


unesp  **UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA**
“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
CAMPUS DE GUARATINGUETÁ

LUCIANO JEFFERY

**O bóson de Higgs no Modelo Padrão das interações eletrofracas:
Aspectos fenomenológicos do setor escalar e resultados
experimentais**

Guaratinguetá
2015

LUCIANO JEFFERY

O bóson de Higgs no Modelo Padrão das interações eletrofracas: Aspectos fenomenológicos do setor escalar e resultados experimentais

Dissertação apresentada à
Faculdade de Engenharia do
Campus de Guaratinguetá,
Universidade Estadual Paulista,
para a obtenção do título
de mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Fernando Luis de Campos carvalho

Guaratinguetá

2015

J45b Jeffery, Luciano
O bóson de Higgs no Modelo Padrão das interações eletrofracas:
Aspectos fenomenológicos do setor escalar e resultados experimentais /
Luciano Jeffery – Guaratinguetá, 2015.
119 f. : il.
Bibliografia : f. 112-119

Dissertação (Mestrado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, 2015.
Orientador: Prof. Dr. Fernando Luis de Campos Carvalho

1. Modelo padrão (Física nuclear) 2. Higgs, Bosons de 3. Partículas (Física nuclear) I. Título

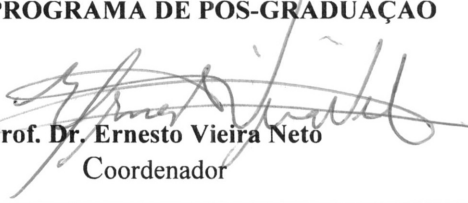
CDU 539.12(043)

LUCIANO JEFFERY

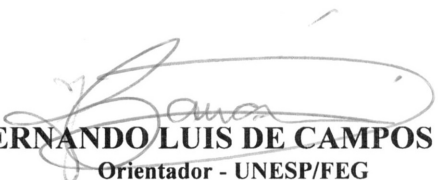
**ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
“MESTRE EM FÍSICA”**

PROGRAMA: FÍSICA

APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO


Prof. Dr. Ernesto Vieira Neto
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:


Prof. Dr. FERNANDO LUIS DE CAMPOS CARVALHO
Orientador - UNESP/FEG


Prof. Dr. JULIO MARNY HOFF DA SILVA
UNESP/FEG


Prof. Dr. JOSÉ ABDALLA HELAYEL-NETO
CBPF

Março de 2015

DADOS CURRICULARES

LUCIANO JEFFERY

NASCIMENTO 30.08.1978 / PIRAJU-SP

FILIAÇÃO José Aparecido Jeffery
Benedita Salviana dos Santos Jeffery

2002 / 2006 Curso de Graduação em Licenciatura em Matemática na
Faculdade de Filosofia, Ciência e Letras de Jacarezinho
Universidade Estadual de Londrina - UEL, Jacarezinho-PR

2008 / - Curso Graduação em Bacharelado em Física em andamento na
Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá
Universidade Estadual Paulista - UNESP, Guaratinguetá-SP

2013 / 2014 Curso de Pós-Graduação em Física, nível Mestrado,
Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá
Universidade Estadual Paulista - UNESP, Guaratinguetá-SP
Brasil.

Esta dissertação é dedicada aos meus pais,
nos quais deposito minha fé.

AGRADECIMENTOS

Agradeço inicialmente a Deus. Ofereço a minha mais profunda gratidão àqueles que me apoiaram e incentivaram nesta dissertação, em especial:

- À minha família: especialmente aos meus pais José e Benedita.
- Ao meu orientador: Fernando L. de C. Carvahó, quem refletindo a sua alta formação acadêmica, me dá as pautas para a minha.
- Prof. Roberto Ysumi Honda pelo incentivo em minha formação acadêmica e pela amizade que me alimenta com certezas e força.
- Prof. Carlos Amorin Caldeira pela amizade e incentivo ímpar em minha formação acadêmica.
- E por último e o mais importante, meu agradecimento a **Deus, Nosso Senhor**.

Este trabalho contou com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES).

Os filósofos se limitaram
a interpretar o mundo de
diversas maneiras; o que
importa é modificá-lo.

Karl Marx

JEFFERY, L. **O bóson de Higgs no modelo padrão das interações eletrofracas: Aspectos fenomenológicos do setor escalar e resultados experimentais.** 2015. 112 f. Dissertação de Mestrado - Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá, 2015.

Resumo

O objetivo deste trabalho é estudar os aspectos gerais do setor escalar do Modelo Padrão, a partir princípio de gauge, que dá consistência teórica à formulação do Modelo Eletrofraco, assim como a quebra espontânea de simetria e o mecanismo de Higgs que são fundamentais no contexto do modelo para a geração de massa das partículas elementares e, tem como consequência o surgimento de uma nova partícula escalar massiva, o bóson de Higgs do Modelo Padrão, cuja massa não está definida no modelo. Apresentamos um estudo dos principais modos de produção e decaimento do bóson de Higgs bem como a sua busca em aceleradores. Apresentamos um conjunto de resultados experimentais que foram publicados ao longo dos anos nas principais colaborações como LEP, Tevatron e LHC, que contribuíram na longa trajetória da busca, até sua identificação em 2012.

PALAVRAS-CHAVE: Modelo Padrão. Dados Experimentais. Bóson de Higgs.

JEFFERY, L. **Electroweak Standard Model Higgs boson: phenomenological and experimental results**. 2015. 112 f. Master (Physics) - Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá, 2015.

Abstract

The objective of this work is to study the general aspects of the scale sector of the Standard Model the principle of gauge, which gives theoretical consistency to the electroweak model formulation, as well as spontaneous symmetry breaking and the Higgs mechanism, that are fundamental for the mass generation of the elementary particles, and gives rise to a new massive particle scale, the Higgs boson of whose value is not defined in the model. We present a study of the major modes of production and decay of Higgs boson as well as search of such particle in accelerators. We present a set of experimental results that have been published over the years in the major collaborations as LEP, Tevatron and LHC, which contributed in the long history of the Higgs boson search, until its identification in 2012.

PALAVRAS-CHAVE: Standard Model. Experimental data. Higgs Boson.

Lista de Figuras

1	Potencial escalar. a) Para $\mu^2 > 0$ há apenas um mínimo em $\phi = 0$. b) Quando $\mu^2 < 0$ há dois mínimos $\phi = \pm\sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}} = \pm v$	27
2	Representação dos pólos no plano complexo.	35
3	Processo de aniquilação elétron-pósitron.	40
4	Vértice de interação para lépton-fóton.	41
5	Vértice da interação entre férmions e o bóson vetorial neutro.	41
6	Vértice da interação entre férmions e os bósons carregados W	41
7	Vértice entre Higgs-férmions e Higgs-bósons vetoriais (Z^0, W).	42
8	Propagador para o fóton.	42
9	Propagador para os bósons vetoriais da força fraca.	42
10	Processo de produção Higgs-strahlung, a partir da colisão entre férmions	43
11	Seção de choque versus a energia do centro de massa \sqrt{s} ; seção de choque versus a massa do Higgs.	51
12	Processo de produção do bóson de Higgs via fusão de bóson vetoriais.	51
13	Processo de produção do bóson de Higgs, pelos canais $\bar{\nu}\nu H, e^+e^-H$ e $t\bar{t}H$. Seção de choque versus energia de centro de massa.	55
14	Comparação entre a produção Higgs-strahlung e fusão de bóson vetoriais.	56
15	Decaimento do Higgs em férmion e antiférmion.	57
16	Decaimento do Higgs em dois bósons vetoriais.	59
17	Decaimento do bóson de Higgs off-Shell: a) em um bóson vetorial W e um par de férmions, b) decaimento do Higgs em 4-férmions.	61
18	Decaimento do bóson de Higgs: a) um bóson vetorial e um fóton, b) em fóton e férmion e antiférmion.	63
19	Decaimento do bóson de Higgs em dois fótons.	64
20	Modos de decaimento do bóson de Higgs do Modelo Padrão.	65
21	a) Processo de produção do bóson de Higgs. b) Alguns fundos que apresentam o mesmo estado final.	67
22	Momento transversal.	68
23	Pseudorapidez versus ângulo θ	69
24	Reconstrução do evento $H \rightarrow WW^{(*)} + 2jatos$, Higgs produzido via $qq \rightarrow Hqq$. $m_{jj} = 1.5TeV$, $m_{ll} = 21GeV$, $m_T = 95GeV$. Na figura o elétron está representado pelo traço verde e possui $p_T = 51GeV$, o múon pelo traço laranja, possui $p_T = 15GeV$, o jato da direita (cone azul) possui $p_T = 68GeV$, o jato da esquerda (cone azul) tem $p_T = 42GeV$ e o neutrino (em vermelho) $\cancel{E}^T = 33GeV$. Evento obtido em 17 de novembro de 2012.	70
25	Processo de produção do bóson no LEP-I.	71

26	Distribuição de eventos em função de $\cos\theta_{max}$. a) distribuição dos dados, onde foram aplicados os critérios de seleção (1), (2), (3) e (5). b) simulação de monte carlo para $H^0\bar{\nu}\nu$ para um possível Higgs com massa de 5GeV.	72
27	Número de Eventos Esperado em função da massa do Higgs. Três canais para massa do Higgs acima de 212MeV para $Z^0 \rightarrow H^0l^+l^-$ onde $l^+l^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$; $Z^0 \rightarrow H^0\bar{\nu}\nu$ e $Z^0 \rightarrow H^0\bar{q}q$. Também a soma total para os três canais e uma barra horizontal dá o limite com 95% de nível de confiança.	73
28	Combinação dos resultados com 95%. Limite Esperado em Vermelho; limite Observado na linha tracejada em azul; na linha tracejada em preto temos o valor previsto pelo Modelo Padrão.	83
29	Limite Esperado e Observado com 95% C.L. A linha em azul representa o Modelo Padrão. A linha tracejada representa o limite Esperado e a linha continua o limite Observado. As faixas verde e amarela são os desvios de um e dois sigma na faixa de Probabilidade.	84
30	Diagrama do processos de produção de dibóson. a) processo WW , b) processo WZ , c) produção ZZ	84
31	Fundo da produção de $t\bar{t}$	85
32	Diagrama para o processo de produção do Higgs por meio da fusão de gluons (processo a um loop) e o decaimento do bóson de Higgs em dois fótons.	89
33	Energia depositada (em amarelo) no calorímetro eletromagnético(verde) e hadrônico(vermelho). Podemos observa o rastro deixado pelos dois candidatos a fótons no calorímetro eletromagnético. Reconstrução a partir de dados obtidos em energia 8TeV no Atlas.	93
34	Distribuição ponderada dos eventos em função da massa do par de fótons. Nela podemos observar o pico na região perto de 125GeV. Energia de centro de massa \sqrt{s} e luminosidade integrada de 7(8)TeV e 4.8(5.9) fb^{-1}	94
35	Distribuição de eventos de 4 léptons do decaimento $H \rightarrow ZZ$ em função da massa m_{ll} , para o ATLAS em (a) e CMS em (b). Na região perto de 91GeV temos o pico relativo ao bóson Z e perto da massa de 125GeV, o sinal do Higgs, em azul em (a)ATLAS e vermelho em (b)CMS.	95
36	Gráficos com os 5 canais de decaimento do Higgs em relação σ/σ_{SM} , que representa a razão entre a seção de choque versus o branching observado σ pelo Modelo Padrão σ_{SM} para dados obtidos em 2012 e 2014.	95
37	Valor σ/σ_{SM} em relação a massa do Higgs encontrado nos canais $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow ZZ$. Os contornos correspondem a 68% nível de confiança para o sinal σ/σ_{SM}	96

38	Exemplo de acelerador linear: o SLAC National Accelerator Laboratory um colisor de e^-e^+	99
39	Diagrama esquemático do LEP, com os seu detectores: ALEPH, DELPH, OPAL e L3	100
40	Desenho esquemático dos injetores	101
41	Detetor L3.	103
42	Representação esquemática do Detetor OPAL	104
43	Complexo de aceleradores Fermilab (Tevatron).	105
44	Detetor CDF.	106
45	Diagrama com as principais componentes do D0.	108
46	Representação esquemática do complexo de aceleradores do LHC.	109
47	Detector ATLAS.	110
48	Detetor CMS.	111

Lista de Tabelas

1	Na tabela abaixo temos as três famílias de léptons, com suas componentes <i>right</i> e <i>left</i> ; também as três famílias de quarks, com suas componentes <i>right</i> e <i>left</i> . Assim como o valor do seu isospin, de sua hipercarga e da carga elétrica Q de cada férmion.	26
2	Limite Esperado e Observado para o bóson de Higgs, obtido com D0-Tevatron 2008, para o processo $\sigma(\bar{p}p \rightarrow Z/WH)$ e combinação, onde o $(H \rightarrow \bar{b}b)$	82
3	Limite Esperado e Obsevado em relação ao Modelo Padrão com 95% de nível de confiança obtido pelo CDF-Tevatron em 2010 para massa do bóson de Higgs entre 110 e 200GeV.	83
4	Na tabela acima temos cada estágio e energia adquirida em cada acelerador em GeV.	101

LISTA DE QUADROS

1	Publicações do ALEPH	74
2	Publicações DELPHI	77
3	Publicações L3	79
4	Publicações OPAL	81
5	Resultados publicados pelo CDF	86
6	Resultados publicados pelo D0	88

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ALEPH	Apparatus for LEP PHysics at CERN
ATLAS	Argonne Tandem Linear Accelerator System
CDF	Collider Detector at Fermilab
CMS	Compact Muon Solenoid
DELPHI	DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification
FERMILAB	Fermi National Accelerator Laboratory
LEP	Large Electron–Positron Collider
LHC	Grande Colisor de Hádróns
OPAL	Omni-Purpose Apparatus for LEP

Sumário

1	INTRODUÇÃO	19
2	CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS	21
2.1	SIMETRIA DE GAUGE	21
2.2	MODELO DE WEINBERG-SALAM	25
2.2.1	Quebra espontânea de simetria	26
2.2.2	Mecanismo de Higgs	28
2.3	A DENSIDADE LAGRANGIANA DO MODELO PADRÃO	31
2.4	MATRIZ ESPALHAMENTO	34
3	PRODUÇÃO E DECAIMENTO DO BÓSON DE HIGGS	43
3.1	PRODUÇÃO DO BÓSON DE HIGGS $e^-e^+ \rightarrow HZ^0$	43
3.2	PRODUÇÃO DO BÓSON DE HIGGS PELA FUSÃO DE BÓSONS VETORIAIS $e^-e^+ = \bar{\nu}\nu H$	51
3.3	DECAIMENTO DO BÓSON DE HIGGS EM FÉRMION E ANTIFÉRMION $f\bar{f}$	56
3.4	DECAIMENTO DO BÓSON DE HIGGS EM DOIS BÓSON VETORIAIS	59
3.5	DECAIMENTO DO BÓSON DE HIGGS EM FÓTON E BÓSON VETORIAL	62
3.6	DECAIMENTO DO BÓSON DE HIGGS EM DOIS FÓTONS	63
4	BÓSON DE HIGGS	66
4.1	BÓSON DE HIGGS NO LEP	70
4.1.1	ALEPH	70
4.1.2	DELPHI	76
4.1.3	L3	78
4.1.4	OPAL	80
4.2	BÓSON DE HIGGS NO TEVATRON	82
4.2.1	CDF	85
4.2.2	D0	87
4.3	BÓSON DE HIGGS NO LHC	89
4.3.1	ATLAS	89
4.3.2	CMS	90
5	DESCOBERTA DO BÓSON DE HIGGS	92
6	CONSIDERAÇÕES FINAIS	98

A	ACELERADORES DE PARTÍCULAS	99
A.1	LEP	100
A.1.1	ALEPH	101
A.1.2	DELPHI	102
A.1.3	L3	103
A.1.4	OPAL	104
A.2	TEVATRON	105
A.2.1	CDF	106
A.2.2	D0	107
A.3	LHC	108
A.3.1	ATLAS	109
A.3.2	CMS	110

1 INTRODUÇÃO

Nesta dissertação, apresentaremos um estudo da busca do bóson de Higgs do Modelo Padrão (SM) que abrange sua formulação teórica e um levantamento dos principais resultados experimentais publicados pelas colaborações que contribuíram na sua busca e detecção. Dividimos a apresentação do trabalho em cinco seções: na primeira seção apresentamos uma breve abordagem teórica do modelo de Weinberg-Salam que está fundamentado no princípio de gauge. Apresentamos a densidade lagrangiana do Modelo Padrão Eletrofraco, a quebra espontânea de simetria e o mecanismo de Higgs, que leva ao aparecimento de uma partícula escalar (o bóson de Higgs) e permite gerar a massa aos bósons intermediadores da força fraca e as outras partículas do Modelo Padrão. A segunda seção trata dos principais processos de produção e decaimento do bóson de Higgs, que foram relevantes durante a pesquisa na tentativa de encontrá-lo. Na terceira seção apresentamos alguns resultados experimentais da busca do bóson de Higgs antes de sua descoberta. Estes resultados experimentais, foram obtidos ao longo dos anos e descrevem a evolução histórica que começou por volta de 1990 no LEP até as publicações que antecede sua detecção em agosto de 2012 no LHC. No último capítulo, apresentamos a descoberta do Bóson de Higgs, evento importante tanto na física teórica como na física experimental. Um esquema sobre os principais aceleradores de partículas e detectores que foram utilizados na pesquisa dessa partícula estão no apêndice A.

O Modelo Padrão de Física de Partículas, já foi submetido a vários testes experimentais ao longo dos 50 anos deste sua proposta, mostrando-se bem sucedido ao descrever dados experimentais e prever novos resultados. Ele descreve de forma unificada, três das quatro forças fundamentais da natureza: a força eletromagnética, a força fraca e a força forte, ficando de fora a força gravitacional. A força eletromagnética se manifesta entre cargas elétricas, cuja partícula intermediadora é o fóton e pode ser tanto atrativa como repulsiva. A força fraca, que atua tanto entre os léptons como entre quarks, permite que essas partículas mudem de sabor. Suas partículas intermediadoras são os bósons vetoriais massivos, que foram confirmados em experiência no CERN em 1983, em colisão entre próton e antipróton. A força fraca é responsável por fenômenos como o decaimento beta. A força forte, embora seja a mais forte das quatro interações, tem um alcance curto e, é responsável por manter os núcleons (prótons e neutrons) coesos. Suas partículas intermediadoras são os glúons. Considerando a intensidade da força forte como 1, a força eletromagnética será $1/137$, a força fraca 10^{-6} e a força gravitacional 10^{-39} , nesta escala.

A primeira formulação para descrever a força fraca foi realizada por Enrico Fermi por volta de 1930, visto que utilizando o eletromagnetismo não era possível entender o decaimento beta, além de outros resultados da época. Fermi propôs uma explicação na qual havia uma outra força agindo no interior do núcleo. Essa força deveria ter um alcance bem menor que a força eletromagnética, já que em distância maiores o que prevalecia era

a força eletromagnética. Em analogia com o fóton, ele propôs a existência de um bóson vetorial, no caso massivo, já que a força fraca teria que ser de curto alcance. Com essa teoria seria possível explicar o decaimento beta. Mas a força eletromagnética e a força fraca eram vistas como teorias separadas. Com a unificação de Weinberg e Salam, o eletromagnetismo e a força fraca passaram a fazer parte de uma única teoria, a teoria eletrofraca. Com o sucesso do Modelo Eletrofraco, a unificação foi estendida, incluindo também a força forte (quarks e gluons) dando origem ao que chamamos de Modelo Padrão das Interações Fundamentais. A partícula que faltava ser detectada e que definitivamente mostraria que o Modelo Padrão é um modelo realmente consistente com suas previsões e confirmações era o bóson de Higgs. Partícula que muitos vezes era vista como impossível de ser detectada, como exposto por John ELLIS e Mary K. GAILLARD de 1976, onde após um longo trabalho fenomenológico sobre o bóson de Higgs ele diz:

We should perhaps finish with an apology and a caution. We apologize to experimentalists for having no idea what is the mass of the Higgs boson, unlike the case with charm and for not being sure of its couplings to other particles, except that they are probably all very small. For these reasons we do not want to encourage big experimental searches for the Higgs boson, but we do feel that people performing experiments vulnerable to the Higgs boson should know how it may turn up. (ELLIS; GAILLARD; NANOPOULOS, 1976, p. 334).

Sua detecção ocorreu em 2012 pelo LHC(4 de julho 2012), que se baseou na análise de resultados experimentais obtidos no ATLAS e CMS, encerrando assim uma busca de 50 anos.

2 CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

Neste capítulo serão estudados alguns aspectos do Modelo Padrão das interações eletrofracas, em especial a construção da densidade lagrangiana invariante sob a ação do grupo de simetria associado à interação eletrofraca. Será estudada a quebra espontânea de simetria da densidade lagrangiana do campo escalar, assim como o Mecanismo de Higgs, que proporciona, pelo processo de quebra espontânea de simetria, na presença de campos vetoriais e escalar¹, a geração de massa aos bóson vetoriais (bóson de gauge) e o surgimento de uma nova partícula escalar, o bóson de Higgs do Modelo Padrão, que será o objeto de estudo dos capítulos seguintes.

2.1 SIMETRIA DE GAUGE

Para construir uma teoria que unifique o eletromagnetismo e força fraca é necessário que a densidade lagrangiana tenha campos vetoriais que serão associados a cada bóson vetorial da força fraca e ao fóton. Vamos mostrar como construir uma teoria que seja invariante sob a ação de grupo de simetria $U(1)$ global, em seguida local e, observar como o campo vetorial (campo de gauge) é introduzido na teoria. Como exemplo, consideremos a densidade lagrangiana abaixo:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi(x). \quad (1)$$

que possui como equação de movimento a equação de Dirac, e descreve férmions de spin $1/2$ e carga q :

$$(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi(x) = 0, \quad (2)$$

A densidade lagrangiana (1) é invariante por uma transformação global do grupo $U(1)$. Para provar essa invariância, basta usar uma transformação global unitária do grupo $U(1)$, do tipo:

$$\Psi'(x) \rightarrow e^{-iq\alpha}\Psi(x). \quad (3)$$

sem dependência espaço-temporal, isto é, tem o mesmo valor em qualquer ponto do espaço-tempo e q é a carga associada à partícula. Derivando em relação a coordenada x , temos:

$$\partial_\mu\Psi(x) \rightarrow e^{-iq\alpha}\partial_\mu\Psi(x). \quad (4)$$

Considerando $\bar{\Psi}(x) \rightarrow e^{+iq\alpha}\bar{\Psi}(x)$ e substituindo na densidade lagrangiana (1) temos:

$$\mathcal{L} = ie^{+iq\alpha}\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu e^{-iq\alpha}\Psi(x) - me^{+iq\alpha}\bar{\Psi}(x)e^{-iq\alpha}\Psi(x), \quad (5)$$

¹Campo de Higgs.

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\Psi(x) - m\bar{\Psi}(x)\Psi(x). \quad (6)$$

Portanto, a densidade lagrangiana acima é invariante por uma transformação global do grupo $U(1)$. A mesma densidade lagrangiana não é invariante sob uma transformação local. Em uma transformação local o parâmetro α não é mais constante e passa a depender das coordenadas espaço-temporais:

$$\Psi'(x) \rightarrow e^{-iq\alpha(x)}\Psi(x). \quad (7)$$

Derivando em relação a coordenada x , obtemos o resultado:

$$\partial_\mu\Psi(x) \rightarrow e^{-iq\alpha(x)}\partial_\mu\Psi(x) - iq\partial_\mu\alpha(x)e^{-iq\alpha(x)}\Psi(x). \quad (8)$$

Substituindo em (6) obtém-se a densidade lagrangiana original \mathcal{L} mais um termo extra, que quebra a invariância da densidade lagrangiana:

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{L}} &= ie^{iq\alpha(x)}\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu e^{-iq\alpha(x)}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi(x) \\ &+ q\partial_\mu\alpha(x)e^{iq\alpha(x)}\bar{\Psi}(x)e^{-iq\alpha(x)}\gamma^\mu\Psi(x) - m\bar{\Psi}(x)\Psi(x), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\tilde{\mathcal{L}} = i\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\Psi(x) + q\partial_\mu\alpha(x)\bar{\Psi}(x)\Psi(x) - m\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu\Psi(x), \quad (10)$$

$$\tilde{\mathcal{L}} = \mathcal{L} + \partial_\mu\alpha(x)\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu\Psi(x). \quad (11)$$

Vamos reescrever a densidade lagrangiana (9) da seguinte forma:

$$\tilde{\mathcal{L}} = i\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu[\partial_\mu - iq\alpha(x)]\Psi(x) - m\bar{\Psi}(x)\Psi(x). \quad (12)$$

Para manter a densidade lagrangiana invariante sob uma transformação local do $U(1)$ é preciso inserir um campo vetorial $B_\mu(x)$, que é o campo de gauge, que se transforma como:

$$\tilde{B}_\mu \rightarrow B_\mu + \frac{i}{e}\partial_\mu\alpha. \quad (13)$$

Definindo a derivada covariante como

$$D_\mu = \partial_\mu - iB_\mu(x), \quad (14)$$

a densidade lagrangiana (12) fica

$$\tilde{\mathcal{L}} = i\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu D_\mu\Psi(x) - m\bar{\Psi}(x)\Psi(x). \quad (15)$$

É necessário escrever um termo cinético para o campo B_μ , que pode ser expresso em termos do tensor de campo. Como consequência o tensor de campo $F_{\mu\nu}$ é invariante sob

transformação de gauge.

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (16)$$

Derivando (13) e substituindo no tensor de campo (16), temos:

$$\tilde{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu \tilde{B}_\nu - \partial_\nu \tilde{B}_\mu \rightarrow \partial_\mu B_\nu + \frac{i}{e} \partial_\mu \partial_\nu \alpha - \partial_\nu B_\mu - \frac{i}{e} \partial_\nu \partial_\mu \alpha = F_{\mu\nu}, \quad (17)$$

Um termo cinético para o campo B_μ tem a forma $\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\nu\mu}$, portanto a densidade lagrangiana completa (15) fica:

$$\tilde{\mathcal{L}} = i\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu D_\mu \Psi(x) - m\bar{\Psi}(x)\Psi(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\nu\mu}. \quad (18)$$

Poderíamos inserir um termo de massa do tipo $\frac{1}{2} B^\mu B_\mu$ para o campo B_μ , no caso de considerarmos a partícula associada a esse campo massiva. Mas como podemos observar, esse termo vai quebrar a invariância da densidade lagrangiana. Para manter a densidade lagrangiana (18) invariante, portanto, é preciso que o campo B_μ não tenha termo de massa. Como consequência da exigência de que a densidade lagrangiana para partícula livre (1) seja invariante por uma transformação local do grupo $U(1)$, foi necessário inserir o campo gauge B_μ , levando a

$$\tilde{\mathcal{L}} = i\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu \partial_\mu \Psi(x) + \underbrace{q\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu \Psi(x) B_\mu}_{\text{interação}} - m\bar{\Psi}(x)\Psi(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\nu\mu}, \quad (19)$$

e um termo de interação entre o campo gauge B_μ e o campo fermiônico apareceu na densidade lagrangiana (19). O termo de interação pode ser reescrito como

$$\mathcal{L}_{int} = -eQ_f \bar{\Psi}(x)\gamma^\mu \Psi(x) B_\mu. \quad (20)$$

Da mesma forma que construímos uma teoria invariante sob a ação do grupo $U(1)$, podemos também construir uma teoria que seja invariante sob a ação do grupo $SU(2) \times U(1)$. Uma transformação unitária adequada para esse grupo é a seguinte

$$U(x) \Rightarrow e^{ig'\alpha(x) + ig\Omega(x)_a T^a / 2}. \quad (21)$$

A primeira parte é a transformação local associada ao grupo $U(1)$. O segundo termo é a transformação para o grupo $SU(2)$, onde T^a são os geradores do grupo $SU(2)$ e respeitam a regra de comutação

$$[T^a, T^b] = f_{ab}^c T^c, \quad a, b, c = 1, 2 \text{ e } 3.$$

onde f_{ab}^c é a constante de estrutura do grupo. Define-se a transformação para $\Psi(x)$ como:

$$\Psi(x) \rightarrow \Psi(x) = e^{-ig\Omega(x)_a T^a/2} \Psi(x), \quad (22)$$

onde $a = 1, 2$ e 3 . A derivada de $\Psi(x)$ fica:

$$\partial_\mu \Psi(x) \Rightarrow \partial_\mu \Psi = -ig\partial_\mu \Omega(x)_a \frac{T^a}{2} e^{-ig\Omega(x)_a T^a/2} \Psi(x) + e^{-ig\Omega(x)_a T^a/2} \partial_\mu \Psi(x), \quad (23)$$

$$\partial_\mu \Psi = [\partial_\mu - ig\partial_\mu \Omega(x)_a \frac{T^a}{2}] e^{-ig\Omega(x)_a T^a/2} \Psi(x). \quad (24)$$

O campo de gauge A_μ^a é definido por $\partial_\mu \Omega(x)_a$. Lembrando que $\bar{\Psi}(x) = e^{ig\Omega(x)_a T^a/2} \Psi(x)$ e substituindo $\bar{\Psi}(x)$ e (24) na densidade lagrangiana (1) temos:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(x) \gamma^\mu [\partial_\mu - igA_\mu^a \frac{T^a}{2}] \Psi(x) - m\bar{\Psi}(x) \Psi(x). \quad (25)$$

Redefinimos a derivada covariante, como

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^a \frac{T^a}{2}.$$

e os campos de gauge A_μ^α se transformam como:

$$A_\mu^a T^a \rightarrow U \left(A_\mu^a T^a + \partial_\mu \right) U^{-1}.$$

Ou ainda, a partir de uma expansão infinitesimal de $U = 1 - igT^a \Omega^a(x)$, temos a transformação para o campo A_μ^a :

$$A_\mu^a \rightarrow A_\mu^a - \partial_\mu \Omega^a + g\epsilon^{abc} \Omega^b A_\mu^c, \quad a, b, c = 1, 2, 3.$$

É necessário que os novos campos tenham um termo cinético. O tensor de campo pode ser escrito da seguinte forma:

$$A_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g\epsilon^{abc} A_\nu^b A_\mu^c. \quad (26)$$

Assim, o termo cinético tem a forma $\frac{1}{4} A_{\mu\nu}^a A^{a\mu\nu}$. Portanto, a densidade lagrangiana fica:

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}(x) \gamma^\mu D_\mu \Psi(x) - m\bar{\Psi}(x) \Psi(x) - \frac{1}{4} A_{\mu\nu}^a A^{a\mu\nu}, \quad (27)$$

ou

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(x) [i\gamma^\mu D_\mu - m] \Psi(x) - \frac{1}{4} A_{\mu\nu}^a A^{a\mu\nu}. \quad (28)$$

Da equação (27), substituindo a derivada covariante D_μ , podemos escrevê-la como:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(x)[i\gamma^\mu\partial_\mu - m]\Psi(x) + g\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu\frac{T^a}{2}\Psi(x)A_\mu^\alpha - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}^a A^{a\mu\nu}. \quad (29)$$

Que permite identificar o termo de massa para fêrmions, a densidade lagrangiana de interação $\mathcal{L}_{int} = g\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu\frac{T^a}{2}\Psi(x)A_\mu^\alpha$ entre fêrmions e o campo A_μ^α e, por último o termo cinético do campo A_μ . Podemos agora construir a densidade lagrangiana invariante sob a ação do grupo $SU(2) \times U(1)$ usando a densidade lagrangiana (19). Redefinindo a derivada covariante, temos:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig'B_\mu(x) - igA_\mu^a\frac{T^a}{2}.$$

A densidade lagrangiana fica:

$$\mathcal{L} = i\bar{\Psi}(x)\gamma^\mu D_\mu\Psi(x) - m\bar{\Psi}(x)\Psi(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\nu\mu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}^a A^{a\mu\nu} \quad (30)$$

A densidade lagrangiana (30) corresponde a uma teoria invariante sob ação do grupo $SU(2) \otimes U(1)$, por construção, e não possui termo de massa para os campos de gauge. Uma teoria que descreva a força fraca, precisa de alguma forma gerar massa às suas partículas intermediadoras, os bósons vetoriais. A maneira utilizada no Modelo Padrão Eletrofraco para gerar massa às partículas intermediadoras é o mecanismo de Higgs, que é o assunto da seção (2.2.1).

2.2 MODELO DE WEINBERG-SALAM

O Modelo Padrão das interações eletrofracas, como o conhecemos hoje, foi proposto em 1967 por Weinberg e Salam como uma tentativa de unificar o eletromagnetismo e a interação fraca. Como foi observado anteriormente, o eletromagnetismo tem como bóson intermediador o fóton, que é uma partícula de spin 1 e massa nula. A força fraca tem como partículas intermediadoras os bósons vetoriais massivos W^\pm e Z^0 , onde W^+ e W^- são os bósons vetoriais carregados e Z^0 é bóson neutro. Como os bósons vetoriais são massivos, quando se adiciona um termo de massa para cada campo, a invariância da densidade lagrangiana é quebrada explicitamente. No modelo proposto por Weinberg e Salam, esse problema foi resolvido ao tratar os bóson vetoriais sem massa, ou seja, omitindo o termo de massa na densidade lagrangiana para cada campo e utilizando o mecanismo Higgs para gerar massa quando necessário.

O grupo de simetria associado à interação eletrofraca corresponde ao grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, onde o índice Y no grupo $U(1)_Y$ indica a corrente de hipercarga fraca e L a corrente de isospin fraco, no grupo $SU(2)_L$. A hipercarga e a terceira componente do isospin se relacionam pela equação de Gell-Mann-Nishijima $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$, onde Q é a carga elétrica da

partícula e $Y = B + S$ (B é o número bariônico e S é o número quântico relacionado com a estranheza). No Modelo Padrão os léptons e os quarks são agrupados em três famílias, onde cada família é dividida em componentes *left* (L) e *right* (R). Na família de léptons, a componente *left* (L) agrupa o lépton e seu neutrino, enquanto a componente *right* (R) possui somente a componente associado ao lépton; no caso dos quarks cada componente de cada família, *left* (L) e *right* (R), possui contribuições dos dois tipos, como pode ser observado na tabela (1). Da mesma forma que as partículas, também as antipartículas podem ser representadas dessa forma. Na formulação do Modelo Padrão os neutrinos tem massa nula e, as partículas (elétron, múon, tau e quarks) e sua antipartículas possuem massa diferente de zero, adquiridas no processo de quebra espontânea de simetria (na presença do campo de Higgs).

Tabela 1: Na tabela abaixo temos as três famílias de léptons, com suas componentes *right* e *left*; também as três famílias de quarks, com suas componentes *right* e *left*. Assim como o valor do seu isospin, de sua hipercarga e da carga elétrica Q de cada férmion.

Férmions	Famílias			I_3	Y	Q
Léptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	+1/2	-1	0
	e_R	μ_R	τ_R	-1/2	-1	-1
				0	-2	-1
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	+1/2	+1/3	+2/3
	u_R	c_R	t_R	-1/2	-1/3	-1/3
	d_R	s_R	b_R	0	+4/3	+2/3
				0	-2/3	-1/3

Fonte: (ROMÃO, 2003)

Cada família é representada por campos, por exemplo para o elétron e seu neutrino $E = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$, que podem ser expressos em termos do projetor de helicidade *left* e *right*:

$$E_L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} = \frac{1 - \gamma^5}{2} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}. \quad (31)$$

e

$$e_R = \frac{1 + \gamma^5}{2} e. \quad (32)$$

A mesma representação pode ser realizada para outras famílias de partículas.

2.2.1 Quebra espontânea de simetria

Na quebra espontânea de simetria estuda-se o estado de mínima energia, o vácuo. Quando o estado de menor energia não for invariante pela ação do grupo de simetria, apa-

recem partículas associadas aos campos com massa nula e massa diferente de zero. Para ilustrar a quebra espontânea de simetria, consideremos a densidade lagrangiana constituída somente por campos escalares complexos, que é invariante sob uma transformação global do grupo $U(1)$

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda (\phi^* \phi)^2, \quad (33)$$

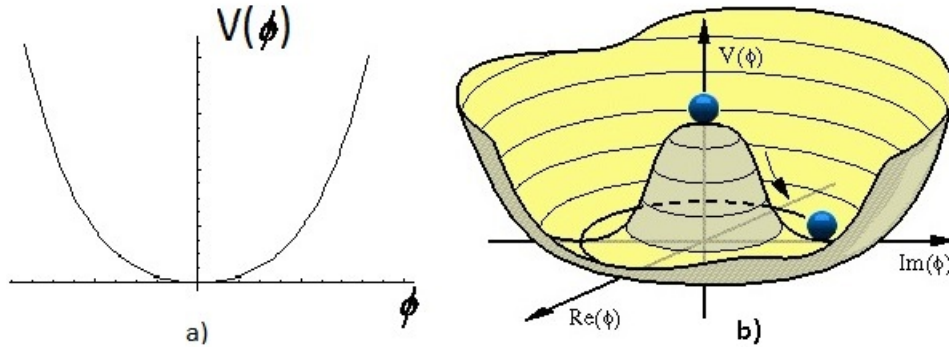
cujos potencial é:

$$V = \mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2. \quad (34)$$

Para encontrar o estado de mínima energia da teoria, basta encontrar o ponto de mínimo do potencial, fazendo $\frac{dV}{d\phi} = 0$. O potencial da densidade lagrangiana (33) depende do valor arbitrário de μ^2 . Quando o $\mu^2 > 0$, o potencial tem a forma de uma parábola com concavidade voltada para cima, ver figura (1a), com um mínimo em $\phi = 0$. Portanto, solução trivial e será descartada. Quando $\mu^2 < 0$ o potencial tem a forma da figura (1b) com dois mínimos, em $\phi = \pm \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}} = \pm v$.

Figura 1: Potencial escalar. a) Para $\mu^2 > 0$ há apenas um mínimo em $\phi = 0$.

b) Quando $\mu^2 < 0$ há dois mínimos $\phi = \pm \sqrt{\frac{\mu^2}{2\lambda}} = \pm v$.



Fonte: Adaptado pelo autor (CMS, 2015).

Agora que encontramos os pontos de mínimos do potencial é possível estudar a região em torno do mínimo, fazendo uma pequena perturbação do tipo $\phi(x) = v + \chi(x)$. Poderíamos substituir $\phi(x) = v + \chi(x)$ diretamente na densidade lagrangiana (33), mas é conveniente parametrizar de uma forma diferente, usando a forma exponencial do campo complexo, em termos de dois campos escalares reais $\zeta(x)$ e $\rho(x)$, fazendo a seguinte redefinição para $\phi(x)$:

$$\phi(x) = e^{\frac{i}{\sqrt{2}v}\zeta(x)} \left(v + \frac{\rho(x)}{\sqrt{2}} \right). \quad (35)$$

Derivando (35) e substituindo na densidade lagrangiana (33), obtemos uma densidade lagrangiana com dois campos escalares:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \zeta \partial^\mu \zeta + \frac{1}{2} \partial_\mu \rho \partial^\mu \rho - \frac{1}{2} (-\mu^2) \rho^2 + \text{termos de ordem superior} + c \quad (36)$$

Aqui a quebra espontânea de simetria proporcionou uma partícula associada ao campo ρ com massa igual $m_\rho = \sqrt{-2\mu^2}$ e outra associada ao campo ζ com massa $m_\zeta = 0$, chamado de bóson de Nambu-Goldstone. A interpretação para esse resultado é que o campo ρ oscila na direção radial e, portanto, existe uma "força" agindo sobre ele, enquanto o campo ζ oscila descrevendo um ângulo no plano onde o potencial é constante, portanto a "força" seria nula. Para grupos de simetrias que possuem mais geradores, podemos saber o número de bóson de Nambu-Goldstone que vão aparecer quando se faz a quebra espontânea de simetria, por meio do teorema de Goldstone, que é uma generalização do que foi apresentado acima para grupos de simetrias maiores. O teorema de Goldstone (GOLDSTONE, 1961) relaciona o número de geradores do grupo de simetria para qual uma teoria é invariante, com o número de geradores do grupo de simetria do vácuo, que é obtido após a quebra espontânea de simetria. Segundo o teorema, o número de partículas com massa nula (bósons de Nambu Goldstone) formadas após a quebra espontânea de simetria é igual à diferença entre o número original de geradores da teoria e o número de geradores do grupo simetria do vácuo. No exemplo acima a teoria era invariante pelo grupo de simetria $U(1)$, que possui um gerador, o vácuo ficou sem simetria alguma e, portanto tínhamos que encontrar um bóson de Nambu Goldstone.

