizações de fluxo ϕ_{0j} são ajustados para gerar ≈ 1 evento de neutrino nas energias acima da ressonância de Glashow.

difícil e incluindo um fluxo Super-Glashow ϕ_j para valores distintos de j , que tem pico para energias de neutrinos acima da ressonância de Glashow. Para $j = 7$ [painel (b)], obtemos que o número de eventos em energias de neutrinos da ordem da ressonância de Glashow é maior do que o observado na exposição de seis anos do detector IceCube. Tal conclusão é válida para os três cenários de inelasticidade considerados. Em nossa análise, ajustamos a normalização do fluxo Super-Glashow para gerar um evento de neutrino ≈ 1 com energia visível acima da ressonância Glashow quando a exposição de seis anos é considerada. Como se pode ver, a partir dos painéis (b) e (c) respectivamente, para energias em torno de PeV ainda existe algum grau de superposição entre a distribuição de eventos de neutrinos devido ao fluxo padrão com os fluxos Super-Glashow ϕ_7 e ϕ_8 . Por outro lado, os fluxos ϕ_9 , ϕ_{10} e ϕ_{11} geram eventos em energias muito acima da ressonância de Glashow. Na Tabela 7.1 apresentamos uma comparação mais detalhada entre as previsões para o número de eventos para dois valores distintos de E_{vis} .

Para ϕ_7 e ϕ_8 , tem-se que a grande modificação vem da aproximação $\langle Y \rangle = 0,35$. De fato,

em comparação com o caso $\langle Y(E_\nu) \rangle_{(CT14)}$, nossos resultados apontam que a aproximação da inelasticidade constante combinada com o modelo DGLAP(CT14) para a interação de neutrinos tende a aumentar em $\approx 10\% - 20\%$ o número de eventos no pico, enquanto o diminui para energias maiores. Por outro lado, as previsões do BBMT para $\sigma_{\nu N}$ e $\langle Y \rangle$ implicam uma supressão do número de eventos no pico e no limite de energia de neutrinos ultra-alta. Esta situação é vista para o caso de ϕ_{11} na Fig. 7.9 (f). Para ϕ_9 e ϕ_{10} [Ver painéis (d) e (e)], encontramos reduções da ordem de 10% no pico da distribuição. Esses resultados indicam que a descrição precisa dos dados futuros do IceCube-Gen2 não pode ser realizada assumindo a aproximação de $\langle Y(E_\nu) \rangle = \text{constante}$. Além disso, nossos resultados também indicam que, se um fluxo Super-Glashow estiver presente, os dados do IceCube-Gen2 podem ser sensíveis às correções não-lineares na seção de choque CC do neutrino-núcleo, se estas forem corretamente descritas pelo modelo BBMT.

7.4 Conclusões

Um dos principais objetivos do observatório IceCube é o estudo de eventos de neutrinos altamente energéticos, que devem melhorar nossa compreensão sobre a origem, propagação e interação de neutrinos. Nos últimos anos, vários estudos têm se concentrado no uso dos dados do IceCube como forma de restringir o comportamento energético do fluxo astrofísico de neutrinos e da seção de choque neutrino-hádron, que determinam o fluxo e a taxa de eventos no detector. Nosso principal objetivo neste capítulo foi contribuir para este esforço atual, analisando o impacto dos efeitos não-lineares sobre a inelasticidade média e as dependências energética e angular da probabilidade de absorção, que são ingredientes importantes na descrição do número de eventos observado no IceCube. Em nossa análise, assumimos o modelo BBMT para tratar esses efeitos, o que implica um limite inferior para a magnitude da seção de choque neutrino-núcleon. Nossos resultados indicaram que os efeitos não-lineares, conforme estimados pelo modelo BBMT, reduzem fortemente a inelasticidade média em relação às previsões lineares e que a dependência energética de $Y(E_\nu)$ deve ser levada em conta na precisão descrição dos futuros telescópios de neutrinos. Além disso, esses resultados também indicaram que a determinação do neutrino de entrada da cascata hadrônica (leptônica) no limite de energia ultra-alta de neutrinos é sensível à descrição da dinâmica da QCD em altas energias. Com relação à probabilidade de absorção, $P_{shad}(E_\nu, \theta_z)$, demonstramos que os efeitos não-lineares são não desprezíveis em altas energias quando a quantidade de matéria atravessada pelo neutrino é pequeno ($\cos \theta_z \approx 0$). Além disso, também investigamos o impacto desses efeitos na determinação da normalização e do índice espectral usando os dados HESE. Nossos resultados indicaram que a descrição do número de eventos de neutrinos nos dados atuais de HESE é sensível à descrição da dinâmica da QCD. Finalmente, também consideramos a possibi-

lidade de um fluxo Super-Glashow estar presente em energias de neutrinos muito altas e estimamos o número de eventos nos detectores IceCube e IceCube-Gen2 em função da energia visível para os distintos modelos QCD e diferentes suposições para o cálculo da inelasticidade média. Tal análise apontou que os dados do IceCube-Gen2 podem ser sensíveis às correções não-lineares na seção de choque CC do neutrino-núcleon. Portanto, os resultados obtidos neste capítulo indicam que se a magnitude dos efeitos não-lineares em altas energias for grande, como previsto pelo modelo BBMT, a descrição dos eventos em futuras gerações de observatórios de neutrinos pode ser sensível a esses efeitos. Nossa análise motiva fortemente um estudo mais detalhado, usando por exemplo, as abordagens recentemente discutidas nas Refs. [62,63,285], que planejamos apresentar em um próximo artigo.

8 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Nesta tese foram apresentados três diferentes estudos realizados durante o doutorado e publicados em [53], [54] e [57] sobre o impacto da dinâmica QCD nas interações neutrino-hádron em altas energias. Tais análises foram motivadas pelo fato que essas interações não são exploradas pelos colisores atuais no regime de altas energias e devido a atual incerteza teórica da magnitude da seção de choque neutrino-núcleon. Nosso objetivo foi tentar discriminar completamente os modelos estudados e consequentemente restringir a descrição da dinâmica da QCD em altas energias. Com essa finalidade, investigamos tanto processos inclusivos quanto difrativos em interações neutrino-hádron altamente energéticas usando o formalismo de dipolos de cor - que é uma descrição teórica totalmente baseada na QCD.

Inicialmente, investigamos a contribuição dominante da troca de Pomeron (IP) na produção exclusiva de fóton em interações $Z^0 p$ em colisões neutrino-hádron altamente energéticas. As predições para a seção de choque diferencial em função do momento transversal quadrado indicaram uma forte dependência da distribuição com o modelo considerado. Enquanto que modelos baseados na física CGC (bCGC e IP-Sat) preveem quedas em grandes valores de $|t|$, ao desconsiderar as múltiplas correções de espalhamento que levam em conta os efeitos não lineares QCD não há presença de tal queda no intervalo de $|t|$ considerado. Complementarmente, a diferença entre as predições para a dependência energética da seção de choque total para o processo $Z^0 p \rightarrow \gamma p$ derivada pelos modelos bCGC, IP-Sat e IPnonSat para a amplitude do espalhamento dipolo-próton aumenta com a energia e com a diminuição da virtualidade do fóton. Nossa análise publicada em [57] e apresentada no Capítulo 5 indicou que a contribuição da produção de fóton não é desprezível em altas energias e sua contribuição deve ser considerada em experimentos futuros. Nossos resultados indicam que a contribuição da produção de um único fóton não é desprezível em altas energias e sua contribuição deve ser considerada em experimentos futuros.

Os próximos dois estudos se referem interações neutrino-hádron por processos inclusivos. A dinâmica QCD em altas energias também tem influência na normalização do fluxo de neutrinos (Φ_{astro}) e índice de potência (γ) do fluxo astrofísico de neutrinos. Em relação a descrição dos dados do IceCube, nossa análise publicada em [53] e apresentada no Capítulo 6, indicou que as modificações na normalização e dependência energética da seção de choque neutrino-núcleon, devido às abordagens dinâmicas linear (DGLAP e BFKL) e não-linear (CGC e BBMT) da QCD, podem ser compensadas por diferentes valores de Φ_{astro} e γ . Portanto, todos os modelos podem descrever os dados com êxito e não podem ser desconsiderados. Adicionalmente verificamos que o aumento do tempo de exposição efetivo de detecção esperado no IceCube - Gen2 implica em um maior número

de eventos e também na redução da sobreposição das áreas permitidas para os parâmetros de fluxo de neutrinos. Contudo, os dados para a dependência energética do número de eventos observados em telescópios de neutrinos não é suficiente para permitir discriminar completamente entre os modelos estudados e, conseqüentemente, restringir a descrição da dinâmica da QCD.

