

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Estudo dos Acoplamentos Anômalos Quárticos
entre os Bósons de Gauge em Futuros
Aceleradores

SBI-IFUSP



José Kenichi Mizukoshi

Tese de Doutorado
apresentada ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo.

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Oscar J. P. Éboli (Orientador, IFT-UNESP)

Prof. Dr. Erasmo M. Ferreira (UFRJ)

Prof. Dr. Yojiro Hama (IFUSP)

Prof. Dr. Fernando S. Navarra (IFUSP)

Prof. Dr. Alberto F. S. Santoro (CBPF)

São Paulo
1998

defesa 02/03

Sylvio Roberto
Prof. Sylvio Roberto Aracy Caruto
Presidente da Comissão de Pós-Graduação



539.725

M685e

D
exc. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Mizukoshi, José Kenichi

Estudo dos Acoplamentos Anômalos Quárticos entre
os Bósons de Gauge em Futuros Aceleradores.
São Paulo, 1999.

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física - Departamento de Física Matemática

Orientador: Prof. Dr. Oscar J. O. Éboli
Área de Concentração: Física de Partículas Elementares

Unitermos: 1. Acoplamentos Anômalos;
2. Teorias Efetivas; 3. Quebra de Simetria.

USP/IF/SBI-015/99

A meus pais

AGRADECIMENTOS

À minha família, pelo incentivo e apoio;

Ao Prof. Oscar Éboli, pela orientação;

Aos Profs. Manuel Drees, Concha Gonzalez-Garcia, Francis Halzen e Sérgio Novaes, pela co-orientação;

A Alexander Belyaev, pela colaboração;

A todos os amigos e colegas que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho;

Ao Departamento de Física da Universidade de Wisconsin (EUA) e a todas as pessoas que fizeram parte do meu universo em Madison;

À FAPESP e ao CNPq pelo suporte financeiro.

Resumo

Apresentamos um estudo do setor da quebra espontânea de simetria da teoria eletrofraca através do formalismo de lagrangianas quirais, analisando os operadores que geram vértices anômalos genuinamente quárticos entre os bósons de gauge, os quais podem ser sondados pela próxima geração de aceleradores: LHC e NLC. Com o objetivo de obter vínculos aos acoplamentos anômalos relativos a esses operadores, estudamos as reações $e^+e^- \rightarrow W^+W^-Z$ e $e^+e^- \rightarrow ZZZ$ no NLC operando com energias no centro de massa de $\sqrt{s} = 0.5$ TeV e 1 TeV, estendendo as nossas análises para a colisão com o feixe de elétrons polarizado. Avaliamos também o impacto desses mesmos acoplamentos ao processo $pp \rightarrow VV + 2$ jatos ($V = W^\pm, Z$) no LHC. No intuito de desenvolver cálculos realísticos, todas as amplitudes de espalhamento das reações estudadas foram determinadas sem qualquer tipo de aproximação.

Abstract

We present a study of electroweak symmetry breaking sector in the framework of chiral Lagrangians, analyzing the operators that lead to genuine quartic gauge boson couplings, which could be probed by the next generation accelerators; LHC and NLC. In order to get bounds on the anomalous couplings related to these operators, we studied the reactions $e^+e^- \rightarrow W^+W^-Z$ and $e^+e^- \rightarrow ZZZ$ at the NLC operating with center-of-mass energy of $\sqrt{s} = 0.5$ TeV and 1 TeV, extending our analysis to polarized electron beam collisions. We also estimate the impact of these couplings to the process $pp \rightarrow VV + 2$ jets ($V = W^\pm, Z$) at the LHC. In order to develop realistic calculations, all the scattering amplitudes considered have been determined without any kind of approximation.