2.2.2 Mecanismo de Higgs

O Mecanismo de Higgs é de fundamental importância no Modelo Padrão para a geração de massa das partículas intermediadoras das interações fracas (W^\pm e Z^0) bem como para o restante das partículas Modelo Padrão. Neste caso, a densidade lagrangiana precisa ter além de campos vetoriais, campos escalares (campos de Higgs). Além de gerar massa aos bósons de gauge, o mecanismo de Higgs leva também ao surgimento de uma nova partícula, o bóson de Higgs. A densidade lagrangiana (37) é a forma mais geral de representar o Modelo Padrão, e será estudada detalhadamente na próxima subseção (2.3). Nela podemos indentificar os seguintes termos: o primeiro é a densidade lagrangiana que descreve a dinâmica dos campos de gauge \mathcal{L}_{YM} ; o segundo termo é densidade lagrangiana de Higgs \mathcal{L}_H , que possui os campos de Higgs; o terceiro termo é a densidade lagrangiana de Yukawa \mathcal{L}_{Yuk} , que dá a massa aos férmions do Modelo Padrão pela interação com o campo de Higgs após a quebra espontânea de simetria e o último termo \mathcal{L}_{ferm} , é a densidade lagrangiana associada aos férmions.

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{Yuk} + \mathcal{L}_{ferm}. \quad (37)$$

O que nos interessa são os dois primeiros termos que possuem uma parte relacionada com os campos de Higgs e a outra parte que descreve a dinâmica dos campos gauge. Vamos

analisar a quebra espontânea de simetria nesta teoria:

$$\mathcal{L} = (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi^\dagger \phi) - \frac{1}{2} A_{\mu\nu}^\alpha A^{\alpha\mu\nu} - \frac{1}{2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (38)$$

onde $V(\phi^\dagger \phi)$ é o potencial escalar. Os termos cinéticos são:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu,$$

$$A_{\alpha\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu A_\nu^\alpha - \partial_\nu A_\mu^\alpha - g\epsilon^{abc} A_\mu^b A_\nu^c. \quad (39)$$

O campo B_μ está associado ao grupo $U(1)$ e os campos A_μ^α ($\alpha = 1, 2$ e 3) estão associado ao grupo $SU(2)$. A derivada covariante para essa transformação assume a forma:

$$D_\mu = \left(\partial_\mu + igA_\mu^\alpha \frac{\tau^\alpha}{2} + ig'B_\mu \frac{1}{2} \right). \quad (40)$$

Os τ^α são as matrizes de Pauli, 2×2 . As constante de acoplamento g e g' estão associadas aos respectivos grupos de simetria. Os campos complexos se transformam como dubletos, constituídos de campos carregados e campos neutros do grupo de $SU(2)_L$, grupo de isospin. Cada campo complexo pode ser expresso como uma combinação de dois campos escalares reais.

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (41)$$

O potencial do campo escalar é $V(\phi^\dagger \phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$, que tem como valor de mínimo $\phi^\dagger \phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = v^2$, para $\mu^2 < 0$. Do dubleto (41) é possível escolher o eixo de isospin, onde será realizada a perturbação em torno do mínimo. Vamos escolher o eixo de isospin no qual não hajam campos carregados, somente campos neutros, ou seja, $(\phi)_0 = \langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$. Escolhemos $\phi(x)$ utilizando um gauge unitário, ou seja:

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v + \frac{\rho(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (42)$$

Considerando o campo (42), usando a derivada covariante (40) e substituindo na densidade lagrangiana (38) temos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} \partial_\mu \rho \partial^\mu \rho + \frac{1}{2} (-\mu^2) \rho^2 + \frac{1}{4} (gv)^2 (A_\mu^1 A^{1\mu} + A_\mu^2 A^{2\mu}) \\ & + \frac{1}{4} v^2 (gA_\mu^3 - g'B_\mu) (gA^{3\mu} - g'B^\mu) - \frac{1}{4} A_{\alpha\mu\nu}^\alpha A^{\alpha\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (43)$$

Na densidade lagrangiana (43) temos o produto dos campos A_μ^3 e B_μ cruzados que precisam ser separados. Podemos escrever esse termo como o produto de três matrizes

$$\frac{1}{2}v^2 \begin{bmatrix} A_{3\mu} & B_\mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A^{3\mu} \\ B^\mu \end{bmatrix}, \quad (44)$$

onde se define a matriz de massa como

$$M^2 = \frac{1}{2}v^2 \begin{bmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{bmatrix}. \quad (45)$$

Determinamos assim a massa dos bósons de gauge ao diagonalizar a matriz M . Definimos uma nova base de campos que permite diagonalizar a matriz (45). Os novos campos são A_μ , que tem massa nula e Z_μ com massa diferente de zero. Escrevendo esses novos campos em termos dos antigos por meio da matriz de rotação, definimos o ângulo de Weinberg

$$\begin{bmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_\mu \\ A_\mu^3 \end{bmatrix}, \quad (46)$$

temos:

$$\begin{cases} A_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W A_\mu^3 \\ Z_\mu = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W A_\mu^3. \end{cases} \quad (47)$$

Utilizando a condição do campo A_μ não ter termo de massa, determina-se o valor do ângulo θ_W

$$\frac{1}{2}v^2 \begin{bmatrix} g^2 & gg' \\ gg' & g'^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin\theta_W \\ \cos\theta_W \end{bmatrix} = 0. \quad (48)$$

Disso resulta $g^2 \sin\theta_W - gg' \cos\theta_W = 0$ que pode ser reescrito como $\tan\theta_W = \frac{g'}{g}$, e substituindo na densidade lagrangiana, desacoplamos os campos vetoriais.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{livre} = & \frac{1}{2}\partial_\mu\rho\partial^\mu\rho - \frac{1}{2}(-2\mu^2)\rho^2 - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}^1 A^{1\mu\nu} + \frac{1}{4}(gv)^2 A_\mu^1 A^{1\mu} - \frac{1}{4}A_{\mu\nu}^2 A^{2\mu\nu} + \frac{1}{4}(gv)^2 A_\mu^2 A^{2\mu} \\ & - \frac{1}{4}Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \frac{1}{4}v^2(g^2 - g'^2)Z_\mu Z^\mu - \frac{1}{4}A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + 0A_\mu A^\mu \end{aligned} \quad (49)$$

Portanto, há um campo escalar $\phi(x)$ com massa $m_H = \sqrt{-2\mu^2}$, dois campos vetoriais A_μ^1 e A_μ^2 com massa $M_{A^1, A^2} = \sqrt{\frac{1}{2}g^2 v^2}$, um campo Z_μ com massa $M_Z = \sqrt{\frac{1}{2}v^2(g^2 - g'^2)}$ e o último campo A_μ com massa $M_{A_\mu} = 0$. Os dois campos A_μ^1 e A_μ^2 podem se combinar em dois campos complexos

$$\begin{aligned} W^+ &= 2^{-1/2}(A_\mu^1 + iA_\mu^2), \\ W^- &= 2^{-1/2}(A_\mu^1 - iA_\mu^2). \end{aligned} \quad (50)$$

Assim obtemos os dois bósons vetoriais carregados. Portanto o mecanismo de Higgs permite gerar a massa para as partículas intermediadoras da força fraca, mas tem como consequência o surgimento de uma partícula escalar massiva, o bóson de Higgs do Modelo Padrão, cujo valor de massa não é prevista pela teoria, mas pode ser determinada experimentalmente, por meio da análise de processos de produção e decaimento, como veremos nos próximos capítulos.

2.3 A DENSIDADE LAGRANGIANA DO MODELO PADRÃO

Da mesma forma que construímos a densidade lagrangiana (30), podemos construir uma densidade lagrangiana geral que represente o Modelo Padrão, cujo grupo de simetria é $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. A densidade lagrangiana completa do Modelo Padrão tem a forma da equação (51), onde para simplificá-la dividimos em quatro partes principais:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_{Yuk} + \mathcal{L}_{ferm}. \quad (51)$$

O primeiro termo é a densidade lagrangiana que descreve a dinâmica para os campos de gauge \mathcal{L}_{YM} . É a parte livre, sem interações.

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4}A_{\mu\nu}^i A^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \quad (52)$$

onde

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \\ A_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu A_\nu^i - \partial_\nu A_\mu^i - g\epsilon^{ijk} A_\nu^j A_\mu^k, \quad i, j, k = 1, 2, 3. \\ G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f^{abc} G_\nu^b G_\mu^c, \quad a, b, c = 1, \dots, 8. \end{aligned} \quad (53)$$

O segundo termo é a densidade lagrangiana de Higgs

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi + \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2. \quad (54)$$

que foi estudada no mecanismo de Higgs na seção anterior. O próximo termo é a densidade lagrangiana de Yukawa, que descreve a interação entre férmions e o dubleto de Higgs e permite, a partir da quebra espontânea de simetria, gerar a massa dos férmions, uma vez que no Modelo Padrão inicialmente os férmions tem massa nula. A densidade lagrangiana de Yukawa é:

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -f_l \bar{E}_L \Phi \ell_R - Y_u \bar{Q}_R \Phi d_R - Y_d \bar{Q}_L \Phi u_R + h.c. \quad (55)$$

Onde f_l e Y_d são constantes de acoplamento e $E_L = \begin{pmatrix} \nu_{\ell_L} \\ \ell_L \end{pmatrix}$ representa a componente *left* e ℓ_R representa a componente *right* para os léptons; enquanto $Q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$ representa a componente *left* e u_R e d_R representam as componentes *right* para os quarks. Como exemplo, vamos utilizar a densidade lagrangiana de Yukawa para descrever a interação de elétrons/neutrinos com o campo de Higgs

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -c_e \bar{\ell}_R \phi^* \begin{pmatrix} \nu_{\ell_L} \\ \ell_L \end{pmatrix} + h.c. \quad (56)$$

onde c_e é uma constante e $h.c.$ é o complexo conjugado. Aqui a componente *left* (L) do campo é $E_L(x) = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$ para elétron/neutrino e a componente *right* é igual $\ell_R(x) = e_R$.

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -c_e [\bar{e}_R \phi_0^* \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix} + (\bar{\nu}_{eL} \quad \bar{e}_L) \phi_0^* e_R] \quad (57)$$

Substituindo $\phi_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$, temos

$$\mathcal{L}_{Yuk} = -c_e [\bar{e}_R \frac{1}{\sqrt{2}} v e_L + \bar{e}_L \frac{1}{\sqrt{2}} v e_R] = -c_e \frac{1}{\sqrt{2}} v [\bar{e}_R e_L + \bar{e}_L e_R] = -c_e \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{e} e \quad (58)$$

onde o termo de massa para o elétron é $m_e = c_e \frac{v}{\sqrt{2}}$. O mesmo procedimento pode ser aplicado para outras partículas, com exceção dos neutrinos que, possuem massa nula no Modelo Padrão.

O último termo \mathcal{L}_{ferm} é a densidade lagrangiana que descreve a parte cinética dos férmions.

$$\mathcal{L}_{ferm} = \sum_{quarks} i \bar{q} \gamma^\mu D_\mu q + \sum_{E_L} i \bar{E}_L \gamma^\mu D_\mu E_L + \sum_{\ell_R} i \bar{\ell}_R \gamma^\mu D_\mu \ell_R, \quad (59)$$

onde

$$D_\mu = \partial_\mu + i g' \frac{Y}{2} B_\mu(x) - i g \frac{\tau^\alpha}{2} A_\mu^\alpha + i g_s \frac{\lambda^\alpha}{2} G_\mu^\alpha.$$

onde τ^α são as matrizes de Pauli e λ^α são as matrizes de Gell-Mann, Y é a hipercarga. Além disso, g' , g , g_s são as constantes de acoplamento associadas aos respectivos grupos de simetrias. Da densidade lagrangiana acima podemos obter a interação entre as partículas. Como exemplo vejamos a interação entre léptons e os campos de Gauge. Escrevemos a densidade lagrangiana abaixo:

$$\mathcal{L}_{ferm} = \sum_{E_L} i \bar{E}_L \gamma^\mu D_\mu E_L + \sum_{\ell_R} i \bar{\ell}_R \gamma^\mu D_\mu \ell_R. \quad (60)$$

Precisamos definir a derivada covariante D_μ para as componentes *right* e *left*. Para isso devemos recorrer a tabela (1) e observarmos que o valor da terceira componente do isospin é $-1/2$ para o elétron e $+1/2$ para o neutrino e da hipercarga associada é -1 para ambos. Portanto, podemos escrever a componente *left* da derivada covariante como:

$$D_\mu E_L = (\partial_\mu - i\frac{g'}{2}B_\mu(x) - igA_\mu^\alpha(x)\frac{\tau^\alpha}{2})E_L. \quad (61)$$

Não apresentaremos aqui a interação com quarks. Para a componente *right* o valor da terceira componente do isospin é zero e da hipercarga é -2 . Assim a derivada covariante fica:

$$D_\mu \ell_R = (\partial_\mu - ig'B_\mu(x))\ell_R. \quad (62)$$

O próximo passo é escrever os campos B_μ e A_μ^α em termos dos campos A_μ , Z_μ e W_μ usando $\tan\theta_W = \frac{g'}{g}$ e as equações (48) e (50). As derivadas covariantes ficam:

$$D_\mu E_L = [\partial_\mu - i\frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+\tau^+ + W_\mu^-\tau^-) + ieQA_\mu + i\frac{g}{\cos\theta_W}(\frac{\tau^3}{2} - \sin^2\theta_W Q)Z_\mu]E_L. \quad (63)$$

onde $Q = \frac{1+\tau^3}{2}$ é chamado operador carga elétrica. Para a componente *right*, temos

$$D_\mu \ell_R = [\partial_\mu - ieA_\mu(x) + ie \tan\theta_W Z_\mu]\ell_R. \quad (64)$$

Como $E_L = \begin{pmatrix} \nu_{\ell_L} \\ \ell_L \end{pmatrix} = \frac{1-\gamma^5}{2} \begin{pmatrix} \nu_\ell \\ \ell \end{pmatrix}$, representa a componente *left* e $\ell_R = \frac{1+\gamma^5}{2}\ell$ representa a componente *right* para os léptons, substituindo as equações (63) e (64) na equação (60), temos:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{ferm} = & -\frac{g}{2\sqrt{2}}\bar{\nu}_\ell\gamma^\mu(1-\gamma^5)\ell W_\mu^+ - \frac{g}{2\sqrt{2}}\bar{\ell}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\nu_\ell W_\mu^- \\ & -\frac{g}{4\cos\theta_W}[\bar{\nu}_\ell\gamma^\mu(1-\gamma^5)\nu_\ell + \bar{\ell}\gamma^\mu(1-4\sin^2\theta_W-\gamma^5)\ell]Z_\mu - (-e)\bar{\ell}\gamma^\mu\ell A_\mu \end{aligned} \quad (65)$$

que representa a interação entre as partículas. Por exemplo, no último termo, quando $\ell = E$ que é o campo do elétron, temos

$$(-e)\bar{E}\gamma^\mu EA_\mu = -ieQ_f\bar{E}\gamma^\mu A_\mu E,$$

que representa a interação entre elétrons com o fóton, já que A_μ é o campo do fóton; ou termo anterior a este

$$\frac{-g}{4\cos\theta_W}[\bar{E}\gamma^\mu(1-4\sin^2\theta_W-\gamma^5)E]Z_\mu$$

que pode ser reescrito em uma forma geral

$$\bar{\Psi}_f \frac{-g}{\cos \theta_W} [\gamma^\mu (g_V^f - g_A^f \gamma^5)] \Psi_f Z^\mu,$$

onde $g_V^f = \frac{1}{2}\tau_3^f - Q^f \sin \theta_W$ e $g_A^f = \frac{1}{2}\tau_3^f$, representa a interação entre o elétron/pósitron com o bóson vetorial Z^μ . Os dois primeiros termos descrevem a interação de léptons com os bóson carregados:

$$-\bar{\nu}_\ell i \frac{g}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \ell W_\mu^+ \quad - \bar{\ell} i \frac{g}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_\ell W_\mu^-$$

Pode-se representar graficamente as interações, estabelecendo um procedimento para tratar tais interações entre partículas, que será mencionado no final da próxima seção.

2.4 MATRIZ ESPALHAMENTO

Vamos escrever nesta seção a matriz transição ou espalhamento a partir da equação de Dirac, que será muito útil nos cálculos de processos de produção e decaimento tratados no capítulo 3. Na equação de Dirac, quando se adiciona um termo de interação, depende do potencial, sua solução fica muito difícil de ser obtida analiticamente. Por exemplo, equação (66)(ROMÃO, 2003):

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - e\gamma^\mu B_\mu(x) - m)\Psi(x) = 0. \quad (66)$$

Uma forma de contornar esse problema é utilizando a função de Green completa. A equação equivalente a (66) usando a função Green é:

$$(i\gamma^\mu \partial'_\mu - e\gamma^\mu B_\mu(x') - m)S_F^c(x' - x) = 0. \quad (67)$$

Que também é difícil de ser resolvida, já que $S_F^c(x' - x)$ possui solução complicada, mas tem o conveniente de permitir a expansão de $S_F^c(x' - x)$ em uma série perturbativa, em termos da função de Green livre, obtida a partir da equação de Dirac sem interação (sem potencial²), que possui uma solução mais simples. A função de Green para a equação de Dirac livre é:

$$(i\gamma^\mu \partial'_\mu - m)S_F(x' - x) = i\delta(x' - x). \quad (68)$$

Para resolver a equação acima vamos utilizar a transformada de Fourier, que permite passar do espaço das posições para o espaço dos "momenta":

$$S_F(x' - x) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} e^{ip(x'-x)} S_F(p). \quad (69)$$

²Como o potencial depende das coordenadas espaciais, dependendo de sua forma, a solução se torna muito complicada.

Substituindo na equação (68) temos:

$$(\not{p} - m)S_F(p) = i. \quad (70)$$

De onde vamos obter "o propagador":

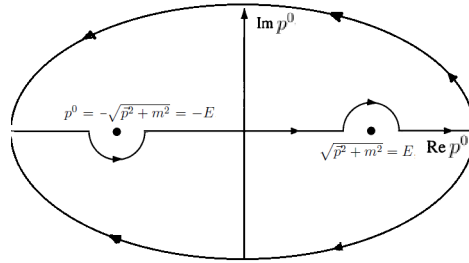
$$S_F(p) = \frac{i}{\not{p} - m} = \frac{i(\not{p} + m)}{p^2 - m^2}. \quad (71)$$

Agora precisamos substituir a equação (71) na equação (69). Como podemos observar, teremos duas integrais, uma associada ao momento e outra à energia:

$$\begin{aligned} S_F(x' - x) &= \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{ip(x'-x)} \frac{i(\not{p} + m)}{p^2 - m^2} = i \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3} e^{i\vec{p}(\vec{x}' - \vec{x})} \int \frac{dp^0}{2\pi} e^{-ip^0(t'-t)} \frac{(\not{p} + m)}{p^2 - m^2} = \\ &= i \int \frac{d^3 \vec{p} e^{i\vec{p}(\vec{x}' - \vec{x})}}{(2\pi)^3} \int \frac{dp^0}{2\pi} \frac{e^{-ip^0(t'-t)} (\not{p} + m)}{p^{02} - \vec{p}^2 - m^2} = i \int \frac{d^3 \vec{p} e^{i\vec{p}(\vec{x}' - \vec{x})}}{(2\pi)^3} \int \frac{dp^0}{2\pi} \frac{e^{-ip^0(t'-t)} (\not{p} + m)}{p^{02} - E^2}. \end{aligned} \quad (72)$$

A última integral, pode ser resolvida por resíduo no plano complexo, onde $p^0 = \pm\sqrt{\vec{p}^2 + m^2}$ representa os dois pólos:

Figura 2: Representação dos pólos no plano complexo.



Fonte: Autor.

Para resolver a integral no plano complexo precisamos considerar o sinal de $t' - t$. Quando $t' > t$, o caminho de integração é fechado por baixo e possui um pólo em $p^0 = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} = E$, a solução fica:

$$I(t' > t) = \int \frac{dp^0 e^{-ip^0(t'-t)}}{2\pi} \frac{(p^0 \gamma^0 - \vec{p} \vec{\gamma} + m)}{(p^0 + E)(p^0 - E)} = -2\pi i \frac{e^{-iE(t'-t)}}{2\pi} \frac{(E \gamma^0 - \vec{p} \vec{\gamma} + m)}{E + E}. \quad (73)$$

Quando $t' < t$, o caminho de integração será fechado por cima, onde temos um pólo em $p^0 = -\sqrt{\vec{p}^2 + m^2} = -E$. Neste caso precisamos mudar o momento de \vec{p} para $-\vec{p}$, já que podemos interpretar o momento negativo como associando a uma partícula caminhado

"para trás no tempo" ou uma antipartícula para o futuro. A solução fica:

$$I(t' < t) = \int \frac{dp^0 e^{-ip^0(t'-t)}}{2\pi} \frac{(p^0 \gamma^0 - \vec{p}\vec{\gamma} + m)}{(p^0 + E)(p^0 - E)} = 2\pi i \frac{e^{iE(t'-t)}}{2\pi} \frac{(-E\gamma^0 + \vec{p}\vec{\gamma} + m)}{-E - E}. \quad (74)$$

Substituindo as equações (73) e (74) na equação (72), temos:

$$S_F(x' - x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E} [e^{i\vec{p}(\vec{x}' - \vec{x})} e^{-iE(t'-t)} (E\gamma^0 - \vec{p}\vec{\gamma} + m) \theta(t' - t) - e^{i\vec{p}(\vec{x} - \vec{x}')} e^{iE(t-t')} (E\gamma^0 - \vec{p}\vec{\gamma} + m) \theta(t - t')]. \quad (75)$$

Organizando a equação acima temos:

$$S_F(x' - x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2E} [e^{-ip(x'-x)} (\not{p} + m) \theta(t' - t) - e^{ip(x-x')} (-\not{p} + m) \theta(t - t')]. \quad (76)$$

A equação (76) é a forma geral da função de Green livre. Mas para aplicações futuras é mais conveniente escrever a equação (76) em termos de ondas planas. Vamos considerar a onda plana normalizada escrita da forma:

$$\Psi_p^r(x) = \frac{1}{\sqrt{2E(2\pi)^3}} u^r(\vec{p}) e^{-ipx}, \quad (77)$$

cujos produto de duas ondas planas pode ser escrita como:

$$\sum \Psi_p^r(x') \bar{\Psi}_p^r(x) = \frac{1}{2E(2\pi)^3} \sum u^r(\vec{p}) \bar{u}^r(\vec{p}) e^{-ip(x'-x)}, \quad (78)$$

onde já estamos considerando a soma de spinors, que pode ser representada (veja referência (ROMÃO, 2003, p. 38)) na forma $\sum u^r(\vec{p}) \bar{u}^r(\vec{p}) = (\not{p} + m)$ onde o fator r permite discriminar os estados de spins down e up de partícula e antipartícula. Substituindo (78) em (76) temos o propagador relativístico sem interação em termos da função de onda planas:

$$S_F(x' - x) = \int d^3p \left[\sum_{r=1}^2 \Psi_p^r(x') \bar{\Psi}_p^r(x) \theta(t' - t) - \sum_{r=3}^4 \Psi_p^r(x') \bar{\Psi}_p^r(x) \theta(t - t') \right]. \quad (79)$$

Agora podemos obter o propagador completo da equação (67), expandindo em termos do propagador sem interação. A equação (67) pode ser escrita da seguinte forma:

$$(i\gamma^\mu \partial'_\mu - m) S_F^c(x' - x) = i\delta^4(x' - x) + e\gamma^\mu B_\mu(x') S_F^c(x' - x). \quad (80)$$

Reescrevemos o lado direito da equação (80), lembrando a propriedade da função delta

de Dirac

$$\delta^4(x' - x) = \int d^4y \delta^4(x' - y) \delta(y - x).$$

A equação (80) pode ser escrita como:

$$(i\gamma^\mu \partial'_\mu - m) S_F^c(x' - x) = i \int d^4y \delta^4(x' - y) [\delta^4(y - x) + e\gamma^\mu B_\mu(y) S_F^c(y - x)]. \quad (81)$$

A equação de Dirac livre em termos da função de Green pode ser escrita como

$$(i\gamma^\mu \partial'_\mu - m) S_F(x' - x) = i\delta^4(x' - x). \quad (82)$$

Substituindo na equação (81), temos:

$$(i\gamma^\mu \partial'_\mu - m) S_F^c(x' - x) = (i\gamma^\mu \partial'_\mu - m) \int d^4y \delta^4 S_F(x' - x) [\delta^4(y - x) + e\gamma^\mu B_\mu(y) S_F^c(y - x)], \quad (83)$$

$$S_F^c(x' - x) = \int d^4y \delta^4 S_F(x' - y) [\delta^4(y - x) + e\gamma^\mu B_\mu(y) S_F^c(y - x)], \quad (84)$$

$$S_F^c(x' - x) = S_F(x' - x) + ie \int d^4y S_F(x' - y) \gamma^\mu B_\mu(y) S_F^c(y - x). \quad (85)$$

Que representa o primeiro termo da expansão para a função de Green completa, já que podemos expandir até o termo que desejarmos, por exemplo:

$$S_F^c(x' - x) = S_F(x' - x) + ie \int d^4y S_F(x' - y) \gamma^\mu B_\mu(y) S_F(y - x) + (ie)^2 \int d^4y d^4y' S_F(x' - y) \gamma^\mu B_\mu(y) S_F(y - y') B_\mu(y') S_F(y' - x) + \dots \quad (86)$$

Da mesma forma que conseguimos uma expansão para o função de Green completa, podemos também expandir a função de onda e obter a solução para a equação de Dirac com interação em termos da função de onda para partícula livre. Escrevendo a equação de Dirac como

$$(i\gamma^\mu \partial'_\mu - m) \Psi(x') = ie\gamma^\mu B_\mu(x') \Psi(x'). \quad (87)$$

Onde o análogo para a função de Green livre correspondente

$$(i\gamma^\mu \partial'_\mu - m) S_F(x' - x) = \delta^4(x' - x). \quad (88)$$

A solução geral da equação (87) pode ser escrita como a solução da equação para partícula livre e mais um termo que está relacionado com a interação e com função de Green livre:

$$\Psi(x') = \phi(x') + ie \int d^4y S_F(x' - y) \gamma^\mu B_\mu(y) \Psi(y). \quad (89)$$

Vamos mostrar que o segundo termo é solução da equação (88)

$$\begin{aligned} (i\gamma^\mu \partial'_\mu - m)ie \int d^4y S_F(x' - y) \gamma^\mu B_\mu(y) \Psi(y) &= ie \int d^4y (i\gamma^\mu \partial'_\mu - m) S_F(x' - y) \gamma^\mu B_\mu(y) \Psi(y) \\ &= ie \int d^4y \delta^4(x' - y) \gamma^\mu B_\mu(y) \Psi(y) = ie \gamma^\mu B_\mu(x') \Psi(x'). \end{aligned} \quad (90)$$

Substituindo o propagador livre (79) na equação (89), temos:

$$\lim_{t' \rightarrow +\infty} \Psi(x) - \phi(x) = \int d^3p \sum_{r=1}^2 \Psi_p^r(x) [+ie \int d^4y \bar{\Psi}_p^r(y) \not{B}_\mu(y) (\Psi(y))]. \quad (91)$$

e

$$\lim_{t' \rightarrow -\infty} \Psi(x) - \phi(x) = \int d^3p \sum_{r=3}^4 \Psi_p^r(x) [-ie \int d^4y \bar{\Psi}_p^r(y) \not{B}_\mu(y) \Psi(y)]. \quad (92)$$

A integral entre colchetes é a matriz transição de um estado inicial para outro final:

$$T_{fi} = \delta_{fi} - ie\varepsilon \int d^4y \bar{\Psi}_f(y) \not{B}_\mu(y) \Psi_i(y). \quad (93)$$

onde a função de onda $\bar{\Psi}_f(y)$ representa a onda emergente e $\Psi_i(y)$ a onda incidente. O valor de $\varepsilon = +1$ pode ser interpretada como uma partícula que se propaga para o futuro e $\varepsilon = -1$, a partícula está se propagando para o passado ou um antipartícula para o futuro. Como podemos observar, no início e no final do processo temos "ondas planas", cuja solução vem da equação de Dirac livre de interação.

Podemos agora fazer uma aplicação da equação (93) para o processo de aniquilação de elétron e pósitron para a teoria eletromagnética, que possui como partícula intermediadora o fóton. Como sabemos do eletromagnetismo, cargas em movimento geram campo, assim, a densidade de corrente $J_{(i)}^\mu$ produz um campo B^μ . (HALZEN; MARTIN, 1984). Podemos escrever a equação (93) da forma

$$T_{fi} = -i \int \bar{\Psi}_f(x) \gamma_\mu B^\mu(x) \Psi_i(x) d^4x = -i \int Q \bar{\Psi}_f(x) \gamma_\mu \Psi_i(x) B^\mu(x) d^4x, \quad (94)$$

onde consideramos $Q \bar{\Psi}_f(x) \gamma_\mu \Psi_i(x)$ uma densidade de corrente de Dirac $J_{(1)}^\mu$. Das equações de Maxwell com fontes podemos escrever uma equação para o campo B_μ em termos da densidade de corrente do tipo $\square B^\mu = J_{(2)}^\mu$ e, usando novamente a função de Green

$$\square G^{\mu\nu}(x - y) = ig^{\mu\nu} \delta(x - y).$$

Podemos usar o mesmo procedimento anterior (76), para escrever uma transformada de Fourier do tipo:

$$G_F^{\mu\nu}(x - y) = \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} e^{ip(x-y)} G_F^{\mu\nu}(p). \quad (95)$$

de onde obtemos a função de Green no espaço dos "momenta":

$$G_F^{\mu\nu}(p) = -i \frac{g^{\mu\nu}}{p^2 + i\varepsilon}. \quad (96)$$

que, após substituir na equação (95) e fazer a integração, obtemos a função $G^{\mu\nu}(x - y)$, que é chamado de propagador (ROMÃO, 2003; HALZEN; MARTIN, 1984) para o fóton e que permite escrever uma solução para B_μ como:

$$B^\mu(x) = -i \int d^4y G_F^{\mu\nu}(x - y) J_\nu(y). \quad (97)$$

onde novamente podemos escrever uma densidade de corrente $J_\nu(x)$ da forma:

$$J_\nu(y) = -Q \bar{\Psi}_{e^-}(y) \gamma_\nu \Psi_{e^+}(y). \quad (98)$$

Assim, substituindo a equação (97) na equação (94) obtemos:

$$\begin{aligned} T_{fi} &= -i \int \bar{\Psi}_f(x) \gamma^\mu \Psi_i(x) B^\mu(x) d^4x \\ &= (-iQ)^2 \int \bar{\Psi}_f(x) \gamma_\mu \Psi_i(x) G_F^{\mu\nu}(x - y) \bar{\Psi}_f(y) \gamma^\mu \Psi_i(y) d^4x d^4y, \end{aligned} \quad (99)$$

que representa o elemento de matriz para o processo de aniquilação. Para aplicações futuras é conveniente reescrever a equação (99) substituindo as ondas planas, que são funções de onda simples e nos permite discriminar as partículas das antipartículas por meio dos spinores. No caso da aniquilação elétron/pósitron, as ondas planas podem ser escritas como:

$$\Psi_{e^-}(x) = \frac{1}{\sqrt{2q_{e^-}^0 V}} u(p_1) e^{-ip_1 x}, \quad (100)$$

$$\Psi_{e^+}(x) = \frac{1}{\sqrt{2q_{e^+}^0 V}} v(p_2) e^{ip_2 x}. \quad (101)$$

onde V é o volume do espaço. As funções $u(p_i)$ e $\bar{v}(p_i)$ são os spinores de Dirac para partículas e antipartícula. Substituindo as equações (100) e (101) em (99) temos:

$$\begin{aligned} T_{fi} &= -i \frac{1}{V^2} \int \frac{Q \bar{v}(p_2) \gamma^\mu u(p_1)}{\sqrt{2p_1^0 2p_2^0}} G_F^{\mu\nu}(x - y) \frac{Q \bar{u}(q_2) \gamma^\mu v(q_1)}{\sqrt{2q_1^0 2q_2^0}} \times \\ &\quad e^{-i(p_1+p_2)x+i(q_1+q_2)y} d^4x d^4y, \end{aligned} \quad (102)$$

$$\begin{aligned} T_{fi} &= -i \frac{1}{V^2} \frac{Q \bar{v}(p_2) \gamma^\mu u(p_1)}{\sqrt{2p_1^0 2p_2^0}} G_F^{\mu\nu}(x - y) \frac{Q \bar{u}(q_2) \gamma^\mu v(q_1)}{\sqrt{2q_1^0 2q_2^0}} \times \\ &\quad \int e^{-i(p_1+p_2)x-i(q_1+q_2)y} d^4x d^4y. \end{aligned} \quad (103)$$

Usando a propriedade delta de Dirac, podemos escrever como

$$T_{fi} = -i \frac{1}{V^2} \frac{Q \bar{v}(p_2) \gamma^\mu u(p_1)}{\sqrt{2p_1^0 2p_2^0}} G_F^{\mu\nu}(x-y) \frac{Q \bar{u}(q_2) \gamma^\nu v(q_1)}{\sqrt{2q_1^0 2q_2^0}} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - q_1 - q_2). \quad (104)$$

A equação (104) pode ser escrita da seguinte forma:

$$T_{fi} = M_{fi} \frac{1}{\sqrt{2p_1^0 2p_2^0 2q_1^0 2q_2^0}} \frac{1}{V^2} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - q_1 - q_2). \quad (105)$$

onde M_{fi} é chamada de amplitude invariante:

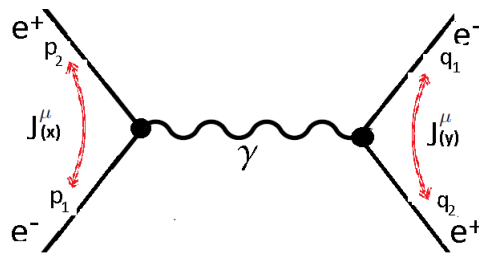
$$M_{fi} = \bar{v}(p_2) (-iQ\gamma^\mu) u(p_1) G_F^{\mu\nu}(x-y) \bar{u}(q_2) (-iQ\gamma^\nu) v(q_1). \quad (106)$$

onde os $(-iQ\gamma^\mu)$ são os vértices das interações entre as partículas. Podemos utilizar as equações (105) e (106) em teorias além do eletromagnetismo, com outras partículas intermediadoras, como por exemplo para a força fraca, que possui os bóson vetoriais como partículas intermediadoras. Assim:

$$M_{fi} = \bar{v}(p_2) (Vértice) u(p_1) [\underbrace{Propagador}] \bar{u}(q_2) (Vértice) v(q_1). \quad (107)$$

Podemos aqui considerar uma representação gráfica conveniente para a interação entre as partículas (HALZEN; MARTIN, 1984). No caso do processo de aniquilação e geração de elétron e pósitron, temos a figura (3). Essa forma de representar os processos em

Figura 3: Processo de aniquilação elétron-pósitron.



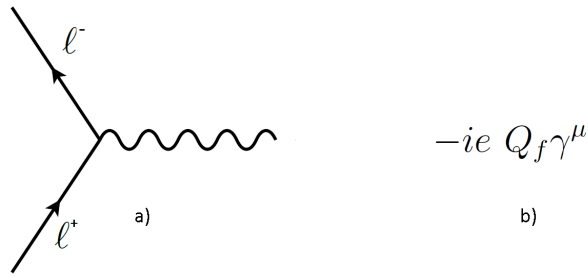
Fonte: (HALZEN; MARTIN, 1984)

diagramas³ é uma ferramenta muito poderosa em física de partícula, com a qual efetuamos cálculos de processos de produção e decaimento das partículas.

Com base nesta ferramenta, podemos escrever os termos obtidos no final da seção (2.3) como diagramas. Para o fóton temos a representação das interação com lépton

³Essa forma de representar foi proposta por Richard Feynman por volta de 1948 (RYDER, 1996).

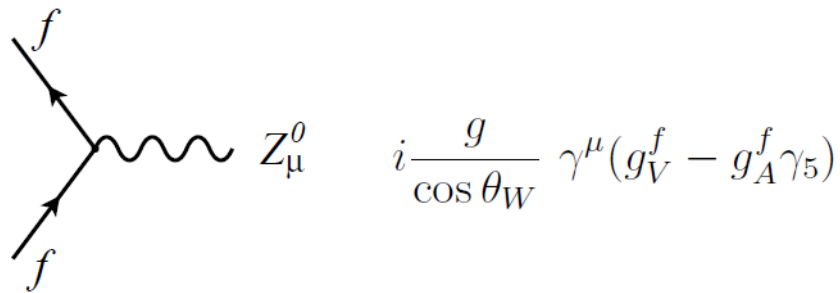
Figura 4: Vértice de interação para lépton-fóton.



Fonte: (ROMÃO, 2003)

Outro termo importante nos cálculos de alguns processos que serão tratados aqui, é a interação entre férmions (f) e o bóson vetorial neutro Z^0 .

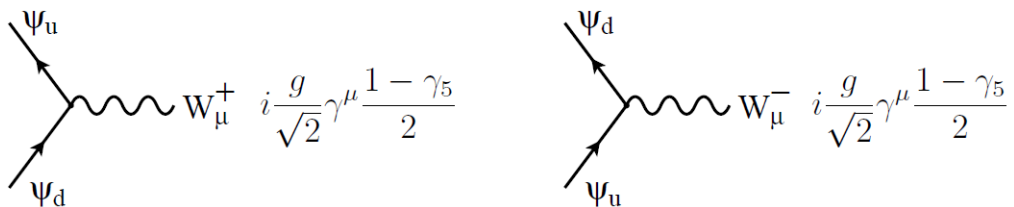
Figura 5: Vértice da interação entre férmions e o bóson vetorial neutro.



Fonte: (ROMÃO, 2003)

onde $g_V^f = \frac{1}{2}T_3^f - Q_f \sin^2 \theta_W$ e $g_A^f = \frac{1}{2}T_3^f$. O terceiro vértice importante é o da interação entre férmions e os bósons vetoriais carregados W .

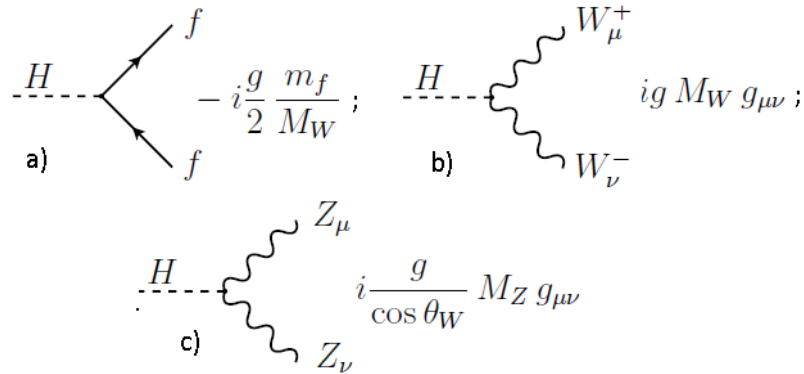
Figura 6: Vértice da interação entre férmions e os bósons carregados W .



Fonte: (ROMÃO, 2003)

Também temos os vértices de acoplamento entre Higgs-férmions e Higgs-bósons vetoriais (Z^0, W)

Figura 7: Vértice entre Higgs-férmions e Higgs-bósons vectoriais (Z^0, W).



Fonte: (ROMÃO, 2003)

Para completar, apresentamos alguns propagadores que serão importantes nos cálculos de processos no capítulo seguinte. O primeiro é o propagador do fóton $-i\frac{g_{\mu\nu}}{q^2}$, sua representação gráfica esta na figura (8a).