Finalmente, analisamos o impacto dos efeitos não-lineares da dinâmica QCD (DGLAP (CT14) e BBMT) sobre a inelasticidade média e probabilidade de absorção neutrinos enquanto atravessam a Terra - ingredientes importantes na descrição do número de eventos observado no IceCube. Nossos resultados apresentados no Capítulo 7 e publicados na Ref. [54] indicaram que ambas quantidades são sensíveis aos efeitos não-lineares. Conseqüentemente, os parâmetros astrofísicos de fluxo de neutrinos, Φ_0 e γ , também são impactados pela dinâmica QCD em altas energias - uma vez que sua determinação depende diretamente da derivação de $\langle Y(E_\nu) \rangle$ e $P_{shad}(E_\nu, \theta_z)$. Embora ambas aproximações descrevam bem os dados de HESE, exceto quando $\langle Y(E_\nu) \rangle$ é constante, tais resultados indicam que mesmo pequenas modificações na inelasticidade média devido ao modelo de interação BBMT implicam modificações na descrição do número de eventos de neutrinos nos dados HESE presentes, sendo o número de eventos de neutrinos nos dados atuais de HESE sensíveis à descrição da dinâmica da QCD. Enfim, considerando-se a possibilidade de um fluxo Super-Glashow hipotético estar presente em energias de neutrinos muito altas, o número de eventos nos detectores IceCube e IceCube-Gen2 em função da energia visível tende a diminuir quando a inelasticidade constante é combinada com o modelo DGLAP(CT14) em comparação com o caso em que a inelasticidade é assumida como dependente da energia. E mais, quando efeitos não-lineares são considerados, ocorre uma supressão no número de eventos tanto no pico quanto no limite de alta energia do neutrino. Assim, a descrição precisa dos dados futuros do IceCube-Gen2 não pode ser realizada assumindo a aproximação de $\langle Y(E_\nu) \rangle$ constante. Tal análise apontou que os dados do IceCube - Gen2 podem ser sensíveis às correções não-lineares na seção de choque CC do neutrino-nucleon.

Uma das fontes de ambigüidade de nossa abordagem é a incerteza teórica da magnitude da seção de choque do neutrino no regime de altas energias inerente ao desconhecimento sobre a estrutura do próton (para mais detalhes veja, por exemplo, a Ref. [37]). Nossa análise mostrou que somente os dados do IceCube e IceCube-Gen 2 não são suficientes para restringir a seção de choque neutrino-hádron. Em contraste, os efeitos de saturação não podem ser desconsiderados completamente uma vez que os dados do IceCube são sensíveis às correções não-lineares. Essa questão pode ser examinada mais detalhadamente em futuras gerações de observatórios de neutrinos. Outra perspectiva de futuros trabalhos é

uma possível extensão para o caso de interação neutrino-núcleo no limite de altas energias.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] AARTSEN, M. G. et al. The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems. **JINST**, v. 12, n. 03, p. P03012, 2017. 27
- [2] _____. Evidence for High-Energy Extraterrestrial Neutrinos at the IceCube Detector. **Science**, v. 342, p. 1242856, 2013. 27, 65, 69, 75, 141
- [3] _____. First observation of PeV-energy neutrinos with IceCube. **Phys. Rev. Lett.**, v. 111, p. 021103, 2013. 27, 141
- [4] _____. Observation of High-Energy Astrophysical Neutrinos in Three Years of IceCube Data. **Phys. Rev. Lett.**, v. 113, p. 101101, 2014. 27, 141
- [5] GAISSER, T.; HALZEN, F. IceCube. **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, v. 64, p. 101–123, 2014. 27, 141
- [6] KLEIN, S. R. Probing high-energy interactions of atmospheric and astrophysical neutrinos. In: _____. [S.l.: s.n.], 2020. 27, 141
- [7] HALZEN, F.; A., M. **Modern Particle Physics**. New York: Cambridge University Press, 1984. 21, 27, 91, 93, 94, 98
- [8] GRIFFITHS, D. **Introduction to elementary particles**. Germany: Wiley, 2004. 27
- [9] THOMSON, M. **Modern particle physics**. New York: Cambridge University Press, 2013. ISBN 978-1-107-03426-6. 27
- [10] ATHAR, M. S.; SINGH, S. K. **The Physics of Neutrino Interactions**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2020. 27, 89, 90, 97, 129, 134, 135, 160, 161
- [11] BORRIELLO, E.; CUOCO, A.; MANGANO, G.; MIELE, G.; PASTOR, S.; PISANTI, O.; SERPICO, P. D. Disentangling neutrino-nucleon cross section and high energy neutrino flux with a km³ neutrino telescope. **Phys. Rev. D**, v. 77, p. 045019, 2008. 27, 142
- [12] HUSSAIN, S.; MARFATIA, D.; MCKAY, D. W. Upward shower rates at neutrino telescopes directly determine the neutrino flux. **Phys. Rev. D**, v. 77, p. 107304, 2008. 27, 142
- [13] ANCHORDOQUI, L. A.; CANAL, C. G.; SORIANO, J. F. Probing strong dynamics with cosmic neutrinos. **Phys. Rev. D**, v. 100, n. 10, p. 103001, 2019. 27, 142, 153

- [14] MUTA, T. **Foundations of Quantum Chromodynamics: An Introduction to Perturbative Methods in Gauge Theories, (3rd ed.)**. 3rd. ed. Hackensack, N.J.: World Scientific, 2010. (World scientific Lecture Notes in Physics, v. 78). ISBN 978-981-279-353-9. 27, 39, 40, 41
- [15] ABRAMOWICZ, H. et al. Combination of measurements of inclusive deep inelastic $e^\pm p$ scattering cross sections and QCD analysis of HERA data. **Eur. Phys. J. C**, v. 75, n. 12, p. 580, 2015. 21, 27, 87, 88, 142
- [16] GRIBOV, V.; LIPATOV, L. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. **Sov. J. Nucl. Phys.**, v. 15, p. 438–450, 1972. 28, 99, 133, 135, 142, 158, 161
- [17] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic Freedom in Parton Language. **Nucl. Phys. B**, v. 126, p. 298–318, 1977. 28, 99, 133, 135, 142, 158, 161
- [18] DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. **Sov. Phys. JETP**, v. 46, p. 641–653, 1977. 28, 99, 133, 135, 142, 158, 161
- [19] COOPER-SARKAR, A.; MERTSCH, P.; SARKAR, S. The high energy neutrino cross-section in the Standard Model and its uncertainty. **JHEP**, v. 08, p. 042, 2011. 20, 28, 72, 142, 144, 158
- [20] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. The Pommeranchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories. **Sov. Phys. JETP**, v. 45, p. 199–204, 1977. 28, 104, 122, 142
- [21] BALITSKY, I. I.; LIPATOV, L. N. The Pommeranchuk Singularity in Quantum Chromodynamics. **Sov. J. Nucl. Phys.**, v. 28, p. 822–829, 1978. 28, 104, 122, 142
- [22] BERGER, E. L.; BLOCK, M. M.; MCKAY, D. W.; TAN, C.-I. Ultrahigh energy neutrino scattering. **Phys. Rev. D**, v. 77, p. 053007, 2008. 28, 142, 145, 158, 162
- [23] BLOCK, M. M.; HA, P.; MCKAY, D. W. Ultrahigh energy neutrino scattering: An Update. **Phys. Rev. D**, v. 82, p. 077302, 2010. 28, 142, 145, 158, 162
- [24] BLOCK, M. M.; DURAND, L.; HA, P.; MCKAY, D. W. Implications of a Froissart bound saturation of γ^* -p deep inelastic scattering. I. Quark distributions at ultra small x. **Phys. Rev. D**, v. 88, n. 1, p. 014006, 2013. 28, 142, 145, 158, 162
- [25] _____. Implications of a Froissart bound saturation of γ^* -p deep inelastic scattering. II. Ultrahigh energy neutrino interactions. **Phys. Rev. D**, v. 88, n. 1, p. 013003, 2013. 28, 142, 145, 148, 158, 162