Conteúdo

1	Introdução	3
2	Quebra Espontânea de Simetria e Teorias Efetivas	6
2.1	Introdução	6
2.2	Mecanismo de Higgs	7
2.3	Limites Experimentais e Teóricos à Massa do Higgs	10
2.4	Teorias Efetivas	13
2.5	Lagrangianas Quirais	15
2.6	Acoplamentos Anômalos Quárticos a partir da Física do Z	19
3	Acoplamentos Anômalos no NLC	25
3.1	Física no NLC	25
3.2	Limites aos Acoplamentos Anômalos Quárticos	27
3.2.1	Processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-Z$	32
3.2.2	Processo $e^+e^- \rightarrow ZZZ$	37
3.3	Processos $e^\pm e^- \rightarrow VV f \bar{f}$	41
3.4	Discussões e Conclusões	44
4	Acoplamentos Anômalos no LHC	47
4.1	Física no LHC	47
4.2	Vínculos aos Acoplamentos Anômalos Quárticos	48
4.3	Sinais e <i>Backgrounds</i>	49

<i>CONTEÚDO</i>	2
4.4 Resultados	59
4.5 Conclusões	63
5 Conclusão	68
A Caixa de Ferramentas	70
A.1 A Seção de Choque de Um Espalhamento	70
A.2 O Espaço de Fase	72
A.3 O Método Monte Carlo de Integração Numérica	75
B Vínculos de Unitariedade aos Acoplamentos Anômalos	79
C Subprocessos da Reação $pp \rightarrow VV + 2$ jatos	83

Capítulo 1

Introdução

Os experimentos em física de altas energias tem consolidado o Modelo Padrão como sendo a teoria base dos fenômenos de natureza eletrofraca e forte. Até o presente, as predições teóricas deste modelo estão de acordo com os dados experimentais de alta precisão. A descoberta do quark top no Tevatron e as medidas dos acoplamentos γW^+W^- e ZW^+W^- , ainda em andamento no LEP2, são alguns exemplos recentes de testes do Modelo Padrão. Contudo, uma questão fundamental continua sem resposta: o entendimento do mecanismo da quebra espontânea de simetria e a geração de massa aos férmions e bósons de gauge presentes na teoria.

A versão mínima deste modelo prevê a existência de uma partícula escalar, o bóson de Higgs, cuja existência ainda não foi comprovada experimentalmente. Argumentos teóricos indicam que os próximos aceleradores, como LHC e NLC, capazes de sondar escalas de energia na ordem de TeV, terão o potencial de decifrar este enigma. Além do bóson de Higgs, existe todo um espectro de partículas previstas em modelos supersimétricos e possíveis interações e partículas exóticas que poderão ser vistos pela primeira vez.

Embora o avanço da física de partículas esteja intimamente relacionado com experiências que exigem energias no centro de massa cada vez maiores,

medidas de precisão associadas aos termos de ordem mais alta em teoria da perturbação permitem testes indiretos do Modelo Padrão e extensões. Um exemplo bastante conhecido é o uso de dados de alta precisão do LEP/SLC para sondar uma possível física nova que possa aparecer da discrepância entre teoria e experimento. Esta física manifestar-se-ia devido a efeitos quânticos, ou seja, contribuiria virtualmente através das correções radiativas.

Como parte do projeto de doutoramento, estudamos as contribuições virtuais de leptosquarks escalares [1] e vetoriais [2] aos dados de alta precisão da física do Z . Estes trabalhos, juntamente com o estudo de interações múltiplas na produção de W acompanhado de jatos no Tevatron [3] não estão contidas nesta tese, pois preferimos concentrar a nossa apresentação em apenas um único tópico; o estudo dos acoplamentos anômalos quárticos entre os bósons de gauge em futuros aceleradores.

Embora os acoplamentos tríplexes entre os bósons de gauge já começaram a ser medidos no LEP2, o entendimento do setor da quebra espontânea de simetria requer também o conhecimento dos vértices quárticos, os quais ainda são inacessíveis aos aceleradores atualmente em funcionamento. Para sondar estas interações é necessária uma energia no centro de massa da ordem de TeV, apesar de que um acelerador e^+e^- com $\sqrt{s} = 500$ GeV já consiga obter alguns resultados interessantes.

A seguir, descrevemos brevemente o conteúdo da tese. No capítulo 2 apresentamos o setor de quebra espontânea de simetria do Modelo Padrão mínimo e os limites experimental e teórico para a massa do bóson de Higgs. A não observação desta partícula implica que o Modelo Padrão será válido para energias da ordem de alguns TeV, tendo portanto o caráter de uma teoria efetiva. Sendo assim, podemos estudar o setor da quebra espontânea de simetria de uma forma mais geral, introduzindo as lagrangianas quirais associadas à quebra espontânea de simetria. Ainda neste capítulo indicamos como os testes de precisão impõem vínculos aos acoplamentos anômalos introduzidos pelos operadores efetivos.