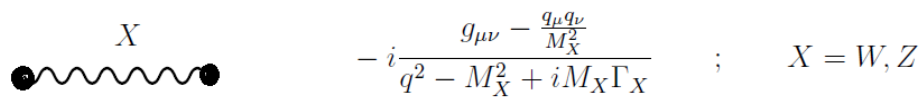
Figura 8: Propagador para o fóton.



Fonte: (ROMÃO, 2003)

Para os bósons associados à força fraca, ver figura (9).

Figura 9: Propagador para os bósons vectoriais da força fraca.



Fonte: (ROMÃO, 2003)

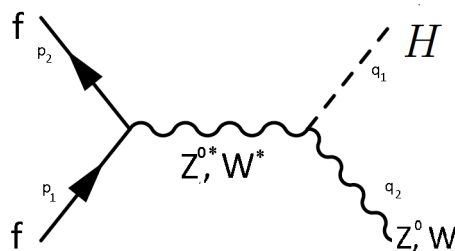
3 PRODUÇÃO E DECAIMENTO DO BÓSON DE HIGGS

Neste capítulo vamos estudar os principais processos de produção e decaimento, que foram relevantes nas pesquisas de busca do bóson de Higgs do Modelo Padrão. Serão apresentados cálculos da seção de choque de produção e da taxa de decaimento de alguns processos; para outros processos serão apresentados somente o resultado final. Os principais processos de produção do bóson de Higgs são: Higgs-strahlung, fusão de bóson vetoriais e a fusão de glúons. Os principais modos de decaimento do Higgs são em par de: férmions, bósons vetoriais (W, Z) e fótons.

3.1 PRODUÇÃO DO BÓSON DE HIGGS $e^-e^+ \rightarrow HZ^0$

O primeiro processo que vamos calcular é o processo de produção via Higgs-strahlung, onde o bóson de Higgs pode ser produzido a partir da aniquilação de um par de férmions (f), figura (10). O Higgs-strahlung é o principal processo de produção nos grandes aceleradores de partículas, por meio das colisões de elétron-pósitron e quark-antiquark. No diagrama da figura (10), os bósons vetoriais Z^{0*} e W^* são virtuais, enquanto H e $Z^0(W)$ são partículas que compõem o estado final do processo e vão decair em outras partículas. Os vértices da interação são apresentados na figura (5) e figura (7c). Com base no que foi discutido no capítulo anterior, a amplitude invariante, equação (107), para o processo representado no diagrama da figura (10) pode ser escrita da seguinte forma:

Figura 10: Processo de produção Higgs-strahlung, a partir da colisão entre férmions



Fonte: (KILIAN; KRAMER; ZERWAS, 1996)

$$M_{fi} = \epsilon_\mu(q_2, \lambda) \left(\frac{igm_z g^{\mu\lambda}}{\cos\theta_W} \right) \phi(q_1) \left[-i \frac{g_{\lambda\alpha} - \frac{k_\lambda k_\alpha}{m_W^2}}{(p_1 + p_2)^2 - m_Z^2} \right] \bar{u}(p_2) i \frac{g}{\cos\theta_W} \gamma^\alpha (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u(p_1). \quad (108)$$

O propagador pode ser simplificado, eliminando o termo $\frac{k^\mu k^\nu}{m_W^2}$, pois estamos considerando que os férmions no Modelo Padrão são quirais. Vamos considerar a multiplicação

$\frac{k^\mu k^\nu}{m_W^2}$ pelo lado esquerdo. Obtemos a seguinte equação

$$\frac{k_\lambda k_\alpha}{m_W^2} \bar{u}(p_2) i \frac{g}{\cos\theta_W} \gamma^\alpha (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u(p_1),$$

onde $k_\alpha = p_{1\alpha} + p_{2\alpha}$ e substituindo na equação acima, ficamos com:

$$\frac{k_\lambda}{m_W^2} (p_{1\alpha} + p_{2\alpha}) \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha u(p_1) i \frac{g}{\cos\theta_W} (g_V^f - g_A^f \gamma_5),$$

Vamos multiplicar $p_{1\alpha}$ por $\bar{u}(p_1) \gamma^\alpha$ e $p_{2\alpha}$ por $\bar{u}(p_2) \gamma^\alpha$, de onde obtemos

$$\frac{k_\lambda}{m_W^2} [(\bar{u}(p_2) p_{1\alpha} \gamma^\alpha u(p_1) + p_{2\alpha} \bar{u}(p_2) \gamma^\alpha u(p_1))] i \frac{g}{\cos\theta_W} (g_V^f - g_A^f \gamma_5), \quad (109)$$

Usando a relação $\gamma^\alpha p_{1\alpha} = \not{p}_1$ e $\gamma^\alpha p_{2\alpha} = \not{p}_2$ e substituindo na relação acima temos

$$k_\lambda m_W^2 [(\bar{u}(p_2) \not{p}_1 u(p_1) + \not{p}_2 \bar{u}(p_2) u(p_1))] i \frac{g}{\cos\theta_W} (g_V^f + g_A^f \gamma_5). \quad (110)$$

Para férmions de massa nula, $\not{p}_1 \bar{u}(p_1) = 0$ e $\not{p}_2 \bar{u}(p_2) = 0$, o que permite concluir que $\frac{k_\lambda k_\alpha}{m_W^2}$ é nulo.

Para calcular a amplitude invariante ao quadrado, vamos primeiro adicionar um par de índices entre parêntesis na matriz gama $\gamma_{(\sigma\kappa)}^\alpha$, que estará relacionado aos índices adicionados ao spinores, que permitirá manipular a expressão no futuro.

$$M_{fi} = \epsilon_\mu(q_2, \lambda) \left(\frac{igm_z g^{\mu\lambda}}{\cos\theta_W} \right) \phi(q_1) \left[-i \frac{g_{\lambda\alpha} - \frac{k_\lambda k_\alpha}{m_W^2}}{(p_1 + p_2)^2 - m_z^2} \right] \bar{u}(p_2)_\sigma i \frac{g}{\cos\theta_W} \gamma_{(\sigma\kappa)}^\alpha (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u(p_1)_\kappa, \quad (111)$$

Os férmions no estado inicial da colisão são partículas de spin 1/2 e podem ter tanto spin *down* como *up*, e portanto deve-se considerar as duas possibilidades. Isto implica na multiplicação da equação (111) por $\frac{1}{(2s_{e^-} + 1)} \frac{1}{(2s_{e^+} + 1)}$. O próximo passo é multiplicar a equação (111) pelo complexo conjugado

$$\begin{aligned} \overline{|M_{fi}|^2} &= \frac{1}{4} \epsilon_\mu(q_2, \lambda) \left(\frac{igm_z g^{\mu\lambda}}{\cos\theta_W} \right) \left[\frac{g_{\lambda\alpha}}{(p_1 + p_2)^2 - m_z^2} \right] \bar{u}(p_2)_\sigma i \frac{g}{\cos\theta_W} \gamma_{(\sigma\kappa)}^\alpha (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u(p_1)_\kappa \\ &[\epsilon_\nu(q_2, \lambda) \left(\frac{igm_z g^{\nu\xi}}{\cos\theta_W} \right) \left[\frac{g_{\xi\beta}}{(p_1 + p_2)^2 - m_z^2} \right] \bar{u}(p_2)_\sigma i \frac{g}{\cos\theta_W} \gamma_{(\sigma\kappa)}^\beta (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u(p_1)_\kappa]^\dagger. \\ \overline{|M_{fi}|^2} &= \frac{1}{4} \epsilon_\mu(q_2, \lambda) \epsilon_\nu^*(q_2, \lambda) \left(\frac{g}{\cos\theta_W} \right)^4 \left[\frac{m_z^2 g^{\mu\lambda} g_{\lambda\alpha} g^{\nu\xi} g_{\xi\beta}}{[(p_1 + p_2)^2 - m_z^2]^2} \right] \\ &\left\{ \bar{u}(p_2)_\sigma \gamma_{(\sigma\kappa)}^\alpha (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u(p_1)_\kappa [\bar{u}(p_2)_\sigma \gamma_{(\sigma\kappa)}^\beta (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u(p_1)_\kappa]^\dagger \right\}. \quad (112) \end{aligned}$$

Vamos reescrever a expressão entre chaves da amplitude invariante (112):

$$\begin{aligned} & \left\{ \bar{u}(p_2)_\sigma \gamma_{(\sigma\kappa)}^\alpha (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u(p_1)_\kappa [u^\dagger(p_2)_\sigma \gamma^0 \gamma_{(\sigma\kappa)}^\beta (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u(p_1)_\kappa]^\dagger \right\}, \\ & \bar{u}(p_2)_\sigma \gamma_{(\sigma\kappa)}^\alpha (g_V^f - g_A^f \gamma_5^\dagger) u(p_1)_\kappa [u^\dagger(p_1)_\kappa (g_V^f - g_A^f \gamma_5) \gamma_{(\sigma\kappa)}^{\beta\dagger} \bar{u}(p_2)_\sigma]^\dagger, \\ & \bar{u}(p_2)_\sigma \gamma_{(\sigma\kappa)}^\alpha (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u(p_1)_\kappa [u^\dagger(p_1)_\kappa \underbrace{\gamma^0 \gamma^0}_{\gamma^0 \gamma^0} (g_V^f - g_A^f \gamma_5^\dagger) \gamma_{(\sigma\kappa)}^{\beta\dagger} \gamma^{0\dagger} u(p_2)_\sigma], \end{aligned}$$

Precisamos utilizar as seguintes propriedades das matrizes gamas $\gamma^{5\dagger} = \gamma^5$, $\gamma^0 \gamma^5 = -\gamma^5 \gamma^0$, $\gamma^{0\dagger} = \gamma^0$ e $\gamma^{\mu\dagger} = \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0$

$$\begin{aligned} & \bar{u}(p_2)_\sigma \gamma_{(\sigma\kappa)}^\alpha (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u(p_1)_\kappa [u^\dagger(p_1)_\kappa \gamma^0 (g_V^f + g_A^f \gamma_5) \gamma^0 \gamma_{(\sigma\kappa)}^\beta \gamma^0 u(p_2)_\sigma], \\ & \bar{u}(p_2)_\sigma \gamma_{(\sigma\kappa)}^\alpha (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u(p_1)_\kappa [\bar{u}(p_1)_\kappa \gamma_{(\sigma\kappa)}^\beta (g_V^f - g_A^f \gamma_5) u(p_2)_\sigma], \\ & \sum_s u(p_2)_\sigma \bar{u}(p_2)_\sigma \gamma_{\sigma\kappa}^\alpha (g_V^f - g_A^f \gamma_5) \sum_{s'} u(p_1)_\kappa \bar{u}(p_1)_\kappa \gamma_{\sigma\kappa}^\beta (g_V^f - g_A^f \gamma_5). \end{aligned} \quad (113)$$

Considerando a soma de spinores para os férmions expressos como

$$\begin{aligned} \sum_s u(p_1)_\sigma \bar{u}(p_1)_\sigma &= (\not{p}_1 + m_{e^-}), \\ \sum_s u(p_2)_\sigma \bar{u}(p_2)_\sigma &= (\not{p}_2 - m_{e^+}). \end{aligned}$$

Como consideremos os férmions com massa nula, a soma de spinores fica

$$\begin{aligned} \sum_s u(p_1)_\sigma \bar{u}(p_1)_\sigma &= \not{p}_1, \\ \sum_s u(p_2)_\sigma \bar{u}(p_2)_\sigma &= \not{p}_2. \end{aligned}$$

Portanto, a equação (113) fica

$$Tr[\not{p}_2 \gamma^\alpha (g_V^f - g_A^f \gamma_5) \not{p}_1 \gamma^\beta (g_V^f - g_A^f \gamma_5)]. \quad (114)$$

Expandindo a equação (114) o resultado será

$$p_{2\delta} p_{1\eta} Tr[\gamma^\delta \gamma^\alpha \gamma^\eta \gamma^\beta] (g_V^{f2} + g_A^{f2}) - 2p_{2\delta} p_{1\eta} Tr[\gamma^\delta \gamma^\alpha \gamma^\eta \gamma^\beta \gamma_5] g_V^f g_A^f. \quad (115)$$

Os traços das matrizes gamas tem as seguintes propriedades:

$$\begin{aligned} Tr[\gamma^\delta \gamma^\alpha \gamma^\eta \gamma^\beta \gamma_5] &= -4i \varepsilon^{\delta\alpha\eta\beta} \\ Tr[\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\xi \gamma^\sigma] &= 4\{g^{\mu\nu} g^{\xi\sigma} - g^{\mu\xi} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\xi}\} \end{aligned} \quad (116)$$

Usando tais propriedade na equação (115), ficamos com:

$$4(g_V^{f2} + g_A^{f2})[p_2^\alpha p_1^\beta + p_2^\beta p_1^\alpha - (p_2 \cdot p_1)g^{\alpha\beta}] + 8ip_{2\delta}p_{1\eta}\varepsilon^{\delta\alpha\eta\beta}g_V^f g^f \quad (117)$$

Substituindo (117) na amplitude invariante (112) e fazendo a soma das polarizações para o Z^0 , teremos

$$\begin{aligned} \overline{|M_{fi}|^2} &= \frac{1}{4} \left(\frac{g}{\cos\theta_W} \right)^4 \left[\frac{m_z^2}{[(p_1 + p_2)^2 - m_z^2]^2} \right] \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_{2\mu}q_{2\nu}}{m_Z^2} \right) 4\delta_\alpha^\mu \delta_\beta^\nu \\ &\{ (g_V^{f2} + g_A^{f2})[p_2^\alpha p_1^\beta + p_2^\beta p_1^\alpha - (p_2 \cdot p_1)g^{\alpha\beta}] + 2ip_{2\delta}p_{1\eta}\varepsilon^{\delta\alpha\eta\beta}g_V^{f2}g^f g^f \}. \end{aligned} \quad (118)$$

Na equação (118) consideremos o termo do tensor de Levi-Civita:

$$\begin{aligned} \overline{|M_{fi}|^2} &= \left(\frac{g}{\cos\theta_W} \right)^4 \left[\frac{m_z^2}{[(p_1 + p_2)^2 - m_z^2]^2} \right] \left\{ (g_V^{f2} + g_A^{f2}) \left(-g_{\alpha\beta} + \frac{q_{2\alpha}q_{2\beta}}{m_Z^2} \right) [p_2^\alpha p_1^\beta + p_2^\beta p_1^\alpha - (p_2 \cdot p_1)g^{\alpha\beta}] \right. \\ &\quad \left. + 2i \left(-g_{\alpha\beta} + \frac{q_{2\alpha}q_{2\beta}}{m_Z^2} \right) p_{2\delta}p_{1\eta}\varepsilon^{\delta\alpha\eta\beta} g_V^{f2} g^f g^f \right\}. \end{aligned} \quad (119)$$

O termo que envolve o tensor de Levi-Civita pode ser escrito como:

$$2i \left(-g_{\alpha\beta} + \frac{q_{2\alpha}q_{2\beta}}{m_Z^2} \right) p_{2\delta}p_{1\eta}\varepsilon^{\delta\alpha\eta\beta} = 2i \left(-g_{\alpha\beta} p_{2\delta}p_{1\eta}\varepsilon^{\delta\alpha\eta\beta} + \frac{q_{2\alpha}q_{2\beta}}{m_Z^2} p_{2\delta}p_{1\eta}\varepsilon^{\delta\alpha\eta\beta} \right)$$

Nesta expressão temos o produto de um termo simétrico com termo antisimétrico, onde todos índices estão contraídos. Podemos concluir que esse termo é zero. O termo que precisamos calcular se reduz à expressão

$$\overline{|M_{fi}|^2} = \left(\frac{g}{\cos\theta_W} \right)^4 \left[\frac{m_z^2 (g_V^{f2} + g_A^{f2})}{[(p_1 + p_2)^2 - m_z^2]^2} \right] \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_{2\mu}q_{2\nu}}{m_Z^2} \right) [p_2^\mu p_1^\nu + p_2^\nu p_1^\mu - (p_2 \cdot p_1)g^{\mu\nu}], \quad (120)$$

$$\begin{aligned} \overline{|M_{fi}|^2} &= \left(\frac{g}{\cos\theta_W} \right)^4 \left[\frac{m_z^2 (g_V^{f2} + g_A^{f2})}{[(p_1 + p_2)^2 - m_z^2]^2} \right] \left[-2(p_2 \cdot p_1) + 4(p_2 \cdot p_1) + \frac{(q_2 \cdot p_1)(q_2 \cdot p_2)}{m_Z^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{(q_2 \cdot p_1)(q_2 \cdot p_2)}{m_Z^2} - \frac{(p_2 \cdot p_1)}{m_Z^2} q_2^2 \right], \\ \overline{|M_{fi}|^2} &= \left(\frac{g}{\cos\theta_W} \right)^4 \left[\frac{m_z^2 (g_V^{f2} + g_A^{f2})}{[(p_1 + p_2)^2 - m_z^2]^2} \right] \left[(p_2 \cdot p_1) + 2 \frac{(q_2 \cdot p_1)(q_2 \cdot p_2)}{m_Z^2} \right]. \end{aligned} \quad (121)$$

Podemos definir o referencial no centro de massa (CM) onde a energia é $(p_1 + p_2)^2 = s$

$$p_1 = \frac{\sqrt{s}}{2}(1, 0, 0, 1),$$

$$p_2 = \frac{\sqrt{s}}{2}(1, 0, 0, -1),$$

$$q_2 = (E_2, |\vec{q}_2| \sin \theta, 0, |\vec{q}_2| \cos \theta). \quad (122)$$

Os produtos entre os "momenta" necessários para o cálculo de (121) são

$$\begin{aligned} (p_1 \cdot p_2) &= \frac{s}{2} \\ (q_2 \cdot p_1) &= \frac{\sqrt{s}}{2} (E_2 - |\vec{q}_2| \cos \theta) \\ (q_2 \cdot p_2) &= \frac{\sqrt{s}}{2} (E_2 + |\vec{q}_2| \cos \theta) \\ \frac{G_F}{\sqrt{2}} &= \left(\frac{g}{\cos \theta_W} \right)^2 \frac{1}{8m_Z^2} \\ \left(\frac{g}{\cos \theta_W} \right)^4 &= 32m_Z^4 G_F^2 \end{aligned}$$

Substituindo as relações acima na amplitude invariante (121), teremos como resultado:

$$\overline{|M_{fi}|^2} = (32m_W^4 G_F) \left[\frac{m_Z^2 (g_V^{f2} + g_A^{f2})}{[(s - m_Z^2)^2]} \right] \left[\frac{s}{2} + \frac{s (E_2 - |\vec{q}_2| \cos \theta) (E_2 + |\vec{q}_2| \cos \theta)}{m_Z^2} \right],$$

ou

$$\overline{|M_{fi}|^2} = (32m_W^4 G_F) \left[\frac{m_Z^2 (g_V^{f2} + g_A^{f2})}{s^2 [(1 - m_Z^2/s)^2]} \right] \left[\frac{s}{2} + \frac{s (E_2^2 - |\vec{q}_2|^2 \cos^2 \theta)}{m_Z^2} \right]. \quad (123)$$

A partir da matriz de transição (105) é possível obter a seção de choque para o processo de aniquilamento elétron-pósitron. Precisamos obter a taxa de transição por unidade de tempo e por unidade de volume em todo o espaço, isto é:

$$\lim_{V, T \rightarrow \infty} \frac{1}{VT} |T_{fi}|^2 = W_{fi} \quad (124)$$

Substituindo a equação (105) obtida no final do capítulo anterior, temos:

$$W_{fi} = \overline{|M_{fi}|^2} \frac{1}{2p_1^0 2p_2^0 2q_1^0 2q_2^0} \frac{1}{V^4} |(2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - q_1 - q_2)|^2. \quad (125)$$

O quadrado da função delta pode ser escrito como o produto de duas funções deltas. Consideramos uma das funções delta para garantir a conservação do momento-energia $p_2 + p_1 = p_2 + q_1 \rightarrow \Sigma p_i = \Sigma q_f$. Escrevendo a função delta na forma integral, obtemos:

$$\delta(0) = \delta(\Sigma p_i - \Sigma q_f) = \lim_{p \rightarrow 0} \delta(p) = \lim_{p \rightarrow 0} \int \frac{d^4 x}{(2\pi)^4} e^{ipx} = \int \frac{d^4 x}{(2\pi)^4} = \frac{VT}{(2\pi)^4}. \quad (126)$$

Assim a função delta ao quadrado fica:

$$|\delta^4(p_1 + p_2 - q_1 - q_2)|^2 = \delta(0) \delta^4(p_1 + p_2 - q_1 - q_2) = \frac{VT}{(2\pi)^4} \delta^4(p_1 + p_2 - q_1 - q_2). \quad (127)$$

Substituindo na equação (125), obtemos:

$$W_{fi} = \frac{1}{|M_{fi}|^2} \frac{1}{2p_1^0 2p_2^0 2q_1^0 2q_2^0} \frac{1}{V^4} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - q_1 - q_2). \quad (128)$$

Para obter a seção de choque, precisamos multiplicar W_{fi} pelo espaço de fase de cada partícula produzida no estado final, que é escrito como a soma de todos estados finais acessíveis com momento compreendidos entre \vec{q} e $\vec{q} + d\vec{q}$. Como temos duas partícula, escrevemos:

$$V \frac{d^3 \vec{q}_1}{(2\pi)^3} V \frac{d^3 \vec{q}_2}{(2\pi)^3}, \quad (129)$$

e dividimos pelo fluxo incidente⁴ por unidade de volume $|\vec{j}_{inc}|/V$, que é dado pela expressão:

$$|\vec{j}_{inc}| = \frac{1}{V} \left| \frac{\vec{p}_1}{p_1^0} - \frac{\vec{p}_2}{p_2^0} \right|, \quad (130)$$

assim obtemos a integral da seção de choque para processo de aniquilação

$$\sigma = \int V \frac{d^3 \vec{q}_1}{(2\pi)^3} V \frac{d^3 \vec{q}_2}{(2\pi)^3} \frac{|M_{fi}|^2}{2p_1^0 2p_2^0 2q_1^0 2q_2^0} \frac{V}{|\vec{j}_{inc}| V^4} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - q_1 - q_2). \quad (131)$$

Para uso futuro, é conveniente escrever $V|\vec{j}_{inc}|$ como:

$$V|\vec{j}_{inc}| 2p_{ie-}^0 - 2p_{ie+}^0 = 4|p_{ie-}^0 \vec{p}_1 - p_{ie+}^0 \vec{p}_2| = 4\sqrt{(p_1 \cdot p_2) - m^4}, \quad (132)$$

A seção de choque para estado final de duas partículas pode ser escrita como:

$$\sigma = \int \frac{|M_{fi}|^2}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_e^4}} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - q_1 - q_2) \frac{d^3 \vec{q}_2}{2q_2^0 (2\pi)^3} \frac{d^3 \vec{q}_1}{2q_1^0 (2\pi)^3}. \quad (133)$$

A equação acima esta na forma geral e será usada para o cálculo de outros processos. Vamos escrever o fluxo incidente em termos da energia de centro de massa, $\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_e^4} = s/2$, e substituir na equação (133):

$$\sigma = \int \frac{|M_{fi}|^2}{32s\pi^2} (2\pi)^4 \delta(p_1^0 + p_2^0 - q_1^0 - q_2^0) \delta^3(-\vec{q}_1 - \vec{q}_2) \frac{d^3 \vec{q}_2}{q_2^0} \frac{d^3 \vec{q}_1}{q_1^0}. \quad (134)$$

Calculando a integral em \vec{q}_1 , usando a função delta, obtém-se $\vec{q}_1 = -\vec{q}_2$. Substituindo na delta da energia, $q_1^0 = \sqrt{|\vec{q}_1|^2 + m_H^2} = \sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_H^2}$ e $q_2^0 = \sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_Z^2}$, obtemos

$$\sigma = \int \frac{|M_{fi}|^2}{32s\pi^2} \frac{\delta(\sqrt{s} - \sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_H^2} - \sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_Z^2})}{\sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_H^2} \sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_Z^2}} |\vec{q}_2|^2 d\vec{q}_2 d\Omega. \quad (135)$$

A energia final total pode ser escrita como $E = \sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_H^2} + \sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_Z^2}$. Derivando

⁴Veja referência (ROMÃO, 2003, p. 111)

essa expressão em função de momento, temos $\frac{dE}{d|\vec{q}_2|} = \frac{2|\vec{q}_2|}{2\sqrt{|\vec{q}_2|^2+m_H^2}} + \frac{2|\vec{q}_2|}{2\sqrt{|\vec{q}_2|^2+m_Z^2}}$, ou:

$$\frac{dE}{d|\vec{q}_2|} = \frac{|\vec{q}_2|[\sqrt{|\vec{q}_2|^2+m_Z^2} + \sqrt{|\vec{q}_2|^2+m_H^2}]}{\sqrt{|\vec{q}_2|^2+m_H^2}\sqrt{|\vec{q}_2|^2+m_Z^2}},$$

que pode ser escrita na forma $\frac{dE}{E} = \frac{|\vec{q}_2|d|\vec{q}_2|}{\sqrt{|\vec{q}_2|^2+m_H^2}\sqrt{|\vec{q}_2|^2+m_Z^2}}$. Substituindo na equação (135), obtemos a seguinte integral

$$\sigma = \int \frac{|M_{fi}|^2}{32s\pi^2} \delta(\sqrt{s} - E) |\vec{q}_2| \frac{dE}{E} d\Omega. \quad (136)$$

Substituindo a amplitude invariante (123) em (136), escrevemos

$$\sigma = \frac{(32m_z^6 G_F^2)}{32\pi^2} \left\{ \frac{(g_V^{f2} + g_A^{f2})}{s^2[(1 - m_z^2/s)^2]} \right\} \int [1 + \frac{(E_2^2 - |\vec{q}_2|^2 \cos^2 \theta)}{m_Z^2}] \delta(\sqrt{s} - E) |\vec{q}_2| \frac{dE}{E} d\Omega, \quad (137)$$

Integrando em termos da energia e do ângulo sólido

$$\sigma = \frac{(m_z^4 G_F^2)}{\sqrt{s}\pi^2} \left\{ \frac{(g_V^{f2} + g_A^{f2})}{s^2[(1 - m_z^2/s)^2]} \right\} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |\vec{q}_2| [(m_z^2 + E_2^2) - |\vec{q}_2|^2 \cos^2 \theta] \sin \theta d\theta d\phi, \quad (138)$$

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{(m_z^4 G_F^2)}{\sqrt{s}\pi^2} \left[\frac{(g_V^{f2} + g_A^{f2})}{s^2[(1 - m_z^2/s)^2]} \right] |\vec{q}_2| [(m_z^2 + E_2^2) \\ &\int_0^\pi \sin \theta d\theta - |\vec{q}_2|^2 \int_0^\pi \cos^2 \theta \sin \theta d\theta] d\theta \int_0^{2\pi} d\phi. \end{aligned} \quad (139)$$

Há duas integrais para serem resolvidas em termos do ângulo θ . A primeira integral é $\int_0^\pi \sin \theta d\theta = 2$. A segunda integral é facilmente resolvida fazendo a substituição $u = \cos \theta$, cujo resultado é $\int_0^\pi \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \frac{2}{3}$. Portanto ficamos com:

$$\sigma = \frac{(m_z^4 G_F^2)}{\sqrt{s}\pi^2} \left[\frac{(g_V^{f2} + g_A^{f2})}{s^2[(1 - m_z^2/s)^2]} \right] |\vec{q}_2| [(m_z^2 + E_2^2)2 - \frac{2}{3}|\vec{q}_2|^2] 2\pi, \quad (140)$$

$$\sigma = \frac{m_z^4 G_F^2}{3\sqrt{s}\pi} \frac{(g_V^{f2} + g_A^{f2})}{s^2[(1 - m_z^2/s)^2]} |\vec{q}_2| [12m_z^2 + 4|\vec{q}_2|^2]. \quad (141)$$

Para determinar o valor de $|\vec{q}_2|$ no referencial CM e expressá-lo em termo das massas das partículas do estado final (GREINER; MULLER, 2000), escrevemos a energia como:

$$s = (q_1^0 + q_2^0)^2 = (\sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_H^2} + \sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_Z^2})^2,$$

$$s = |\vec{q}_2|^2 + m_H^2 + |\vec{q}_2|^2 + m_Z^2 + 2\sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_H^2}\sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_Z^2}.$$

Portanto, $s - 2|\vec{q}_2|^2 - m_H^2 - m_Z^2 = 2\sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_H^2}\sqrt{|\vec{q}_2|^2 + m_Z^2}$. Elevando ao quadrado os

dois lados da expressão escrevemos:

$$(s - m_H^2 - m_Z^2 - 2|\vec{q}_2|^2)^2 = 4(|\vec{q}_2|^2 + m_H^2)(|\vec{q}_2|^2 + m_Z^2),$$

$$(s - m_H^2 - m_Z^2)^2 - 4(s - m_H^2 - m_Z^2)|\vec{q}_2|^2 + 4|\vec{q}_2|^4 = 4(|\vec{q}_2|^2 + m_H^2)(|\vec{q}_2|^2 + m_Z^2).$$

Ficamos com:

$$(s - m_H^2 - m_Z^2)^2 - 4s|\vec{q}_2|^2 = 4m_H^2 m_Z^2,$$

$$|\vec{q}_2|^2 = \frac{s}{4}[(1 - m_H^2/s - m_Z^2/s)^2 - 4m_H^2 m_Z^2/s^2].$$

Definindo $\lambda(m_H, m_z, s) = (1 - m_H^2/s - m_z^2/s)^2 - 4m_H^2 m_z^2/s^2$, então $|\vec{q}_2|^2 = \frac{s}{4}\lambda(m_H, m_z, s)$ e substituindo $|\vec{q}_2|$ na equação (141), chegamos à seguinte seção de choque de produção

$$\sigma = \frac{m_z^4 G_F^2}{3\sqrt{s}\pi} \frac{(g_V^{f2} + g_A^{f2})}{s^2[(1 - m_z^2/s)^2]} \frac{\sqrt{s}}{2} \sqrt{\lambda(m_H, m_z, s)} [12m_z^2 + 4\frac{s}{4}\lambda(m_H, m_z, s)]. \quad (142)$$

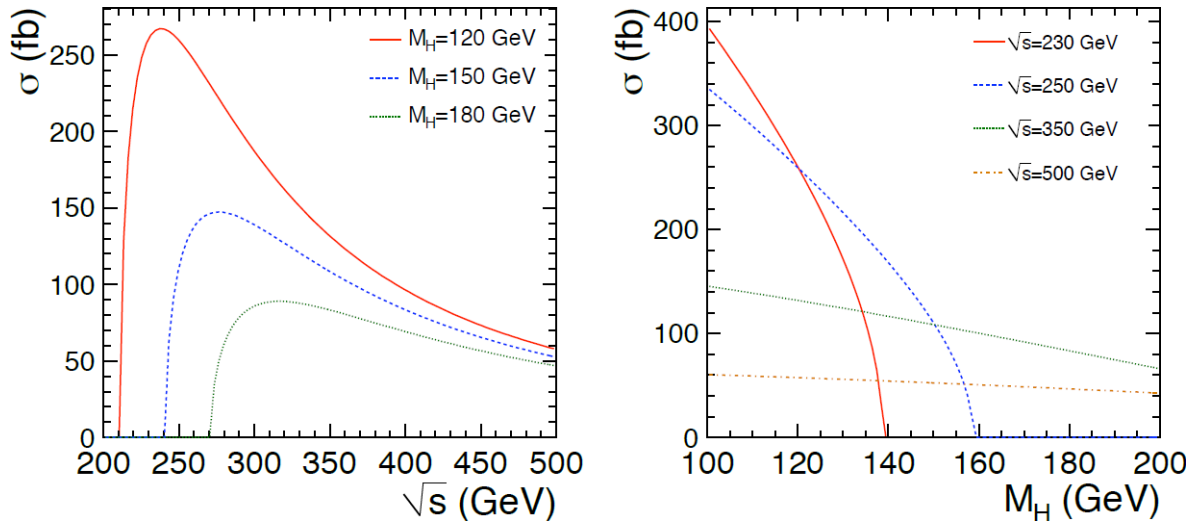
As constantes g_V^f e g_A^f tem os valores $\frac{1}{2}T_3^f - Q_f \text{sen}^2\theta_W$ e $\frac{1}{2}T_3^f$ respectivamente. Os valores de T_3^f e Q_f , no caso do elétron e do pósitron são $-\frac{1}{2}$ e -1 . Assim, $g_V^{f2} = \frac{1}{16}(-1 + 4\text{sen}\theta_W)^2$ e $g_A^{f2} = \frac{1}{16}$, onde $v_e = -1 + 4\text{sen}\theta_W$. Portanto a seção de choque fica

$$\sigma = \frac{m_z^4 G_F^2}{48\pi} \frac{(v_e^2 + Q_f^2)}{s[(1 - m_z^2/s)^2]} \sqrt{\lambda(m_H, m_z, s)} [\lambda(m_H, m_z, s) + 12m_z^2/s]. \quad (143)$$

Que está de acordo com o resultado encontrado por W Kilian, M Krämer, P.M Zerwas (KILIAN; KRAMER; ZERWAS, 1996). Essa resultado da seção de choque de produção pode ser utilizado, adequadamente, no caso de colisão de outros férmions. Por exemplo, no caso de quarks, seria necessário considerar os valores de T_3^f , Q_f na equação e incluir o número quântico de cor no resultado final. O processo de produção pela aniquilação elétron-pósitron foi estudada no LEP, como veremos, onde a energia de centro de massa chegou a $\sqrt{s} = 209\text{GeV}$.

O gráfico a seguir refere-se à seção de choque total, equação(143). No primeiro gráfico, apresentamos o resultado da seção de choque versus a energia do centro de massa \sqrt{s} . Apresentamos curvas para diferentes valores da massa do Higgs. Para valores muito altos da energia, a seção de choque tende a se estabilizar. No segundo gráfico, apresentamos o resultado para diferentes valores da energia \sqrt{s} . Como podemos observar, há uma forte dependência da seção de choque e a massa do Higgs, de acordo com a energia do centro de massa.

Figura 11: Seção de choque versus a energia do centro de massa \sqrt{s} ; seção de choque versus a massa do Higgs.

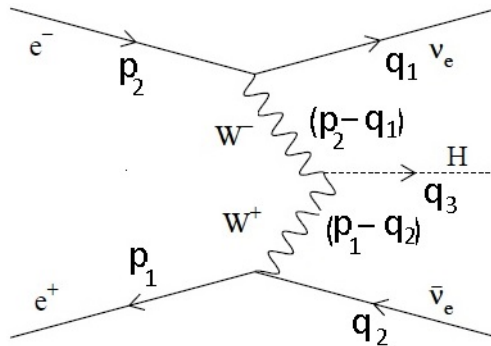


Fonte: (HENGE, 1994)

3.2 PRODUÇÃO DO BÓSON DE HIGGS PELA FUSÃO DE BÓSONS VETORIAIS $e^-e^+ \rightarrow \bar{\nu}\nu H$

Na figura (12) temos a representação em diagrama de Feynman do processo de produção do bóson de Higgs via fusão de bóson vetoriais onde, no estado inicial, temos um par de férmions, que no nosso caso são elétron/pósitron (e^-e^+); e no estado final temos a produção de um bóson de Higgs com um par de férmions, que neste caso são neutrinos.

Figura 12: Processo de produção do bóson de Higgs via fusão de bóson vetoriais.