- [26] GELIS, F.; IANCU, E.; JALILIAN-MARIAN, J.; VENUGOPALAN, R. The Color Glass Condensate. **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, v. 60, p. 463–489, 2010. 28, 29, 129, 131, 132, 142, 145, 158, 162
- [27] WEIGERT, H. Evolution at small $x(bj)$: The Color glass condensate. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 55, p. 461–565, 2005. 28, 29, 129, 131, 132, 142, 145, 158, 162
- [28] JALILIAN-MARIAN, J.; KOVCHegov, Y. V. Saturation physics and deuteron-Gold collisions at RHIC. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 56, p. 104–231, 2006. 28, 29, 129, 131, 132, 142, 145, 158, 162
- [29] IANCU, E.; LEONIDOV, A.; MCLERRAN, L. D. Nonlinear gluon evolution in the color glass condensate. 1. **Nucl. Phys. A**, v. 692, p. 583–645, 2001. 28, 131, 142, 145
- [30] WEIGERT, H. Unitarity at small Bjorken x . **Nucl. Phys. A**, v. 703, p. 823–860, 2002. 28, 107, 131, 142, 145
- [31] KOVNER, A.; MILHANO, J. G.; WEIGERT, H. Relating different approaches to nonlinear QCD evolution at finite gluon density. **Phys. Rev. D**, v. 62, p. 114005, 2000. 28, 131, 142, 145
- [32] JALILIAN-MARIAN, J.; KOVNER, A.; LEONIDOV, A.; WEIGERT, H. Unitarization of gluon distribution in the doubly logarithmic regime at high density. **Phys. Rev. D**, v. 59, p. 034007, 1999. [Erratum: Phys.Rev.D 59, 099903 (1999)]. 28, 131, 142, 145
- [33] JALILIAN-MARIAN, J.; KOVNER, A.; WEIGERT, H. The Wilson renormalization group for low x physics: Gluon evolution at finite parton density. **Phys. Rev. D**, v. 59, p. 014015, 1998. 28, 131, 142, 145
- [34] JALILIAN-MARIAN, J.; KOVNER, A.; LEONIDOV, A.; WEIGERT, H. The Wilson renormalization group for low x physics: Towards the high density regime. **Phys. Lett. D**, v. 59, p. 014014, 1998. 28, 107, 131, 142, 145
- [35] JALILIAN-MARIAN, J.; KOVNER, A.; MCLERRAN, L. D.; WEIGERT, H. The Intrinsic glue distribution at very small x . **Phys. Lett. D**, v. 55, p. 5414–5428, 1997. 28, 131, 142, 145
- [36] FERREIRO, E.; IANCU, E.; LEONIDOV, A.; MCLERRAN, L. Nonlinear gluon evolution in the color glass condensate. 2. **Nucl. Phys. A**, v. 703, p. 489–538, 2002. 28, 106, 131, 142, 145

- [37] GONCALVES, V. P.; HEPP, P. A comparative study of the neutrino-nucleon cross section at ultra high energies. **Phys. Rev. D**, v. 83, p. 014014, 2011. 28, 129, 142, 162, 178
- [38] GONÇALVES, V. P.; GRATIERI, D. R. High density effects in ultrahigh neutrino interactions. **Phys. Lett. D**, v. 88, n. 1, p. 014022, 2013. 28, 73, 142, 161
- [39] GONCALVES, V. P.; GRATIERI, D. R. Investigating the effects of the QCD dynamics in the neutrino absorption by the Earth's interior at ultrahigh energies. **Phys. Rev. D**, v. 92, n. 11, p. 113007, 2015. 28, 142, 146, 162
- [40] ALBACETE, J. L.; ILLANA, J. I.; SOTO-ONTOSO, A. Neutrino-nucleon cross section at ultrahigh energy and its astrophysical implications. **Phys. Rev. D**, v. 92, n. 1, p. 014027, 2015. 28, 129, 142, 162
- [41] ARGÜELLES, C. A.; HALZEN, F.; WILLE, L.; KROLL, M.; RENO, M. H. High-energy behavior of photon, neutrino, and proton cross sections. **Phys. Rev. D**, v. 92, n. 7, p. 074040, 2015. 28, 129, 142, 162
- [42] REZAEIAN, A. H.; SIDDIKOV, M.; KLUNDERT, M. Van de; VENUGOPALAN, R. Analysis of combined HERA data in the Impact-Parameter dependent Saturation model. **Phys. Lett. D**, v. 87, n. 3, p. 034002, 2013. 28, 122, 128, 131, 132, 133, 139
- [43] REZAEIAN, A. H.; SCHMIDT, I. Impact-parameter dependent Color Glass Condensate dipole model and new combined HERA data. **Phys. Rev. D**, v. 88, p. 074016, 2013. 28, 122, 128, 131, 132, 133, 139, 145, 147
- [44] MÄNTYSAARI, H.; ZURITA, P. In depth analysis of the combined HERA data in the dipole models with and without saturation. **Phys. Lett. D**, v. 98, p. 036002, 2018. 28, 123, 128, 134
- [45] KUTAK, K.; KWIECINSKI, J. Screening effects in the ultrahigh-energy neutrino interactions. **Eur. Phys. J. C**, v. 29, p. 521, 2003. 28, 115, 129, 130
- [46] MACHADO, M. V. T. Ultrahigh-energy neutrinos and nonlinear QCD dynamics. **Phys. Rev. D**, v. 70, p. 053008, 2004. 28, 129
- [47] HENLEY, E. M.; JALILIAN-MARIAN, J. Ultra-high energy neutrino-nucleon scattering and parton distributions at small x . **Phys. Rev. D**, v. 73, p. 094004, 2006. 28, 129
- [48] FIORE, R.; ZOLLER, V. R. Charged currents, color dipoles and $xF(3)$ at small x . **JETP Lett.**, v. 82, p. 385–389, 2005. 28, 115, 129

- [49] _____. Left-right asymmetry of nuclear shadowing in charged current DIS. **Phys. Rev. Lett.** **B**, v. 632, p. 87–91, 2006. 28, 115, 129
- [50] _____. Current non-conservation effects in ultra-high energy neutrino interactions. **JETP Lett.**, v. 92, p. 654–657, 2010. 28, 129
- [51] _____. Heavy quark currents in ultra-high energy neutrino interactions. **JETP Lett.**, v. 95, p. 55–60, 2012. 28, 129
- [52] GONÇALVES, V. P.; GRATIERI, D. R. Estimating nonlinear QCD effects in ultrahigh energy neutrino events at IceCube. **Phys. Rev.** **D**, v. 90, n. 5, p. 057502, 2014. 28, 129
- [53] GONÇALVES, V. P.; GRATIERI, D. R.; QUADROS, A. S. C. Estimating the impact of the QCD dynamics on the determination of the high energy astrophysical neutrino flux. **Eur. Phys. J.** **C**, v. 81, n. 6, p. 496, 2021. 28, 29, 30, 129, 141, 162, 163, 170, 177
- [54] _____. Implications of the QCD dynamics and a Super-Glashow astrophysical neutrino flux on the description of ultrahigh energy neutrino data. **Eur. Phys. J.** **C**, v. 82, n. 11, p. 1011, 2022. 28, 30, 129, 157, 177, 178
- [55] ACKERMANN, M. et al. High-energy and ultra-high-energy neutrinos: A Snowmass white paper. **JHEAp**, v. 36, p. 55–110, 2022. 28, 127, 128, 157
- [56] BALANTEKIN, A. B. et al. Snowmass Neutrino Frontier: Neutrino Interaction Cross Sections (NF06) Topical Group Report. 9 2022. 29, 127
- [57] GONÇALVES, V. P.; GRATIERI, D. R.; QUADROS, A. S. C. Single-photon production in neutrino-hadron interactions at high energies. **Phys. Rev.** **D**, v. 106, n. 11, p. 113009, 2022. 29, 127, 177
- [58] AARTSEN, M. G. et al. Measurements using the inelasticity distribution of multi-TeV neutrino interactions in IceCube. **Phys. Lett.** **D**, v. 99, n. 3, p. 032004, 2019. 20, 23, 29, 72, 73, 158, 159, 166, 171
- [59] _____. Measurement of the multi-TeV neutrino cross section with IceCube using Earth absorption. **Nature**, v. 551, p. 596–600, 2017. 20, 30, 71, 157
- [60] BUSTAMANTE, M.; CONNOLLY, A. Extracting the Energy-Dependent Neutrino-Nucleon Cross Section above 10 TeV Using IceCube Showers. **Phys. Rev. Lett.**, v. 122, n. 4, p. 041101, 2019. 30, 157

- [61] ABBASI, R. et al. Measurement of the high-energy all-flavor neutrino-nucleon cross section with IceCube. 11 2020. 30, 157
- [62] VALERA, V. B.; BUSTAMANTE, M.; GLASER, C. The ultra-high-energy neutrino-nucleon cross section: measurement forecasts for an era of cosmic EeV-neutrino discovery. **JHEP**, v. 06, p. 105, 2022. 30, 157, 175
- [63] ESTEBAN, I.; PROHIRA, S.; BEACOM, J. F. Detector requirements for model-independent measurements of ultrahigh energy neutrino cross sections. **Phys. Rev. D**, v. 106, n. 2, p. 023021, 2022. 30, 157, 175
- [64] KISTLER, M. D.; STANEV, T.; YÜKSEL, H. Cosmic PeV Neutrinos and the Sources of Ultrahigh Energy Protons. **Phys. Rev. D**, v. 90, n. 12, p. 123006, 2014. 30, 159, 168
- [65] KISTLER, M. D.; LAHA, R. Multi-PeV Signals from a New Astrophysical Neutrino Flux Beyond the Glashow Resonance. **Phys. Rev. Lett.**, v. 120, n. 24, p. 241105, 2018. 30, 159, 164
- [66] AAD, G. et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. **Phys. Lett. B**, v. 716, p. 1–29, 2012. 33, 34
- [67] _____. Combined measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ decay channels with the ATLAS detector using $\sqrt{s} = 7, 8$ and 13 TeV pp collision data. 8 2023. 33
- [68] CHATRCHYAN, S. et al. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC. **Phys. Lett. B**, v. 716, p. 30–61, 2012. 33, 34
- [69] LYKKEN, J. D. Beyond the Standard Model. In: . [S.l.: s.n.], 2010. 33
- [70] OERTER, R. **The theory of almost everything: The standard model, the unsung triumph of modern physics**. [S.l.: s.n.], 2006. 34
- [71] BLOOM, E. D. et al. High-energy inelastic ep scattering at 6-degrees and 10-degrees. **Phys. Rev. Lett.**, v. 23, p. 930–934, 1969. 34
- [72] BREIDENBACH, M. et al. Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering. **Phys. Rev. Lett.**, v. 23, p. 935–939, 1969. 34
- [73] ABE, F. et al. Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions. **Phys. Rev. Lett.**, v. 74, p. 2626–2631, 1995. 34