No capítulo 3 estudamos os efeitos destes operadores em aceleradores e^+e^- , através das produções de W^+W^-Z e ZZZ . Embora a altas energias o sinal dominante devido às interações quárticas entre os bósons de gauge seja proveniente do espalhamento VV ($V = W^\pm, Z$), mostramos que a produção tríplice VVV é o processo mais importante para energias abaixo da ordem de TeV. Incluímos nas nossas análises os efeitos das imprecisões experimentais (*smearing*) na reconstrução das massas de W^\pm e Z , além de considerar a polarização do feixe de elétrons.

Os mesmos operadores anômalos também podem ser testados em processos que ocorrem no LHC. A partir do estudo completo da reação $pp \rightarrow VVjj$, (j denotando um jato), apresentamos no capítulo 4 cálculos sem qualquer tipo de aproximações para a matriz de espalhamento dos subprocessos e estimamos os vínculos devido aos acoplamentos anômalos possíveis de ser obtidos pelo futuro acelerador hadrônico do CERN.

Finalmente, no capítulo 5, apontamos as conclusões gerais do nosso trabalho. No apêndice A, através de uma linguagem mais técnica, descrevemos as ferramentas utilizadas para obter os nossos resultados, como a escolha adequada do espaço de fase, a obtenção das matrizes de espalhamento por Madgraph/Helas e o método de integração numérica por Monte Carlo para a determinação das seções de choque. Já no apêndice B indicamos como os vínculos da unitariedade da matriz de espalhamento podem impor limites aos acoplamentos anômalos. Por fim, no apêndice C listamos todos os subprocessos que contribuem para a reação $pp \rightarrow VVjj$ estudada no capítulo 4.

Capítulo 2

Quebra Espontânea de Simetria e Teorias Efetivas

2.1 Introdução

O modelo proposto por Glashow, Salam e Weinberg [4] da unificação das interações eletromagnética e fraca tem sido testado com grande sucesso nas últimas duas décadas, que o levou a ser conhecido como o Modelo Padrão (MP) das interações eletrofracas. Os resultados experimentais mais recentes obtidos principalmente pelo LEP, SLC e Tevatron comprovam a existência das três famílias de férmions, as partículas constituintes da matéria, e das partículas mediadoras das interações eletrofracas, os bósons de gauge, previstas no modelo. Estes mesmos experimentos indicam que os léptons e quarks acoplam-se ao fóton e aos bósons Z e W^\pm obedecendo a simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ [5]. Além disso, a grande precisão nos resultados experimentais exigiu previsões teóricas além do nível de árvore, as quais foram muito bem comprovadas ¹.

Apesar do grande sucesso do MP, a escala de energia envolvida nos ex-

¹Para uma revisão dos testes de precisão da teoria eletrofraca, vide p. ex. Ref. [6]

perimentos até o presente não nos permite explorar alguns setores do modelo, como os acoplamentos entre os bósons de gauge e o setor da quebra espontânea de simetria. Na verdade o LEP2 começou a verificar os acoplamentos trípicos entre os bósons de gauge, mas a estrutura completa de gauge não abeliana somente poderá ser comprovada com a medida dos acoplamentos quárticos, que trazem informação do mecanismo da quebra de simetria. Na versão mínima do MP, essa quebra espontânea de simetria é devido ao mecanismo de Higgs [7], responsável pela geração de massa às partículas presentes no modelo. A seguir, escrevemos a lagrangiana do setor de Higgs na versão mínima do MP, onde a quebra de simetria deve-se somente a um dubleto de campos escalares.