Fonte: (KILIAN; KRAMER; ZERWAS, 1996)

A amplitude invariante para o processo da figura (12), que possui dois propagadores

e três vértices está escrito abaixo:

$$M = \bar{v}_a(q_2) \frac{ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma_{(ab)}^\mu (1 - \gamma^5) u_b(p_1) \left[-i \frac{g_{\mu\alpha} - \frac{K_\mu K_\alpha}{m_W^2}}{(p_1 - q_2)^2 - m_W^2} \right] \phi(q_3) (ig_W m_W g^{\alpha\nu})$$

$$\left[-i \frac{g_{\nu\sigma} - \frac{K_\nu K_\sigma}{m_W^2}}{(p_2 - q_1)^2 - m_W^2} \right] \bar{v}_r(q_1) \frac{ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma_{(rs)}^\sigma (1 - \gamma^5) u_s(p_2). \quad (144)$$

Podemos simplificar a expressão acima usando o mesmo argumento da equação (110), para os propagadores, excluindo os termos do tipo $\frac{k_\mu k_\alpha}{m_W^2}$. Para determinar a seção de choque de produção, precisamos calcular o módulo da amplitude invariante (144) ao quadrado $|M|^2 = MM^\dagger$:

$$MM^\dagger = \bar{v}_a(q_2) \frac{ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma_{(ab)}^\mu (1 - \gamma^5) u_b(p_1) \left[-i \frac{g_{\mu\alpha}}{(p_1 - q_2)^2 - m_W^2} \right] \phi(q_3) (ig_W m_W g^{\alpha\nu})$$

$$\left[-i \frac{g_{\nu\sigma}}{(p_2 - q_1)^2 - m_W^2} \right] \bar{v}_r(q_1) \frac{ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma_{(rs)}^\sigma (1 - \gamma^5) u_r(p_2) \left\{ \bar{v}_a(q_2) \frac{ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma_{(ab)}^\mu (1 - \gamma^5) u_b(p_1) \right.$$

$$\left. \left[-i \frac{g_{\mu\alpha}}{(p_1 - q_2)^2 - m_W^2} \right] \phi(q_3) (ig_W m_W g^{\alpha\nu}) \left[-i \frac{g_{\nu\sigma}}{(p_2 - q_1)^2 - m_W^2} \right] \right.$$

$$\left. \bar{v}_r(q_1) \frac{ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma_{(rs)}^\sigma (1 - \gamma^5) u_s(p_2) \right\}^\dagger. \quad (145)$$

Vamos trabalhar somente com o termo entre chaves da expressão (145):

$$\left\{ \bar{u}_s(p_2) \frac{ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma_{(rs)}^{\tilde{\sigma}} (1 - \gamma^5) v_r(q_1) \left[-i \frac{g_{\tilde{\nu}\tilde{\sigma}}}{(p_2 - q_1)^2 - m_W^2} \right] \phi^*(q_3) (ig_W m_W g^{\tilde{\alpha}\tilde{\nu}}) \right.$$

$$\left. \left[-i \frac{g_{\tilde{\mu}\tilde{\alpha}}}{(p_1 - q_2)^2 - m_W^2} \right] \bar{u}_b(p_1) \frac{ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma_{(ab)}^{\tilde{\mu}} (1 - \gamma^5) v_a(q_2) \right\}. \quad (146)$$

Portanto a amplitude invariante, considerando a soma inicial de spins fica:

$$\overline{|M_{fi}|^2} = \frac{1}{4} \bar{v}_a(q_2) \frac{ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma_{(ab)}^\mu (1 - \gamma^5) u_b(p_1) \left[-i \frac{g_{\mu\alpha}}{(p_1 - q_2)^2 - m_W^2} \right] \phi(q_3) (ig_W m_W g^{\alpha\nu})$$

$$\left[-i \frac{g_{\nu\sigma}}{(p_2 - q_1)^2 - m_W^2} \right] \bar{v}_r(q_1) \frac{ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma_{(rs)}^\sigma (1 - \gamma^5) u_s(p_2) \left\{ \bar{u}_s(p_2) \frac{ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma_{(rs)}^{\tilde{\sigma}} (1 - \gamma^5) v_r(q_1) \right.$$

$$\left. \left[-i \frac{g_{\tilde{\nu}\tilde{\sigma}}}{(p_2 - q_1)^2 - m_W^2} \right] \phi^*(q_3) (ig_W m_W g^{\tilde{\alpha}\tilde{\nu}}) \left[-i \frac{g_{\tilde{\mu}\tilde{\alpha}}}{(p_1 - q_2)^2 - m_W^2} \right] \right.$$

$$\left. \bar{u}_b(p_1) \frac{ig_W}{2\sqrt{2}} \gamma_{(ab)}^{\tilde{\mu}} (1 - \gamma^5) v_a(q_2) \right\}. \quad (147)$$

Organizando a expressões (147), arrumando os propagadores no início da expressão e os

espinores no final da expressão, temos:

$$\begin{aligned} \overline{|M_{fi}|^2} &= \phi(q_3)\phi(q_3)^* \left[\frac{ig_W}{2\sqrt{2}} \right]^4 (ig_W m_W)^2 g^{\alpha\nu} g^{\tilde{\alpha}\tilde{\nu}} \left[-i \frac{g_{\mu\alpha}}{(p_1 - q_2)^2 - m_W^2} \right] \left[-i \frac{g_{\nu\sigma}}{(p_2 - q_1)^2 - m_W^2} \right] \\ &\quad \left[-i \frac{g_{\tilde{\nu}\tilde{\sigma}}}{(p_2 - q_1)^2 - m_W^2} \right] \left[-i \frac{g_{\tilde{\mu}\tilde{\alpha}}}{(p_1 - q_2)^2 - m_W^2} \right] \bar{v}_a(q_2) \gamma_{(ab)}^\mu (1 - \gamma^5) \\ &\quad u_b(p_1) \bar{v}_r(q_1) \gamma_{(rs)}^\sigma (1 - \gamma^5) u_s(p_2) [\bar{u}_s(p_2) \gamma_{(rs)}^{\tilde{\sigma}} (1 - \gamma^5) v_r(q_1) \bar{u}_b(p_1) \gamma_{(ab)}^{\tilde{\mu}} (1 - \gamma^5) v_a(q_2)]. \end{aligned} \quad (148)$$

Ou de uma forma simplificada, reorganizando os espinores:

$$\begin{aligned} \overline{|M_{fi}|^2} &= \frac{(ig_W)^6 m_W^2}{64} g^{\alpha\nu} g^{\tilde{\alpha}\tilde{\nu}} \left[-i \frac{g_{\mu\alpha}}{(p_1 - q_2)^2 - m_W^2} \right] \left[-i \frac{g_{\nu\sigma}}{(p_2 - q_1)^2 - m_W^2} \right] \left[-i \frac{g_{\tilde{\nu}\tilde{\sigma}}}{(p_2 - q_1)^2 - m_W^2} \right] \\ &\quad \left[-i \frac{g_{\tilde{\mu}\tilde{\alpha}}}{(p_1 - q_2)^2 - m_W^2} \right] \left\{ \sum_s v_a(q_2) \bar{v}_a(q_2) \gamma_{(ab)}^\mu (1 - \gamma^5) \sum_s u_b(p_1) \bar{u}_b(p_1) \gamma_{(ab)}^{\tilde{\mu}} (1 - \gamma^5) \right. \\ &\quad \left. \sum_s u_s(p_2) \bar{u}_s(p_2) \gamma_{(rs)}^{\tilde{\sigma}} (1 - \gamma^5) \sum_s v_r(q_1) \bar{v}_r(q_1) \gamma_{(rs)}^\sigma (1 - \gamma^5) \right\}. \end{aligned} \quad (149)$$

Vamos trabalhar com o último termo da expressão (149), entre chaves, substituindo nela a soma de spins $\sum_s u(p_i) \bar{u}(p_i) = (\not{p}_i)$, considerando as massas dos férmions nulas. Assim a expressão fica

$$Tr[(\not{q}_2) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (\not{p}_1) \gamma^{\tilde{\mu}} (1 - \gamma^5)] Tr[(\not{p}_2) \gamma^{\tilde{\sigma}} (1 - \gamma^5) (\not{q}_1) \gamma^\sigma (1 - \gamma^5)]. \quad (150)$$

A expressão (150) pode ser escrita como:

$$q_{2\eta} p_{1\varepsilon} Tr[\gamma^\eta \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \gamma^\varepsilon \gamma^{\tilde{\mu}} (1 - \gamma^5)] p_{2\varepsilon} q_{1\tilde{\eta}} Tr[\gamma^{\tilde{\varepsilon}} \gamma^{\tilde{\sigma}} (1 - \gamma^5) \gamma^{\tilde{\eta}} \gamma^\sigma (1 - \gamma^5)]. \quad (151)$$

$$4q_{2\eta} p_{1\varepsilon} \{ Tr[\gamma^\eta \gamma^\mu \gamma^\varepsilon \gamma^{\tilde{\mu}}] - Tr[\gamma^\eta \gamma^\mu \gamma^\varepsilon \gamma^{\tilde{\mu}} \gamma^5] \} p_{2\varepsilon} q_{1\tilde{\eta}} \{ Tr[\gamma^{\tilde{\varepsilon}} \gamma^{\tilde{\sigma}} \gamma^{\tilde{\eta}} \gamma^\sigma] - Tr[\gamma^{\tilde{\varepsilon}} \gamma^{\tilde{\sigma}} \gamma^{\tilde{\eta}} \gamma^\sigma \gamma^5] \}. \quad (152)$$

O traço que contém a matriz γ^5 dá origem ao tensor de Levi-Civita $Tr[\gamma^\eta \gamma^\mu \gamma^\varepsilon \gamma^{\tilde{\mu}} \gamma^5] = -4i\varepsilon^{\eta\mu\varepsilon\tilde{\mu}}$ que, como vimos no processo anterior, é nulo, e será descartado. Também serão descartados os traços de matrizes gama que se anulam. Obtemos assim:

$$4q_{2\eta} p_{1\varepsilon} Tr[\gamma^\eta \gamma^\mu \gamma^\varepsilon \gamma^{\tilde{\mu}}] p_{2\varepsilon} q_{1\tilde{\eta}} Tr[\gamma^{\tilde{\varepsilon}} \gamma^{\tilde{\sigma}} \gamma^{\tilde{\eta}} \gamma^\sigma]. \quad (153)$$

Vamos calcular os traços das matrizes gamas, utilizando as propriedades (116), e teremos como resultado:

$$4q_{2\eta} p_{1\varepsilon} 4[g^{\eta\mu} g^{\varepsilon\tilde{\mu}} - g^{\eta\varepsilon} g^{\mu\tilde{\mu}} + g^{\eta\tilde{\mu}} g^{\mu\varepsilon}] p_{2\varepsilon} q_{1\tilde{\eta}} 4[g^{\tilde{\varepsilon}\tilde{\sigma}} g^{\tilde{\eta}\sigma} - g^{\tilde{\varepsilon}\tilde{\eta}} g^{\tilde{\sigma}\sigma} + g^{\tilde{\varepsilon}\sigma} g^{\tilde{\sigma}\tilde{\eta}}], \quad (154)$$

$$64[q_2^\mu p_1^{\tilde{\mu}} - (q_2 \cdot p_1) g^{\mu\tilde{\mu}} + q_2^{\tilde{\mu}} p_1^\mu] [p_2^{\tilde{\sigma}} q_1^\sigma - (p_2 \cdot q_1) g^{\tilde{\sigma}\sigma} + p_2^\sigma q_1^{\tilde{\sigma}}]. \quad (155)$$

Assim, substituindo a equação (155) na equação (149) , ficamos com:

$$\overline{|M_{fi}|^2} = \frac{(ig_W)^6}{64} (m_W)^2 \frac{g^{\alpha\nu} g_{\mu\alpha} g_{\tilde{\mu}\tilde{\alpha}}}{[(p_1 - q_2)^2 - m_W^2]^2} \frac{g^{\tilde{\alpha}\tilde{\nu}} g_{\nu\sigma} g_{\tilde{\nu}\tilde{\sigma}}}{[(p_2 - q_1)^2 - m_W^2]^2} \\ 64[q_2^\mu p_1^{\tilde{\mu}} - (q_2 \cdot p_1) g^{\mu\tilde{\mu}} + q_2^{\tilde{\mu}} p_1^\mu][p_2^{\tilde{\sigma}} q_1^\sigma - (p_2 \cdot q_1) g^{\tilde{\sigma}\sigma} + p_2^\sigma q_1^{\tilde{\sigma}}]. \quad (156)$$

A expressão anterior pode ser simplificada na forma seguinte:

$$\overline{|M_{fi}|^2} = 4.64 \frac{G_F^3 m_W^8}{\sqrt{2}} \frac{[q_{2\sigma} p_{1\tilde{\sigma}} - (q_2 \cdot p_1) g_{\sigma\tilde{\sigma}} + q_{2\tilde{\sigma}} p_{1\sigma}]}{[(p_1 - q_2)^2 - m_W^2]^2} \frac{[p_2^{\tilde{\sigma}} q_1^\sigma - (p_2 \cdot q_1) g^{\tilde{\sigma}\sigma} + p_2^\sigma q_1^{\tilde{\sigma}}]}{[(p_2 - q_1)^2 - m_W^2]^2}. \quad (157)$$

Multiplicando todos os termos e simplificando os termos iguais, chegamos na amplitude invariante final:

$$\overline{|M_{fi}|^2} = \frac{G_F^3 m_W^4}{\sqrt{2}} \frac{4.64 m_W^4}{[(p_1 - q_2)^2 - m_W^2]^2} \frac{[(q_2 \cdot q_1)(p_1 \cdot p_2) + (q_2 \cdot p_2)(p_1 \cdot q_1)]}{[(p_2 - q_1)^2 - m_W^2]^2}, \quad (158)$$

que está de acordo com o obtido na referência (VICTOR, 2011). O próximo passo será calcular a seção de choque, que terá o forma abaixo, para três partículas no estado final:

$$\sigma = \int \frac{\overline{|M_{fi}|^2} \delta(p_1^0 + p_2^0 - q_1^0 - q_2^0 - q_3^0)}{4 \sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_e^4}} (2\pi)^4 \delta^3(-q_1 - q_2 - q_3) \\ \frac{d^3 q_3}{2q_3^0 (2\pi)^3} \frac{d^3 q_2}{2q_2^0 (2\pi)^3} \frac{d^3 q_1}{2q_1^0 (2\pi)^3} \quad (159)$$

Calculamos a primeira integral em relação ao momento q_1 , usando a função delta; agora vamos fazer a seguinte substituição de $d^3 q_2 = |\vec{q}_2|^2 dq_2 d\Omega_2 = |\vec{q}_1|^0 dq_2^0 d\Omega_2$.

$$\sigma = \int \frac{\overline{|M_{fi}|^2} \delta(\sqrt{s} - q_1^0 - q_2^0 - q_3^0)}{16s(2\pi)^5} \frac{d^3 q_3}{q_3^0} \frac{|\vec{q}_2|^0 dq_2^0 d\Omega_2}{q_2^0 q_1^0} \quad (160)$$

Fazendo a integração em q_2^0 , usando filtragem na energia, temos $q_2^0 = \sqrt{s} - q_1^0 - q_3^0$ e a integral fica:

$$\sigma = \int \frac{\overline{|M_{fi}|^2}}{16s(2\pi)^5} \frac{d^3 q_3}{q_3^0} \frac{|\vec{q}_2| d\Omega_2}{q_1^0} \quad (161)$$

$$\sigma = \int \frac{\overline{|M_{fi}|^2}}{512s\pi^5} \frac{|\vec{q}_2| d\Omega_2}{q_1^0} \frac{|\vec{q}_3|^2 d\vec{q}_3 d\Omega_3}{q_3^0} \quad (162)$$

Substituindo a equação (158), escrevemos:

$$\sigma = \frac{G_F^3 m_w^4}{\sqrt{2}} \int \frac{256 m_W^4 [(q_2 \cdot q_1)(p_1 \cdot p_2) + (q_2 \cdot p_2)(p_1 \cdot q_1)]}{512s\pi^5 [(p_1 - q_2)^2 - m_W^2]^2 [(p_2 - q_1)^2 - m_W^2]^2} \frac{|\vec{q}_2| d\Omega_2}{q_1^0} \frac{|\vec{q}_3|^2 d\vec{q}_3 d\Omega_3}{q_3^0} \quad (163)$$

$$\sigma = \frac{G_F^3 m_w^4}{2\sqrt{2}\pi^5} \int \frac{[(q_2 \cdot q_1)(p_1 \cdot p_2) + (q_2 \cdot p_2)(p_1 \cdot q_1)]}{s \left[\frac{(p_1 - q_2)^2}{m_W^2} - 1 \right]^2 \left[\frac{(p_2 - q_1)^2}{m_W^2} - 1 \right]^2} \frac{|\vec{q}_2| d\Omega_2}{q_1^0} |\vec{q}_3| dq_3^0 d\Omega_3. \quad (164)$$

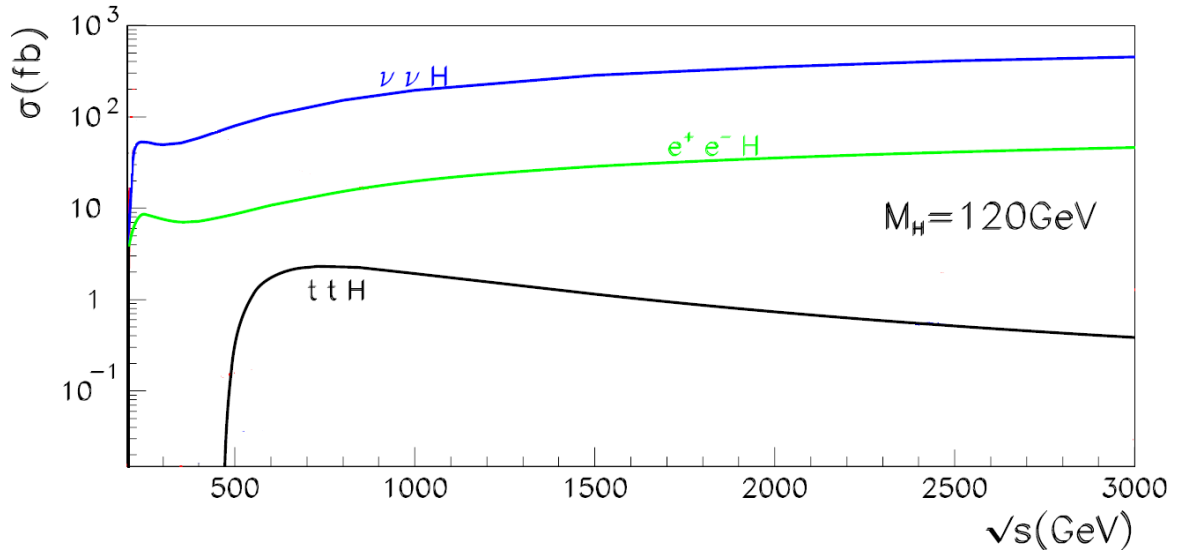
A integral acima tem solução muito complicada, já que no estado final temos três partículas. A solução da equação (164) pode ser encontrada na referência (ALTARELLI; MEFE; PITOLLI, 1986), onde se define um referencial no qual $q_1 + q_2 = 0$, o que permite assim realizar a integração. Uma solução encontrada por W Kilian, M Krämer, P.M Zerwas(KILIAN; KRAMER; ZERWAS, 1996) para a seção de choque total para produção do bóson de Higgs via fusão de bóson vetoriais WW , associado a neutrinos é:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}_e\nu_e H) = \frac{G_F^3 m_W^4}{4\sqrt{2}\pi^3} \int_{x_H}^1 dx \int_x^1 \frac{dy F(x, y)}{[1 + (y-x)/x_W]^2}$$

$$F(x, y) = \left(\frac{2x}{y^3} - \frac{1+3x}{y^2} + \frac{2+x}{y} - 1 \right) \left[\frac{z}{1+z} - \ln(1+z) \right] + \frac{x z^2 (1-y)}{y^3 (1+y)} \quad (165)$$

onde $x_H = \frac{m_H^2}{s}$, $x_W = \frac{m_w^2}{s}$ e $z = y(x - x_H)/(xx_H)$. O gráfico a seguir se refere ao resultado da seção de choque de produção do Higgs, equação (165) (linha superior em azul), como função da energia do centro de massa \sqrt{s} . Apresentamos também o resultado para o processo no fusão com os seguintes estados finais: $e^+e^- H$ (linha verde) e $t\bar{t}H$ (linha preta), para comparação.

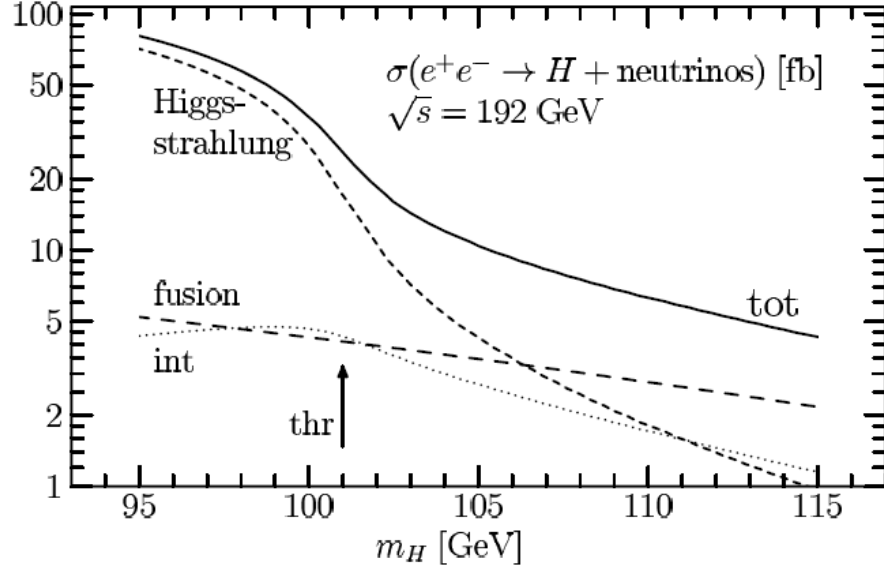
Figura 13: Processo de produção do bóson de Higgs, pelos canais $\bar{\nu}\nu H$, $e^+e^- H$ e $t\bar{t}H$. Seção de choque versus energia de centro de massa.



Fonte: (DITTMAYER; SCHUMACHER, 2013)

No gráfico a seguir, figura (14), temos tanto o processo de fusão de bósons vetoriais, como o Higgs-strahlung, em função da massa do bóson de Higgs. Observamos que há predominância da Higgs-strahlung para massa do Higgs aproximadamente de 106 GeV . Acima desse valor, o processo de fusão de bósons vetoriais passa a predominar, para uma energia do centro de massa de $\sqrt{s} = 192 \text{ GeV}$.

Figura 14: Comparação entre a produção Higgs-strahlung e fusão de bóson vetoriais.



Fonte: (DITTMAIER; SCHUMACHER, 2013)

3.3 DECAIMENTO DO BÓSON DE HIGGS EM FÉRMION E ANTIFÉRMION $f\bar{f}$

Vamos estudar agora o decaimento do bóson de Higgs em férmion e antiférmion, um estado final muito utilizado na pesquisa do bóson de Higgs nos grandes aceleradores de partículas.

A amplitude invariante para esse processo é:

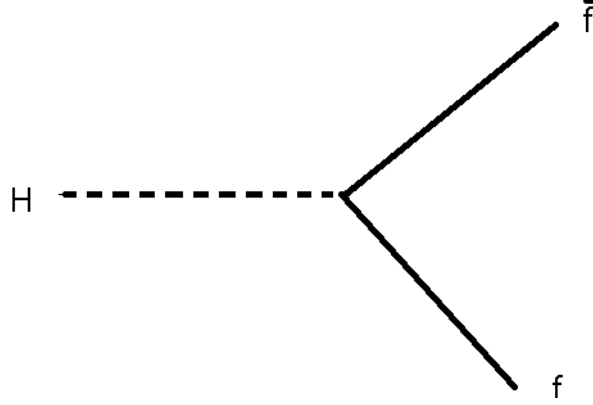
$$|M_{fi}| = \sum_{spins} \bar{u}(q_1)_\sigma \left(\frac{-igm_f}{2m_w} \right)_{(\sigma\eta)} u(q_2)_\eta \phi(p_1), \quad (166)$$

onde $\frac{-igm_f}{2m_w}$ é o vértice do Higgs com férmions e os índices $(\sigma\eta)$ estão somente relacionados aos spinores. Calculando a amplitude ao quadrado temos:

$$|M_{fi}|^2 = \phi(p_1)^* \phi(p_1) \sum_{spins} \bar{u}(q_1)_\sigma \left(\frac{-igm_f}{2m_w} \right)_{(\sigma\eta)} u(q_2)_\eta [u(q_2)_\eta \left(\frac{-igm_f}{2m_w} \right)_{(\sigma\eta)} u(q_1)_\sigma]. \quad (167)$$

Quando integramos $\phi(p_1)^* \phi(p_1)$ em todo o espaço, pela condição de normalização dos

Figura 15: Decaimento do Higgs em fêmion e antifêmion.



Fonte: Autor.

campos seu valor é igual a 1, assim simplificamos a expressão:

$$|M_{fi}|^2 = \left(\frac{g^2 m_f^2}{4m_w^2}\right) \sum_s u(q_1)_\sigma \bar{u}(q_1)_\sigma \sum_{s'} u(q_2)_\eta u(q_2)_\eta. \quad (168)$$

Da mesma forma que consideramos a soma de spins iniciais para os fêmions, também faremos o mesmo para os spins iniciais do Bóson de Higgs. Como se trata de uma partícula escalar de spin zero, a soma de spin inicial é:

$$\overline{|M_{fi}|^2} = \frac{1}{(2S_i^{Higgs} + 1)} \sum_{spins} |M_{fi}|^2 = \frac{1}{(2 \cdot 0 + 1)} \sum_{spins} |M_{fi}|^2 = |M_{fi}|^2, \quad (169)$$

Neste caso mantemos a massa dos fêmions diferente de zero. Substituindo na equação (168) e considerando a soma final de spin, temos:

$$\overline{|M_{fi}|^2} = \left(\frac{g^2 m_f^2}{4m_w^2}\right) Tr[(\not{q}_1 + m_f)(\not{q}_2 - m_f)] = \left(\frac{g^2 m_f^2}{4m_w^2}\right) Tr[\not{q}_1 \cdot \not{q}_2 - m_f^2]. \quad (170)$$

Calculando (170) usando as propriedades de traço das matrizes gama temos

$$\overline{|M_{fi}|^2} = \left(\frac{g^2 m_f^2}{4m_w^2}\right) \{q_{1\mu} q_{2\nu} Tr[\gamma^\mu \gamma^\nu] - m_f^2 Tr[I]\} = (2G_F m_f^2) \{4q_1 \cdot q_2 - 4m_f^2\}. \quad (171)$$

Vamos definir o referencial onde o Higgs está em repouso: $p_1 = (m_h, 0)$, $q_1 = (E_1, \vec{q}_1)$, $q_2 = (E_2, \vec{q}_2)$. A taxa de decaimento pode ser construída de forma semelhante à (133) e assume a forma de:

$$\Gamma_{H \rightarrow f\bar{f}} = \int \frac{d^3 \vec{q}_2}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \vec{q}_1}{(2\pi)^3} \frac{1}{2V J_{inc}} \overline{|M_{fi}|^2} \frac{1}{2q_1^0 2q_2^0} (2\pi)^4 \delta^4(p_1 - q_1 - q_2).$$

No referencial em que o Higgs está em repouso, o fluxo incidente é $V J_{inc}^{\vec{}} = m_H$. Portanto a taxa de decaimento fica:

$$\Gamma_{H \rightarrow f\bar{f}} = \int \frac{1}{8m_H 4\pi^2} \overline{|M_{fi}|^2} \delta^4(m_H - q_1^0 - q_2^0) \delta^4(-\vec{q}_1 - \vec{q}_2) \frac{d^3\vec{q}_1}{2q_1^0} \frac{d^3\vec{q}_2}{2q_2^0}. \quad (172)$$

Integrando em \vec{q}_2 , usando a função delta, obtém-se $\vec{q}_1 = -\vec{q}_2$. Como os dois férmions tem massa iguais, pela relação $E^2 = |\vec{p}|^2 + m^2$ implica $q_1^0 = q_2^0$. Logo podemos escrever:

$$\Gamma_{H \rightarrow f\bar{f}} = \int \frac{1}{32m_H \pi^2} \overline{|M_{fi}|^2} \delta(m_H - 2q_1^0) \frac{d^3\vec{q}_1}{(q_1^0)^2}. \quad (173)$$

Substituindo $d\vec{q}_1^3 = |\vec{q}_1| q_1^0 dq_1^0 d\Omega$

$$\Gamma_{H \rightarrow f\bar{f}} = \int \frac{1}{32m_H \pi^2} \overline{|M_{fi}|^2} \delta(m_H - 2q_1^0) \frac{|\vec{q}_1| dq_1^0 d\Omega}{q_1^0}. \quad (174)$$

Pela conservação de energia $|\vec{q}_1| = \sqrt{(q_1^0)^2 - m_w^2} = q_1^0 \sqrt{1 - \frac{m_w^2}{(q_1^0)^2}}$ e então,

$$\Gamma_{H \rightarrow f\bar{f}} = \int \frac{1}{32m_H \pi^2} \overline{|M_{fi}|^2} \delta(m_H - 2q_1^0) \sqrt{1 - \frac{m_w^2}{(q_1^0)^2}} dq_1^0 d\Omega. \quad (175)$$

Fazendo $x = 2q_1^0$, ou seja, $q_1^0 = \frac{x}{2}$ temos,

$$\Gamma_{H \rightarrow f\bar{f}} = \int \frac{1}{32m_H \pi^2} \overline{|M_{fi}|^2} \delta(m_H - x) \sqrt{1 - \frac{m_w^2}{x^2/4}} \frac{dx}{2} d\Omega. \quad (176)$$

Considerando a função delta, $x = m_H$, a taxa de decaimento pode ser escrita como:

$$\Gamma_{H \rightarrow f\bar{f}} = \frac{1}{64\pi^2} \frac{1}{m_H} \int \overline{|M_{fi}|^2} \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{m_H^2}} d\Omega. \quad (177)$$

Substituindo a equação (171) e fazendo $q_1 \cdot q_2 = \frac{1}{2}(m_H^2 - 2m_f^2)$, podemos reescrever a taxa de decaimento como:

$$\Gamma_{H \rightarrow f\bar{f}} = \frac{G_F m_f^2 m_H}{4\pi \sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_H^2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{m_H^2}}. \quad (178)$$

Por fim, calculando a integral no ângulo sólido temos a taxa de decaimento total para o Higgs em dois férmions:

$$\Gamma_{H \rightarrow f\bar{f}} = \frac{G_F m_f^2 m_H}{4\sqrt{2}\pi} \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_H^2}\right)^{3/2}. \quad (179)$$

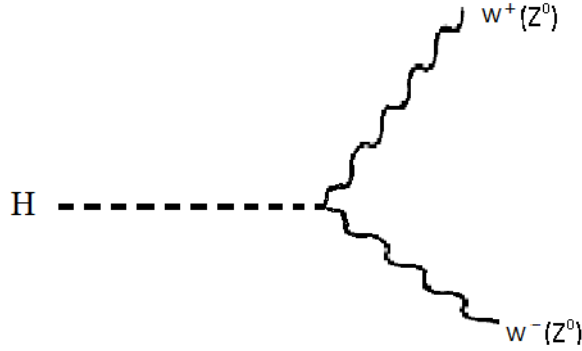
A equação (179) está na forma geral e pode ser utilizada para o cálculo da taxa de

decaimento do Higgs em qualquer férmion (elétron, múon, quark, neutrinos e suas anti-partículas). Para utilizá-la precisamos definir o férmion e o valor de sua massa. No caso do neutrino o valor da Γ_ν é nulo, já que sua massa é nula.

3.4 DECAIMENTO DO BÓSON DE HIGGS EM DOIS BÓSON VETORIAIS

O Bóson de Higgs pode decair em pares de bos ons vetoriais W^+W^- e Z^0Z^0 , pelo processo indicado na figura (16). Esse estado final não é detectado experimentalmente, mas sim o produto do decaimento dos bóson vetoriais, que geralmente são em pares de férmions.

Figura 16: Decaimento do Higgs em dois bósons vetoriais.



Fonte: Autor.

Para calcular a taxa de decaimento é necessário escrever a amplitude invariante do processo. Considerando $\phi(p_1)$ a função de onda para o bóson de Higgs e $u_x(q_i, \lambda)$ o vetor de polarização dos bósons vetoriais com momento q_i , a amplitude invariante associada ao decaimento do Higgs pode ser escrita como:

$$M = \phi(p_1)u_\mu^*(q_1, \lambda)(igm_W g^{\mu\nu})u_\nu(q_2, \lambda), \quad (180)$$

onde $(igm_w g_{\nu\mu})$ é o vértice da interação. Elevando ao quadrado a amplitude invariante:

$$|M_{fi}|^2 = \phi(p_1)u_\mu^*(q_1, \lambda)(igm_W g^{\mu\nu})u_\nu(q_2, \lambda)[\phi(p_1)u_\mu^*(q_1, \lambda)(igm_W g^{\mu\nu})u_\nu(q_2, \lambda)]^*, \quad (181)$$

$$|M_{fi}|^2 = \phi(p_1)\phi^*(p_1)u_\mu^*(q_1, \lambda)(igm_W g^{\mu\nu})u_\nu(q_2, \lambda)u_\alpha^*(q_2, \lambda)(igm_W g^{\alpha\beta})u_\beta(q_1, \lambda), \quad (182)$$

$$|M_{fi}|^2 = g^2 m_W^2 \phi(p_1)\phi(p_1)^* g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} \sum_\lambda u_\beta(q_1, \lambda)u_\mu^*(q_1, \lambda) \sum_\lambda u_\nu(q_2, \lambda)u_\alpha^*(q_2, \lambda), \quad (183)$$

$$\overline{|M_{fi}|^2} = g^2 m_W^2 g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} \sum_\lambda u_\beta(q_1, \lambda)u_\mu^*(q_1, \lambda) \sum_\lambda u_\nu(q_2, \lambda)u_\alpha^*(q_2, \lambda). \quad (184)$$

Adotamos a soma da polarização nas três direções segundo a referência (ROMÃO, 2003) que é escrita como

$$\sum_{\lambda=1}^3 u_{\beta}(p_1, \lambda) u_{\mu}^*(p_1) = (-g_{\beta\mu} + \frac{p_{1\beta} p_{1\mu}}{m_W^2}).$$

Substituindo em (184), temos

$$\overline{|M_{fi}|^2} = g^2 m_w^2 g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} (-g_{\beta\mu} + \frac{p_{1\beta} p_{1\mu}}{m_W^2}) (-g_{\nu\alpha} + \frac{q_{2\nu} q_{2\alpha}}{m_W^2}), \quad (185)$$

$$\overline{|M_{fi}|^2} = g^2 m_w^2 (g^{\mu\nu} g_{\nu\alpha} g^{\alpha\beta} g_{\beta\mu} - \frac{q_1^2}{m_w^2} - \frac{q_2^2}{m_w^2} + \frac{(q_1 \cdot q_2)^2}{m_w^4}).$$

Aqui temos um produto de métricas com índices diferentes. O primeiro produto resulta em $g^{\mu\nu} g_{\nu\alpha} = \delta_{\alpha}^{\mu}$, que permite substituir no segundo produto de métricas $\delta_{\alpha}^{\mu} g^{\alpha\beta} g_{\beta\mu}$, com o qual obtemos $g^{\mu\beta} g_{\beta\mu}$, que é igual a 4. Os dois bósons vetoriais tem a mesma massa $q_1^2 = q_2^2 = m_W^2$

$$\overline{|M_{fi}|^2} = g^2 m_W^2 (\delta_{\alpha}^{\mu} g^{\alpha\beta} g_{\beta\mu} - 1 - 1 + \frac{(q_1 \cdot q_2)^2}{m_W^4}) = g^2 m_W^2 (g^{\mu\beta} g_{\beta\mu} - 2 + \frac{(q_1 \cdot q_2)^2}{m_W^4}) \quad (186)$$

Definindo o referencial de repouso do Higgs, ou seja, $p_1 = (m_H, 0)$, $q_1 = (E_1, \vec{q}_1)$, $q_2 = (E_2, \vec{q}_2)$ e substituindo os termos $q_1 \cdot q_2 = \frac{1}{2}(m_H^2 - 2m_W^2)$ e $\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8m_W^2}$ na equação (186) temos:

$$\overline{|M_{fi}|^2} = \frac{8G_F m_W^4}{\sqrt{2}} (4 + \frac{(m_H^2 - 2m_W^2)^2}{4m_W^4})$$

$$\overline{|M_{fi}|^2} = \frac{2G_F}{\sqrt{2}} (8m_W^4 + m_H^4 + 4m_W^4 - 4m_H^2 m_W^2) = \frac{2G}{\sqrt{2}} (12m_W^4 + 4m_H^4 - m_H^2 m_W^2) \quad (187)$$

Podemos escrever a taxa de decaimento semelhante a (177), onde no lugar da massa do férmion teremos a massa do bóson W :

$$\Gamma_{H \rightarrow WW} = \frac{1}{64\pi^2} \frac{1}{m_H} \int \overline{|M_{fi}|^2} \sqrt{1 - \frac{4m_W^2}{m_H^2}} d\Omega \quad (188)$$

Substituindo a equação (187) em (188), teremos:

$$\Gamma_{H \rightarrow WW} = \frac{G m_H^3}{32\sqrt{2}\pi^2} \sqrt{1 - \frac{4m_W^2}{m_H^2}} (1 - \frac{m_W^2}{m_H^2} + 12\frac{m_W^4}{m_H^4}) \int d\Omega \quad (189)$$

Por fim, integrando no ângulo sólido temos a taxa de decaimento total para o bóson de

Higgs em dois bóson vetoriais:

$$\Gamma_{H \rightarrow WW} = \frac{Gm_H^3}{8\sqrt{2}\pi} \sqrt{1 - \frac{4m_W^2}{m_H^2}} \left(1 - 4\frac{m_W^2}{m_H^2} + 12\frac{m_W^4}{m_H^4}\right) \quad (190)$$

O mesmo cálculo vale para o bóson vetorial neutro Z^0 , onde é necessário substituir a massa de m_W por m_Z . Procedendo da mesma forma poderíamos obter a taxa de decaimento para o processo da figura (17a), onde os bósons vetoriais decaem off-shell, com estado final de um bóson vetorial W e um par de férmions $f\bar{f}$. Ao contrário do processo anterior, onde tínhamos dois bóson vetoriais V como estado final do processo, que decaíam em férmions, aqui temos um bóson vetorial como estado final e outro bóson vetorial V , no caso virtual, que decaí em férmions, formando o estado final do processo $Vf\bar{f}$. A taxa de decaimento pode ser escrita, de acordo com a referência (ROMÃO; ANDRINGA, 1999), como:

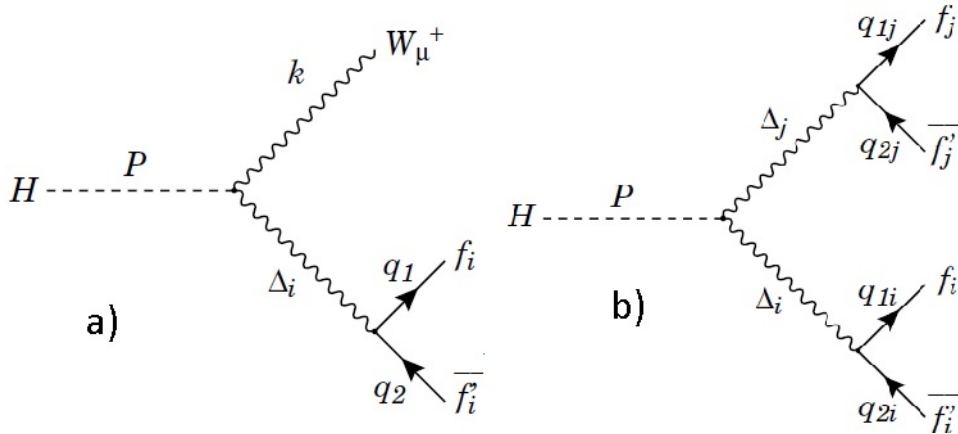
$$\Gamma_{H \rightarrow Vf\bar{f}} = \sigma_i^V \frac{G_F M_H^3 M_V}{16\pi^2 \sqrt{2}} \int d\Delta_i^2 \frac{\Gamma_V^0}{|D(\Delta_i^2)|^2} \frac{\sqrt{\lambda(M_V^2, \Delta_i^2, M_H^2)}}{\lambda(M_V^2, \Delta_i^2, M_H^2)} [\lambda(M_V^2, \Delta_i^2, M_H^2) + 12\frac{M_V^2 \Delta_i^2}{M_H^4}] \quad (191)$$

e

$$\lambda(M_V^2, \Delta_i^2, M_H^2) = \left(1 - \frac{M_V^2}{M_H^2} - \frac{\Delta_i^2}{M_H^2}\right)^2 - 4\frac{M_V^2 \Delta_i^2}{M_H^4} \quad (192)$$

onde $V = W(Z)$. O fator σ_i^V somente foi colocado para identificar qual o bóson vetorial associado. Caso o bóson vetorial seja W , $\sigma_W^V = 2$ ou $\sigma_Z^V = 1$ no caso de Z .

Figura 17: Decaimento do bóson de Higgs off-Shell: a) em um bóson vetorial W e um par de férmions, b) decaimento do Higgs em 4-férmions.



Fonte:(ROMÃO; ANDRINGA, 1999)

No caso da figura (17b), os dois bósons vetoriais são virtuais e decaem em estado final de 4 férmions, pelo processo off-shell. A taxa de decaimento pode ser escrita novamente

de acordo com (ROMÃO; ANDRINGA, 1999), como:

$$\Gamma_{H \rightarrow f_i \bar{f}_i f_j \bar{f}_j} = \sigma_i^V \frac{G_F M_H^3 M_V}{16\pi^2 \sqrt{2}} \int d\Delta_i^2 \int d\Delta_j^2 \frac{\Gamma_V^0 \sqrt{\lambda(\Delta_i^2, \Delta_j^2, M_H^2)}}{|D(\Delta_i^2)|^2} [\lambda(\Delta_i^2, \Delta_j^2, M_H^2) + 12 \frac{\Delta_i^2 \Delta_j^2}{M_H^4}] \quad (193)$$

e

$$\lambda(\Delta_i^2, \Delta_j^2, M_H^2) = \left(1 - \frac{\Delta_i^2}{M_H^2} - \frac{\Delta_j^2}{M_H^2}\right)^2 - 4 \frac{\Delta_i^2 \Delta_j^2}{M_H^4} \quad (194)$$

O decaimento off-shell ocorre quando a colisão entre as partícula não fornece a energia⁵ suficiente para produzir partículas reais, no caso, os bóson vetoriais.