- [74] ABACHI, S. et al. Observation of the top quark. **Phys. Rev. Lett.**, v. 74, p. 2632–2637, 1995. 34
- [75] KODAMA, K. et al. Observation of tau neutrino interactions. **Phys. Rev. Lett. B**, v. 504, p. 218–224, 2001. 34, 61
- [76] WEINBERG, S. A model of leptons. **Phys. Rev. Lett.**, v. 19, p. 1264–1266, 1967. 34
- [77] LELLA, L. D.; RUBBIA, C. The Discovery of the W and Z Particles. **Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.**, v. 23, p. 137–163, 2015. 34
- [78] FERMI, E. Sulla quantizzazione del gas perfetto monoatomico. (Italian) [On the quantization of the ideal monatomic gas]. **j-REND-LINCEI**, v. 3, n. 6, p. 145–149, 1926. 34
- [79] DIRAC, P. A. M. On the theory of quantum mechanics. **j-PROC-R-SOC-LOND-SER-A-MATH-PHYS-SCI**, v. 112, n. 762, p. 661–667, 1926. 34
- [80] ZYLA, P. A. et al. Review of Particle Physics. **PTEP**, v. 2020, n. 8, p. 083C01, 2020. 19, 35, 36, 44
- [81] HIGGS, P. W. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. **Phys. Rev. Lett.**, v. 13, p. 508–509, 1964. 35
- [82] _____. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. **Phys. Lett.**, v. 12, p. 132–133, 1964. 35
- [83] BOSE, S. N. Planck’s law and light quantum hypothesis. **Z. Phys.**, v. 26, p. 178–181, 1924. 35
- [84] _____. Wärmegleichgewicht im strahlungsfeld bei anwesenheit von materie. **Zeitschrift für Physik**, v. 27, n. 1, p. 384–393, 1924. 35
- [85] EINSTEIN, A. Quantentheorie des einatomigen idealen gases. **Sitzungber. Kgl. Akad. Wiss.**, n. 261, 1924. 35
- [86] YANG, C.-N.; MILLS, R. L. Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance. **Phys. Rev.**, v. 96, p. 191–195, 1954. 36
- [87] FRITZSCH, H.; GELL-MANN, M.; LEUTWYLER, H. Advantages of the Color Octet Gluon Picture. **Phys. Rev. Lett. B**, v. 47, p. 365–368, 1973. 38

- [88] GROSS, D. J.; WILCZEK, F. Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories. **Phys. Rev. Lett.**, v. 30, p. 1343–1346, 1973. 38, 41, 42
- [89] _____. ASYMPTOTICALLY FREE GAUGE THEORIES. 2. **Phys. Lett. D**, v. 9, p. 980–993, 1974. 38, 41, 42
- [90] WEINBERG, S. Nonabelian Gauge Theories of the Strong Interactions. **Phys. Rev. Lett.**, v. 31, p. 494–497, 1973. 38
- [91] POLITZER, H. D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? **Phys. Rev. Lett.**, v. 30, p. 1346–1349, 1973. 41, 42
- [92] WILSON, K. G. Confinement of quarks. **Phys. Lett. D**, v. 10, p. 2445–2459, 1974. 41, 44
- [93] PROSPERI, G. M.; RACITI, M.; SIMOLO, C. On the running coupling constant in QCD. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 58, p. 387–438, 2007. 42
- [94] RITBERGEN, T. van; VERMASEREN, J. A. M.; LARIN, S. A. The Four loop beta function in quantum chromodynamics. **Phys. Rev. Lett. B**, v. 400, p. 379–384, 1997. 42
- [95] TANABASHI, M. et al. Review of Particle Physics. **Phys. Lett. D**, v. 98, n. 3, p. 030001, 2018. 19, 43, 83
- [96] COLANGELO, P.; KHODJAMIRIAN, A. QCD sum rules, a modern perspective. p. 1495–1576, 10 2000. 44
- [97] PAULI, W. Dear radioactive ladies and gentlemen. **Phys. Today**, v. 31N9, p. 27, 1978. 60
- [98] COWAN, C. L.; REINES, F.; HARRISON, F. B.; KRUSE, H. W.; MCGUIRE, A. D. Detection of the free neutrino: A confirmation. **Science**, v. 124, p. 103–104, 1956. 60, 62
- [99] REINES, F.; COWAN, C. L. The neutrino. **Nature**, v. 178, p. 446–449, 1956. 60, 62
- [100] NEDDERMEYER, S. H.; ANDERSON, C. D. Note on the nature of cosmic ray particles. **Phys. Rev.**, v. 51, p. 884–886, 1937. 60
- [101] SAKATA, S.; INOUE, T. On the correlations between mesons and yukawa particles. **Progress of Theoretical Physics**, v. 1, n. 4, p. 143–150, 1946. 60
- [102] FEINBERG, G. Decays of the mu Meson in the Intermediate-Meson Theory. **Phys. Rev.**, v. 110, p. 1482–1483, 1958. 60

- [103] FRANKEL, S.; HALPERN, J.; HOLLOWAY, L.; WALES, W.; YEARIAN, M.; CHAMBERLAIN, O.; LEMONICK, A.; PIPKIN, F. M. New Limit on the $e+\gamma$ Decay Mode of the Muon. **Phys. Rev. Lett.**, v. 8, p. 123–125, 1962. 60
- [104] DANBY, G. et al. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. **Phys. Rev. Lett.**, v. 9, p. 36–44, 1962. 61
- [105] RAMEIKA, R. The DONUT experiment: First direct evidence of ν/τ . In: **28th SLAC Summer Institute on Particle Physics: Neutrinos from the Lab, the Sun, and the Cosmos**. [S.l.: s.n.], 2000. p. ch16. 61
- [106] PERL, M. L. et al. Evidence for Anomalous Lepton Production in $e^+ - e^-$ Annihilation. **Phys. Rev. Lett.**, v. 35, p. 1489–1492, 1975. 61
- [107] KOSHIBA, M. Observational neutrino astrophysics. **Phys. Rept.**, v. 220, p. 229–381, 1992. 19, 62
- [108] CLEVELAND, B. T.; DAILY, T.; DAVIS JR., R.; DISTEL, J. R.; LANDE, K.; LEE, C. K.; WILDENHAIN, P. S.; ULLMAN, J. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. **Astrophys. J.**, v. 496, p. 505–526, 1998. 61, 63
- [109] DAVIS, R. A review of the Homestake solar neutrino experiment. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 32, p. 13–32, 1994. 61, 63
- [110] HAMPEL, W. et al. GALLEX solar neutrino observations: Results for GALLEX IV. **Phys. Lett. B**, v. 447, p. 127–133, 1999. 61
- [111] ALTMANN, M. et al. GNO solar neutrino observations: Results for GNO I. **Phys. Lett. B**, v. 490, p. 16–26, 2000. 61
- [112] ABDURASHITOV, J. N. et al. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III: Results for the 2002–2007 data-taking period. **Phys. Rev. C**, v. 80, p. 015807, 2009. 61
- [113] FUKUDA, Y. et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. **Phys. Rev. Lett.**, v. 81, p. 1562–1567, 1998. 61
- [114] HIRATA, K. et al. Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN 1987a. **Phys. Rev. Lett.**, v. 58, p. 1490–1493, 1987. 61
- [115] AHMAD, Q. R. et al. 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.**, v. 87, p. 071301, 2001. 61