2.2 Mecanismo de Higgs

Na versão mínima do MP os bósons de gauge e os férmions adquirem massa através do mecanismo de Higgs, onde um dubleto complexo de $SU(2)_L$ com campos escalares,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ \phi^0(x) \end{pmatrix} , \quad (2.1)$$

acopla-se aos campos de gauge segundo

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) , \quad (2.2)$$

onde D_μ é a derivada covariante definida como

$$D_\mu = \partial_\mu - igI_a W_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} B_\mu . \quad (2.3)$$

Na expressão acima, g e g' denotam as constantes de acoplamento de gauge do setor $U(1)_Y$, com o gerador de hipercarga Y , e do setor $SU(2)_L$, com os

geradores $I_a = \frac{1}{2}\tau_a$, $a = 1, 2, 3$, respectivamente. τ_a são as matrizes de Pauli. O potencial mais geral possível, renormalizável e invariante de gauge é dado por

$$V(\Phi) = -\mu^2\Phi^\dagger\Phi + \frac{\lambda}{4}(\Phi^\dagger\Phi)^2 . \quad (2.4)$$

Para minimizar o potencial $V(\Phi)$, escolhamos a solução não trivial cujo valor esperado no vácuo é diferente de zero,

$$\langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} , \quad (2.5)$$

com $v = 2\mu/\sqrt{\lambda}$, tal que a simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ seja quebrada em $U(1)_{EM}$. Este resultado pode ser facilmente verificado. Para um dado gerador \mathcal{G} , o vácuo é mantido invariante se

$$\exp(i\alpha\mathcal{G}) \langle \Phi \rangle_0 = \langle \Phi \rangle_0 . \quad (2.6)$$

Para uma transformação infinitesimal,

$$(1 + i\alpha\mathcal{G}) \langle \Phi \rangle_0 = \langle \Phi \rangle_0 , \quad (2.7)$$

ou seja,

$$\mathcal{G} \langle \Phi \rangle_0 = 0 \quad (2.8)$$

é a condição que leva à invariância do vácuo.

Para os geradores de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, nós temos

$$\tau_1 \langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 , \quad (2.9)$$

$$\tau_2 \langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -iv/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0 , \quad (2.10)$$

$$\tau_3 \langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0 , \quad (2.11)$$

$$Y \langle \Phi \rangle_0 = 1 \langle \Phi \rangle_0 \neq 0 . \quad (2.12)$$

Porém, notamos que o gerador correspondente à carga elétrica leva a

$$Q \langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{2}(\tau_3 + Y) \langle \Phi \rangle_0 = 0 , \quad (2.13)$$

ou seja, Q deixa o vácuo invariante. Isto significa que o fóton não adquirirá massa com a quebra de simetria.

O campo (2.1) escrito em termos dos campos reais φ_i e H fica

$$\Phi = \Sigma(x) \begin{pmatrix} 0 \\ (v + H)/\sqrt{2} \end{pmatrix} , \quad (2.14)$$

onde

$$\Sigma(x) = \exp \left(i \frac{\varphi^a(x) \tau^a}{v} \right) . \quad (2.15)$$

Expandido $\Sigma(x)$ em torno de $1/v$ em primeira ordem, obtemos

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^+(x) \\ (v + H(x) + i\chi(x))/\sqrt{2} \end{pmatrix} , \quad (2.16)$$

com $\phi^+ = i(\varphi_1 - i\varphi_2)/\sqrt{2}$, $H, \chi = -\varphi_3$ possuindo valores esperados no vácuo iguais a zero. O campo $H(x)$, o bóson de Higgs, descreve uma partícula física escalar neutra com massa

$$M_H = \mu\sqrt{2} ,$$

enquanto que os bósons de Goldstone, χ e ϕ^\pm , não são partículas físicas e portanto não contribuem para os processos calculados a nível de árvore.

Os quatro campos que aparecem na expansão (2.16) são independentes

entre si, sendo assim possível fazer uma transformação de gauge de tal forma a desaparecermos com os campos não físicos. No gauge unitário, que equivale a tomarmos $\Sigma = 1$, nós eliminamos os campos φ_i , correspondente a três graus de liberdade. No entanto, esses graus de liberdade são absorvidos dando origem às componentes longitudinais dos bósons de gauge W^\pm e Z .