3.5 DECAIMENTO DO BÓSON DE HIGGS EM FÓTON E BÓSON VETORIAL

Outro processo importante é o decaimento do bóson de Higgs em $H \rightarrow Z\gamma$, cujo diagrama está na figura (18). A taxa de decaimento on-shell para esse processo pode ser escrita (ROMÃO; ANDRINGA, 1999) como:

$$\Gamma_{H \rightarrow Z\gamma} = \frac{G_F m_H^3}{4\pi\sqrt{2}} \frac{\alpha^2}{16\pi^2} \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_H^2}\right)^3 |A(m_Z^2, m_H)|^2 \quad (195)$$

O termo $A(m_Z^2, m_H)$ é dado pela expressão $A(m_Z^2, m_H) = A_W + A_F$, onde:

$$A_W = -4 \cot\theta_W [(3 - \tan\theta_W^2) J_1(m_Z^2, m_H^2, m_W^2) + (-5 + \tan^2\theta_W - \frac{1}{2} \frac{m_W^2}{m_Z^2} (1 - \tan\theta_W^2)) J_2(m_Z^2, m_H^2, m_W^2)] \quad (196)$$

e

$$A_F = - \sum_f \frac{4g_V^f Q_f}{\sin\theta_W \cos\theta_W} [-J_1(m_Z^2, m_H^2, m_f^2) + 4J_2(m_Z^2, m_H^2, m_f^2)] \quad (197)$$

com o valor de $J_{1,2}(m_Z^2, m_H^2, m_x^2)$ igual:

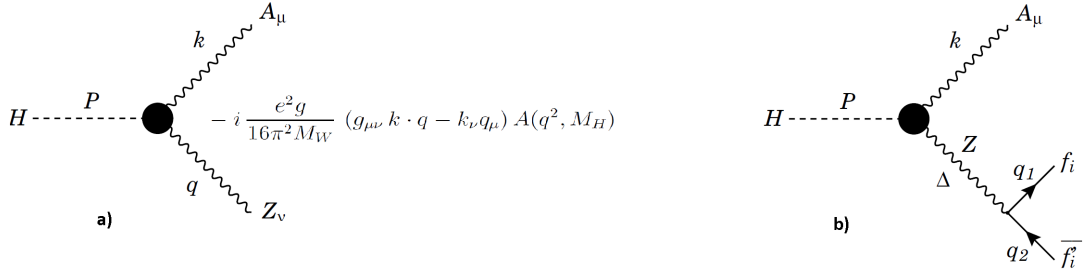
$$J_1(m_Z^2, m_H^2, m_x^2) = -m_w C_0(q^2, 0, m_H^2, m_x^2, m_x^2)$$

$$J_2(m_Z^2, m_H^2, m_x^2) = \frac{1}{2} \frac{m_z^2}{m_Z^2 - m_H^2} [1 + 2m_z^2 C_0(m_Z^2, 0, m_H^2, m_x^2, m_x^2) + \frac{q^2}{q^2 - m_H^2} (B_0(q^2, m_x^2, m_x^2) - B_0(m_H^2, m_x^2, m_x^2))] \quad (198)$$

onde B_0 e C_0 são as funções de Passarino-Veltman e m_x é a massa da partícula do loop. Podemos escrever também a taxa de decaimento off-shell do bóson Higgs em fóton e um

⁵No caso a energia de centro (CM)

Figura 18: Decaimento do bóson de Higgs: a) um bóson vetorial e um fóton, b) em fóton e fêrmion e antifêrmion.



Fonte: (ROMÃO; ANDRINGA, 1999)

par de fêrmions, onde o bóson vetorial será virtual, como está representado no diagrama da figura (18b). A taxa de decaimento pode ser escrita, de acordo com referência (ROMÃO; ANDRINGA, 1999), como:

$$\Gamma_{H \rightarrow \gamma f \bar{f}} = \frac{1}{\pi} \int d\Delta^2 \frac{\Gamma_Z}{m_Z} \frac{\Delta^2}{|D(\Delta^2)|} \Gamma^{\gamma Z}(m_H, \Delta^2) \quad (199)$$

onde o fator $\Gamma^{\gamma Z}$ é escrito da seguinte forma:

$$\Gamma^{\gamma Z} = \frac{G_F m_H^3}{4\pi\sqrt{2}} \frac{\alpha^2}{16\pi^2} \left(1 - \frac{\Delta^2}{m_H^2}\right)^3 |A(\Delta^2, m_H)|^2 \quad (200)$$

e o fator Γ^Z é igual:

$$\Gamma^Z = \frac{1}{12\pi} \left(\frac{g}{\cos\theta}\right)^2 (g_V^{f2} + g_A^{f2}) \quad (201)$$

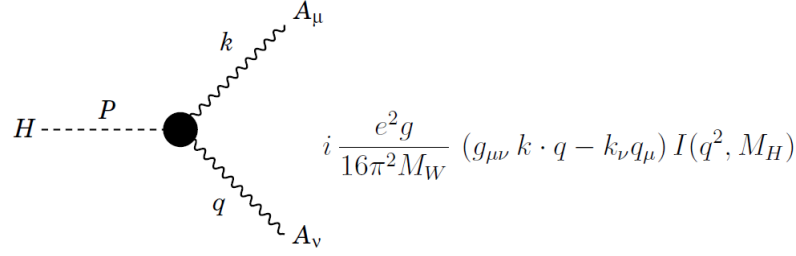
A expressão para o termo $A(\Delta^2, m_H^2)$ é o mesmo da equação $A(\Delta^2, m_H) = A_W + A_F$, com A_W e A_F dados pelas equações (196) e (197) e as correntes J_1 e J_2 dados pelas expressões (198), onde substituímos m_Z por Δ .

3.6 DECAIMENTO DO BÓSON DE HIGGS EM DOIS FÓTONS

Outra taxa de decaimento importante na pesquisa do bóson de Higgs, principalmente no LHC, já que este foi um dos canais a partir do qual o Higgs foi observado, é o decaimento em dois fótons. Na figura (19) está representado o decaimento do Higgs em dois fótons. A expressão da taxa de decaimento para esse processo é:

$$\Gamma_{H \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{\alpha^3 m_H^3}{256\pi^2 \sin\theta_w m_W^2} |I(q^2, m_H)|^2 \quad (202)$$

Figura 19: Decaimento do bóson de Higgs em dois fótons.



Fonte: (ROMÃO; ANDRINGA, 1999)

com o valor de $I(q^2, m_H)$:

$$I(q^2, m_H) = -4[-4J_1(q^2, m_H^2, m_W^2) + (6 + \frac{m_H^2}{m_x^2})J_2(q^2, m_H^2, m_W^2) + \sum_f 4Q_f^2[-J_1(q^2, m_H^2, m_f^2) + 4J_2(q^2, m_H^2, m_f^2)] \quad (203)$$

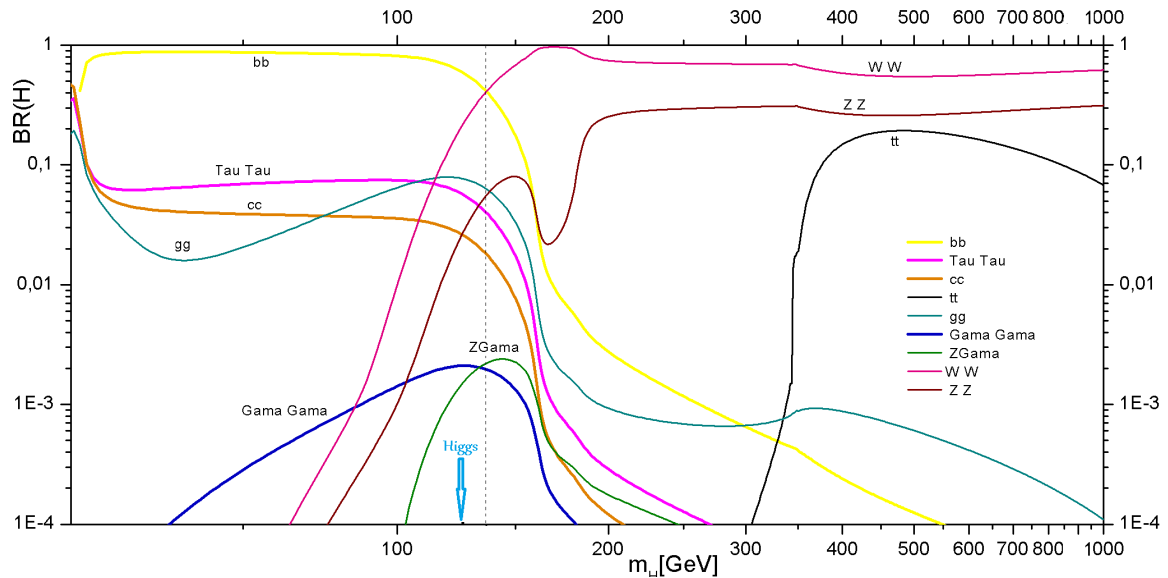
onde $J_1(q^2, m_H^2, m_x^2)$ e $J_2(q^2, m_H^2, m_x^2)$ são as correntes dadas pelas equações (198).

A partir das expressões matemáticas das taxas de decaimentos do bóson de Higgs, podemos construir uma representação gráfica das taxas de decaimentos versus a massa do Higgs, para efeito de comparação. Esse tipo de representação gráfica $\Gamma \times m_H$ era usado antes da descoberta, já que não se sabia qual poderia ser a massa da partícula, e assim, poderia assumir qualquer valor.

No gráfico da figura (20) temos todos os modos de decaimento para o bóson de Higgs do Modelo Padrão (SM) em função da sua massa, para o intervalo entre 8 à 1000GeV. Para melhor analisar os modos de decaimento, vamos dividir o intervalo de massa em duas regiões. A primeira região é para o bóson de Higgs com massa menor que 136GeV e, a segunda região é para a massa do Higgs entre 136-1000GeV.

Quando a massa do bóson de Higgs é menor que 136GeV, o principal modo de decaimento do bóson de Higgs é em par de quarks $b\bar{b}$, que possui uma taxa de decaimento praticamente constante e muito alta nesta região, sendo um excelente canal para o estudo do bóson de Higgs. Com menor taxa de decaimento que $b\bar{b}$, temos três outros canais: o canal de decaimento em tau $\tau^+\tau^-$, que também possui uma taxa praticamente constante na região; o canal de decaimento em $c\bar{c}$ e o canal onde o Higgs decai em gluons. O canal de decaimento em fótons tem baixa taxa, com maior valores na região entre 100 e 136GeV, com valor máximo próximo da massa de 136GeV. Existe outro canal, $Z\gamma$, que está restrito a uma pequena vizinhança da massa de 136GeV e, que possui também baixa taxa de decaimento. Em teoria esses dois últimos canais, por causa da baixa taxa de decaimento, não seriam bons para a pesquisa da busca do bóson de Higgs. Para a região acima de 136GeV, temos dois canais importantes: o primeiro é o WW que possui alta

Figura 20: Modos de decaimento do bóson de Higgs do Modelo Padrão.



Fonte: Autor(SPIRA, 2003).

taxa de decaimento; o segundo é o canal onde o Higgs decai em dois bóson vetoriais neutros ZZ . Esses dois canais podem ser observados no gráfico na região de massa acima de 60 GeV, com taxa de decaimento crescente em função da massa do Higgs, até a massa de 136 GeV, e se estende até a massa de 1000 GeV sendo, em teoria, os principais canais para a pesquisa do bóson de Higgs. Contudo os canais WW e ZZ não são observados diretamente, mais sim os produtos dos seus decaimentos. Para massa acima de 350 GeV, temos o surgimento de outro canal que contribui para o estudo em regiões de alta massa, o decaimento do Higgs em dois quarks top. Nesta região observamos o decréscimo da taxa de decaimento dos canais $b\bar{b}$, $\tau\tau$ e $c\bar{c}$. A taxa de decaimento em $b\bar{b}$ vai diminuindo para alta massa do Higgs. Os canais em taus e do quark charme diminuem rapidamente, atingindo valores muito pequenos para massa acima de 250 GeV. Os canais relevantes, na prática, estarão diretamente associados ao aparato experimental utilizado, suas limitações e a possibilidade de separarmos tais sinais dos fundos.

4 BÓSON DE HIGGS

Desde a formulação da teoria eletrofraca do Modelo Padrão (SM) na década de 1960, o bóson de Higgs foi uma incógnita. A teoria previa a existência dessa partícula, mas não definia sua massa, ficando assim um parâmetro livre a ser determinado experimentalmente. Um grande esforço experimental foi lançado na busca de tal partícula e na determinação de sua massa. Com a construção dos grandes aceleradores de partículas, como o Tevatron⁶ na década de 80 e LEP⁷ na década de 90 e, a confirmação de outras partículas prevista pelo Modelo Padrão, foi possível iniciar as pesquisas de busca do bóson de Higgs. As primeiras pesquisas experimentais começaram no LEP por volta de 1990 e se estenderam até o ano de 2000, onde se procurou o bóson de Higgs com diferentes massa. Nestas pesquisas, eram excluídas pequenas regiões de massa onde não era encontrado qualquer vestígio de partícula compatível com o bóson de Higgs. Assim, com os dados obtidos pelo LEP (Colaborações) foi possível fixar um limite que excluía o bóson de Higgs com massa menor que 114.5GeV. O Tevatron, também publicou vários trabalhos, colocando limites sobre a seção de choque de produção do Higgs. Com o início dos pesquisas no LHC⁸ em 2008, cuja energia de centro de massa no primeiro estágio era aproximadamente 8TeV, sua detecção foi possível. O bóson de Higgs foi encontrado em 2012 pelos detectores CMS e ATLAS, uma das maiores façanhas experimentais do século.

Em aceleradores como o LEP, o Tevatron, os feixes de partículas são acelerados em sentidos contrário, com energia de centro de massa \sqrt{s} dado pela soma das energia de cada feixe. Os dois feixes de partículas colidem no interior dos detectores, onde vão produzir várias outras partículas. Os detectores⁹ são construídos, geralmente, em camadas, onde cada camada desempenha uma função. Quando dois feixes de partículas, elétrons/pósitrons, prótons/antiprótons colidem, entre as várias partículas produzidas, podem existir alguns bósons de Higgs, que muitas vezes, devido à baixa taxa de produção, comparada com outros processos, não são identificados. Entre as partículas criadas, algumas já são detectadas no estado final, como os jatos e as partículas carregadas elétrons (e), múons (μ); outras podem sofrer decaimentos em outras partículas, depois de um certo tempo e serão detectadas no estado final. Exemplo são os bósons vetoriais W e Z , que são criados e não são partículas detectadas diretamente, mas que decaem em partículas observáveis. O estado final pode também ser caracterizado por partículas sem carga como neutrinos (ν). Os jatos são formados logo após a colisão, quando os quarks se recombinaem produzindo novos hádrons, como os K^+ , K^- , π^+ , π^- , etc, que darão origem a um grupo de partícula formando jatos que serão detectados no final do processo. Como exemplo, temos os jatos

⁶Colisor de próton/antipróton. Para mais detalhes do acelerador de partículas Tevatron, veja apêndice(A.2)

⁷Colisor elétron e pósitron. Para mais detalhes do acelerador de partículas LEP, veja apêndice(A.1)

⁸Colisor de próton/próton. Para mais detalhes sobre o LHC, Veja apêndice (A.3)

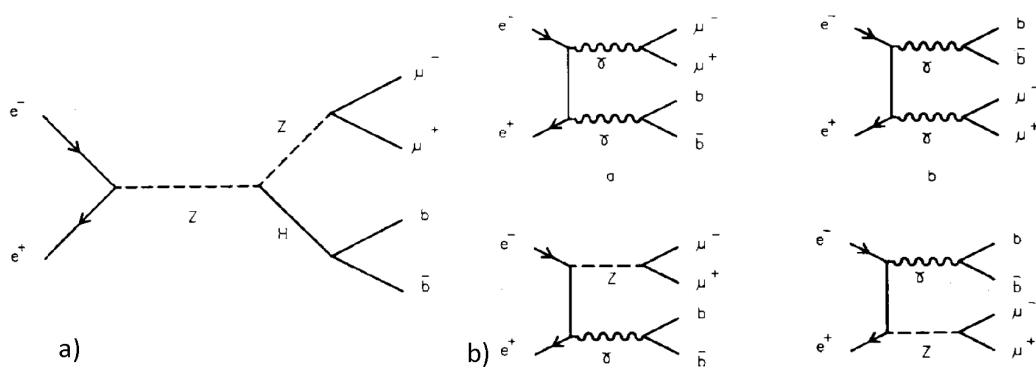
⁹Para mais detalhes sobre detectores, veja apêndices (A.3.1) e (A.3.2)

de quarks b . Os quarks são partículas elementares de spin fracionário (férmion) e carga elétrica fracionária, possuem carga cor e não são encontrados livres na natureza, diferente dos léptons, pois estão confinados no interior de hádrons. Podem interagir pela força forte ou pela força fraca como acontece no decaimento beta, onde um quark down¹⁰ decai emitindo um bóson vetorial carregado W e dando origem a um quark up.

No Modelo Padrão, existem vários processos que permitem o estudo do bóson de Higgs em detectores, como vimos ao calcular os processos de produção e decaimento no capítulo 3. Mas alguns processos devido à grande quantidade de partículas criadas junto com um possível bóson de Higgs, acabam se tornando inviáveis, já que essas partículas mascaram o sinal de tal forma que fica impossível encontrar algum bóson de Higgs. O bóson de Higgs se acopla diretamente aos bósons vetoriais e aos férmions, mas indiretamente com os fótons, por meio de loop, por exemplo loop de W .

Quando consideramos um processo de produção do bóson de Higgs e seu posterior decaimento, o estado final formado pode coincidir com outros processos do Modelo Padrão. Na figura (21a) temos o processo de produção do bóson de Higgs, e seu posterior decaimento em $b\bar{b}$, enquanto o bóson vetorial decai em $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, com estado final total para o processo em $b\bar{b}\mu^+\mu^-$ (*jetos* + $\mu^+\mu^-$). Na figura (21 b), temos outros processos do Modelo Padrão, mas que levam ao mesmo estado final. Esses processos que coincidem

Figura 21: a) Processo de produção do bóson de Higgs. b) Alguns fundos que apresentam o mesmo estado final.



Fonte: Adaptada pelo autor (GAEMERS; GROOT, 1991)

com o processo que envolve o bóson de Higgs, são chamados de fundos (background). Quando dados experimentais são analisados, como no exemplo, considerando o estado final associado ao processo da figura (21a), é necessário considerar todos os fundos possíveis na contagem final das partículas. Mas os fundos não se limitam somente a processos que possuem as mesmas partículas no estado final, mas também a outros processos que

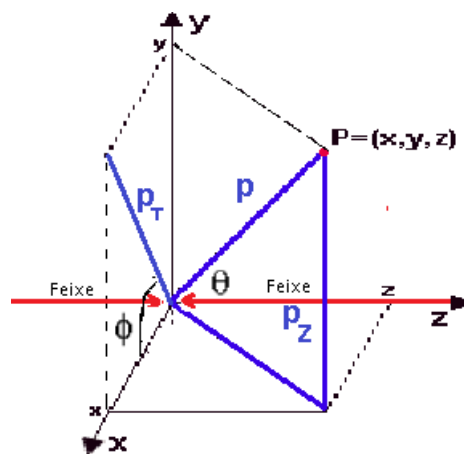
¹⁰No Modelo Padrão há seis tipos de quarks(sabores): **up**, **down**, **estranho**, **charme**, **bottom** e **top**.

podem "poluir" ou atrapalhar a identificação de uma partícula com boa resolução.

Quando a colisão ocorre entre hádrons (por exemplo, próton-próton), o fundo constituído pelos jatos, formados pelos diversos hádrons que surgem após a colisão, cresce muito e prejudica a análise de canal onde o Higgs decai em quarks. Um canal muito estudado no Tevatron foi o decaimento do Higgs em $\bar{b}b$, mas devido a colisão ser entre próton e antipróton, havia muito outros quarks que não vinham do decaimento do Higgs e acabavam atrapalhando a identificação do canal.

Para eliminar fundos é necessário a aplicação de cortes/restrições. Algumas das restrições são aplicadas ao momento e à energia das partículas detectadas no estado final, selecionando partículas que possuem energia e momento maior ou menor que um certo valor (também se aplica ao jato, no caso de hádrons), eliminando grupos de partículas indesejadas, que possuem energia e momento diferente do estabelecido. Em aceleradores de partículas, o momento é geralmente expresso em termos do momento transversal \vec{p}_T da partícula, que por definição é perpendicular a direção do feixe das partículas incidentes, veja figura (22). O quadrimomento de uma partícula é escrito como $P^\mu = (E, \vec{P})$, onde $M^2 = E^2 - \vec{P}^2$. Enquanto o momento \vec{P} , por definição, pode ser escrito como $\vec{P} = (\vec{p}_T, p_z)$,

Figura 22: Momento transversal.



Fonte: Autor.

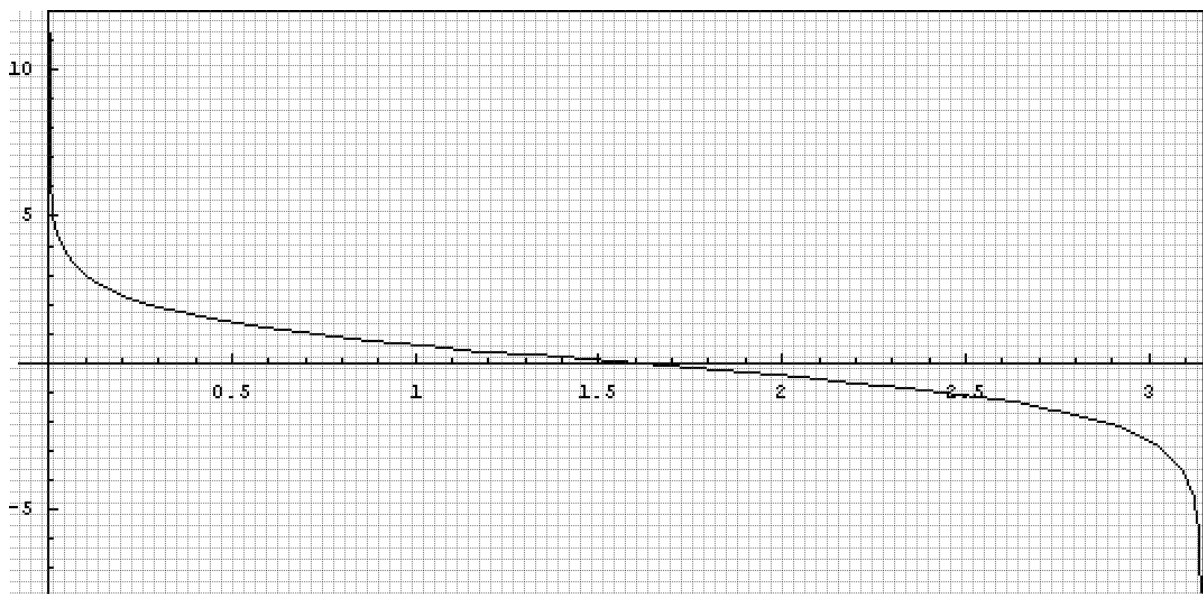
onde temos uma componente transversal e uma componente na direção do feixe incidente p_z , que permite escrever a energia como $E = \sqrt{M^2 + \vec{P}^2} = \sqrt{M^2 + \vec{p}_T^2 + p_z^2}$. O momento transversal pode ser decomposto em suas componentes no eixos x e y, com $p_T = (p_x, p_y)$. Em termos da projeção \vec{P} no plano (x,y), usando o ângulo θ formado entre o feixe e o momento P , temos portanto $\vec{p}_T = \vec{P} \text{sen} \theta$. Da mesma forma podemos escrever uma componente transversal $E_T = \sqrt{m_T^2 + \vec{p}_T^2}$ para a energia, onde $m_T = M$. No caso de partículas com massa zero como neutrinos¹¹, temos $E_T = |\vec{p}_T|$, e geralmente representado

¹¹No Modelo Padrão os neutrinos tem massa nula. No entanto, resultados experimentais confirmam que sua massa é diferente de zero.

como energia (missing) ou momento desaparecido(perdido) escrito como (E_T e p_T). Essas grandezas assim definidas são bastante encontradas em publicações de física experimental de altas energias.

Outra forma de restrição utilizada é a delimitação de regiões no espaço, no interior do detector por meio de ângulos ou usando a pseudorapidez definida como $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$. A pseudorapidez é uma grandeza que está relacionada com o ângulo θ definido anteriormente. Podemos representá-la graficamente em função do ângulo θ , como está na figura (23). Pode-se também estudar regiões específicas do espaço, limitando um volume em um

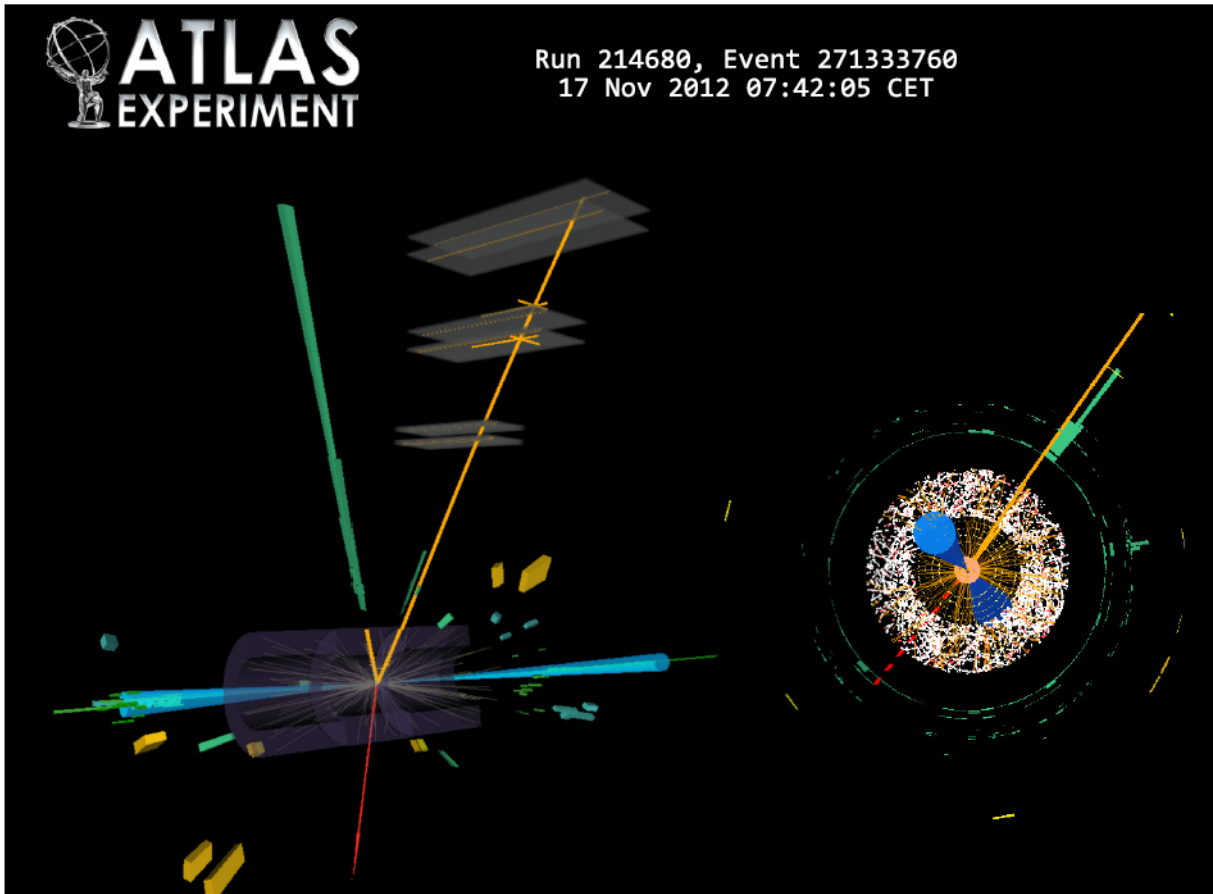
Figura 23: Pseudorapidez versus ângulo θ .



Fonte: Autor.

ângulo sólido no caso de jatos, onde podemos encontrar a maior quantidade de partículas que se deseja estudar, eliminando regiões em que o fundo é predominante ou possuem eventos que não sejam importantes. Regiões como essa, são especificadas por um cone de raio $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$, onde η é a pseudorapidez e ϕ é o ângulo que está no plano (x, y) medido a partir do eixo x , para o intervalo entre $0 < \phi < 2\pi$. A energia das partículas é medida nos calorímetros hadrônico e eletromagnético; já o momento das partículas é medido pelo desvio que as partículas sofrem ao passarem pelo campo magnético no interior do detector. Usando essas grandezas cinemáticas, os físicos experimentais conseguem reconstruir o sinal. Na figura (24) abaixo temos um exemplo de reconstrução do processo de decaimento do bóson de Higgs em $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu + 2jatos$, onde Higgs foi produzido pelo processo $qq \rightarrow Hqq$, que dá origem aos dois jatos em azul, a trajetória do elétron em verde, a do múon em laranja e a do neutrino em vermelho.

Figura 24: Reconstrução do evento $H \rightarrow WW^{(*)} + 2\text{jatos}$, Higgs produzido via $qq \rightarrow Hqq$. $m_{jj} = 1.5\text{TeV}$, $m_{ll} = 21\text{GeV}$, $m_T = 95\text{GeV}$. Na figura o elétron está representado pelo traço verde e possui $p_T = 51\text{GeV}$, o múon pelo traço laranja, possui $p_T = 15\text{GeV}$, o jato da direita (cone azul) possui $p_T = 68\text{GeV}$, o jato da esquerda (cone azul) tem $p_T = 42\text{GeV}$ e o neutrino (em vermelho) $\cancel{E}^T = 33\text{GeV}$. Evento obtido em 17 de novembro de 2012.



Fonte: (ATLAS-CONF-2013-030,)

4.1 BÓSON DE HIGGS NO LEP

Nas próximas seções apresentamos alguns dados de trabalhos publicados pelas seguintes colaborações: LEP(ALEPH, DELPHI, OPAL e L3), TEVATRON(CDF e D0) e LHC(ATLAS e CMS). Todos os dados apresentados são referentes ao bóson de Higgs do Modelo Padrão.

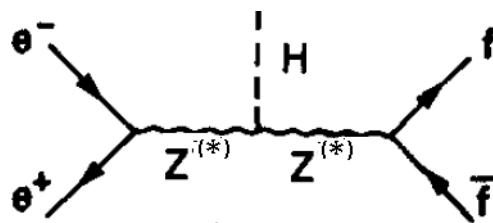
4.1.1 ALEPH

As pesquisas da busca do bóson de Higgs no LEP começaram na década de 1990, com energia de Centro de Massa de aproximadamente 91GeV . Tal energia permitia a produção

do bóson vetorial Z^0 . Nesse período, alguns trabalhos com análise de dados experimentais nos quais se procurava o bóson de Higgs leve, com pequena massa (alguns GeV) foram publicados, já que a quantidade de dados acumulados na época era pequena e, para analisar regiões com maior massa, era necessário maior quantidade de energia disponível. Os resultados eram exibidos em termos do número de decaimento de partículas e, com o tempo passou-se a usar a luminosidade integrada para descrever a quantidade de dados acumulados. A idéia principal era estudar regiões (intervalos) de massa, na tentativa de encontrar alguma evidência da existência do bóson de Higgs e, em caso negativo, excluir regiões. Em artigo de 15 de fevereiro de 1990 (DECAMP et al., 1990b), a região de massa entre 32MeV a 15GeV foi eliminada *com 95% de nível de confiança*¹², e de 40MeV até 12GeV *com 99% de nível de confiança*. Os dados foram obtidos no período de 19 setembro à 7 de novembro 1989, com energia de centro de massa de 88,3 GeV a 94,3GeV, que totalizavam 11550 $Z^0 \rightarrow$ hádrons e correspondia a uma luminosidade integrada de $542nb^{-1}$.

Para analisar os dados experimentais obtidos pelos detectores de partículas, era necessário fazer simulações do modelo que se deseja estudar, no caso o Modelo Padrão, escolhendo os processos mais prováveis no intervalo de massa considerado e comparar com os dados experimentais. Uma comparação teórica dos possíveis canais de decaimentos do bóson de Higgs em função de sua massa são encontrados no gráfico da figura(20) da página 59, capítulo 3. Como no início a energia no LEP permitia a produção do bóson vetorial neutro Z , os processos de produção do Higgs procurados estavam associado ao bóson vetorial $Z^{(*)}$ ($e^+e^- \rightarrow HZ^{(*)} \rightarrow H + \bar{f}f$), no caso virtual, ver figura (25) . Com o

Figura 25: Processo de produção do bóson no LEP-I.



Fonte: (JONES; PETCOV, 1979)

aumento da energia na fase do LEP-2, passou-se também a procurar o canal de produção do Higgs em associação com o bóson vetorial carregado W . O Higgs produzido deveria ter pequena massa e decair em partículas leves com alguns GeVs, uma vez que o bóson Z , quando produzido tem massa aproximada de 91GeV.

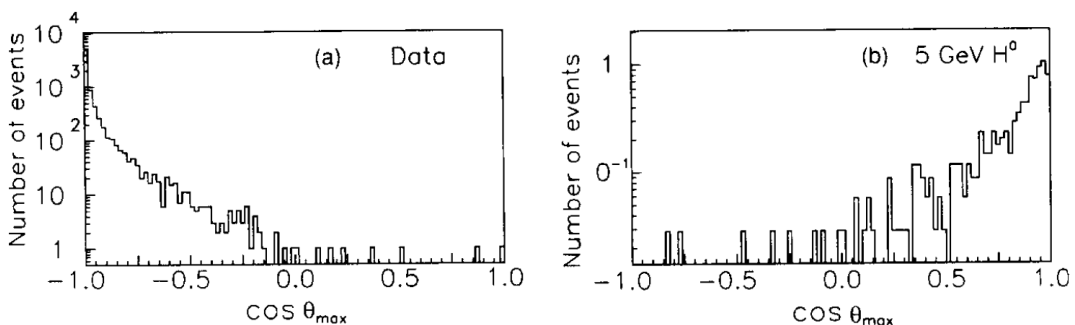
Os processos considerados na pesquisa foram $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow H^0e^+e^-$, $H^0\mu^+\mu^-$, $H^0\tau^+\tau^-$, $H^0\nu\bar{\nu}$ e $H^0q\bar{q}(\gamma)$. O intervalo de massa em estudo foi dividido em duas partes; a

¹²Essa expressão *eliminada com 95% de nível de confiança*, não será mais utilizada e ficará subentendido que quando citarmos limites de massa, ele tem 95% de nível de confiança, até que se diga ao contrário.

primeira é o intervalo entre 212 MeV e 15GeV e o segundo era para o bóson de Higgs com massa menor que 212MeV. Com a aplicação de cortes procurava-se rejeitar fundos do tipo interação fóton-fóton, interação feixe-gás e decaimento Z^* em férmions. Na análise foi simulado o equivalente a 3pb^{-1} de dados para fundos, dos processos $Z^0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ e $q\bar{q}(g)$ e também a interação entre dois fótons $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ e *hádrons*, usando-se a simulação completa do detector. Neste trabalho considera-se que o bóson de Higgs tem decaimento predominante em pares de e^+e^- e $\mu^+\mu^-$, que são partículas que possuem pequena massa.

Na discussão da seção anterior, falamos da necessidade de eliminar fundos, aplicando cortes e restrições. Logo abaixo vamos apresentar alguns exemplos de cortes que foram utilizados nesta análise. Esses critérios de seleção foram aplicados para Higgs com massa 212MeV e 15GeV. Para selecionar o canal $Z^0 \rightarrow H^0\nu\nu$, que representa o melhor canal de pesquisa para o intervalo de massa, os critérios de seleção e cortes aplicados foram os seguintes: (1) *exigir que os eventos selecionados tivessem no mínimo duas partículas carregadas, carga total não deveria ser maior que ± 4 cargas*. Os dois critérios a seguir removem os fundos de dois fótons e interação feixe-gás: (2) *o ângulo entre o feixe de partículas incidentes e o eixo do cone de eventos que contenham somente partículas carregadas, deve ser maior que 40° e a* (3) *magnitude do vetor momento transversal total de todas partículas carregadas com respeito ao feixe de partículas incidentes deve ser maior que 2GeV* . Para remover o fundo a partir de $Z^0 \rightarrow q\bar{q}(g)$, alguns dos critérios usados foram: (4) *o $\cos\theta_{max} > -0.1$, onde θ_{max} é o ângulo máximo do entre qualquer partícula carregada com momento maior que $0.3\text{GeV}/c$ e a direção do vetor soma dos momentos de todas as partículas, ver figura (26);* (5) *os eventos constituem dois hemisférios em relação ao eixo perpendicular ao feixe e, a soma de todas partículas carregadas constituem um jatos em cada hemisfério, o ângulos entre os dois jatos é $\theta_{jato-jato}$, então $\cos\theta_{jato-jato} > -0.1$.*

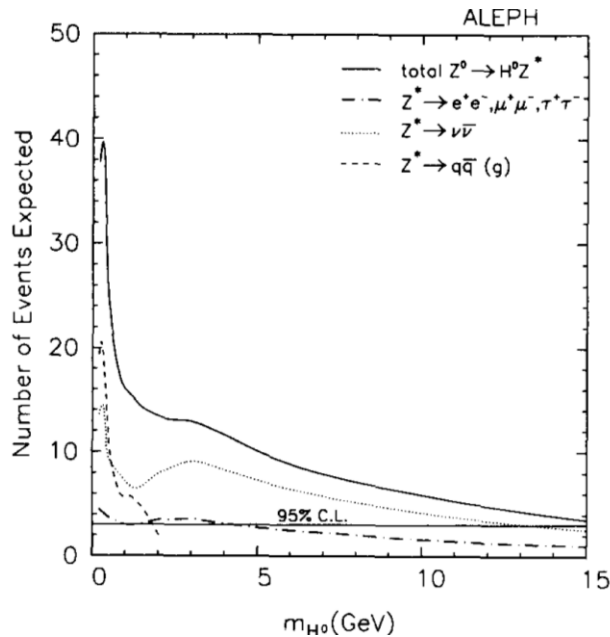
Figura 26: Distribuição de eventos em função de $\cos\theta_{max}$. a) distribuição dos dados, onde foram aplicados os critérios de seleção (1), (2), (3) e (5). b) simulação de monte carlo para $H^0\nu\nu$ para um possível Higgs com massa de 5GeV.



Fonte: (DECAMP et al., 1990b)

Para selecionar eventos com estado final $Z^0 \rightarrow H^0 l^+ l^-$ onde $l^+ l^-$ pode ser um par de $e^+ e^-$, $\mu^+ \mu^-$ e $\tau^+ \tau^-$, alguns critérios de seleção utilizados: (1) a necessidade de duas partículas carregadas a partir do Z^* , cada uma com pelo menos 15 GeV de momento; (2) o cosseno do ângulo entre elas deve ser menor que 0.1, e se houver mais de um par de partículas que satisfaz esse critério, é escolhido a que tem maior energia; (3) o terceiro critério implica que o número restante de partículas que são atribuídas ao candidato a Higgs ser no mínimo duas. No caso do canal $Z^0 \rightarrow H^0 q \bar{q}$, a região de massa do bóson de Higgs considerada era menor que 2 GeV , pois acima dessa massa há complicação envolvendo fundo de QCD com três e quatro jatos. Mas para o bóson de Higgs com massa igual ou abaixo de 2 GeV temos considerável taxa de decaimento onde o $Z \rightarrow \bar{q} q$, que introduz duas partículas que podem ser identificadas facilmente. Para o bóson de Higgs

Figura 27: Número de Eventos Esperado em função da massa do Higgs. Três canais para massa do Higgs acima de 212 MeV para $Z^0 \rightarrow H^0 l^+ l^-$ onde $l^+ l^- \rightarrow e^+ e^-, \mu^+ \mu^-, \tau^+ \tau^-$; $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ e $Z^0 \rightarrow H^0 \bar{q} q$. Também a soma total para os três canais e uma barra horizontal dá o limite com 95% de nível de confiança.



Fonte: (DECAMP et al., 1990b)

com massa abaixo de 212 MeV , o seu estudo foi feito somente pelos canais $Z^0 \rightarrow H^0 \nu \bar{\nu}$ e $H^0 q \bar{q}$, no qual podemos aplicar os critérios de seleção anteriores, os mesmos para massa maior que 212 MeV . O bóson de Higgs decai em $H \rightarrow e^+ e^-$. Os outros canais não são relevantes devido a radiação Bhabha e aos fundos. Para bóson Higgs com alguns GeV 's, o estudo é feito pelo decaimento de Z , já que o Higgs não pode ser detectado diretamente. No quadro (1) temos outros resultados publicados pela colaboração ALEPH.

Quadro 1- Publicações do ALEPH.