- [116] _____. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. **Phys. Rev. Lett.**, v. 89, p. 011301, 2002. 61
- [117] AARTSEN, M. G. et al. Measurement of Atmospheric Neutrino Oscillations with IceCube. **Phys. Rev. Lett.**, v. 111, n. 8, p. 081801, 2013. 61
- [118] GELMINI, G. B. Prospect for relic neutrino searches. **Phys. Scripta T**, v. 121, p. 131–136, 2005. 62
- [119] HAXTON, W. C.; ROBERTSON, R. G. H.; SERENELLI, A. M. Solar neutrinos: Status and prospects. **Ann. Rev. Astron. Astrophys.**, v. 51, p. 21–61, 2013. 63
- [120] ARAKI, T. et al. Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with KamLAND. **Nature**, v. 436, p. 499–503, 2005. 63
- [121] BELLINI, G. et al. Observation of Geo-Neutrinos. **Phys. Lett. B**, v. 687, p. 299–304, 2010. 63
- [122] BEREZINSKY, V. S.; ZATSEPIN, G. T. Cosmic neutrinos of superhigh energy. **Yad. Fiz.**, v. 11, p. 200–205, 1970. 64
- [123] GIOMMI, P. Multi-frequency, multi-messenger astrophysics with Swift. The case of blazars. **JHEAp**, v. 7, p. 173–179, 2015. 64
- [124] IceCube. **Detector**. 2023. Acesso em 2 de Abril 1 de 2023. <https://icecube.wisc.edu/science/icecube/detector>. 19, 66
- [125] AARTSEN, M. G. et al. Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino icecube-170922a. **Science**, v. 361, n. 6398, p. eaat1378, 2018. 66, 70
- [126] _____. Neutrino emission from the direction of the blazar txs 0506+056 prior to the icecube-170922a alert. **Science**, v. 361, n. 6398, p. 147–151, 2018. 66, 70
- [127] KLEIN, S. R. IceCube: A Cubic Kilometer Radiation Detector. **IEEE Trans. Nucl. Sci.**, v. 56, n. 3, p. 1141–1147, 2009. 67
- [128] ABBASI, R. et al. IceTop: The surface component of IceCube. **Nucl. Instrum. Meth. A**, v. 700, p. 188–220, 2013. 67
- [129] _____. The Design and Performance of IceCube DeepCore. **Astropart. Phys.**, v. 35, p. 615–624, 2012. 67

- [130] AARTSEN, M. G. et al. Observation and Characterization of a Cosmic Muon Neutrino Flux from the Northern Hemisphere using six years of IceCube data. **Astrophys. J.**, v. 833, n. 1, p. 3, 2016. 20, 68, 73
- [131] ICECUBE. **Research Highlights. Neutrino astronomy and multimessenger astrophysics.** 2023. Disponível em: https://icecube.wisc.edu/science/highlights/neutrino_astronomy/. 20, 69
- [132] AHLERS, M.; HALZEN, F. High-energy cosmic neutrino puzzle: a review. **Rept. Prog. Phys.**, v. 78, n. 12, p. 126901, 2015. 20, 69, 70
- [133] FORMAGGIO, J. A.; ZELLER, G. P. From eV to EeV: Neutrino Cross Sections Across Energy Scales. **Rev. Mod. Phys.**, v. 84, p. 1307–1341, 2012. 71, 79, 127
- [134] HONDA, M.; KAJITA, T.; KASAHARA, K.; MIDORIKAWA, S.; SANUKI, T. Calculation of atmospheric neutrino flux using the interaction model calibrated with atmospheric muon data. **Phys. Rev. D**, v. 75, p. 043006, 2007. 73
- [135] PENA, J. A. C.; PARENTE, G.; ZAS, E. Measuring the BFKL pomeron in neutrino telescopes. **Phys. Rev. Lett. B**, v. 500, p. 125–132, 2001. 73, 161
- [136] GLASHOW, S. L. Resonant Scattering of Antineutrinos. **Phys. Rev.**, v. 118, p. 316–317, 1960. 74, 83
- [137] VITAGLIANO, E.; TAMBORRA, I.; RAFFELT, G. Grand Unified Neutrino Spectrum at Earth: Sources and Spectral Components. **Rev. Mod. Phys.**, v. 92, p. 45006, 2020. 74
- [138] AARTSEN, M. G. et al. Detection of a particle shower at the glashow resonance with icecube. **Nature**, v. 591, n. 7849, p. 220–224, 2021. [Erratum: Nature 592, E11 (2021)]. 74
- [139] GANDHI, R.; QUIGG, C.; RENO, M. H.; SARCEVIC, I. Ultrahigh-energy neutrino interactions. **Astropart. Phys.**, v. 5, p. 81–110, 1996. 83, 146, 162
- [140] BJORKEN, J. D. THEORETICAL IDEAS ON HIGH-ENERGY INELASTIC ELECTRON - PROTON SCATTERING. In: . [S.l.: s.n.], 1969. p. 41–51. 91
- [141] _____. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. **Phys. Rev.**, v. 179, p. 1547–1553, 1969. 92, 93
- [142] MILLER, G. et al. Inelastic electron-Proton Scattering at Large Momentum Transfers. **Phys. Lett. D**, v. 5, p. 528, 1972. 93

- [143] CALLAN JR., C. G.; GROSS, D. J. High-energy electroproduction and the constitution of the electric current. **Phys. Rev. Lett.**, v. 22, p. 156–159, 1969. 95
- [144] NEERVEN, W. L. van; VOGT, A. NNLO evolution of deep inelastic structure functions: The Nonsinglet case. **Nucl. Phys. B**, v. 568, p. 263–286, 2000. 102
- [145] VERMASEREN, J. A. M.; VOGT, A.; MOCH, S. The Third-order QCD corrections to deep-inelastic scattering by photon exchange. **Nucl. Phys. B**, v. 724, p. 3–182, 2005. 102
- [146] CORIANO, C.; SAVKLI, C. QCD evolution equations: Numerical algorithms from the Laguerre expansion. **Comput. Phys. Commun.**, v. 118, p. 236–258, 1999. 102
- [147] RATCLIFFE, P. G. A matrix approach to numerical solution of the DGLAP evolution equations. **Phys. Lett. D**, v. 63, p. 116004, 2001. 102
- [148] AARON, F. D. et al. Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive e^+p Scattering Cross Sections at HERA. **JHEP**, v. 01, p. 109, 2010. 21, 102, 103
- [149] ACCARDI, A. et al. Electron Ion Collider: The Next QCD Frontier: Understanding the glue that binds us all. **Eur. Phys. J. A**, v. 52, n. 9, p. 268, 2016. 102
- [150] TUNG, W.-K. Global QCD analysis and hadron collider physics. **AIP Conf. Proc.**, v. 753, n. 1, p. 15–29, 2005. 102
- [151] FORTE, S. Parton distributions at the dawn of the LHC. **Acta Phys. Polon. B**, v. 41, p. 2859–2920, 2010. 102
- [152] ABT, I. et al. Measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^{*2})$ in the low x region at HERA. **Nucl. Phys. B**, v. 407, p. 515–538, 1993. 102
- [153] AID, S. et al. A Measurement and QCD analysis of the proton structure function $f_2(x, q^{*2})$ at HERA. **Nucl. Phys. B**, v. 470, p. 3–40, 1996. 102
- [154] TARGETT-ADAMS, C. Structure functions and parton distribution functions at the HERA ep collider. In: **40th Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Hadronic Interactions**. [S.l.: s.n.], 2005. p. 227–232. 102
- [155] ADLOFF, C. et al. Deep inelastic inclusive e p scattering at low x and a determination of $\alpha(s)$. **Eur. Phys. J. C**, v. 21, p. 33–61, 2001. 21, 103, 104
- [156] FADIN, V. S.; KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N. On the Pomernanchuk Singularity in Asymptotically Free Theories. **Phys. Rev. Lett. B**, v. 60, p. 50–52, 1975. 104, 122

- [157] KURAEV, E. A.; LIPATOV, L. N.; FADIN, V. S. Multi - Reggeon Processes in the Yang-Mills Theory. **Sov. Phys. JETP**, v. 44, p. 443–450, 1976. 104, 122
- [158] GRIBOV, L. V.; LEVIN, E. M.; RYSKIN, M. G. Semihard Processes in QCD. **Phys. Rept.**, v. 100, p. 1–150, 1983. 104
- [159] MUELLER, A. H.; QIU, J.-w. Gluon Recombination and Shadowing at Small Values of x . **Nucl. Phys. B**, v. 268, p. 427–452, 1986. 104, 105
- [160] KIMBER, M. A.; KWIECINSKI, J.; MARTIN, A. D. Gluon shadowing in the low x region probed by the LHC. **Phys. Rev. Lett. B**, v. 508, p. 58–64, 2001. 105
- [161] BARTELS, J.; SCHULER, G. A.; BLUMLEIN, J. A Numerical study of the small x behavior of deep inelastic structure functions in QCD. **Z. Phys. C**, v. 50, p. 91–102, 1991. 105
- [162] BARTELS, J.; LEVIN, E. Solutions to the Gribov-Levin-Ryskin equation in the nonperturbative region. **Nucl. Phys. B**, v. 387, p. 617–637, 1992. 105
- [163] SOYEZ, G. Saturation in High-energy QCD. **Braz. J. Phys.**, v. 36, p. 1194–1203, 2006. 21, 106
- [164] IANCU, E.; ITAKURA, K.; MUNIER, S. Saturation and BFKL dynamics in the HERA data at small x . **Phys. Rev. Lett. B**, v. 590, p. 199–208, 2004. 106, 121, 145, 147
- [165] IANCU, E.; LEONIDOV, A.; MCLERRAN, L. The Color glass condensate: An Introduction. In: **Cargese Summer School on QCD Perspectives on Hot and Dense Matter**. [S.l.: s.n.], 2002. p. 73–145. 106
- [166] ARSENE, I. et al. Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment. **Nucl. Phys. A**, v. 757, p. 1–27, 2005. 106
- [167] JALILIAN-MARIAN, J.; KOVNER, A.; LEONIDOV, A.; WEIGERT, H. The BFKL equation from the Wilson renormalization group. **Nucl. Phys. B**, v. 504, p. 415–431, 1997. 107
- [168] BALITSKY, I. Operator expansion for high-energy scattering. **Nucl. Phys. B**, v. 463, p. 99–160, 1996. 107, 117
- [169] KOVCHEGOV, Y. V. Small x $F(2)$ structure function of a nucleus including multiple pomeron exchanges. **Phys. Lett. D**, v. 60, p. 034008, 1999. 107, 117