2.3 Limites Experimentais e Teóricos à Massa do Higgs

Através do mecanismo acima, conhecido v , o valor esperado no vácuo, juntamente com o ângulo de mistura de Weinberg, $\sin \theta_W$, o MP consegue prever com grande êxito as massas de Z e W^\pm , apesar de não conseguir fixar as massas dos férmions ². No entanto, o sucesso do MP para a física da escala de TeV depende da descoberta do bóson de Higgs, que até o presente não se manifestou através dos experimentos. Durante o ano de 1997, o grupo ALEPH do LEP2 analisou 57 pb^{-1} de dados relativos à energia no centro de massa de 183 GeV, procurando pela possível produção do bóson de Higgs através da reação $e^+e^- \rightarrow HZ$. A não observação do sinal impõe um limite experimental inferior de 87.9 GeV, em 95% C.L., para a massa do Higgs [8].

Vínculos indiretos sobre o Higgs podem ser estabelecidos a partir dos dados de alta precisão dos observáveis no pico do Z , onde a massa do Higgs é incluída através das correções radiativas. Uma estimativa bastante conhecida para M_H , assumindo a validade do MP, vem da expressão analítica calculada em *2-loop* na ordem $\mathcal{O}(g^4 m_t^2 / M_W^2)$ [9] para o ângulo de mistura de Weinberg efetivo,

$$s_{eff}^2 = (s_{eff}^2)_0 + c_1 A_1 + c_2 A_2 + c_3 A_3 + c_4 A_4 \quad , \quad (2.17)$$

²No caso da massa do quark top as correções radiativas conseguem dar uma boa estimativa de m_t

onde

$$\begin{aligned}
 A_1 &\equiv \ln(M_H/100 \text{ GeV}) , \\
 A_2 &\equiv [(\Delta\alpha)_h/0.0280 - 1] , \\
 A_3 &\equiv [(m_t/175 \text{ GeV})^2 - 1] , \\
 A_4 &\equiv [(\alpha_s(M_Z)/0.118) - 1]
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

e $(s_{eff}^2)_0$ é o resultado teórico calculado no ponto de referência em que $(\Delta\alpha)_h = 0.0280$, $m_t = 175 \text{ GeV}$ e $\alpha_s(M_Z) = 0.118$. Tanto o valor de $(s_{eff}^2)_0$ como os coeficientes c_i dependem do esquema de renormalização devido à falta de informação do cálculo completo em $\mathcal{O}(g^4)$. No entanto, a diferença entre um esquema de renormalização e outro, p.ex., o $\overline{\text{MS}}$ e *On-shell* (OS), está em torno de 3 % [9], o que é considerado razoável. Através da Eq. (2.17), utilizando-se os dados $s_{eff}^2 = 0.23152 \pm 0.00023$ [10], $m_t = 175.6 \pm 5.5$ [11], $\alpha_s(M_Z) = 0.118 \pm 0.005$ [12] e a estimativa $(\Delta\alpha)_h = 0.02804 \pm 0.00065$ [13] podemos obter os limites para a massa do Higgs. Combinando as previsões dos esquemas de renormalização $\overline{\text{MS}}$ com as ressomadas dos termos dominantes de OS, os chamados OSI e OS2, e considerando o erro teórico devido à QCD, temos que

$$M_H = 100_{-54}^{+122} \text{ GeV} ; \quad M_H < 357 \text{ GeV} , \tag{2.19}$$

onde o limite superior foi determinado em 95% C.L.

A seguir indicaremos os limites inferior e superior para M_H utilizando-se somente argumentos teóricos.

No MP mínimo, as correções quânticas fermiônicas, principalmente o quark top, tendem a desestabilizar o potencial efetivo do vácuo para grandes valores de Φ . A estabilidade do vácuo [14] requer que o acoplamento $\lambda(\Lambda)$ seja sempre positivo até a escala Λ de energia em que o MP tenha validade. Esta imposição traz severos vínculos para λ , que corresponde ao limite inferior da massa do Higgs. Assumindo que o MP funcione até a escala de

Planck, $\Lambda = 10^{19}$ GeV, a massa mínima é dada por

$$M_H(\text{GeV}) > 138 + 2.1[m_t(\text{GeV}) - 175.6] - 3.0 \frac{\alpha_s(M_Z) - 0.119}{0.004}, \quad (2.20)$$

onde a expressão acima é válida para valores $m_t \sim 175.6$ GeV e $\alpha_s(M_Z) \sim 0.119$. Caso LEP2 consiga encontrar um Higgs leve, $M_H \leq 100$ GeV, segundo argumento de estabilidade do vácuo, o MP deve perder a validade acima de uma escala de energia da ordem de alguns TeV.