Data da publicação	$E_{CM}[\text{GeV}]$	\mathcal{L}_{int}	O intervalo de massa excluído.	Processo de produção	Dcaimento	Critérios de seleção e fundos
03/03/1990				$e^+e^- \rightarrow \bar{\nu}\nu H^0$	$H \rightarrow b\bar{b}$	$H\nu\nu$: 6 partículas carregadas, com 45% da E_T . O $\cos\theta_{max} > -0.75(\theta_{max} < 138.6^\circ$, onde θ_{max} é o ângulo máximo entre as partículas carregadas. Hl^+l^- : 5 partículas carregadas (2) 2 partículas a partir do Z , sendo o ângulo entre elas $\theta_{1,2} > 60^\circ$. fundos: $\gamma\gamma = e^+e^-, \mu^+\mu^-$ e $\tau^+\tau^-$; $Z \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ e $\tau^+\tau^-$
(DECAMP et al., 1990c)	88.3-95.0	$1,2\text{pb}^{-1}$	11GeV-24GeV	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, e^+e^-$	$H \rightarrow \bar{b}b$	2 partículas com $\vec{p} > 30\text{GeV}$; Fundos: $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\gamma$ e $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.
09/08/1990 (DECAMP et al., 1990a)	~ 91	-	0 - 57MeV	$e^+e^- \rightarrow Z^0H$ onde $Z^0 \rightarrow \mu\mu, e^+e^-$	não identificado	Seis partículas carregadas; Os pares de partículas selecionadas com \vec{p} individual $< 3\text{GeV}$ e soma de $\vec{p} = 20\text{GeV}$. Fundos: $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\bar{q}q(l = e, \mu \text{ e } \tau)$
26/08/1993 (BUSKULIC et al., 1993)	88.3-95.0	-	$m_H < 58.4\text{GeV}$	$e^+e^- \rightarrow Z^0H$ onde $Z^0 \rightarrow \mu\mu, e^+e^-$ e $\bar{\nu}\nu$	$H \rightarrow$ $Hadrons$	Para Hl^+l^- : 6 partículas carregadas, com $10\%\sqrt{s}$; cada par deve ter cargas oposta, com $\vec{p} > 3\text{GeV}$ e $\vec{p} > 20\text{GeV}$ e invariância de massa maior que 5GeV. Fundos: $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\bar{q}q, e^+e^- \rightarrow \bar{b}b$ e $e^+e^- \rightarrow \bar{q}q\gamma$
19/09/1996 (BUSKULIC et al., 1996)	88.3-95.0	1.1pb^{-1} e 8.9pb^{-1}	$m_H < 63.9\text{GeV}$	$e^+e^- \rightarrow Z^0H$ onde $Z^0 \rightarrow l^+l^-$ e $\bar{\nu}\nu$	$H \rightarrow$ par-tícula invisível	Um par de e ou μ a partir de Z . O par deve ter $ \cos\theta_1 + \cos\theta_2 < 1.85$, onde θ_1 e θ_2 são os ângulos formados pelo par de partículas com fixe incidente. Fundos: $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ e $e^+e^- \rightarrow \bar{q}q$ e $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$
18/03/1999 (BARATE et al., 1999b)	161-184	78.3pb^{-1}	$m_H < 80\text{GeV}$	$e^+e^- \rightarrow Z^0H$ onde $Z^0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ e $\bar{q}q$	$H \rightarrow$ $Hadrons$	Duas partículas carregadas, elétrons e múons com $ \cos\theta_{1,2} < 0.95$, onde $\theta_{1,2}$ é ângulo entre as partículas. Fundos: ZZ, WW e $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$
28/10/1999 (BARATE et al., 1999a)	188.6	172.6pb^{-1}	$m_H < 95.4\text{GeV}$	$Z \rightarrow \bar{q}q$ e $\bar{\mu}\mu$	$H \rightarrow$ $Hadrons$	

No quadro (1) temos na primeira coluna o ano de publicação do artigo, segunda coluna o valor da energia de centro de massa, na terceira coluna o valor da luminosidade quando possível, na quarta coluna o intervalo excluído, na quinta coluna o processo de produção utilizado, na antipenúltima coluna temos o decaimento do bóson de Higgs e na última coluna alguns exemplos de cortes e fundos.

Outras publicações importantes ocorreram em 2002. A primeira (HEISTER et al., 2002a), colocou um limite inferior para a massa do bóson de Higgs de 109.1 GeV. O bóson de Higgs era produzido pelo HiggsStrahlung $e^+e^- \rightarrow HZ^0$ e seu decaimento era em $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ ou gg , enquanto o bóson vetorial Z decaía em par de quarks, neutrinos, elétrons ou múons. A luminosidade integrada era de 630pb^{-1} e a energia de centro de massa era de 189 e 209 GeV. A segunda análise de julho de 2002 (HEISTER et al., 2002b), foi um estudo do bóson de Higgs decaindo em fótons, onde um limite inferior para a massa do Higgs foi fixado em 113.1 GeV. O processo utilizado na pesquisa foi $e^+e^- \rightarrow ZH$ com $H \rightarrow \gamma\gamma$.

O DELPHI, L3 e OPAL também publicaram vários trabalhos de busca do bóson de Higgs. Alguns dados referentes a estes trabalhos estão nos quadros a seguir.

4.1.2 DELPHI

Quadro 2- Publicação DELPHI

Data da publicação	$E_{CM} [GeV]$	\mathcal{L}_{int}	Intervalo de massa excluído	Processo de produção	Decaimento	Critérios de seleção e fundos
17/04/1990 (ABREU et al., 1990)	88.3-95.0	$530nb^{-1}$	210MeV- 14GeV	$e^+e^- \rightarrow Z^0e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ e $\nu\bar{\nu}$ e	$H \rightarrow q\bar{q}$	Canal $H^0l^-l^+$: no mínimo 4 partículas carregadas, com 2 com $\vec{p} > 5GeV$ e uma com ângulos acima de 30° e outra com ângulo acima de 10° . $AE_T > 30GeV$ e $\vec{p}_T < 20GeV$. Fundos: $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ e $\gamma\gamma$.
21/03/1994 (ABREU et al., 1994)	~ 91	$34.6pb^{-1}$	$m_H < 55.7GeV$	$e^+e^- \rightarrow Z^*0 \rightarrow H^0ff$, onde $Z^*0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ e $\nu\bar{\nu}$	$H \rightarrow b\bar{b}$	mínimo 5 partículas carregadas com E_{total} de todas as partículas acima de $0.12\sqrt{s}$; entre as partículas carregadas, 2 devem ter cargas opostas e $\vec{p} > 22GeV$. Fundos: $e^+e^- \rightarrow l^+l^- (l = e, \mu e \tau)$ e $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$.
08/08/1998 (ABREU et al., 1998)	161.3, 170.3 e 172.3	10.0, 1.1 e $8.9pb^{-1}$	$m_H < 66.2 GeV$	$e^+e^- \rightarrow HZ$	$H \rightarrow hadrons, \tau^+\tau^-$	6 partículas carregadas; Os pares de partículas com \vec{p} individual maior que 3GeV e soma $\vec{p} < 20GeV$. Fundo: $\bar{q}ql^+l^-$.
10/03/2000 (ABREU et al., 2000)	188.7	$158pb^{-1}$	$m_H < 94.6GeV$	$e^+e^- \rightarrow Z^0H$ onde $Z^0 \rightarrow l^+l^-$ e $\nu\bar{\nu}$	$H \rightarrow b\bar{b}$	6 partículas carregadas, com $10\%\sqrt{s}$; pares de partícula devem ter cargas oposta, $\vec{p} > 3GeV$ individual e soma de $\vec{p} < 20GeV$. Fundos: $ZZ, \bar{q}q$ e $l^+l^- \bar{q}q$
08/03/2002 (ABDALLAH et al., 2002)	191.6 e 201.7	$228pb^{-1}$	$m_H < 107.3GeV$	$e^+e^- \rightarrow Z^0H$ onde $Z^0 \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$ e $\bar{q}q$	$H \rightarrow b\bar{b}$	Um par de elétron ou múon a partir de Z . O par deve ter $ \cos\theta_1 + \cos\theta_2 < 1.85$, onde θ_1 e θ_2 são os angulos formados pela partículas do par. Fundos: $l^+l^- \bar{q}q$ e $\bar{q}q(\gamma)$
01/02/2001 (ABREU et al., 2001)	200 e 209 GeV	$224pb^{-1}$	$m_H < 114.3GeV$	$Z \rightarrow \bar{q}q$ e $\bar{\mu}\mu$	$H \rightarrow Hadrons$	Duas partículas carregadas, elétrons e múons com $ \cos\theta_{1,2} < 0.95$, onde $\theta_{1,2}$ é ângulo entre elas. Fundos: WW e ZZ

Fonte: Adaptado pelo autor.

Quadro 3-Publicação L3.

Data da publicação	$E_{CM}[\text{GeV}]$	\mathcal{L}_{int}	Intervalo excluído [GeV]	Processo de produção	Decaimento	Crítérios de seleção e fundo
27/09/1990(ADEVA et al., 1990b)	~ 91.0	50200	$2 < m_H < 32$	$e^+e^- \rightarrow Z^{*0} \rightarrow H^0 l^+ l^-$ $e^+e^- \rightarrow Z^{*0} \rightarrow H^0 \bar{\nu} \nu$	$H \rightarrow bb,$ $H \rightarrow \bar{c}c,$ $H \rightarrow \bar{s}s.$ $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$	Fundos para $Z \rightarrow H \bar{\nu} \nu$ são: $Z \rightarrow \bar{q}q(g)$, $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ e interação feixe-gás. Critérios são: $E_{total} < 70\text{GeV}$, que elimina o fundo hadrônico. $E_T < 28\%$ que E_{total}
20/12/1990 (ADEVA et al., 1990a)	~ 91.0	x	$0 < m_H < 2$	$e^+e^- \rightarrow Z^{*0} \rightarrow H^0 l^+ l^-$	$H \rightarrow$ <i>fermions</i>	Canal do múon: 2 múons com momento maior que 3GeV, e a soma de momento dos 2 maior que 30GeV. Canal elétrons: Dois elétrons com energia maior que 30GeV. Fundos $e^+e^- \rightarrow l^+ l^-, Z^0 \rightarrow l^+ l^-$.
11/07/1992 (ADEVA et al., 1992)	~ 91.0	17.5pb^{-1}	$m_H < 52$	$e^+e^- \rightarrow Z^{*0} \rightarrow H^0 l^+ l^-$ $e^+e^- \rightarrow Z^{*0} \rightarrow H^0 \bar{q}q$ $e^+e^- \rightarrow Z^{*0} \rightarrow H^0 \bar{\nu} \nu$	$H \rightarrow bb$ $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$	Canal $H e^+ e^-$: Duas partícula de cargas oposta com $E > 3\text{GeV}$ e soma de energia $E > 15\text{GeV}$, ângulo entre duas partículas $\theta > 40^\circ$. Fundos $e^+e^- \rightarrow l^+ l^- \bar{q}q$ e $\bar{q}q$
16/07/1998 (ACCIARRI et al., 1998)	182.7	55.3pb^{-1}	$m_H < 87.6$	$e^+e^- \rightarrow H^0 l^+ l^-$ $e^+e^- \rightarrow H^0 \bar{q}q, H \tau^+ \tau^-$ $e^+e^- \rightarrow H^0 \bar{\nu} \nu$	$H \rightarrow \bar{q}q$ $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$	Canal $\bar{q}q \nu^+ \nu^-$: No mínimo 4 partículas carregadas, com $E < 15\text{GeV}$. Invariança da massa dos jatos entre 40 e 115GeV . Fundos $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \bar{q}q, e^+e^- \rightarrow \bar{q}q\gamma$
31/10/2001 (ACHARD et al., 2001)	209GeV	217.3pb^{-1}	$m_H < 112$	$e^+e^- \rightarrow H^0 l^+ l^-$ $e^+e^- \rightarrow H \bar{\nu} \nu, e^+e^- \rightarrow H^0 \tau^+ \tau^-$	$H \rightarrow \bar{q}q$ $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$	Canal $H^0 l^+ l^-$: 2 partículas de cargas opostas e 2 jatos de quark b . Fundos: $e^+e^- \rightarrow \bar{q}q\gamma$ e $W^+W^- \rightarrow \bar{q}q l \bar{\nu}$.
16/05/2002 (ACHARD et al., 2002)	192GeV - 209GeV	447.5pb^{-1}	Não conseguiu excluir massa	$e^+e^- \rightarrow ZH$	$H \rightarrow \gamma\gamma$	Canal $l^+ l^- \gamma\gamma$: elétrons $E > 3\text{GeV}$ tenha 2 fótons com $E > 1\text{GeV}$. Fundos: $WW, ZZ, \bar{q}q$

Fonte: Adaptado pelo autor.

4.1.4 OPAL

Quadro 4- Publicação OPAL

Data da publicação	$E_{CM}[\text{GeV}]$	\mathcal{L}_{int}	Intervalo excluído	Processo de produção	Decaimento	Critérios de seleção e fundos
17/04/1990				$e^+e^- \rightarrow H^0 l^+ l^-$	$H^0 \rightarrow q\bar{q}$	Canal $H\bar{\nu}\nu$: Duas partículas com $ \cos\theta < 0.75$, onde cada uma tem $p_T > 450\text{MeV}$ e devem estar separadas por $\phi < 15^\circ$ ou mínima separação $\cot\theta \approx 0.36$. Fundos: interação feixe gás; eventos 2 de fótons
(AKRAWY et al., 1990b)	88.3 e 95.0	825mb^{-1}	$3.0 \leq m_H \leq 19.3\text{GeV}$	$e^+e^- \rightarrow H^0 \nu\bar{\nu}$ $e^+e^- \rightarrow H^0 \tau^+ \tau^-$	$H^0 \rightarrow \tau\bar{\tau}$	
14/08/1990			$0 \leq m_H \leq 2m_\mu$	$e^+e^- \rightarrow H^0 l^+ l^-$ $e^+e^- \rightarrow Z^* H^0$	$H \rightarrow \textit{ide-terminado}$ $H \rightarrow l^+ l^-$	Canal Hl^+l^- : Par de e ou μ , com $p > 5\text{GeV}$ e $ \cos\theta < 0.9$. $E < 2\text{GeV}$ para eliminar fundos de 2 fótons, o ângulo $\theta > 90^\circ$. Fundos: $Z \rightarrow l^+ l^-$ e $Z \rightarrow \bar{q}q$.
10/01/1991	88.2 e 95.0	1.2pb^{-1}	$3 < m_H < 44\text{GeV}$	$Z^0 H \rightarrow Hl^+ l^-$ $Z^0 H \rightarrow H\tau^+ \tau^-$ $Z^0 H \rightarrow H\nu$	$H \rightarrow q\bar{q}$ ou $\tau^+ \tau^-$	Canal Hl^+l^- : Pares de partículas de cargas opostas, formando um ângulo de 30° entre elas ecada uma ter $p > 5\text{GeV}$ e $ \cos\theta < 0.90$. Fundos: $\bar{q}ql^+l^-$, $\bar{q}q$.
19/08/1997(ACKE et al., 1998)	188.7	$10.0, 1.0$ 9.4pb^{-1}	$m_H < 69.4\text{GeV}$	$e^+e^- \rightarrow Hl^+ l^- e^+ e^- \rightarrow \bar{\nu}\nu H$ $e^+e^- \rightarrow \tau^+ \tau^- H$ $e^+e^- \rightarrow \bar{q}q H$	$H \rightarrow b\bar{b}$ $\tau^+ \tau^-$, $c\bar{c}$, glouons	Canal Hl^+l^- : No mínimo 1 par de l de cargas oposta, $E > 5\text{GeV}$ e $ \cos\theta < 0.75$. Fundos: $Z^0/\gamma \rightarrow \bar{b}b(\gamma)$ e processos de 4 férmions W^+W^- , $Z^0 Z^*$
22/12/2000	192 e 209	426 pb^{-1}	$m_H < 109.7\text{GeV}$	$e^+e^- \rightarrow Hl^+ l^-$ $e^+e^- \rightarrow H\tau^+ \tau^-$ $e^+e^- \rightarrow H\bar{\nu}\nu(H\bar{q}q)$	$H \rightarrow b\bar{b}$ $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$	Fundos: $(Z/\gamma)^* \rightarrow \bar{q}q(\gamma)$, processos 4 -férmions e processos de dois fótons e dois férmions.
23/07/2003	209	224pb^{-1}	$m_H < 112.7\text{GeV}$	$e^+e^- \rightarrow Hl^+ l^-$, $(H\bar{\nu}\nu)$ $e^+e^- \rightarrow H\tau^+ \tau^-$, $(H\bar{q}q)$	$HZ \rightarrow b\bar{b}$ $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$	Canal $H\tau^+ \tau^-$: Um par de partículas τ e par de jatos. Fundos: $e^+ e^- \rightarrow \bar{q}q$, WW e ZZ .

Fonte: Adaptado pelo autor.

4.2 BÓSON DE HIGGS NO TEVATRON

As pesquisas do Bóson de Higgs do Modelo Padrão no Tevatron começaram na década de 1990, primeiro no detector CDF¹³ e se estenderam ao detector D0¹⁴. Os principais canais de produção estudados eram o Higgs-strahlung e a fusão de bóson vetoriais; os principais canais de decaimento estudados eram: o $H \rightarrow \bar{b}b$, $H \rightarrow W^+W^-$, $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ e $H \rightarrow \gamma\gamma$. Em algumas análises, publicadas pelas colaborações, foi possível eliminar regiões de massa como fez o LEP. Por exemplo, a combinação de resultados de CDF e D0 publicada em 4 julho de 2012 (AALTONEN et al., 2012c), onde o intervalo de massa entre 147 GeV e 180 GeV foi excluído. No entanto a maioria dos resultados publicados referem-se a limites sobre o produto da seção de choque de produção versus a taxa de decaimento $\sigma(\bar{p}p \rightarrow Z/W) \times (H \rightarrow \bar{b}b)$, ou ainda, a razão entre esse produto e o seu valor previsto pelo modelo padrão σ_{SM} .

Abaixo mostramos alguns exemplos de dados obtidos pelo Tevatron na época. O primeiro exemplo esta na tabela (2), onde temos o valor Esperado e Observado da seção de choque versus a taxa de decaimento para o Bóson de Higgs, para intervalo de massa entre 105 e 135 GeV, para canais de produção em associação com os bóson vetoriais Z e W . Nas duas últimas linhas temos a combinação dos dados dos dois canais acima, valor Esperado e Observado. Esses dados, muitas vezes são mostrados em representação

Tabela 2: Limite Esperado e Observado para o bóson de Higgs, obtido com D0-Tevatron 2008, para o processo $\sigma(\bar{p}p \rightarrow Z/WH)$ e combinação, onde o $(H \rightarrow \bar{b}b)$.

Higgs Mass (GeV)	105	115	125	135
ZH Exp.	15	19	29	47
ZH Obs.	14	20	30	51
WH Exp.	25	33	47	84
WH Obs.	23	39	55	99
VH Exp.	9.1	12	18	30
VH Obs.	8.7	13	20	34

Fonte: (ABAZOV et al., 2008)

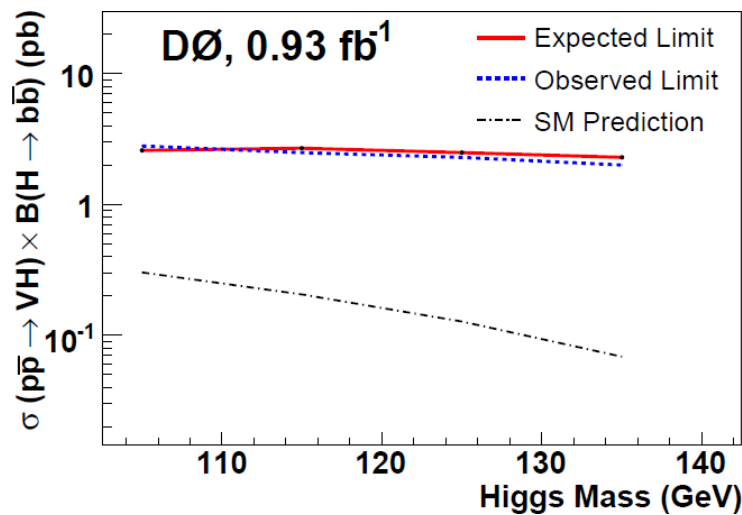
gráfica, para melhor análise. Para a tabela acima temos o gráfico da figura (28), onde na vertical está o valor da seção de choque versus a taxa de decaimento e na horizontal a massa do bóson de Higgs. A linha contínua em vermelho é o limite Esperado, a linha

¹³A primeira publicação encontrada no site do CDF Publications(Fermilab):<<http://www-cdf.fnal.gov/physics/preprints/>> sobre a busca do bóson de Higgs. O CDF era também o detector mais antigo, entrou em funcionamento por volta 1983.

¹⁴A primeira publicação encontrada no site do D0 Collaboration (Fermilab): <http://www-d0.fnal.gov/d0_publications/#1994> é de 1995. Entrou em operação em 1992.

tracejada em azul é o limite Observado e a linha tracejada em preto é o valor previsto pelo Modelo Padrão.

Figura 28: Combinação dos resultados com 95%. Limite Esperado em Vermelho; limite Observado na linha tracejada em azul; na linha tracejada em preto temos o valor previsto pelo Modelo Padrão.



Fonte: (ABAZOV et al., 2008)

Outro exemplo de apresentação de dados pelo Tevatron é mostrado logo a seguir. Na tabela temos a razão entre o limite Esperado e o limite Observado em relação ao Modelo Padrão em função da massa do Higgs, cuja representação gráfica está na figura (29).

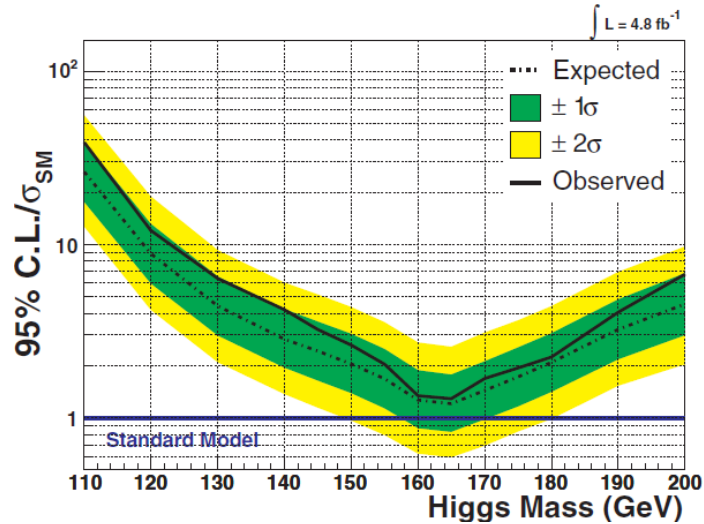
Tabela 3: Limite Esperado e Obsevido em relação ao Modelo Padrão com 95% de nível de confiança obtido pelo CDF-Tevatron em 2010 para massa do bóson de Higgs entre 110 e 200GeV.

m_H (GeV)	110	120	130	140	145	150	155
Expected/ σ_{SM}	26.27	8.85	4.41	2.85	2.43	2.05	1.67
Observed/ σ_{SM}	38.89	12.04	6.38	4.21	3.23	2.62	2.04
m_H (GeV)	160	165	170	175	180	190	200
Expected/ σ_{SM}	1.26	1.20	1.44	1.72	2.09	3.24	4.53
Observed/ σ_{SM}	1.34	1.29	1.69	1.94	2.24	4.06	6.74

Fonte: (AALTONEN et al., 2010)

No gráfico o limite Observado está representado pela linha contínua; o limite Esperado representado pela linha tracejada obtido de simulações e o previsto pelo Modelo Padrão na linha azul que passa pelo valor 1. As faixas verde e amarela representam os desvios de um e dois sigma. A linha azul é o valor previsto para o Modelo Padrão. Observando esse gráfico, notamos que os valores mais próximos do Modelo do Padrão estão na região de

Figura 29: Limite Esperado e Observado com 95% C.L. A linha em azul representa o Modelo Padrão. A linha tracejada representa o limite Esperado e a linha continua o limite Observado. As faixas verde e amarela são os desvios de um e dois sigma na faixa de Probabilidade.

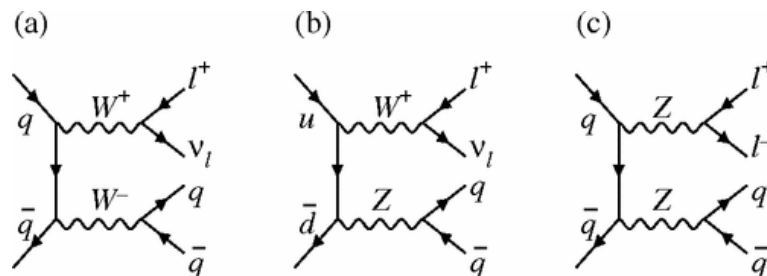


Fonte: (AALTONEN et al., 2010)

massa de 160 GeV e 170 GeV, mas que não permite concluir nada sobre a existência do bóson de Higgs.

No Tevatron, por haver colisão entre hádrons, os fundos envolvendo jatos eram bastante expressivos. Na figura (30), temos exemplos de fundos a partir da produção de dois bósons (ZZ , W^+W^- ou WZ), que competem com outros processos, como exemplo $\bar{p}p \rightarrow W(Z)H$ onde o Higgs decaía em $H \rightarrow \bar{b}b$ e $W \rightarrow l\nu$ ou $Z \rightarrow l^+l^-$.

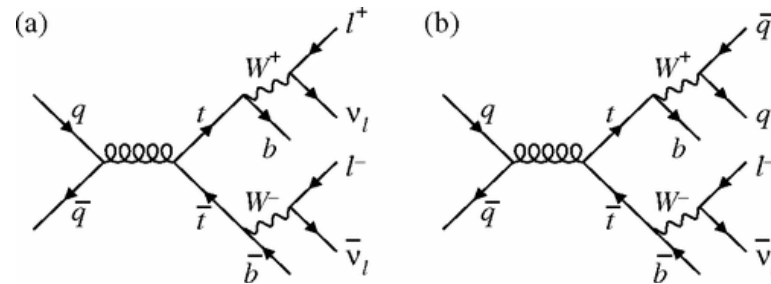
Figura 30: Diagrama do processos de produção de dibóson. a) processo WW , b) processo WZ , c) produção ZZ .



Fonte: Adaptada pelo autor.

Outro exemplo de fundo dominante era produção de quark top $t\bar{t}$ figura (31), que competia com o decaimento do Higgs no estado final que possuísse léptons e jatos.

Figura 31: Fundo da produção de $t\bar{t}$.



Fonte: Adaptada pelo autor.

4.2.1 CDF

A pesquisa do Bóson de Higgs do Modelo Padrão no detetor CDF começou na década de 1990 (ABE et al., 1990), cuja primeira publicação encontrada excluiu o intervalo de massa do bóson de Higgs com 90% de nível de confiança entre $2m_\mu < m_H < 818 MeV/c^2$ e $846 MeV/c^2 < m_H < 2m_k$, já que não foi encontrado nenhum candidato ou evidência. As outras publicações do CDF encontradas, estabeleceram limites sobre a seção de choque versus a taxa de decaimento. No quadro a seguir temos outros exemplos de resultados publicados pelo CDF. O quadro foi construída da seguinte forma: primeiro apresentamos o ano de publicação, depois a energia \sqrt{s} , luminosidade integrada, dados da seção choque versus a taxa decaimento, alguns exemplos de cortes e de fundos.

Quadro 4- Resultados publicados pelo CDF

Publicação de julho de 2005(ACOSTA et al., 2005) em $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$ e $106 \pm 4\text{pb}^{-1}$.													
$\sigma(pp \rightarrow VH)$, onde $V = Z$ ou W com $Z^0 \rightarrow l^+l^-$, $H\bar{\nu}\nu$ ou $W \rightarrow l\nu$ onde $l = e, \mu$													
m_H	90	110	130	Cortes e fundos									
Exp. $\sigma \times \Gamma$ (pb)	7.8	7.2	6.6	Seleção de l^+l^-bb requer duas partículas de carga opostas e ou μ . O primeiro lépton com $p_T > 20\text{GeV}$ e $(\eta < 1.0)$. Para o segundo lépton, $p_T > 10\text{GeV}$ e $ \eta < 2.4$. Fundo: Z +jatos, fundos $t\bar{t}$.									
Publicado em 1 setembro de 2009(AALTONEN et al., 2009), 2.7fb^{-1} , 1.96TeV													
$p\bar{p} \rightarrow WH^0$, onde $W \rightarrow l\nu$													
m_H	100	105	110	115	120	125	130	135	140	145	150	Cortes e fundos	
Obs. $\sigma \times \Gamma/\text{SM}$	3.3	3.6	4.9	5.6	5.9	8.0	8.9	13.2	26.5	42.1	75.5	Candidato a lépton com momento $p_T > 20\text{GeV}$ e energia $\cancel{E}_T > 20\text{GeV}$; 2 jatos com $ \eta < 2.0$ e $E_T > 20\text{GeV}$. Fundos: W e Z em associação com jatos	
Exp. $\sigma \times \Gamma/\text{SM}$	3.5	3.8	4.1	4.8	5.9	7.2	8.7	12.2	17.5	25.6	40.5		
Publicado em 5 de março de 2012 (AALTONEN et al., 2012a), 1.96TeV , 2.7fb^{-1}													
$p\bar{p} \rightarrow WH^0, W \rightarrow l\nu$													
m_H	100	105	110	115	120	125	130	135	140	145	150	Cortes e fundos	
Obs. $\sigma \times \Gamma/\text{SM}$	3.6	3.6	3.7	5.2	5.6	8.2	8.2	8.9	12.4	23.1	30.6	61.1	Léptons com $p_T > 20\text{GeV}$ e jatos com $\nabla R < 0.4$, $E_T > 20\text{GeV}$ e $ \eta < 0.9$
Exp. $\sigma \times \Gamma/\text{SM}$	4.3	4.6	5.0	5.8	6.9	8.2	10.0	13.8	19.4	28.9	43.2	43.2	Fundos: Produção W + jatos, Z + jatos, $t\bar{t}$, multijatos QCD.
Publicado em 2 de abril de 2012 (AALTONEN et al., 2012b), 5.6fb^{-1}													
$\sigma(pp \rightarrow WH^0), W \rightarrow l\nu$													
Para dois jatos													
m_H	100	105	110	115	120	125	130	135	140	145	150	Cortes e fundos	
Obs. $\sigma \times \Gamma/\text{SM}$	2.7	3.3	3.7	4.5	5.9	6.8	9.6	12.0	19.3	24.0	43.2	$\cancel{E}_T > 20\text{GeV}$ e dois ou três jatos com $W + c\bar{c}, t\bar{t}$, WH é $W + b\bar{b}$, energia transversal de $E_T > 20$	
Exp. $\sigma \times \Gamma/\text{SM}$	2.6	2.8	3.2	3.7	4.7	5.5	7.1	9.5	14.2	19.7	30.7	30.7	
Para três jatos													
Obs. $\sigma \times \Gamma/\text{SM}$	5.1	5.6	8.6	8.5	10.8	12.4	17.3	22.9	33.7	42.5	81	81	GeV e pseudorapidez $ \eta < 2.0$. Fundos: Z + jatos, dibóson (WW, WZ e ZZ) e evetos W + jatos
Exp. $\sigma \times \Gamma/\text{SM}$	12.2	12.9	13.9	15.8	19.5	23.0	28.1	39.5	56.1	77.9	120	120	

Fonte: Adaptado pelo autor.

4.2.2 D0

A seguir apresentaremos alguns resultados experimentais da busca do bóson de Higgs do Modelo Padrão publicados pelo D0. As pesquisas do bóson de Higgs do Modelo Padrão no D0 conheceram por volta de 2004, com a publicação dos primeiros resultados em 2005 (ABAZOV et al., 2005). Com os dados obtidos, que correspondiam uma luminosidade integrada de 174pb^{-1} em energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$, foi possível estudar o processo $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow e\nu b\bar{b}$, no intervalo de massa entre 105 e 135 GeV. Como nenhum excesso foi observado, um limite para a seção de choque versus a taxa de decaimento $(p\bar{p} \rightarrow WH^0) \times (H^0 \rightarrow b\bar{b})$ foi obtido, de 11.0, 9.0, 9.1 e 12.2 pb para massa igual a 105, 115, 125, e 135 GeV respectivamente. Outras publicações se encontram no quadro a seguir:

Quadro 5- Resultados publicados pelo D0

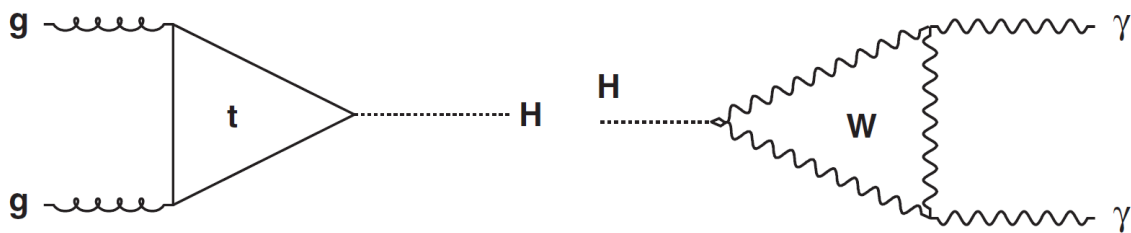
Período de 2006 (AAD et al., 2006)													
$\sigma(pp \rightarrow [Z/H]W) \times B(H \rightarrow bb), 260pb^{-1}, Z \rightarrow \nu\bar{\nu} \text{ e } W \rightarrow \nu\nu$													
m_H		105	115	125	135	Cortes e Fundos							
Es. $\sigma(pp \rightarrow ZH) \times \Gamma$		3.4 pb	3.2 pb	2.9 pb	2.5 pb	Fundos: processos Z+jatos, W+jatos, produção de dibósons eletrofracos (ZW e ZZ), produção quark top com lépton não detectado ou jatos. Seleção: $\cancel{E}_T > 50$ GeV, com 2 ou 3 jatos com $p_T > 20GeV$, $ \eta < 2.5$ e estejam em um cone $\Delta R < 0.5$.							
Ob. $\sigma(pp \rightarrow ZH) \times \Gamma$		3.1 pb	2.7pb	2.4 pb	2.1pb								
Es. $\sigma(pp \rightarrow WH) \times \Gamma$		8.3 pb	7.5 pb	7.4 pb	6.3 pb								
Ob. $\sigma(pp \rightarrow WH) \times \Gamma$		7.6 pb	6.3 pb	6.0 pb	5.0 pb								
Período de 2008 (ABAZOV et al., 2008), $0.93fb^{-1}$,													
$pp \rightarrow [Z/W]H, Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu} \text{ e } W \rightarrow \nu\nu$													
m_H		105	115	125	135	Cortes e Fundos							
Es. $\sigma(pp \rightarrow VH) \times \Gamma$		2.8 pb	2.5 pb	2.3 pb	2.0 pb	A necessidade de se ter no mínimo dois jatos com $p_T > 20GeV$, $ \eta < 1.1$ (no caso do calorímetro interno) ou $1.4 < \eta < 2.5$ (calorímetro externo) e $\Delta\phi(jato1, jato2) < 165^\circ$, onde $\Delta\phi$ é o ângulo entre os dois jatos							
Obs. $\sigma(pp \rightarrow VH) \times \Gamma$		2.6 pb	2.7 pb	2.5 pb	2.3 pb								
Período de 2010 (ABAZOV et al., 2010), $5.2fb^{-1}, \sigma(pp \rightarrow [Z/W]H) \times (H \rightarrow bb)$													
$\sigma(pp \rightarrow [Z/W]H) \times (H \rightarrow bb), W \rightarrow \nu\nu, Z^0 \rightarrow \nu\nu$													
m_H		100	115	120	125	130	135	140	145	150	cortes e Fundos		
Obs. $\sigma \times \Gamma$		3.6	3.9	3.7	4.9	5.5	7.4	14.2	18.0	20.9	37.5	Fundos: os processos $W + jatos, Z^0 + jatos, top, Z^0 Z^0$ e WW . Jatos com $p_T > 20GeV$, $ \eta < 2.5$, o ângulo entre dois jatos $\Delta(jat_1, jat_2) < 165^\circ$ e $\cancel{E}_T > 20GeV$	
Es. $\sigma \times \Gamma$		3.4	3.8	4.2	4.6	5.5	6.7	7.8	10.5	14.7	21.2	33.6	
Período de 2011 (ABAZOV et al., 2011), $5.3fb^{-1}$													
$pp \rightarrow WH, W \rightarrow \nu\nu$													
m_H		100	105	110	115	120	125	130	135	140	145	Cortes e Fundos	
Esp. $\sigma \times \Gamma$		3,3	3,6	4,2	4,8	5,6	6,8	8,5	11,5	16,5	23,6	Requer elétrons com $P_T > 15GeV$, $ \eta < 1.1$ ou $1.5 \eta < 2.5$ ou muons $p_T < 15GeV$ e $ \eta < 1.6$. Fundos: $W + 2jatos, W + 3jatos$.	
Obs. $\sigma \times \Gamma$		2,7	4,0	4,3	4,5	5,8	6,6	7,0	7,6	12,2	15,0		
Período de 2012 (ABAZOV et al., 2012), $9.5fb^{-1}$													
$\sigma(pp \rightarrow [Z/W]H) \times (H \rightarrow bb), Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu} \text{ e } W \rightarrow \nu\nu$													
m_H		100	105	110	115	120	125	130	135	140	145	150	Cortes e Fundos
Esp. $\sigma \times \Gamma$		2.1	2.2	2.4	2.7	3.2	3.9	5.0	6.7	9.2	13.8	21.6	Jatos com $p_T > 20GeV$, $ \eta < 2.5$, $\nabla(jat_1, jat_2) < 165^\circ$
Obs. $\sigma \times \Gamma$		1.9	2.3	2.2	3.0	3.5	4.3	4.3	7.2	8.8	15.3	16.8	$\Delta R < 0.5, \cancel{E}_T > 40$. Fundos: $(Z/W) + jatos, (ZZ, WW e ZW), (Z/W) + jatos (Z \rightarrow \nu\bar{\nu} \text{ e } Z \rightarrow \tau^+\tau^-, jj, b\bar{b} \text{ e } c\bar{c})$

Fonte: Adaptado pelo autor.

4.3 BÓSON DE HIGGS NO LHC

O LHC¹⁵ entrou em operação em 2008 e tem como principal objetivo o estudo sobre o bóson de Higgs. Possui quatro detectores, onde dois são destinados especialmente às pesquisas do Higgs. No LHC o bóson de Higgs pode ser produzido, principalmente, por meio dos processos: fusão de gluons ($gg \rightarrow H$), pares de quarks pesados; fusão de bóson vetoriais com quarks ($q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H$), produção associada com bóson vetoriais ($q\bar{q} \rightarrow WH/ZH$) e produção associada com um par de quarks top ($q\bar{q}/gg \rightarrow t\bar{t}H$). O LHC e o Tevatron são colisores de hádrons, mas ao contrário deste, trabalha com energia muito mais alta, possibilitando estudar regiões de massa mais elevadas em relação ao Tevatron e excluí-la como fez o LEP. Como exemplo, mostraremos a seguir alguns trabalhos publicado pelo CMS e ATLAS que eliminaram algumas regiões de massa.

Figura 32: Diagrama para o processo de produção do Higgs por meio da fusão de gluons (processo a um loop) e o decaimento do bóson de Higgs em dois fótons.