- [170] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G. Color transparency and scaling properties of nuclear shadowing in deep inelastic scattering. **Z. Phys. C**, v. 49, p. 607–618, 1991. 109
- [171] _____. Pomeron structure function and diffraction dissociation of virtual photons in perturbative QCD. **Z. Phys. C**, v. 53, p. 331–346, 1992. 109
- [172] _____. The Triple pomeron regime and the structure function of the pomeron in the diffractive deep inelastic scattering at very small x. **Z. Phys. C**, v. 64, p. 631–652, 1994. 109, 128, 144
- [173] MUELLER, A. H. Soft gluons in the infinite momentum wave function and the BFKL pomeron. **Nucl. Phys. B**, v. 415, p. 373–385, 1994. 109
- [174] MUELLER, A. H.; PATEL, B. Single and double BFKL pomeron exchange and a dipole picture of high-energy hard processes. **Nucl. Phys. B**, v. 425, p. 471–488, 1994. 109
- [175] MUELLER, A. H. Unitarity and the BFKL pomeron. **Nucl. Phys. B**, v. 437, p. 107–126, 1995. 109
- [176] KOWALSKI, H.; MOTYKA, L.; WATT, G. Exclusive diffractive processes at HERA within the dipole picture. **Phys. Lett. D**, v. 74, p. 074016, 2006. 110, 111, 122, 131, 132, 133, 139
- [177] MUELLER, A. H. General issues in small x and diffractive physics. **Eur. Phys. J. A**, v. 1, p. 19–26, 1998. 110
- [178] BARONE, V.; PREDAZZI, E. **High-Energy Particle Diffraction**. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2002. (Texts and Monographs in Physics, v.565). ISBN 978-3-540-42107-8. 111, 113, 116, 128
- [179] BARONE, V.; GENOVESE, M.; NIKOLAEV, N. N.; PREDAZZI, E.; ZAKHAROV, B. G. On the Determination of the Weinberg angle from neutrino reactions. **Phys. Rev. Lett. B**, v. 292, p. 181–188, 1992. 114
- [180] MOTYKA, L.; WATT, G. Exclusive photoproduction at the Tevatron and CERN LHC within the dipole picture. **Phys. Lett. D**, v. 78, p. 014023, 2008. 115, 131, 132
- [181] FROISSART, M. Asymptotic behavior and subtractions in the Mandelstam representation. **Phys. Rev.**, v. 123, p. 1053–1057, 1961. 116
- [182] MARTIN, A. Unitarity and high-energy behavior of scattering amplitudes. **Phys. Rev.**, v. 129, p. 1432–1436, 1963. 116

- [183] GOLEC-BIERNAT, K. J.; WUSTHOFF, M. Saturation effects in deep inelastic scattering at low Q^2 and its implications on diffraction. **Phys. Lett. D**, v. 59, p. 014017, 1998. 116, 121
- [184] ALBACETE, J. L.; ARMESTO, N.; MILHANO, J. G.; SALGADO, C. A. Non-linear QCD meets data: A Global analysis of lepton-proton scattering with running coupling BK evolution. **Phys. Lett. D**, v. 80, p. 034031, 2009. 116, 118, 119
- [185] KOVCHEGOV, Y. V.; LEVIN, E. **Quantum chromodynamics at high energy**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2012. ISBN 978-0-521-11257-4, 978-1-139-55768-9. 117
- [186] GONÇALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T.; MENESES, A. R. Non-linear QCD dynamics and exclusive production in ep collisions. **Eur. Phys. J. C**, v. 68, p. 133–139, 2010. 118, 119
- [187] BALITSKY, I. Quark contribution to the small-x evolution of color dipole. **Phys. Rev. D**, v. 75, p. 014001, 2007. 118, 119
- [188] KOVCHEGOV, Y. V.; WEIGERT, H. Triumvirate of Running Couplings in Small-x Evolution. **Nucl. Phys. A**, v. 784, p. 188–226, 2007. 118, 119
- [189] ALBACETE, J. L.; KOVCHEGOV, Y. V. Solving high energy evolution equation including running coupling corrections. **Phys. Rev. D**, v. 75, p. 125021, 2007. 119
- [190] BETEMPS, M. A.; GONÇALVES, V. P.; AMARAL, J. T. de S. Testing Nonlinear Evolution with Running Coupling Corrections in ep and pp collisions. **Eur. Phys. J. C**, v. 66, p. 137–146, 2010. 119
- [191] STASTO, A. M.; GOLEC-BIERNAT, K. J.; KWIECINSKI, J. Geometric scaling for the total $\gamma^* p$ cross-section in the low x region. **Phys. Rev. Lett.**, v. 86, p. 596–599, 2001. 21, 119, 120
- [192] LEVIN, E.; TUCHIN, K. Solution to the evolution equation for high parton density QCD. **Nucl. Phys. B**, v. 573, p. 833–852, 2000. 119
- [193] Stasto, Anna M. Nonlinear evolution equations in QCD. **Acta Phys. Polon. B**, v. 35, p. 3069–3102, 2004. 119, 120
- [194] GOLEC-BIERNAT, K. J.; WUSTHOFF, M. Saturation in diffractive deep inelastic scattering. **Phys. Lett. D**, v. 60, p. 114023, 1999. 121
- [195] SOYEZ, G. Saturation QCD predictions with heavy quarks at HERA. **Phys. Rev. Lett. B**, v. 655, p. 32–38, 2007. 121, 145, 147

- [196] WATT, G.; KOWALSKI, H. Impact parameter dependent colour glass condensate dipole model. **Phys. Lett. D**, v. 78, p. 014016, 2008. 122
- [197] GOUVÊA, A. de et al. Theory of Neutrino Physics - Snowmass TF11 (aka NF08) Topical Group Report. 9 2022. 127
- [198] RUSO, L. A. et al. Theoretical tools for neutrino scattering: interplay between lattice QCD, EFTs, nuclear physics, phenomenology, and neutrino event generators. 3 2022. 127
- [199] ATHAR, M. S.; FATIMA, A.; SINGH, S. K. Neutrinos and their interactions with matter. 6 2022. 127
- [200] HILL, R. J. Low energy analysis of $\nu N \rightarrow \nu N \gamma$ in the Standard Model. **Phys. Rev. D**, v. 81, p. 013008, 2010. 128
- [201] _____. On the single photon background to ν_e appearance at MiniBooNE. **Phys. Rev. D**, v. 84, p. 017501, 2011. 128
- [202] ZHANG, X.; SEROT, B. D. Incoherent Neutrinoproduction of Photons and Pions in a Chiral Effective Field Theory for Nuclei. **Phys. Rev. C**, v. 86, p. 035502, 2012. 128
- [203] SEROT, B. D.; ZHANG, X. Neutrinoproduction of Photons and Pions From Nucleons in a Chiral Effective Field Theory for Nuclei. **Phys. Rev. C**, v. 86, p. 015501, 2012. 128
- [204] ZHANG, X.; SEROT, B. D. Can neutrino-induced photon production explain the low energy excess in MiniBooNE? **Phys. Lett. B**, v. 719, p. 409–414, 2013. 128
- [205] WANG, E.; ALVAREZ-RUSO, L.; NIEVES, J. Photon emission in neutral current interactions at intermediate energies. **Phys. Rev. C**, v. 89, n. 1, p. 015503, 2014. 128
- [206] _____. Single photon events from neutral current interactions at MiniBooNE. **Phys. Lett. B**, v. 740, p. 16–22, 2015. 128
- [207] GORCHTEIN, M.; ZHANG, X. Forward Compton Scattering with Weak Neutral Current: Constraints from Sum Rules. **Phys. Lett. B**, v. 747, p. 305–309, 2015. 128
- [208] ROSNER, J. L. Low-energy photon production in neutrino neutral-current interactions. **Phys. Rev. D**, v. 91, n. 9, p. 093001, 2015. 128
- [209] WANG, E.; ALVAREZ-RUSO, L.; HAYATO, Y.; MAHN, K.; NIEVES, J. Photon emission in neutral current interactions at the T2K experiment. **Phys. Rev. D**, v. 92, n. 5, p. 053005, 2015. 128

- [210] CHANFRAY, G.; ERICSON, M. γ production in neutrino interactions with nuclei. **Phys. Rev. C**, v. 104, n. 1, p. 015203, 2021. 128
- [211] ALVAREZ-RUSO, L.; SAUL-SALA, E. Neutrino interactions with matter and the MiniBooNE anomaly. **Eur. Phys. J. ST**, v. 230, n. 24, p. 4373–4389, 2021. 128
- [212] AGUILAR-AREVALO, A. A. et al. A Search for Electron Neutrino Appearance at the $\Delta m^2 \sim 1eV^2$ Scale. **Phys. Rev. Lett.**, v. 98, p. 231801, 2007. 128
- [213] _____. Unexplained Excess of Electron-Like Events From a 1-GeV Neutrino Beam. **Phys. Rev. Lett.**, v. 102, p. 101802, 2009. 128
- [214] _____. Event Excess in the MiniBooNE Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations. **Phys. Rev. Lett.**, v. 105, p. 181801, 2010. 128
- [215] _____. Improved Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations in the MiniBooNE Experiment. **Phys. Rev. Lett.**, v. 110, p. 161801, 2013. 128
- [216] KULLENBERG, C. T. et al. A search for single photon events in neutrino interactions. **Phys. Lett. B**, v. 706, p. 268–275, 2012. 128
- [217] AGUILAR-AREVALO, A. A. et al. Significant Excess of ElectronLike Events in the MiniBooNE Short-Baseline Neutrino Experiment. **Phys. Rev. Lett.**, v. 121, n. 22, p. 221801, 2018. 128
- [218] ABE, K. et al. Search for neutral-current induced single photon production at the ND280 near detector in T2K. **J. Phys. G**, v. 46, n. 8, p. 08LT01, 2019. 128
- [219] AGUILAR-AREVALO, A. A. et al. Updated MiniBooNE neutrino oscillation results with increased data and new background studies. **Phys. Rev. D**, v. 103, n. 5, p. 052002, 2021. 128
- [220] NIKOLAEV, N. N.; ZAKHAROV, B. G. On determination of the large $1/x$ gluon distribution at HERA. **Phys. Lett. B**, v. 332, p. 184–190, 1994. 128
- [221] KOWALSKI, H.; TEANEY, D. An Impact parameter dipole saturation model. **Phys. Lett. D**, v. 68, p. 114005, 2003. 131, 132
- [222] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. Diffractive photoproduction of Z^0 bosons in coherent interactions at CERN-LHC. **Eur. Phys. J. C**, v. 56, p. 33–38, 2008. [Erratum: Eur.Phys.J.C 61, 351 (2009)]. 131
- [223] COELHO, R. O.; GONÇALVES, V. P. Exclusive Z^0 photoproduction at the Large Hadron Collider and the Future Circular Collider. **Nucl. Phys. B**, v. 956, p. 115013, 2020. 131

- [224] PECCINI, G. M.; MACHADO, M. V. T.; MORIGGI, L. S. Exclusive Z^0 production in ep and eA collisions at high energies. **Phys. Rev. D**, v. 106, n. 1, p. 014002, 2022. 131
- [225] LEHMANN-DRONKE, B.; SCHAFFER, A. Neutrino induced hard exclusive D(s) production. **Phys. Lett. B**, v. 521, p. 55–60, 2001. 131, 136
- [226] CORIANO, C.; GUZZI, M. Leading twist amplitudes for exclusive neutrino interactions in the deeply virtual limit. **Phys. Rev. D**, v. 71, p. 053002, 2005. 131, 136
- [227] AMORE, P.; CORIANO, C.; GUZZI, M. Deeply virtual neutrino scattering (DVNS). **JHEP**, v. 02, p. 038, 2005. 131, 136
- [228] PSAKER, A.; MELNITCHOUK, W.; RADYUSHKIN, A. V. Weak Deeply Virtual Compton Scattering. **Phys. Rev. D**, v. 75, p. 054001, 2007. 131, 136
- [229] KOPELIOVICH, B. Z.; SCHMIDT, I.; SIDDIKOV, M. Flavor structure of generalized parton distributions from neutrino experiments. **Phys. Rev. D**, v. 86, p. 113018, 2012. 131, 136
- [230] _____. Bethe-Heitler type radiative corrections to deeply virtual neutrino production of mesons. **Phys. Rev. D**, v. 87, n. 3, p. 033008, 2013. 131, 136
- [231] _____. Higher-twist contributions to neutrino-production of pions. **Phys. Rev. D**, v. 89, n. 5, p. 053001, 2014. 131, 136
- [232] PIRE, B.; SZYMANOWSKI, L. Neutrino-production of a charmed meson and the transverse spin structure of the nucleon. **Phys. Rev. Lett.**, v. 115, n. 9, p. 092001, 2015. 131, 136
- [233] SIDDIKOV, M.; SCHMIDT, I. Loop corrections to pion and kaon neutrino production. **Phys. Rev. D**, v. 95, n. 1, p. 013004, 2017. 131, 136
- [234] PIRE, B.; SZYMANOWSKI, L.; WAGNER, J. Exclusive neutrino-production of a charmed meson. **Phys. Rev. D**, v. 95, n. 9, p. 094001, 2017. 131, 136
- [235] _____. Hard exclusive neutrino production of a light meson. **Phys. Rev. D**, v. 95, n. 11, p. 114029, 2017. 131, 136
- [236] SIDDIKOV, M.; SCHMIDT, I. Generalized Parton Distributions from charged current meson production. **Phys. Rev. D**, v. 99, n. 11, p. 116005, 2019. 131, 136
- [237] PIRE, B.; SZYMANOWSKI, L.; WAGNER, J. Charged current electroproduction of a charmed meson at an electron-ion collider. **Phys. Rev. D**, v. 104, n. 9, p. 094002, 2021. 131, 136

- [238] SHUVAEV, A. G.; GOLEC-BIERNAT, K. J.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. Off diagonal distributions fixed by diagonal partons at small x and x_1 . **Phys. Lett. D**, v. 60, p. 014015, 1999. 132
- [239] GLAUBER, R. J. **Lecture in Theoretical Physics**. [S.l.]: Interscience, New York, 1959. 133
- [240] GRIBOV, V. N. Glauber corrections and the interaction between high-energy hadrons and nuclei. **Sov. Phys. JETP**, v. 29, p. 483–487, 1969. 133
- [241] _____. Interaction of gamma quanta and electrons with nuclei at high-energies. **Zh. Eksp. Teor. Fiz.**, v. 57, p. 1306–1323, 1969. 133
- [242] MUELLER, A. H. Small x Behavior and Parton Saturation: A QCD Model. **Nucl. Phys. B**, v. 335, p. 115–137, 1990. 133
- [243] KHALEK, R. A. et al. Science Requirements and Detector Concepts for the Electron-Ion Collider: EIC Yellow Report. **Nucl. Phys. A**, v. 1026, p. 122447, 2022. 134
- [244] AGOSTINI, P. et al. The Large Hadron-Electron Collider at the HL-LHC. **J. Phys. G**, v. 48, n. 11, p. 110501, 2021. 134
- [245] BERTULANI, C. A.; BAUR, G. Electromagnetic Processes in Relativistic Heavy Ion Collisions. **Phys. Rept.**, v. 163, p. 299, 1988. 134
- [246] KRAUSS, F.; GREINER, M.; SOFF, G. Photon and gluon induced processes in relativistic heavy ion collisions. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 39, p. 503–564, 1997. 134
- [247] BERTULANI, C. A.; KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J. Physics of ultra-peripheral nuclear collisions. **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, v. 55, p. 271–310, 2005. 134
- [248] GONCALVES, V. P.; MACHADO, M. V. T. Vector meson production in ultraperipheral heavy ion collisions. **J. Phys. G**, v. 32, p. 295–308, 2006. 134
- [249] BALTZ, A. J. The Physics of Ultraperipheral Collisions at the LHC. **Phys. Rept.**, v. 458, p. 1–171, 2008. 134
- [250] CONTRERAS, J. G.; TAKAKI, J. D. T. Ultra-peripheral heavy-ion collisions at the LHC. **Int. J. Mod. Phys. A**, v. 30, p. 1542012, 2015. 134
- [251] AKIBA, K. et al. LHC Forward Physics. **J. Phys. G**, v. 43, p. 110201, 2016. 134
- [252] KLEIN, S. R.; MÄNTYSAARI, H. Imaging the nucleus with high-energy photons. **Nature Rev. Phys.**, v. 1, n. 11, p. 662–674, 2019. 134