Fonte: (AAD et al., 2012a)

4.3.1 ATLAS

Uma das primeiras análises publicadas pelo ATLAS, que excluiu regiões de massa para o bóson de Higgs ocorreu em 19 outubro de 2011 (AAD et al., 2011a). Neste trabalho, as regiões 191–197, 199–200 and 214–224 GeV foram excluídas. O canal estudado era o decaimento do Higgs em $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, onde l é elétron ou múon. A energia de centro de massa e a luminosidade integrada eram de 7 GeV e $2.1 fb^{-1}$. Os fundos dominantes eram compostos pelos processos $t\bar{t}$, $z\bar{b}b$ e $Z + jatos$. Alguns cortes usados para selecionar o canal eram: *no caso de elétron a energia transversal deveria estar entre $E_T = 20$ e $22 GeV$ e no caso de múons era $E_T = 18 GeV$. Elétrons com momento transversal $p_T > 7 GeV$ e pseudorapidez $|\eta| < 2.47$ e múons com $p_T > 7 GeV$ e $|\eta| < 2.5$.*

Outro resultado importante foi publicado em 24 de novembro de 2011 (AAD et al., 2011b) onde se estudou o decaimento do Higgs em bóson vetoriais $H \rightarrow ZZ$, mas com

¹⁵Para mais detalhes sobre o LHC veja apêndice A.3

decaimento de $ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$, onde $l = e, \mu$ ou τ . A energia de centro de massa e a luminosidade integrada eram de de 7TeV e $1.04fb^{-1}$. O intervalo de massa do Higgs considerado nesta análise era de $200 < m_H < 600GeV$ e a região excluída foi $340 < m_H < 450GeV$. Os fundos mais importantes eram $W + \text{jatos}$, par de top e produção de dibósons (WW, WZ ou ZZ). Alguns critérios de seleção eram: no caso de elétrons o momento transversal $p_T > 20GeV$ e a pseudorapidez $|\eta| < 2.47$, no caso de múons momento transversal $p_T > 20Gev$ e $|\eta| < 2.5$. Os jatos selecionados *deveriam estar em um cone de raio $R < 0.4$, com momento transversal $p_T > 25GeV$ e pseudorapidez $|\eta| < 2.5$.*

Em outra análise de 12 abril de 2012(AAD et al., 2012c), um estudo do decaimento do Higgs em $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$, onde $l = e$ ou μ , permitiu eliminar mais algumas regiões de massa. Os intervalos excluídos eram 134-156GeV, 182-233GeV, 256-265GeV e 268-415GeV. Foram observados também desvios acima do fundo para as massas de 125GeV, 244GeV e 500GeV, com desvio padrão de 2.1σ , $2,2\sigma$ e 2.1σ . A energia de centro de massa era de 7TeV e a luminosidade integrada de $4.8fb^{-1}$. O fundo mais significativo para análise era: $(Z^*/\gamma^*)(Z^*/\gamma^*)$ referente ao processo ZZ^* .

Na análise publicada em 17 de setembro de 2012 (AAD et al., 2012d) a região de massa entre 133GeV e 261GeV foi excluída. A energia de centro de massa e a luminosidade integrada eram de 7TeV e $4.7fb^{-1}$. O Higgs decaía em $(H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu)$, onde $l = e$ e μ . Dentre os critérios de seleção temos: *a exigência de exatamente dois léptons de cargas opostas com momentos transversais de 25GeV e 15GeV e com pseudorapidez de $|\eta| < 2.4$ para múons e $|\eta| < 2.47$ para elétrons.* Os principais fundos eram: $Z/\gamma^* + \text{jatos}$, $W + \text{jatos}$, WW . Na publicação de 22 outubro de 2012 (AAD et al., 2012b), o intervalo de massa entre 200 e 600GeV foi estudado e as regiões de massa entre $300 \leq m_H \leq 322GeV$ e $353 \leq m_H \leq 410GeV$ foram excluídas. A energia de Centro de Massa e a luminosidade integrada eram de 7TeV e $4,7fb^{-1}$. O Higgs decaía em $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-q\bar{q}$ ($l = e$ ou μ). Os léptons selecionados tinham *momento transversal p_T entre 20 e 22GeV para elétrons e de 18GeV para múons.* A principal contribuição para o fundo vinha de $Z + \text{jatos}$.

4.3.2 CMS

Assim como no ATLAS, o CMS também publicou várias análises que excluíam regiões de massa onde não foi encontrada qualquer evidência da partícula. No dia 11 de maio de 2011 foi publicada a análise(CHATRCHYAN et al., 2011) na qual a região de massa entre 144 e 207GeV/ c^2 foi excluída. O Higgs decaía em $H \rightarrow W^+W^-$, com $W \rightarrow l\nu$ ($l = e, \mu$). A energia do centro de massa e a luminosidade eram de 7TeV e $36pb^{-1}$. Os fundos mais importantes eram *de $W + \text{jatos}$ e eventos multijatos da QCD onde no mínimo um dos jatos é "não identificado", processo quark top ($t\bar{t}$ e tW), e processo Drell-Yan $Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^-$, e produção de dibósons ($W\gamma, WZ$ e ZZ). Eram selecionados léptons de cargas opostas, que formam três estados finais e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ e $e^\pm\mu^\mp$; para candidato a múon*

era necessário *momento* $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ e *pseudorapidez* $|\eta| < 2.4$; no caso do candidato a elétron era necessário *momento* $p_T > 20 \text{ GeV}/c$ e $|\eta| < 2.5$. Para os léptons carregados a partir do decaimento de W^+W^- espera-se *que estejam isolados em um cone de raio* $\Delta R \equiv \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < 0.3$.

Na análise publicada em 13 de março de 2012 (CHATRCHYAN et al., 2012c), foi estudado o intervalo de massa para o Higgs de 110-600 GeV e, as regiões de massa entre 134-158 GeV, 180-305 GeV e 340-465 GeV foram excluídas. Excessos de eventos foram observados nas regiões de baixa massa 119 GeV e 126 GeV e para massa em torno de 320 GeV. O decaimento do Higgs nesta análise era pelo canal $H \rightarrow ZZ$, com Z decaindo em pares de elétrons e múons. A energia de centro de massa e luminosidade integrada eram de 7 TeV e 4.7 fb^{-1} . As fontes de fundos mais importantes incluíam contribuições de quatro léptons a partir de ZZ ($Z\gamma^*$), produção por meio de aniquilação $q\bar{q}$ e fusão gg . Os eventos compostos por um par de elétrons (um par de múons) eram selecionados com energia transversal (momento transversal), para o primeiro e segundo lépton, acima de 17 e 8 GeV, repectivamente.

Com uma combinação de dados publicada em 29 de março de 2012, a região entre 110-600 GeV foi estudada (CHATRCHYAN et al., 2012a), o que permitiu excluir a região entre 127-600 GeV com 95% de nível de confiança, enquanto a região 129-525 com 99% de nível de confiança. Um excesso de eventos 3.1σ foi observado para um Higgs com massa de 124 GeV. O Higgs decaía em estados finais de: $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow \tau\tau$, $H \rightarrow b\bar{b}$, $H \rightarrow WW \rightarrow (l\nu)(l\nu)$, $H \rightarrow ZZ$ ($4l$, $2\nu 2l$, $2l 2q$ e $2l 2\tau$, onde $l = e$ ou μ). A energia de centro de massa e luminosidade integrada eram de 7 TeV e $4,6-4,8 \text{ fb}^{-1}$.

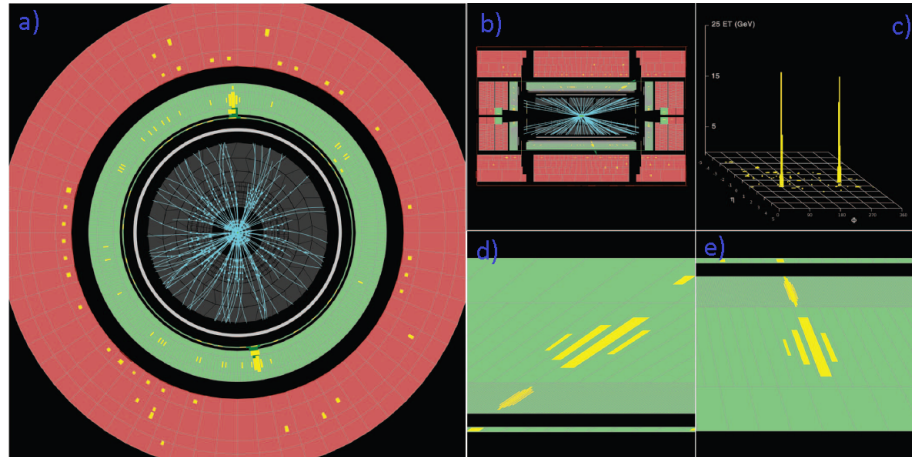
O que podemos concluir até aqui é que o LEP trabalhando com energia de centro de massa até 212 GeV em colisão de elétron e pósitron conseguiu excluir o intervalo de massa para bóson de Higgs com massa inferior a 114.5 GeV, um resultado importante no caminho de se tentar provar ou descartar a existência do Bóson de Higgs e o consequente questionamento do processo de geração de massa das partículas no Modelo Padrão. Com os resultados do CDF e o D0 não foi possível elevar esse limite, apesar do Tevatron trabalhar em energia de centro de massa de 1.96 TeV, sendo que o canal mais estudado era o decaimento do bóson de Higgs em $b\bar{b}$. Já no LHC, os detectores trabalhando independentemente como citamos acima, conseguiram excluir várias regiões de massa e observar excessos, onde o Higgs decai principalmente em bóson vetoriais e fótons. Há uma grande dificuldade em estudar o decaimento do Higgs em férmions, apesar de ser um canal importante já que os férmions adquirem massa pelo mecanismos de Higgs, pela interação de Yukawa. Até aqui as publicações tanto do ATLAS como do CMS excluíram regiões de massa e mostraram evidências de excesso em alguns valores de massa massa. No próximo capítulo apresetaremos publicações que colocaram um fim na busca de mais de 50 anos.

5 DESCOBERTA DO BÓSON DE HIGGS

Neste capítulo apresentamos alguns aspectos sobre a descoberta mais importante da física experimental do século. Uma nova partícula elementar, que é a chave para a consistência do Modelo Padrão da Física de partículas. Descoberta que proporcionou o Prêmio Nobel a François Englert e Peter Higgs em 8 de outubro de 2013.

Nos artigos citados no capítulo anterior, foram observados nos dois detectores CMS e ATLAS excessos de eventos na região de massa próximo a 125GeV. Excessos de eventos que não permitiam concluir a descoberta de uma nova partícula elementar. Discutimos neste capítulo, o conteúdo de duas publicações, uma sobre o CMS e outra do ATLAS, que representaram um marco na física experimental e teórica. Nestes artigos é confirmada a observação de uma nova partícula elementar, o bóson de Higgs e, apresentam-se ainda, forte evidência de que seja o bóson de Higgs do Modelo Padrão. Trabalhos posteriores terão como prioridade o estudo das características desse escalar. A primeira evidência de observação de uma partícula consistente com o bóson de Higgs do Modelo Padrão, foi relatada pelo CMS em 18 de agosto de 2012 em artigo à revista Physics Letters B (CHATRCHYAN et al., 2012b). A pesquisa analisou cinco possíveis canais de decaimento do bóson de Higgs, no intervalo de massa 110 à 160GeV. Os cinco canais estudados foram o decaimento do Higgs em: par de $\gamma\gamma$, $ZZ \rightarrow 4l$, $W^+W^- \rightarrow 2l2\nu$, $\tau^+\tau^-$ e $b\bar{b}$. A amostra de dados analisada correspondia a uma luminosidade integrada de $5.1fb^{-1}$ e $5.3fb^{-1}$ em energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 8$ TeV. Um excesso de eventos foi observado acima do fundo esperado, com um desvio padrão local de 5σ , em massa próxima de 125GeV. Dos canais analisados, dois tiveram os maiores excessos observados, o primeiro é o decaimento do Higgs em $\gamma\gamma$ com 4.1σ e o segundo em $H \rightarrow ZZ$ (com decaimento do Z em elétron e múon) com 3.2σ , cuja combinação dos dois canais permitiu obter a massa do bóson de Higgs igual 125.3GeV. O decaimento do Higgs em dois fótons indica que a partícula tem spin diferente de um. O par de fótons selecionados deveriam ter pseudorapidez $|\eta| < 2.5$, excluindo a região $1.44 < |\eta| < 1.57$, com $p_T > m_{\gamma\gamma}/3$ ($m_{\gamma\gamma}/4$), onde $m_{\gamma\gamma}$ é massa invariante do dois fótons. No caso do canal do $H \rightarrow ZZ$, para os estados finais com $4l$ ($4e$, 4μ e $2e2\mu$) os critérios usado, por exemplo, eram exigir elétrons com $p_T > 7GeV$ e $|\eta| < 2.5$; no caso de múons com $p_T > 5GeV$ e $|\eta| < 2.4$. Os principais fundos eram os produtos ZZ , $Z + \bar{b}b$ e $\bar{t}t$. Em 21 dezembro de 2012 (AAD et al., 2012a) o ATLAS também publicou um artigo na revista SCIENCE, relatando a observação de uma nova partícula elementar, consistente com o bóson de Higgs do Modelo Padrão, com massa de 126 GeV. A nova partícula foi observada com maior taxa de decaimento nos seguintes canais: $\gamma\gamma$, ZZ e WW . Na figura (33) temos a reconstrução do canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, obtido pelo ATLAS na análise de dezembro de 2012. Nela podemos observar os dois rastros deixado no calorímetro eletromagnético(verde) do par de fótons vindo do decaimento do bóson de Higgs. Na figura (33c) temos o gráfico em 3D da energia transversal E_T do par de fótons em termos

Figura 33: Energia depositada (em amarelo) no calorímetro eletromagnético(verde) e hadrônico(vermelho). Podemos observa o rastro deixado pelos dois candidatos a fótons no calorimetro eletromagnético. Reconstrução a partir de dados obtidos em energia 8TeV no Atlas.



Fonte: (AAD et al., 2012a)

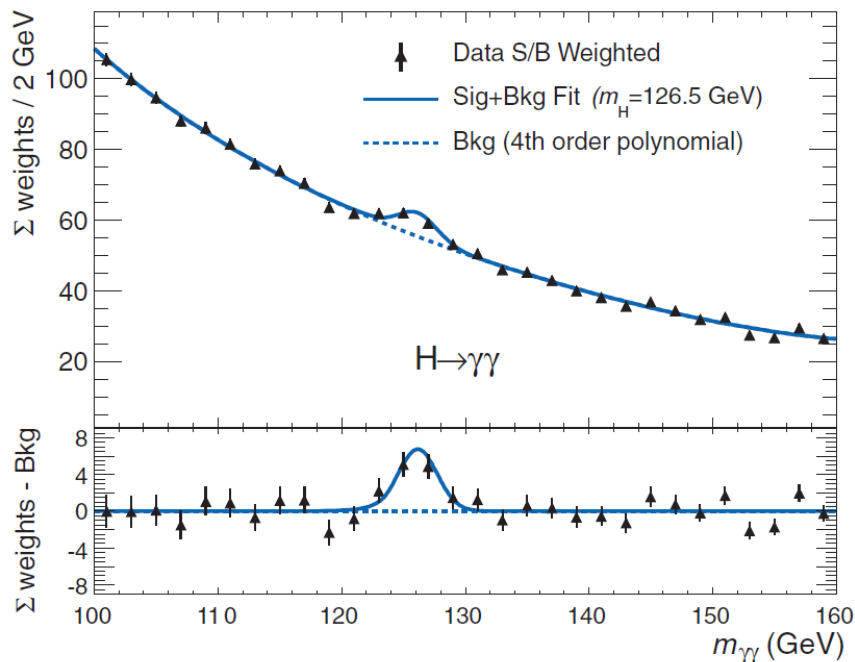
da pseudorapidez e do ângulo ϕ . Os dois picos de energia E_T do par de fótons estão bem acima da energia de outros fótons vindos de outros processo que também são captados pelo calorímetro eletromagnético.

Na figura (34) temos a distribuição ponderada dos eventos em função da massa do par de fótons $m_{\gamma\gamma}$. Nela podemos observar o pico na região perto de 125GeV que indica a energia do par de fótons.

Para o bóson de Higgs decaindo no canal $H \rightarrow ZZ \rightarrow llll$, apresentamos a figura(35), com os resultados obtido pelo ATLAS e CMS (retiradas das publicações de 2012). Na figura podemos observar a distribuição de fundos em função da massa, em vermelho e roxo em (35a) e azul em (35b), o pico associado ao excesso para o candidato ao bóson de Higgs em azul na figura (35a) e vermelho na figura (35b). Perto da massa de 90GeV temos, nos dois gráficos, o pico associado à massa do bóson vetorial Z^0 , que em (b) se mostra muito maior.

A figura (36a) foi publicada na análise da descoberta do Higgs em 2012 pelo CMS. Nela encontramos a representação gráfica dos canal de decaimento do Higgs em relação à razão entre a seção de choque produção observada pelo valor previsto pelo Modelo Padrão σ/σ_{SM} , que estão representados pelos pontos em pretos. A faixa em vermelho são os desvios padrões. Já a linha vertical contínua é a combinação dos cinco canais para um bóson de Higgs com massa de 125.GeV, cujo valor é de 0.87 ± 0.23 . Após a descoberta da nova partícula, o trabalho reside em melhorar a precisão da medidas, acrescentando novos dados. Como podemos observar o resultado na figura (36b) publicado em 2014, onde

Figura 34: Distribuição ponderada dos eventos em função da massa do par de fótons. Nela podemos observar o pico na região perto de 125GeV. Energia de centro de massa \sqrt{s} e luminosidade integrada de 7(8)TeV e 4.8(5.9) fb^{-1} .



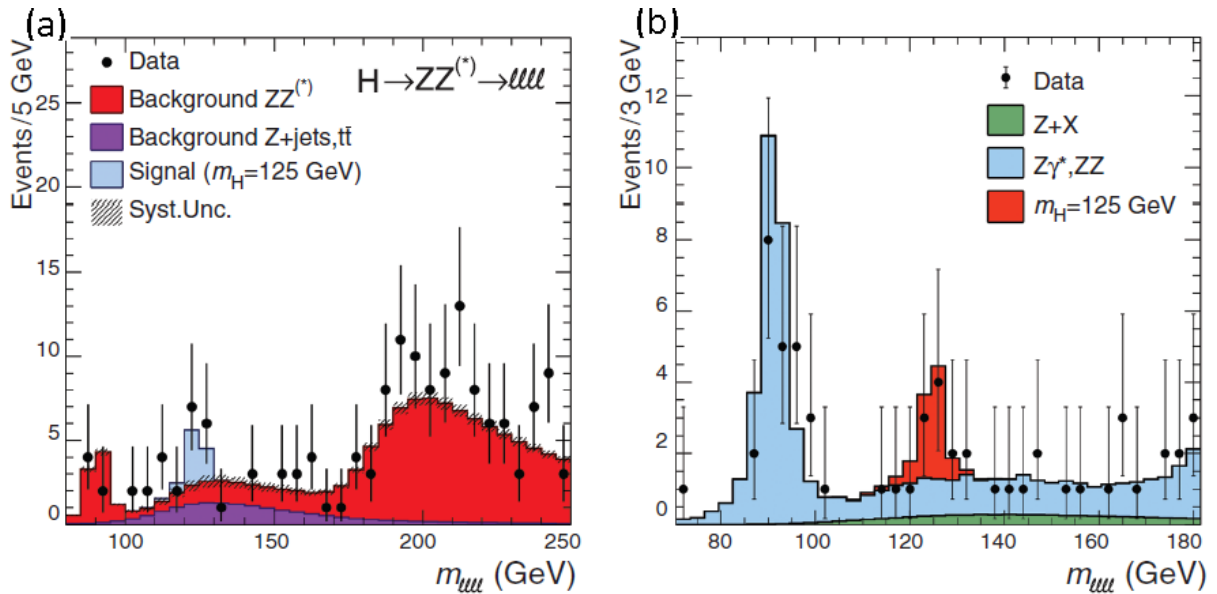
Fonte: (AAD et al., 2012a)

foi acrescentada uma quantidade maior de dados em energia de 8TeV, o que permitiu a melhoria do resultado e, dessa forma aproximando o resultado do bóson de Higgs ao bóson de Higgs do Modelo Padrão. Quando analisamos a combinação dos canais, verificamos uma grande coerência entre a taxa de decaimento do bóson de Higgs encontrado com 125GeV e a teoria (Modelo padrão).

A próxima figura (37), mostra o valor σ/σ_{SM} em relação a massa do Higgs encontrada nos canais $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow ZZ$. Os contornos correspondem ao nível de confiança 68% para o sinal σ/σ_{SM} . O contorno em preto corresponde à combinação dos canais. Os resultados foram obtidos em 2012 e 2014 pelo CMS. No resultado de 2014, há uma tendência dos pontos alinharem na horizontal, mais próximos de 1.

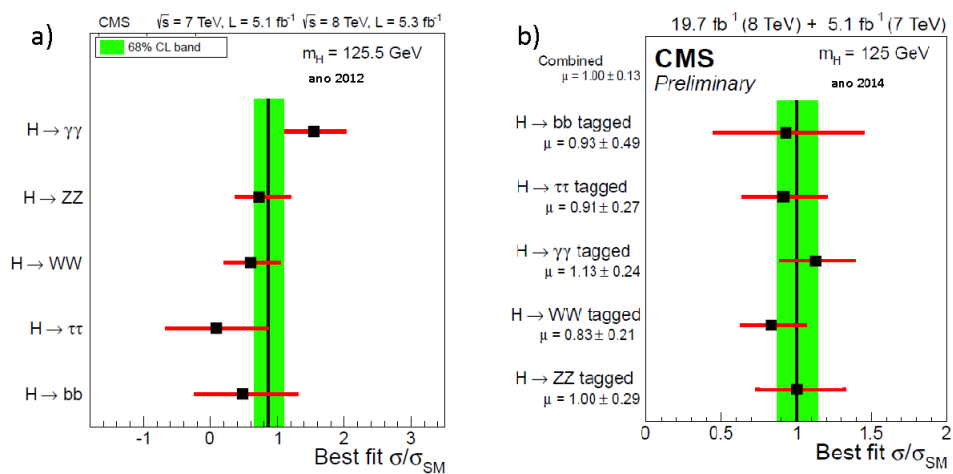
Em uma análise publicada pelo ATLAS em 2013 (AAD et al., 2013), uma pesquisa sobre spin-paridade do bóson de Higgs foi realizada nos canais $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ e $H \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$, no qual a amostra de dados compõe uma luminosidade integrada $20fb^{-1}$ em energia de $\sqrt{s} = 8TeV$ e $5. fb^{-1}$ em energia $\sqrt{s} = 7TeV$ para o canal $H \rightarrow ZZ^*$. Os dados são compatíveis para o bóson de Higgs com o número quântico $j^P = 0^+$. Também são apresentadas outras hipóteses como $j^P = 1^+, 1^-, 2^+$ e 2^- , que são excluídas com 97.8% de nível de confiança.

Figura 35: Distribuição de eventos de 4 léptons do decaimento $H \rightarrow ZZ$ em função da massa m_{llll} , para o ATLAS em (a) e CMS em (b). Na região perto de 91 GeV temos o pico relativo ao bóson Z e perto da massa de 125 GeV, o sinal do Higgs, em azul em (a) ATLAS e vermelho em (b) CMS.



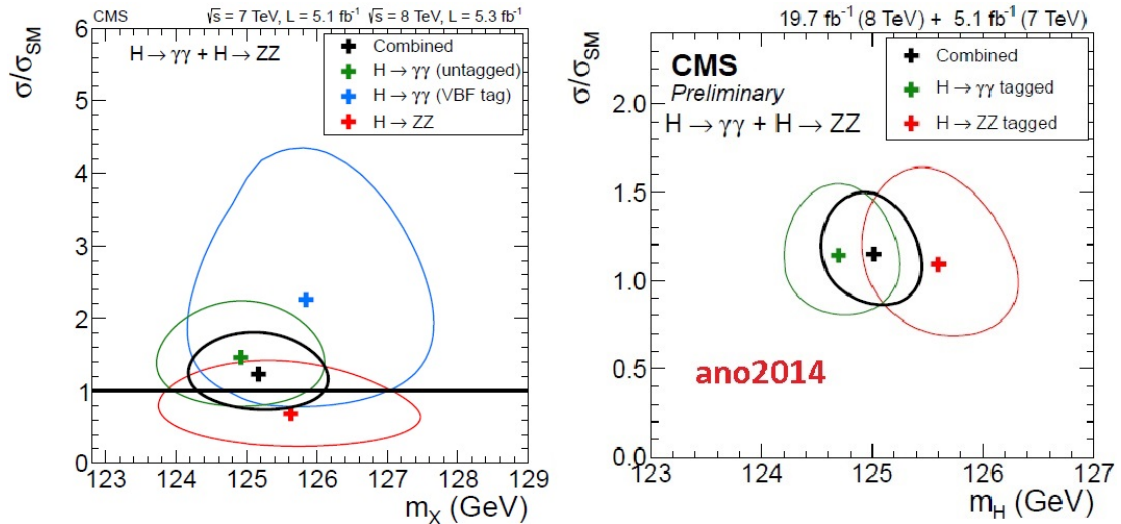
Fonte: (CHATRCHYAN et al., 2012b)

Figura 36: Gráficos com os 5 canais de decaimento do Higgs em relação σ/σ_{SM} , que representa a razão entre a seção de choque versus o branching observado σ pelo Modelo Padrão σ_{SM} para dados obtidos em 2012 e 2014.



Fonte: (CHATRCHYAN et al., 2012b; CMS, 2014)

Figura 37: Valor σ/σ_{SM} em relação a massa do Higgs encontrado nos canais $H \rightarrow \gamma\gamma$ e $H \rightarrow ZZ$. Os contornos correspondem a 68% nível de confiança para o sinal σ/σ_{SM} .



Fonte: (CHATRCHYAN et al., 2012b; CMS, 2014)

A descoberta da nova partícula é fruto do trabalho que começou no LEP e demorou aproximadamente 22 anos para ser concluída. Neste período, no LEP, Tevatron e LHC foi realizado uma busca na tentativa de encontrar o Higgs, como foi mostrado nos capítulos anteriores, com um investimento de milhões dolares. Por exemplo, no LHC foram investidos aproximadamente 7.5 milhões de euros, bem como a colaboração de 100 países na sua construção e operação, que possibilitou a criação de novas tecnologias, na área da eletrônica e pesquisas de Software, criação de novas redes para transporte de dados em grandes quantidades a longas distâncias, a exploração e a criação de novas técnicas de análise de dados.

Tudo indica que nova partícula seja realmente o bóson de Higgs do Modelo Padrão, assim sendo, consolida o Modelo Padrão da Física de Partículas. Modelo que desde sua criação descreve muito bem os dados experimentais, embora ainda existam questões em aberto que não são explicadas pelo modelo Padrão, tal como a massa dos neutrinos, já que dados experimentais indicam que são massivos, e para se ter uma explicação de sua massa, precisamos recorrer a modelos além do Modelo Padrão, para gerar massa a essas partículas. Outra questão importante é que o Modelo Padrão unifica muito bem três forças da natureza (eletromagnética, fraca e forte) ficando de fora a força gravitacional. Existem modelos de grande unificação, mais sofisticados que tem como objetivo unificar (por exemplo, teoria de cordas) as 4 forças, mas algumas estão em uma escala de energia muito alta para serem testadas/comprovadas experimentalmente. Uma opção seriam modelos alternativos em escala de energia mais baixas. Há também ainda pequenos indícios

de que esse bóson de Higgs não seja do Modelo Padrão e sim associados a outros modelos, tais como modelos supersimétricos. Caso seja de modelos com supersimetria, no LHC deveria ou deve-se encontrar outro(s) bóson(s) de Higgs, além de muitas outras partículas. Até o momento nada foi observado. Caso exista a supersimetria, existem modelos, por exemplo, na cosmologia, que sugerem que a matéria escura seja composta por partículas supersimétricas.

Algumas dessas questões poderam ser respondidas quando o LHC retoma suas operações, que está previsto para o ano de 2015, com energia de centro de massa \sqrt{s} chegando próximo de 13TeV e, segundo a teoria, serão produzidos 300 vezes mais bósons de Higgs do que no primeiro estágio. Isso permitirá uma melhoria na estatística dos resultados em relação ao Higgs encontrado, e um estudo mais profundo da suas propriedades. Assim, muitas dúvidas que persistem poderão ser eliminadas e, possivelmente novas descobertas poderão acontecer.

6 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho estudamos o bóson de Higgs do Modelo Padrão, procurando apresentar uma visão geral do modelo, mais especificamente do setor escalar, quebra espontânea de simetria e o mecanismo de Higgs. Dessa forma, estudamos a unificação da força eletrofraca e entendemos como bóson de Higgs aparece no modelo e como ocorre a geração massa as partículas elementares. Estudamos os modos de produção e decaimento do bóson de Higgs, assim como discutimos alguns aspectos sobre os principais aceleradores e detectores de partículas utilizados na busca do bóson Higgs, que nos levou a entender um pouco a complexidade física por trás dessas máquinas gigantescas utilizadas na busca de partículas e como elas são detectadas; assim estudamos os resultados experimentais obtidos nesses aceleradores. Resultados experimentais que aqui expostos mostraram a longa trajetória seguida pela pesquisas experimentais na busca do bóson de Higgs até a confirmação de sua detecção.

Para trabalhos futuros, poderíamos citar o estudo associado ao bóson de Higgs em modelos supersimétricos, dependendo dos dados do LHC em 2015, assim como teorias associadas a neutrinos, modelos que comportem a massa para essas partículas e os resultados experimentais associados.

A ACELERADORES DE PARTÍCULAS

Estudar a estrutura da matéria, descobrir do que ela é formada, quais suas peças fundamentais, é um dos objetivos da física de partículas. Quando o homem começou a estudar a matéria, descobriu que existiam partículas menores (átomos), que se combinavam entre si para formar as moléculas. Mas o homem não se contentou e continuou investigando e descobriu que os átomos não eram as partículas mais fundamentais como se pensavam. Que os átomos deveriam ser constituídos por outras partículas fundamentais, assim se descobriu o elétron¹⁶, prótons e neutrons. A ampola de Crookes, que acelerava feixe de raios catódicos foi o equipamento utilizado para detectar o elétron, a primeira partícula realmente fundamental descoberta. Investigando a matéria, descobriu-se que os prótons e neutrons eram constituídos por outras partículas fundamentais. Essas partículas, quarks e gluons, deveriam estar confinados dentro dos hádrons. Todo esse caminho de descobertas foi traçado por meio de experimentos que comprovavam ou descartavam teorias. Hoje em dia, temos grandes aceleradores de partículas que permitem estudar o interior da matéria, proporcionando descobrir novas partículas elementares. Nos modernos aceleradores, as partículas são aceleradas a velocidades próximas da velocidade da luz, colidindo em pontos estratégicos. Aceleradores de partículas podem ser lineares ou circulares. Como exemplo de acelerador linear temos o SLAC National Accelerator Laboratory, ver figura (38), que se encontra instalado na Universidade de Stanford, Estados Unidos e possui 3 quilômetros de comprimento. É um acelerador de elétrons e pósitrons. Entre suas descobertas estão o quark charme (c), e o tau (τ).

Como exemplos de aceleradores circulares podemos citar o Tevatron, LEP e o LHC, que

Figura 38: Exemplo de acelerador linear: o SLAC National Accelerator Laboratory um colisor de e^-e^+ .



Fonte: (SLAC,)

serão apresentados com mais detalhes a seguir, já que várias pesquisas sobre o bóson de Higgs foram realizadas nesses aceleradores.

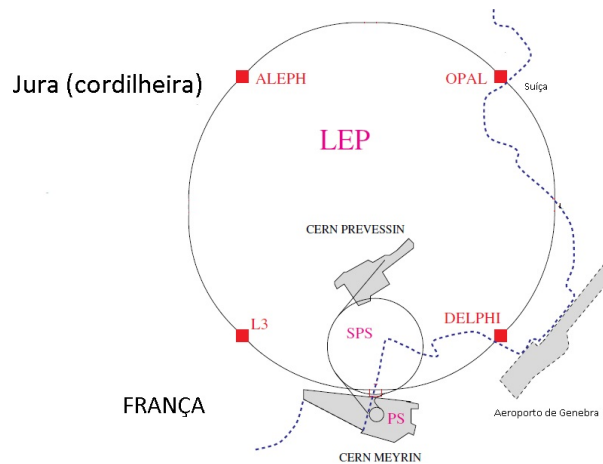
¹⁶O elétron foi a primeira partícula elementar encontrada na natureza, por Thomson em 1897.

A.1 LEP

O LEP foi o maior acelerador de elétrons e pósitrons já construído. Sua construção começou em 13 de setembro de 1983 e a primeira colisão foi observada em 13 de agosto de 1989. O comprimento da circunferência do túnel do LEP era de 26,65km, o que significa um raio geométrico de comprimento 4242,9 metros. O túnel tinha um diâmetro de 3,8 metros. A profundidade do túnel do LEP varia de 50 à 175 metros. Pode-se dividir o período de operação do LEP em duas fases:

- A primeira fase, LEP1, vai de 1989 à 1995, onde elétrons e pósitrons eram acelerados com energia por feixe de 45.6GeV ou energia de Centro de Massa 91GeV, que permitia uma energia suficiente para a produção do bóson Z^0 .
- Em julho de 1996 a energia centro de massa foi aumentada para 161 GeV e em outubro de 1996 para 172 GeV, LEP2. Finalmente a energia de centro de massa no LEP chegou a 209.2 GeV. Com o aumento da energia, muitos eventos que eram pouco observados no LEP1 passaram a ser detectadas com maior frequência no LEP2. O objetivo era estudar o bóson carregado W.

Figura 39: Diagrama esquemático do LEP, com os seu detectores: ALEPH, DELPHI, OPAL e L3

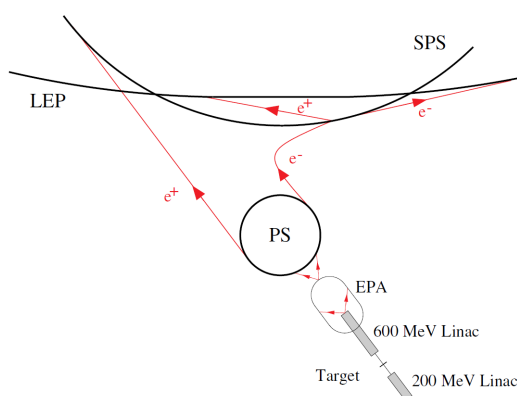


Fonte: (BARATE et al., 2000)

No LEP, os feixes de elétrons e pósitrons eram acelerados em três estágios. O primeiro estágio envolvia um acelerador linear, que acelerava um feixe de elétrons até a energia 200 MeV. Esse feixe de elétrons se chocava com um alvo de tungstênio produzindo pósitrons.

Os feixes de elétrons e pósitrons eram recolhidos em um acumulador de elétrons/pósitrons (EPA). Do acumulador, os feixes de pósitron/elétron saíam com energia de 600 MeV e eram transferidos para o CERN Proton Synchrotron (PS), onde cada feixe de elétron e pósitron era acelerado em sentido contrário, até adquirir uma energia de 3.5 GeV. Posteriormente, os feixes eram transferidos para o CERN Super Proton Synchrotron (SPS) onde cada feixe era acelerado até a energia de 20 ou 22 GeV. Do SPS finalmente os feixes de elétrons e pósitrons eram entregues ao LEP, onde eram acelerados até a energia de 101 GeV.

Figura 40: Desenho esquemático dos injetores



Fonte: (BARATE et al., 2000)

Tabela 4: Na tabela acima temos cada estágio e energia adquirida em cada acelerador em GeV.

Aceleradores	$L(\text{km})$	$L/L_{(EAP)}$	injetores	Top
lineares	0,1	-	0	0,6
EAP	0,126	1	0,6	0,6
PS	0,628	5	0,6	3,5
SPS	6,912	5×11	0,6	20-22
LEP	26.66	$5 \times 11 \times 27/7$	20-22	101

Fonte: (BARATE et al., 2000)

O LEP possuía quatro detectores que são: DELPHI, ALEPH, OPAL e o L3. A seguir, apresentamos as principais componentes de cada detector.

A.1.1 ALEPH

O ALEPH foi projetado para explorar os detalhes da colisão e^+e^- . Um ponto forte desse detector era medir com precisão o momento de partículas carregadas, devido ao alto campo magnético e ao seu detector central, constituído por um detector de vértice

(Vértex Detector, VD) e ao "time projection chamber"(TPC), que era um bom identificador de elétrons e múons. As principais componentes desse detector eram:

- O Detector de Vértice (VD)- permitia determina a trajetória da partícula, a partir do ponto de colisão.
- O Detector Interno (ID)- fornecia medidas precisa da posição da partícula e estava localizado entre o VD e o TPC.
- O Time Projection Chamber (TPC)- com o qual se determinava, em três dimensões, a trajetória das partículas.
- O Calorímetro Eletromagnético (ECAL)- com o qual se media a energia das partículas carregadas. É utilizado para identificar fótons elétrons e múons.
- Possuía uma bobina de material supercondutor de 5m de diâmetro por 6m comprimento, que produzia um campo magnético de 1.5 Tesla na direção do feixe.
- O Calorímetro Hadrônico (HCAL)- com o qual se media a energia dos hádrons.

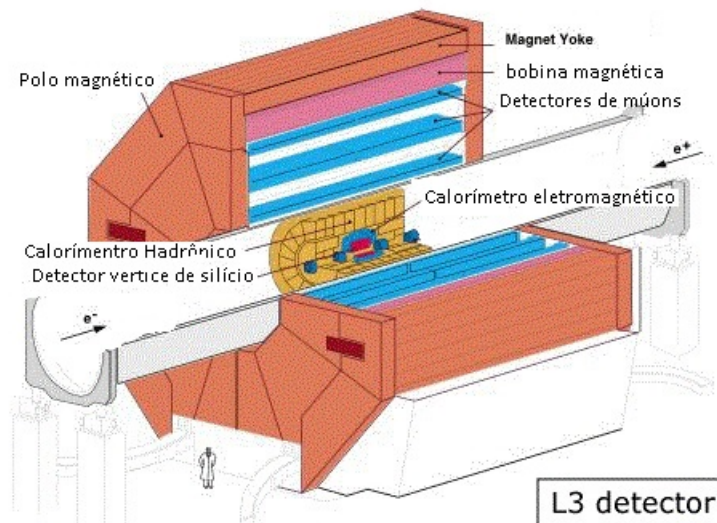
A.1.2 DELPHI

O DELPHI (Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification) é um dos quatros detectores do LEP, possuía a forma de um cilindro com 10 metros de comprimento por 10 metros de diâmetro e possuía 3500 teneladas. Os componentes mais importantes do DELPHI eram:

- um Detector de Vértice (VD)- tinha como função medir a trajetória das partículas, a partir do ponto de colisão.
- um Detector Interno (ID)- ficava acima do detector de vértice e abaixo da câmara de projeção de tempo (TPC), tinha como objetivo restrear a posição intermediária das partículas.
- a Câmara de Projeção de Tempo (TPC)- era o principal dispositivo de rastreamento do DELPHI, ajudando a identificar partículas carregadas através da medida de dE/dx .
- Detector Externo (OD)- ficava na parte mais externa e permitia a medição final da trajetória da partícula.
- Uma bobina que englobava todos os detectores anteriores e produzia um campo magnético de 1.2 Tesla na direção do feixe.
- Um calorímetro eletromagnético (ECAL)- com o qual se media a energia das partículas, através da interação eletromagnética de elétrons, pósitrons e fótons.
- Um calorímetro hadrônico (HCAL)- com o qual se media a energia dos hádrons.
- Um detector de múons que ficava na parte mais externa do detector.

A.1.3 L3

Figura 41: Detetor L3.



Fonte:(PAUSS, 2000)

O L3 tinha 15 metros de comprimento por 10 metros de altura e 5 metros de largura. Entre as atribuições do L3, as principais eram medir com precisão a massa do bóson vetorial W , as propriedades do Z^0 , sua massa e o modo de decaimento em outras partículas, o que ajudou a determinar quantas famílias de léptons existem na natureza. O L3 era composto pelo seguintes componentes eram:

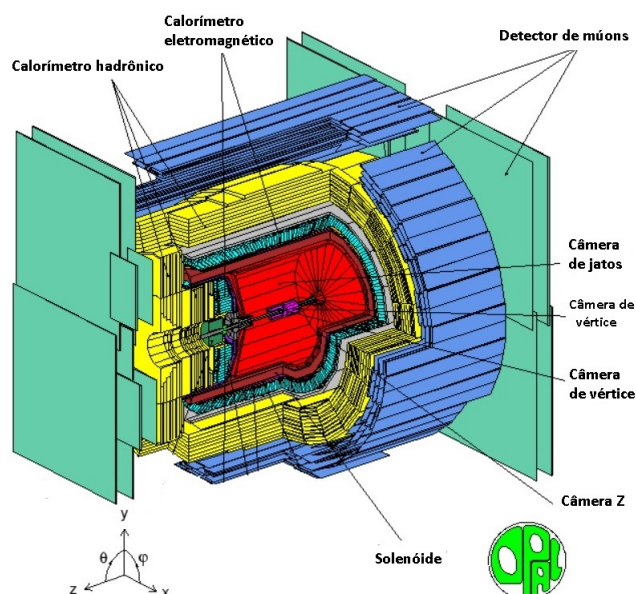
- Detector de Vértice de Silício (SMD)- era o detector mais próximo da colisão e permitia obter a medida do rastro deixado pelas partículas carregadas logo após a colisão.
- TEC - ficava acima do (SMD) e permitia medir o rastro das partículas carregadas em uma posição intermediária, antes de entrar no calorímetro eletromagnético.
- Calorímetro eletromagnético (ECAL) - com o qual se media a energia de fóton e elétrons.
- Calorímetro hadrônico (HCAL) - com o qual se media a energia depositada pelos hádrons.
- Detector de múons - servia para detectar múons, ficava acima do calorímetro hadrônico e abaixo do ímã.
- Na parte mais externa ficava um ímã, que produzia um campo magnético de 0.5TeV, na direção do feixe de partículas incidentes.