- [253] KLEIN, S.; STEINBERG, P. Photonuclear and Two-photon Interactions at High-Energy Nuclear Colliders. **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, v. 70, p. 323–354, 2020. 134
- [254] LAI, H.-L.; GUZZI, M.; HUSTON, J.; LI, Z.; NADOLSKY, P. M.; PUMPLIN, J.; YUAN, C. P. New parton distributions for collider physics. **Phys. Rev. D**, v. 82, p. 074024, 2010. 135
- [255] DIEHL, M. Generalized parton distributions. **Phys. Rept.**, v. 388, p. 41–277, 2003. 136
- [256] BELITSKY, A. V.; RADYUSHKIN, A. V. Unraveling hadron structure with generalized parton distributions. **Phys. Rept.**, v. 418, p. 1–387, 2005. 136
- [257] ARMESTO, N.; REZAEIAN, A. H. Exclusive vector meson production at high energies and gluon saturation. **Phys. Rev. D**, v. 90, n. 5, p. 054003, 2014. 136
- [258] GONCALVES, V. P.; NAVARRA, F. S.; SPIERING, D. Investigating the impact of the gluon saturation effects on the momentum transfer distributions for the exclusive vector meson photoproduction in hadronic collisions. **Phys. Lett. B**, v. 768, p. 299–304, 2017. 136
- [259] GONÇALVES, V. P.; NAVARRA, F. S.; SPIERING, D. Exclusive ρ and J/Ψ photoproduction in ultraperipheral pA collisions: Predictions of the gluon saturation models for the momentum transfer distributions. **Phys. Lett. B**, v. 791, p. 299–304, 2019. 136
- [260] GONÇALVES, V. P.; MARTINS, D. E.; SENA, C. R. Coherent and incoherent deeply virtual Compton scattering in electron-ion collisions at the EIC and LHeC. **Eur. Phys. J. A**, v. 58, n. 2, p. 18, 2022. 136
- [261] BENDOVA, D.; CEPILA, J.; GONÇALVES, V. P.; SENA, C. R. Deeply virtual Compton scattering at the EIC and LHeC: a comparison among saturation approaches. **Eur. Phys. J. C**, v. 82, n. 2, p. 99, 2022. 136
- [262] XIE, Y.-P.; GONCALVES, V. P. Exclusive processes in ep collisions at the EIC and LHeC: A closer look on the predictions of saturation models. **Phys. Rev. D**, v. 105, n. 1, p. 014033, 2022. 136
- [263] ROSSI, R. J. **Mathematical Statistics: An Introduction to Likelihood Based Inference**. [S.l.]: Wiley, 2018. ISBN ISBN: 978-1-118-77104-4. 141

- [264] BERTONE, V.; GAULD, R.; ROJO, J. Neutrino Telescopes as QCD Microscopes. **JHEP**, v. 01, p. 217, 2019. 142, 144, 148, 162, 164
- [265] AARTSEN, M. G. et al. IceCube-Gen2: the window to the extreme Universe. **J. Phys. G**, v. 48, n. 6, p. 060501, 2021. 143, 153, 158
- [266] DEVENISH, R.; COOPER-SARKAR, A. **Deep inelastic scattering**. [S.l.: s.n.], 2004. 143
- [267] COLLABORATION, N. W. for the I. **Measurement of neutrino events above 1 TeV with contained vertices, TeVPA (2017)**. 2017. Disponível em: <https://indico.cern.ch/event/615891/contributions/2636707>. 147
- [268] AARTSEN, M. G. et al. The IceCube Neutrino Observatory - Contributions to ICRC 2017 Part II: Properties of the Atmospheric and Astrophysical Neutrino Flux. 10 2017. 147, 151, 152
- [269] DULAT, S.; HOU, T.-J.; GAO, J.; GUZZI, M.; HUSTON, J.; NADOLSKY, P.; PUMPLIN, J.; SCHMIDT, C.; STUMP, D.; YUAN, C. P. New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics. **Phys. Rev. D**, v. 93, n. 3, p. 033006, 2016. 147, 162, 164
- [270] HOU, T.-J. et al. Reconstruction of Monte Carlo replicas from Hessian parton distributions. **JHEP**, v. 03, p. 099, 2017. 148
- [271] CHEN, C.-Y.; DEV, P. S. B.; SONI, A. Standard model explanation of the ultrahigh energy neutrino events at IceCube. **Phys. Rev. D**, v. 89, n. 3, p. 033012, 2014. 149
- [272] ANCHORDOQUI, L. A.; GOLDBERG, H.; HALZEN, F.; WEILER, T. J. Neutrinos as a diagnostic of high energy astrophysical processes. **Phys. Lett. B**, v. 621, p. 18–21, 2005. 149
- [273] FOGLI, G. L.; LISI, E.; MARRONE, A.; MONTANINO, D.; PALAZZO, A. Getting the most from the statistical analysis of solar neutrino oscillations. **Phys. Rev. D**, v. 66, p. 053010, 2002. 150
- [274] WILKS, S. S. The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses. **Annals Math. Statist.**, v. 9, n. 1, p. 60–62, 1938. 150
- [275] AARTSEN, M. G. et al. A combined maximum-likelihood analysis of the high-energy astrophysical neutrino flux measured with IceCube. **Astrophys. J.**, v. 809, n. 1, p. 98, 2015. 150, 154

- [276] BOETTCHER, J. et al. Search for the Prompt Atmospheric Neutrino Flux in IceCube. **PoS**, ICRC2023, p. 1068, 2023. 151
- [277] AARTSEN, M. G. et al. The IceCube Neutrino Observatory - Contributions to ICRC 2017 Part II: Properties of the Atmospheric and Astrophysical Neutrino Flux. 10 2017. 22, 154, 159, 163
- [278] ABRAHAM, R. M. et al. Tau neutrinos in the next decade: from GeV to EeV. **J. Phys. G**, v. 49, n. 11, p. 110501, 2022. 157
- [279] AHLERS, M.; HALZEN, F. Opening a New Window onto the Universe with IceCube. **Prog. Part. Nucl. Phys.**, v. 102, p. 73–88, 2018. 157
- [280] HUANG, G.-y.; JANA, S.; LINDNER, M.; RODEJOHANN, W. Probing new physics at future tau neutrino telescopes. **JCAP**, v. 02, n. 02, p. 038, 2022. 158
- [281] VINCENT, A. C.; ARGÜELLES, C. A.; KHEIRANDISH, A. High-energy neutrino attenuation in the Earth and its associated uncertainties. **JCAP**, v. 11, p. 012, 2017. 158
- [282] JEONG, Y. S.; LUU, M. V.; RENO, M. H.; SARCEVIC, I. Tau energy loss and ultrahigh energy skimming tau neutrinos. **Phys. Rev. D**, v. 96, n. 4, p. 043003, 2017. 158
- [283] NIZ, J. A.-M.; CARVALHO, W. R.; CUMMINGS, A. L.; PAYET, K.; ROMERO-WOLF, A.; SCHOORLEMMER, H.; ZAS, E. Comprehensive approach to tau-lepton production by high-energy tau neutrinos propagating through the Earth. **Phys. Rev. D**, v. 97, n. 2, p. 023021, 2018. [Erratum: Phys.Rev.D 99, 069902 (2019)]. 158
- [284] DONINI, A.; PALOMARES-RUIZ, S.; SALVADO, J. Neutrino tomography of Earth. **Nature Phys.**, v. 15, n. 1, p. 37–40, 2019. 158
- [285] GARCIA, A.; GAULD, R.; HEIJBOER, A.; ROJO, J. Complete predictions for high-energy neutrino propagation in matter. **JCAP**, v. 09, p. 025, 2020. 158, 175
- [286] COLEMAN, A. et al. Ultra high energy cosmic rays The intersection of the Cosmic and Energy Frontiers. **Astropart. Phys.**, v. 149, p. 102819, 2023. 159
- [287] ABBASI, R. et al. The IceCube high-energy starting event sample: Description and flux characterization with 7.5 years of data. **Phys. Rev. D**, v. 104, p. 022002, 2021. 159, 163

- [288] _____. Improved Characterization of the Astrophysical Muon-neutrino Flux with 9.5 Years of IceCube Data. **Astrophys. J.**, v. 928, n. 1, p. 50, 2022. 159
- [289] AARTSEN, M. G. et al. A combined maximum-likelihood analysis of the high-energy astrophysical neutrino flux measured with IceCube. **Astrophys. J.**, v. 809, n. 1, p. 98, 2015. 159
- [290] KRETZER, S.; RENO, M. H. Tau neutrino deep inelastic charged current interactions. **Phys. Rev. D**, v. 66, p. 113007, 2002. 161
- [291] RENO, M. H. Evolution of the electroweak structure functions of nucleons. **Eur. Phys. J. ST**, v. 230, n. 24, p. 4419–4431, 2021. 161
- [292] KLEIN, S. R.; ROBERTSON, S. A.; VOGT, R. Nuclear effects in high-energy neutrino interactions. **Phys. Rev. C**, v. 102, n. 1, p. 015808, 2020. 161
- [293] DZIEWONSKI, A. M.; ANDERSON, D. L. Preliminary reference earth model. **Phys. Earth Planet. Interiors**, v. 25, p. 297–356, 1981. 23, 162, 163
- [294] AARTSEN, M. G. et al. Characteristics of the diffuse astrophysical electron and tau neutrino flux with six years of IceCube high energy cascade data. **Phys. Rev. Lett.**, v. 125, n. 12, p. 121104, 2020. 23, 171