A.1.4 OPAL

O detetor OPAL tinha 12 metros de comprimento, 12 metros de altura e 12 metros largura. Seu objetivo inicial era detectar as características do bóson Z. As principais componentes do OPAL eram:

- Detetor de micro-vértice de Silício (DV) - permitia medir a posição de partícula com grande precisão na região próxima da colisão, possibilitando a reconstrução de vértice primários e secundários. Acima do detetor de silício havia uma câmara central de vértices, que permitia medir com grande precisão o vértice de partículas carregadas que decaem; logo após, havia a câmara de jatos que permitia medir com precisão a trajetória das partículas carregadas.
- Acima dos detectores anteriores havia um solenóide que produzia um campo magnético de 0.4 Tesla na direção do feixe.
- Um calorímetro eletromagnético (ECAL) - que permitia medir a energia de fótons e elétrons.
- Um calorímetro hadrônico (HCAL) - com o qual se media a energia dos hádrons.
- Um detetor de múons que ficava na parte mais externa do detetor com o qual se identificava e se media sua posição e energia.

Figura 42: Representação esquemática do Detetor OPAL

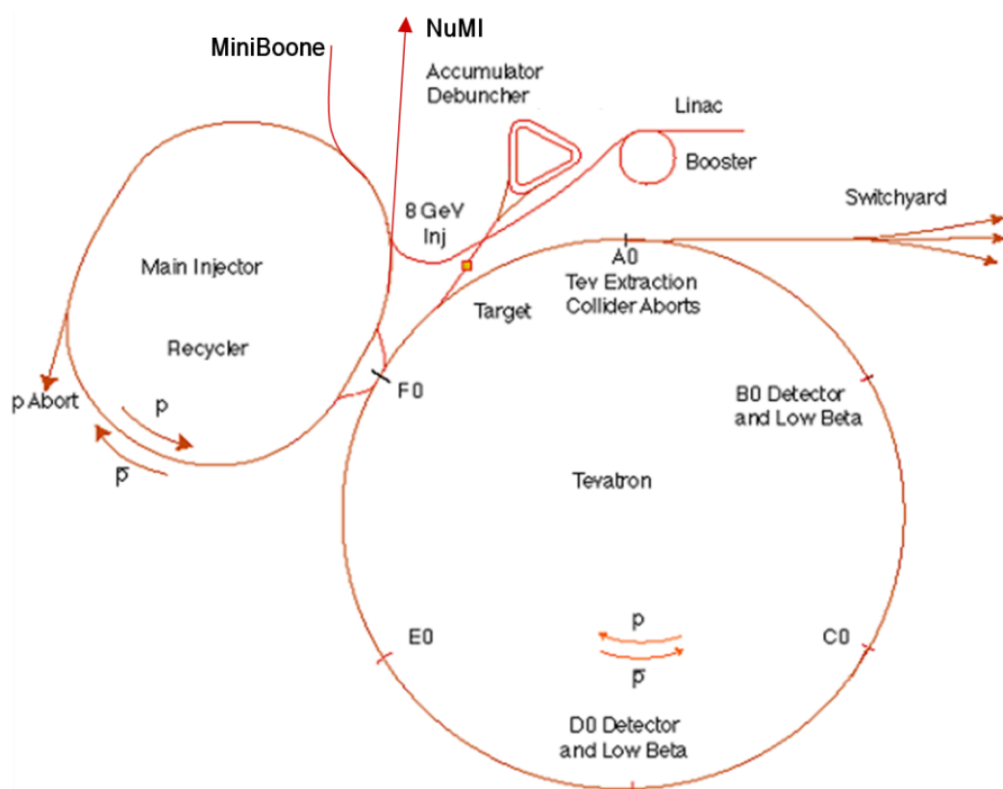


Fonte: (OPAL-DETECTOR,)

A.2 TEVATRON

O Tevatron foi o maior colisor de próton e antipróton já construído. Composto por um complexo de aceleradores que trabalham em conjunto para acelerar feixes de prótons/antiprótons em sentidos contrários, com energia na escala de TeV. A velocidade adquirida pelo feixe prótons/antiprótons chegava a 99.999954% por cento da velocidade da luz. O Tevatron era constituído por um conjunto de imãs supercondutores num total de 774 unidades. Em julho de 1983 o Tevatron acelerava feixe prótons/antiprótons com energia de 512 GeV. No final de suas atividade cada feixe de próton ou antipróton adquiria uma energia 0.9 TeV, ou seja, energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 1960$ GeV. Sua desativação ocorreu em 29 setembro 2011.

Figura 43: Complexo de aceleradores Fermilab (Tevatron).



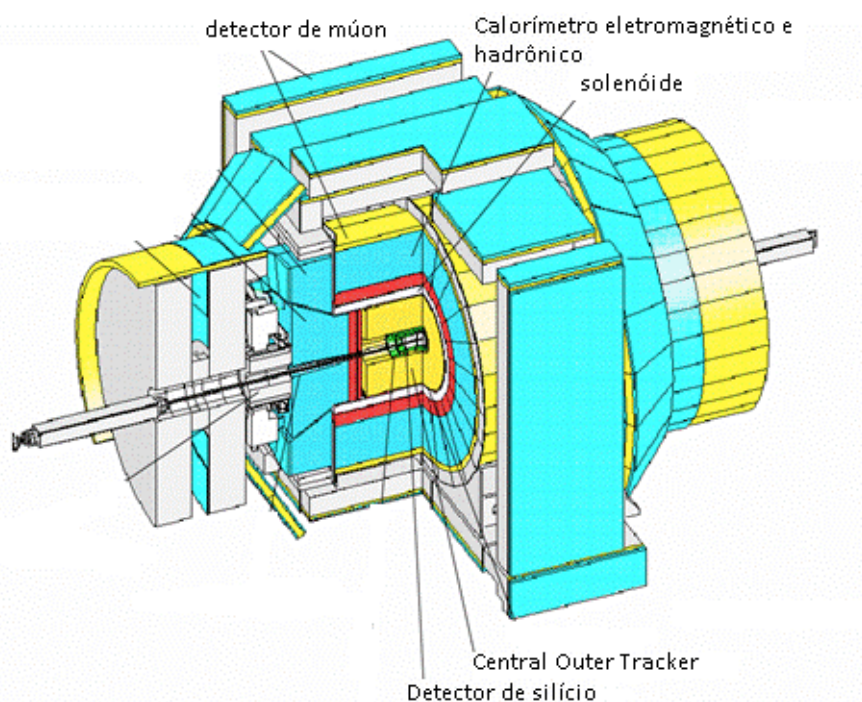
Fonte: (DIXON, 2011)

Os feixes de prótons eram produzidos a partir dos íons negativos de átomos de Hidrogênio, provenientes do pré-Acelerador (Pré-Acc), de onde eram transferidos para o Linac, um acelerador linear com comprimento de 500 metros. No Linac os íons negativos de átomos de Hidrogênio entravam com uma energia de 750 KeV e eram acelerados até adquirirem uma energia de 400 MeV. Antes de entrar no Booster, um acelerador circular com 474 metros de circunferência, que estava a cerca de 20 metros abaixo do solo, os íons negativos de H^- passavam através de uma folha de carbono que removia todos os

elétrons, deixando somente os prótons. O feixe de próton adquiria uma energia de até 8 GeV quando era transferido para o Main Injector. O Main Injector (MI) possuía uma circunferência de 3319,4m e podia acelerar o feixe de uma energia de 8 GeV até 150 GeV. O último estágio do feixe de próton era o Tevatron. Para produzir antiprótons o Main Injector enviava prótons a um outro pequeno acelerador (fonte de antiprótons), onde os prótons colidiam com um alvo de níquel, produzindo uma grande variedade de partículas, entre elas os antiprótons, que eram recolhidos em um Acumulador. Quando a quantidade acumulada era grande, os antiprótons eram enviados ao Main Injector, onde eram acelerados em sentido contrário ao de prótons. Os dois feixes de prótons/antiprótons colidiam em dois pontos estratégicos, o centro dos dois detectores do Tevatron, *CDF* e *D0*, que serão apresentados com mais detalhes a seguir.

A.2.1 CDF

Figura 44: Detetor CDF.



Fonte: (NAKAMURA,)

O CDF era um dos detectores utilizados para estudar as partículas produzidas na colisão $p\bar{p}$. Os feixes de prótons/antiprótons chocavam-se no interior do detector onde produziam milhões de outras partículas. O detector tinha 4,500 toneladas. O CDF era construído em camandas, onde cada camada tinha uma função na detecção das partículas. As principais divisões ou regiões eram:

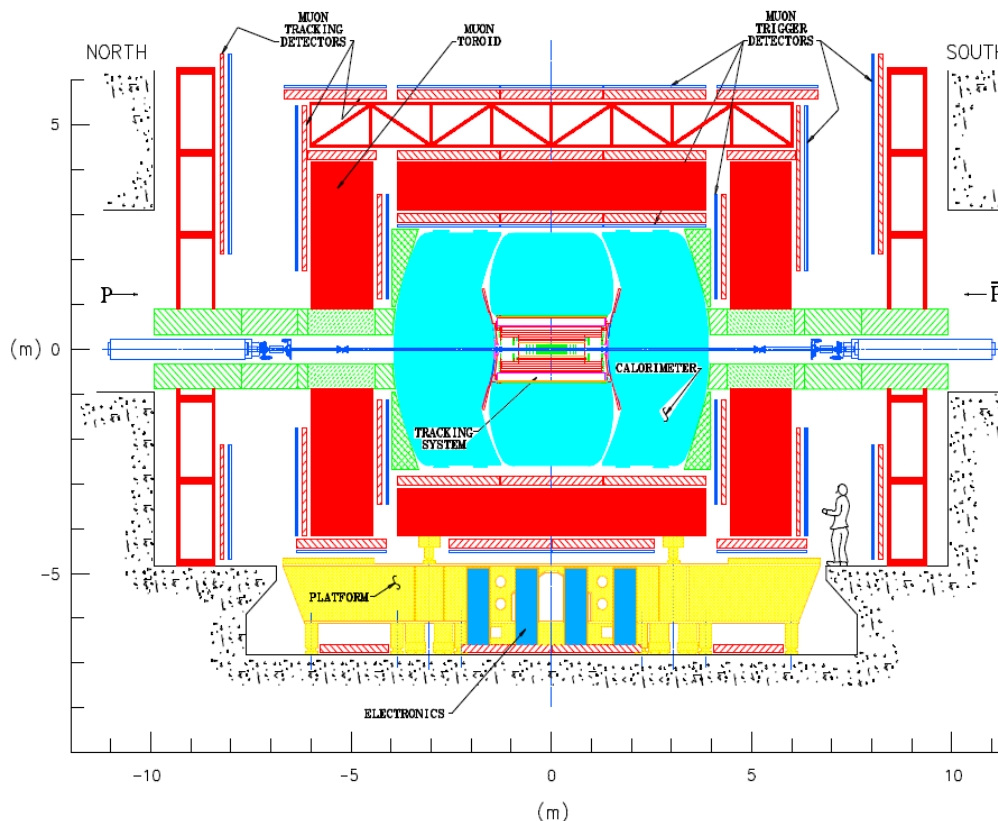
- Detector de Silício - era o primeiro detector, ficava ao redor do tubo no qual passavam os feixes, era constituído por sete camadas de silício, que permitia o restreamento da trajetória das partículas carregadas, já que o silício tem grande sensibilidade quando em contato com tais partículas.
- Central Outer Tracker (COT) - permitia determinar a trajetória das partículas carregadas. Ficava acima do Detector de Silício. Tinha a forma de uma câmara que era preenchida por argônio e gás etano. Envolvendo o COT e o Detector de Silício tínhamos um solenóide que produzia um campo magnético de 1.4 Tesla.
- Calorímetro eletromagnético - Ficava logo acima do solenóide, constituído por 23 camadas de chumbo, que permitia medir a energia das partículas carregadas, que interagem pela força eletromagnética (fóton e elétron).
- O calorímetro hadrônico - era constituído por 23 camadas de aço, que permitia medir a energia das partículas que interagem pela força forte (hádrons).
- Na camada mais externa, tínhamos um detector de múons. O múon é uma partícula que pode atravessar grandes objetos sem sofrer qualquer interferência, assim o detector de múons pode ficar na parte mais externa do detector.

A.2.2 D0

O D0 foi outro detector do Tevatron, com 5,500 toneladas, era usado para estudar a variedade de partículas e tentar identificar o bóson de Higgs. Começou a funcionar em 1992, bem depois do CDF. O detector era composto pelas seguintes componentes:

- Detectores de trajetória e de vértice (SMT e CFT) ficavam na região central, ao redor ficava um solenóide de material supercondutor que produzia um campo magnético de 2 Tesla. O sistema de reatreamento central SMT e CFT gravavam a trajetória da partículas carregadas que eram produzidas pela colisão e mediam com alta resolução o vértice primário da interação.
- Um calorímetro Eletromagnético que permitia medir a energia das partículas que interage pela força eletromagnética. Um calorímetro hadrônico de argônio-líquido/urânio que permitia obter a energia das partículas que interagem pela força forte.
- Detectores de Múons - ficavam na parte mais externa do detector.

Figura 45: Diagrama com as principais componentes do D0.

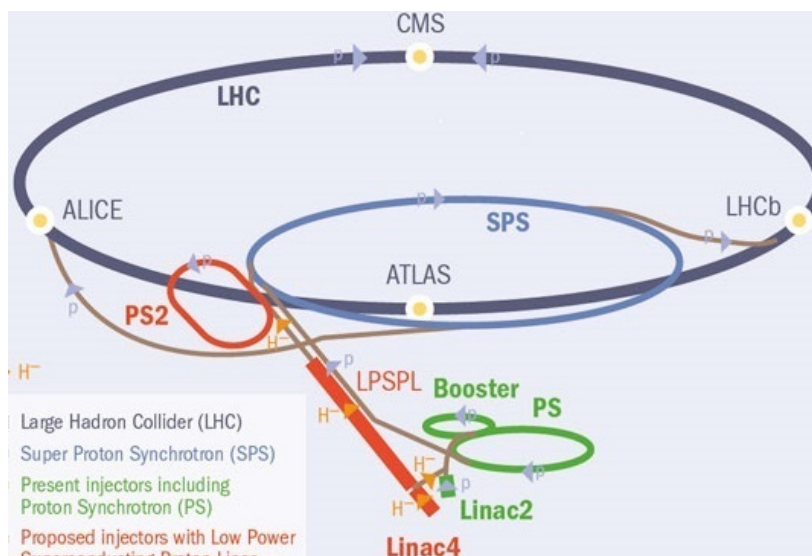


Fonte: (D0-FERMILAB,)

A.3 LHC

No dia 10 de setembro de 2008 entrou em funcionamento o LHC (Large Hadron Collider), um acelerador de partículas que acelera feixes de prótons em sentido contrário com velocidade próxima da luz. Ele ocupa o lugar onde ficava o antigo LEP, que foi desativado em Novembro de 2000. O túnel de LHC tem 27 km de circunferência. Os prótons são obtidos a partir do gás hidrogênio, que fica armazenado em um recipiente. Do recipiente, os átomos de hidrogênio antes de serem transferidos para o LINAC 2, são colocados em um campo elétrico intenso para separar os elétrons dos prótons. Os prótons assim obtidos são transferido para o LINAC 2, que é o primeiro acelerador na cadeia, acelerando os prótons até uma energia de 50 MeV. O feixe de prótons é injectado no Booster (Proton Synchrotron Booster) que acelera os prótons até 1,4 GeV, de onde são transferidos para o PS (Proton Synchrotron) que eleva a energia do feixe até 25 GeV. No próximo estágio o feixe é transferido para SPS (Super Proton Synchrotron) onde são acelerados a 450 GeV, e finalmente são transferidos para o LHC

Figura 46: Representação esquemática do complexo de aceleradores do LHC.



Fonte: (EVANS; LINSSEN, 2008)

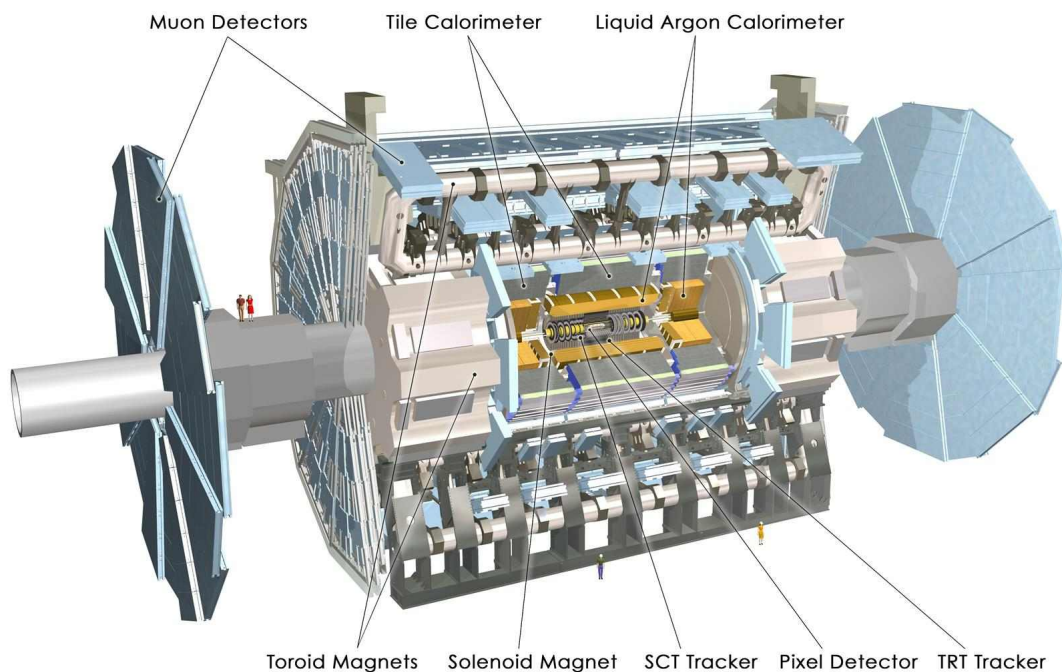
A.3.1 ATLAS

O ATLAS é um detector do LHC que foi construído com o objetivo principal de encontrar o Bóson de Higgs (SM). Tem tamanho de 46 metros de comprimento, 25 metros de altura e 25 metros de largura. Pesa por volta de 7000 toneladas e fica a 100m abaixo da superfície do solo, está localizado perto de Meyrin na Suíça. Como proposta inicial do ATLAS temos a pesquisa do Bóson de Higgs, dimensões extras e candidatos à matéria escura. O detector ATLAS é composto de três partes principais:

- Detector Interno (ID)- é a primeira camada do detector com 1,2 metros de raio e 6,2 metros de comprimento. É responsável por obter os rastros das partículas carregadas, que são desviadas pelo campo magnético. Permite obter entre outras informações a carga e o momento das partículas. Na parte externa do Detector Interno fica um solenóide que produz um campo magnético de 2 Tesla, provocando uma curvatura na trajetória das partículas carregadas, que serão identificadas pelo ID.
- Calorímetro - Na camada acima do solenóide, temos um calorímetro eletromagnético que permite medir a energia de partículas carregadas, que interagem pela força eletromagnética. Acima deste, fica um calorímetro hadrônico que mede a energia das partículas que interagem pela força forte, hádrons.
- Detector de múons - identifica e mede a energia de múon, está localizado acima do calorímetro hadrônico.

- Sistema Magnético externo - é constituído por um toróide que envolve o detector e produz um campo magnético não uniforme de 2 a 8 Tesla, fica na parte mais externa.

Figura 47: Detector ATLAS.



Fonte: (ATLAS,).

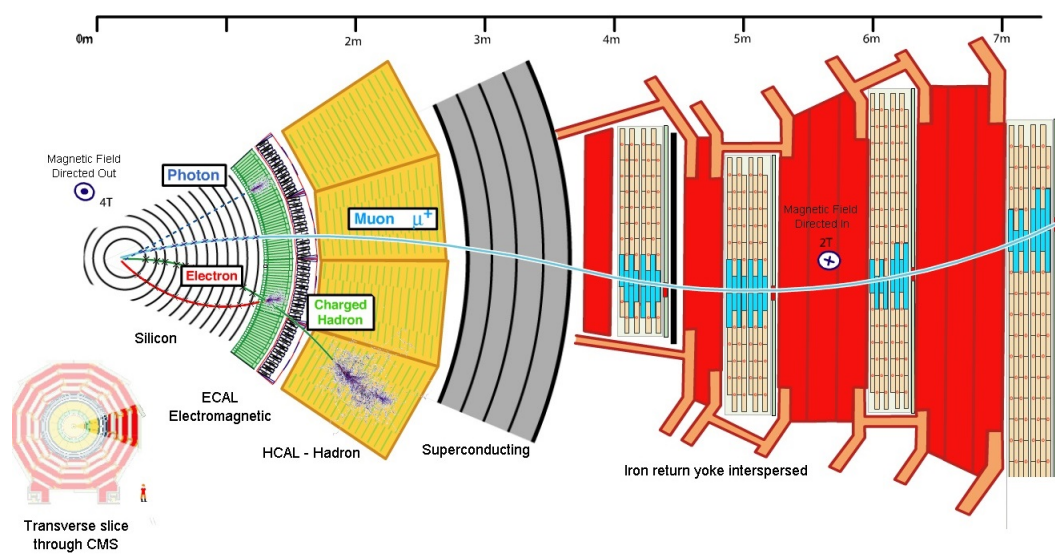
A.3.2 CMS

O Compact Muon Solenoid (CMS) está localizado perto da aldeia de Cessy, França, entre o lago de Genebra e montanha do Jura. Tem 21 metros de comprimento, 15 metros de altura e 15 metros de largura. Possui uma massa 12,500 toneladas e está a 100 metros da superfície do solo. Tem como objetivo principal estudar a física do Modelo Padrão e além, e mais especificamente a busca do Bóson de Higgs do Modelo Padrão (SM). Suas componentes principais são:

- Rastreador - O primeiro detector é de silício, fica na primeira camada mais próximo do local da colisão. É utilizado para identificar a trajetória das partículas carregadas, permite obter o momento das partículas.
- O calorímetro eletromagnético (ECAL) - feito de tungstato/chumbo, O material muito denso, que produz luz quando atingido - mede a energia dos fótons e elétrons.
- Calorímetro Hadrônico (HCAL) - é projetado para detectar qualquer partícula composta de quarks, hádrons.

- Ímãs supercondutoras - Produzem um campo magnético intenso de 4 Tesla na direção do feixe, que provoca o desvio de partículas carregadas e medida de momento com grande precisão. O solenóide tem 6 metros de diâmetro por 12,5 metros de comprimento.
- Detetor de múons - Possui quatro detetores de múons e entre eles há um cilindro de ferro que amplifica o campo magnético de 2 Tesla em sentido contrário ao interno.

Figura 48: Detetor CMS.



Fonte: Adaptado pelo autor (CMS, 2013).

Referências

- AAD, G. et al. Search for the Standard Model Higgs boson in the $p\bar{p} \rightarrow ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ channel. **Physical Review Letters**, v. 97, n. 161803, out. 2006. Disponível em: <<http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.97.161803>>. Acesso em: 08 jan. 2015.
- AAD, G. et al. Search for the Standard Model Higgs boson in the decay channel $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ with the ATLAS detector. **Physics Letters B**, Issue 5, v. 705, p. 435–451, nov. 2011. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269311012780>>. Acesso em: 08 jan. 2015.
- AAD, G. et al. Search for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\nu\bar{\nu}$ decay channel with the atlas detector. **Physical Review Letters**, v. 107, n. 221802, nov. 2011. Disponível em: <<http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.107.221802>>. Acesso em: 08 jan. 2015.
- AAD, G. et al. A particle consistent with the Higgs boson observed with the ATLAS detector at the Large Hadron Collider. **Science**, v. 338, p. 1576–1582, dez. 2012. Disponível em: <<http://www.sciencemag.org/content/338/6114/1576>>. Acesso em: 08 jan. 2015.
- AAD, G. et al. Search for a Standard Model Higgs boson in the mass range 200–600 GeV in the $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-\bar{q}q$ decay channel with the ATLAS detector. **Physics Letters B**, Issues 1–3, v. 717, p. 70–88, out. 2012. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312009641>>. Acesso em: 08 jan. 2015.
- AAD, G. et al. Search for the Standard Model Higgs boson in the decay channel $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l'^+l'^-$ with $4.8fb^{-1}$ of pp collision data at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ with atlas. **Physical Review Letters**, Issue 3, v. 710, p. p. 383–402, abr. 2012. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312002560>>. Acesso em: 08 jan. 2015.
- AAD, G. et al. Search for the Standard Model Higgs boson in the $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ decay mode with $4.7fb^{-1}$ of ATLAS data at $\sqrt{S} = 7\text{TeV}$. **Physics Letters B**, Issues 1, v. 716, p. 62–81, set. 2012. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008477>>. Acesso em: 08 jan. 2015.
- AAD, G. et al. Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data. **Physics Letters B**, Issues 1–3, v. 726, p. 120–144, out. 2013. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313006527>>. Acesso em: 08 jan. 2015.
- AALTONEN, T. et al. Search for a Standard Model Higgs Boson in $WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$. **Physical Review Letters**, v. 103, n. 101802, set. 2009. Disponível em: <<http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.103.101802>>. Acesso em: 08 jan. 2015.
- AALTONEN, T. et al. Inclusive search for Standard Model Higgs boson production in the WW decay channel using the CDF II detector. **Physical Review Letters**, v. 104,

n. 061803, fev. 2010. Disponível em: <<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.104.061803>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

AALTONEN, T. et al. Search for Standard Model Higgs boson production in association with a W boson at CDF. **Physics Letters D**, v. 85, n. 052002, mar. 2012. Disponível em: <<http://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.85.052002>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

AALTONEN, T. et al. Search for Standard Model Higgs boson production in association with a W boson using a matrix element technique at CDF in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$. **Physics Letters D**, v. 85, n. 072001, abr. 2012. Disponível em: <<http://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.85.072001>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

AALTONEN, T. et al. Updated combination of CDF and D0 searches for Standard Model Higgs boson production with up to 10.0fb^{-1} of data. **arXiv.org**, jul. 2012. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1207.0449>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ABAZOV, V. M. et al. Search for $Wb\bar{b}$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$. **Physical Review Letters**, v. 94, n. 091802, mar. 2005. Disponível em: <<http://journals.aps.org/prl/pdf/10.1103/PhysRevLett.94.091802>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ABAZOV, V. M. et al. A search for the Standard Model Higgs boson in the missing energy and acoplanar b-jet topology at $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$. **Physical Review Letters**, v. 101, n. 251802, dez. 2008. Disponível em: <<http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.101.251802>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ABAZOV, V. M. et al. Search for the Standard Model Higgs boson in the $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ channel in 5.2fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$. **Physical Review Letters**, v. 104, n. 071801, fev. 2010. Disponível em: <<http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.104.071801>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ABAZOV, V. M. et al. Search for WH associated production in 5.3fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at the Fermilab Tevatron. **Physical Review B**, v. 698, 2011. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026931100181X>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ABAZOV, V. M. et al. Search for the Standard Model Higgs boson in the $ZH \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ channel in 9.5fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$. **Physics Letters B**, v. 716, p. 285–293, set. 2012. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008842>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ABBIENDI, G. et al. Search for the Standard Model Higgs boson in e^+e^- collision at $\sqrt{S} \approx 192 - 209\text{GeV}$. **Physics Letters B**, v. 499, p. 38–52, fev. 2001. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301000703>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ABBIENDI, G. et al. Searches for the Standard Model Higgs bosons with the OPAL detector at LEP. **The European Physical Journal C**, v. 26, p. 479–503, fev. 2003. Disponível em: <<http://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s2002-01092-3>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ABDALLAH, J. et al. Searches for neutral Higgs bosons in e^+e^- collisions from $\sqrt{S} = 191.6$ to 201.7 GeV. **Physics Letters C**, v. 23, p. 409–435, abr. 2002. Disponível em: <<http://link.springer.com/article/10.1007/s100520200895>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ABE, F. et al. Search for a light Higgs boson at the fermilab Tevatron proton-antiproton collider. **Physics Letters D**, v. 41, n. 1717(R), mar. 1990. Disponível em: <<https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.41.1717>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ABREU, P. et al. Search for light neutral Higgs particles produced in Z^0 decays. **Physics Letters B**, Issues 1, v. 342, p. 1–14, set. 1990. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032139090569Y>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ABREU, P. et al. Mass limits for a Standard Model Higgs boson in e^+e^- collision at LEP. **Physics Letters B**, v. 421, p. 3–37, jun. 1994. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321394902224>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

ABREU, P. et al. Search for neutral and charged Higgs bosons in e^+e^- collisions at $\sqrt{S} = 161$ e 172 GeV. **The European Physical Journal C**, v. 2, p. 1–37, mar. 1998. Disponível em: <<http://link.springer.com/article/10.1007/PL00021558>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ABREU, P. et al. Searches for neutral Higgs bosons in e^+e^- collisions around $\sqrt{S} = 189$ GeV. **The European Physical Journal C**, v. 17, p. 187–205, out. 2000. Disponível em: <<http://link.springer.com/article/10.1007/s100520000401>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

ABREU, P. et al. Search for the Standard Model Higgs boson at LEP in the year 2000. **Nuclear Physics B**, v. 499, p. 23–37, fev. 2001. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301000697>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

ACCIARRI, M. et al. Search for the Standard Model Higgs boson in e^+e^- interactions at $\sqrt{s} = 183$ GeV. **Nuclear Physics B**, v. 431, p. 437–450, jul. 1998. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269398005681>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ACHARD, P. et al. Standard Model Higgs boson with the L3 experiment at LEP. **Nuclear Physics B**, v. 517, p. 319–331, out. 2001. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301010103>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

ACHARD, P. et al. Search for a Higgs boson decaying into two photons at LEP. **Nuclear Physics B**, v. 534, p. 28–38, maio 2002. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269302015721>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

ACKERSTAFF, K. et al. Search for the Standard Model Higgs boson in e^+e^- collision at $\sqrt{S} = 161 - 172$ GeV. **The European Physical Journal C**, v. 1, p. 425–438, fev. 1998. Disponível em: <<http://link.springer.com/article/10.1007/s100520050094>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ACOSTA, D. et al. Search for Higgs bosons decaying to $b\bar{b}$ and produced in association with W bosons in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. **Physical Review Letters**, v. 95, n. 051801, jul. 2005. Disponível em: <<http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.95.051801>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

ADEVA, B. et al. Search for a low mass neutral Higgs boson in Z^0 decay. **Nuclear Physics B**, v. 252, p. 518–524, dez. 1990. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939090581P>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

ADEVA, B. et al. Search for the neutral Higgs boson in Z^0 decay. **Nuclear Physics B**, v. 248, p. 203–210, set. 1990. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939090040D>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

ADEVA, B. et al. Search for the neutral Higgs boson at LEP. **Nuclear Physics B**, v. 283, p. 454–464, jun. 1992. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269392900478>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

AKRAWY, M. et al. Limits on a light Higgs boson in e^+e^- collisions at LEP. **Physics Letters B**, v. 251, p. 211–222, nov. 1990. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269390902555>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

AKRAWY, M. et al. Mass limits for a Standard Model Higgs boson in e^+e^- collisions at LEP. **Physics Letters B**, v. 236, p. 224–232, fev. 1990. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939090833R>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

AKRAWY, M. et al. Search for the minimal Standard Model Higgs boson in e^+e^- collisions at LEP. **Physics Letters B**, v. 253, p. 511–523, jan. 1991. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939191761J>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

ALTARELLI, G.; MEFE, B.; PITOLLI, F. Heavy Higgs production at future colliders. out. 1986.

ATLAS. [S.l.]. Disponível em: <<http://www.atlas.ch/photos/full-detector-cgi.html>>. Acesso em: 02 mar. 2015.

ATLAS-CONF-2013-030. **Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the $WW(*) \rightarrow l\nu l\nu$ decay channel with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of proton-proton collision data.** [S.l.]. Disponível em: <<https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2013-030/>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

BARATE, R. et al. Search for an invisibly decaying Higgs boson in e^+e^- collisions at 189 GeV. **Physics Letters B**, v. 466, p. 50–60, out. 1999. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269399011041>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

BARATE, R. et al. Search for invisible Higgs boson decays in e^+e^- collisions at centre-of-mass energies up to 184 GeV. **Physics Letters B**, v. 450, p. 301–312, mar. 1999. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269399001173>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

BARATE, R. et al. Accelerator physics at LEP. **Reports on Progress in Physics**, v. 63, n. 6, 2000. Disponível em: <<http://iopscience.iop.org/0034-4885/63/6/203/>>. Acesso em: 02 mar. 2015.

BUSKULIC, D. et al. Search for the Standard Model Higgs boson. **Physics Letters B**, v. 313, p. 299–311, ago. 1993. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939391227E>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

BUSKULIC, D. et al. Mass limit for the Standard Model Higgs boson with the full LEP I. **Physics Letters B**, v. 384, p. 427–438, set. 1996. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269396008003>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

CHATRCHYAN, S. et al. Measurement of W^+W^- production and search for the Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$. **Physics Letters B**, Issues 1–2, v. 699, p. 25–47, maio 2011. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269311003297>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

CHATRCHYAN, S. et al. Combined results of searches for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$. **Physics Letters B**, v. 710, p. 26–48, mar. 2012. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312002055>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

CHATRCHYAN, S. et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. **Physics Letters B**, v. 716, p. 30–61, set. 2012. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312008581>>. Acesso em: 08 jan. 2015.

CHATRCHYAN, S. et al. Search for the Standard Model Higgs Boson in the Decay Channel $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$. **Physics Letters Letters**, v. 108, n. 111804, mar. 2012. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.111804>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

CMS. **How CMS detects particles**. [S.l.], 2013. Disponível em: <<http://cms.web.cern.ch/news/how-cms-detects-particles>>. Acesso em: 02 mar. 2015.

CMS. **CMS Higgs Physics Results**. [S.l.], 2015. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsHIG>>. Acesso em: 02 mar. 2015.

CMS, C. **Precise determination of the mass of the Higgs boson and studies of the compatibility of its couplings with the Standard Model**. [S.l.], 2014. Disponível em: <<http://inspirehep.net/record/1304840>>. Acesso em: 02 mar. 2015.

D0-FERMILAB. Disponível em: <<http://www.fnal.gov/openhouse/tour/d0.html>>. Acesso em: 02 mar. 2015.

DECAMP, D. et al. Search for a very light Higgs boson in Z decays. **Physics Letters B**, v. 245, p. 289–297, ago. 1990. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939090148Y>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

DECAMP, D. et al. Search for the neutral Higgs boson from Z^0 decay. **Physics Letters B**, v. 236, p. 233–244, fev. 1990. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939090834S>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

DECAMP, D. et al. Search for the neutral Higgs boson from Z^0 decay in the Higgs mass range between 11 and 24 GeV . **Physics Letters B**, v. 241, p. 141–149, maio 1990. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269390915012>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

DITTMAYER, S.; SCHUMACHER, M. The Higgs Boson in the Standard Model. From LEP to LHC: Expectations, Searches, and Discovery of a Candidate. **arXiv.org**, mar. 2013. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1211.4828v3>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

DIXON, R. Farewell to the Tevatron. **CERN Courier**, out. 2011. Disponível em: <<http://cerncourier.com/cws/article/cern/47505>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

ELLIS, J.; GAILLARD, M. K.; NANOPOULOS, D. A phenomenological profile of the Higgs boson. **Nuclear Physics B**, v. 106, p. 292–340, nov. 1976. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321376903825>>. Acesso em: 17 mar. 2015.

EVANS, L.; LINSSEN, L. **CERN COURIER**, jul. 2008. Disponível em: <<http://cerncourier.com/cws/article/cern/34932>>. Acesso em: 2 mar. 2015.

GAEMERS, K.; GROOT, N. Higgs production and background at LEP. **Zeitschrift für Physik C Particles and Fields**, v. 49, n. Issue 2, p. 267–275, maio 1991. Disponível em: <<http://link.springer.com/article/10.1007/BF01555500>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

GOLDSTONE, J. Field theories with solutions. **Nuovo Cimento**, v. 19, p. 154–164, 1961. Disponível em: <<http://link.springer.com/article/10.1007/%2FBF02812722>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

GREINER, W.; MULLER, B. *Gauge Theory of Weak Interactions*. 3. ed. [S.l.]: Springer, 2000.

HALZEN, F.; MARTIN, A. **Quarks Leptons: an introductory course in modern particle physics**. [S.l.]: JOHN WILEY e SONS, 1984.

HEISTER, A. et al. A flavour-independent Higgs boson search in e^+e^- collisions at \sqrt{S} up to 209 GeV. **Physics Letters B**, v. 544, p. 25–34, set. 2002. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269302022414>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

HEISTER, A. et al. Pesquisar $\gamma\gamma$ decaí de um bóson de Higgs em e^+e^- em colisões \sqrt{S} até 209 GeV . **Physics Letters B**, v. 544, p. 16–24, set. 2002. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269302022426>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

HENGE, L. **Higgs Recoil Mass and Cross-Section Analysis at ILC and Calibration of the CALICE SiW ECAL Prototype**. out. 1994. Disponível em: <<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00430432/document>>. Acesso em: 15 fev. 2015.

JONES, D.; PETCOV, S. Heavy Higgs Bosons at LEP. **Physics Letters**, v. 84, p. 440–444, jul. 1979. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269379912346>>. Acesso em: 15 fev. 2015.

KILIAN, W.; KRAMER, M.; ZERWAS, P. M. Higgs-strahlung and WW fusion in e^+e^- collisions. **Physics Letters B**, v. 373, p. 135–140, abr. 1996. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269396001001>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

NAKAMURA, K. [S.l.]. Disponível em: <<http://hep-www.px.tsukuba.ac.jp/~doraemon/misc/misc.html>>. Acesso em: 2 mar. 2015.

OPAL-DETECTOR. *The OPAL Detector*. Disponível em: <<http://opal.web.cern.ch/Opal/tour/detector.html>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

PAUSS, F. L3 experiment at CERN-LEP. nov. 2000. Disponível em: <<http://www.ipp.phys.ethz.ch/research/Archive/L3>>. Acesso em: 2 mar. 2015.

ROMÃO, J.; ANDRINGA, S. Vector boson decays of the Higgs boson. **The European Physical Journal C**, v. 7, p. 631–642, mar. 1999. Disponível em: <<http://link.springer.com/article/10.1007%2Fs100529801038>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

ROMÃO, J. C. **Introdução à teoria do campo**. [S.l.], 2003. Disponível em: <<http://porthos.ist.utl.pt/Public/textos/itc.pdf>>. Acesso em: 07 jan. 2015.

RYDER, L. H. **Quatum Field Theory**. 2. ed. [S.l.: s.n.], 1996.

SLAC. **National Accelerator Laboratory, Stanford University**. [S.l.]. Disponível em: <<https://www6.slac.stanford.edu/about/contact-slac.aspx>>. Acesso em: 2 mar. 2015.

SPIRA, M. : software-Version 6.10. [S.l.], 2003. Disponível em: <<http://tiger.web.psi.ch/hdecay/>>. Acesso em: 15 maio 2014.

VICTOR, I. S. M. **Higgs decay and production channels**. Tese (Dissertação) — Universidad de Valencia, Valencia, set. 2011.