Ainda em termos de argumentos teóricos, pode-se extrair também limites superiores à massa do Higgs utilizando a condição de que o polo de Landau [15] não se manifesta até a escala Λ , ou seja, $\lambda(\Lambda)$ permanece sempre na região onde a teoria de perturbação é válida. A evolução do acoplamento λ em função da energia Λ é regida pelas equações

$$\begin{aligned} d\lambda(t)/dt &= \beta_\lambda(\lambda, g_i), \\ dg_i^2(t)/dt &= \beta_i(\lambda, g_i), \end{aligned} \quad (2.21)$$

onde $t = \ln(\Lambda/\mu)$, com μ sendo a escala de renormalização e g_i denotando os acoplamentos de gauge da simetria $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (g_3, g_2, g_1) e o acoplamento de Yukawa do quark top, g_t . A função β , conhecida até a ordem de *2-loops* [16], determina o limite superior para a massa do Higgs uma vez impondo-se que λ permaneça num domínio perturbativo. Os limites recentes obtidos [17] para $m_t \sim 175$ GeV são $M_H \leq 180$ GeV e $M_H \leq 0.5-0.8$ TeV, respectivamente para Λ nas escalas de Planck e TeV.

Um outro limite superior à M_H é estabelecido pelos processos a altas energias que envolvam espalhamentos de bósons de gauge longitudinalmente polarizados. Através da decomposição da amplitude de espalhamento em ondas parciais, pode-se mostrar que a massa do Higgs possui um vínculo

superior [18]

$$M_H^2 < \frac{8\pi\sqrt{2}}{3G_F} \simeq (1 \text{ TeV})^2 \quad (2.22)$$

para que a unitariedade da matriz S seja respeitada a nível de árvore.

É interessante observar que, assumindo que o MP mínimo funcione pelo menos até a escala de Planck, os limites teóricos inferior e superior estão de acordo para M_H em torno de 140-180 GeV. Caso o Higgs for comprovado experimentalmente com uma massa acima desse limite, uma nova física será necessária para descrever o setor de quebra de simetria antes da escala de Planck. Até que se esclareça a natureza da tal física, é possível estudar esse setor através de uma teoria efetiva, conforme descrevemos a seguir.

2.4 Teorias Efetivas

Se a quebra espontânea de simetria for devida a um bóson de Higgs pesado, ou seja, que possa ser removido da teoria a baixas energias, ou que não exista um Higgs fundamental, o MP começa a falhar para uma escala de energia da ordem de alguns TeV. Neste caso, o setor da quebra de simetria é descrito apenas através de uma teoria efetiva, a aproximação de baixas energias de uma teoria mais fundamental. Enquanto a nova física tem validade para um intervalo maior de energia, a teoria efetiva é uma parametrização mais simplificada válida até uma escala Λ . Um exemplo bastante simples e histórico é o modelo de interação de contato proposto por Fermi [19]. O modelo, que descreve as interações fracas entre quatro férmions, é formulado por meio de uma lagrangiana efetiva cuja intensidade de acoplamento é proporcional a G_F , a constante de Fermi. Tomando E como sendo uma energia típica envolvida em um processo fraco, nós podemos fazer uma estimativa do valor de E quando a teoria começa a falhar. Como G_F tem a dimensão do inverso

do quadrado da energia, o parâmetro expansivo em teoria de perturbação é proporcional à quantidade adimensional $G_F E^2$. Para que a teoria de perturbação tenha sentido, ou seja, que as contribuições de ordens mais altas não sejam tão grandes como as de ordens mais baixas, a ponto de violar a unitariedade da matriz de espalhamento, a energia crítica estimada teria que estar em torno de [20]

$$E_{\text{crit}} \approx \left(\frac{\sqrt{2}\pi}{G_F} \right)^{1/2} \approx 600 \text{ GeV} . \quad (2.23)$$

Acima dessa energia, uma nova física faz-se necessária. A solução para este problema é a de substituir a interação de contato por uma troca de um bóson vetorial entre pares de férmions, como formulado dentro do MP. Neste caso a amplitude de espalhamento passa a ser

$$A \sim g^2 \frac{E^2}{E^2 - M_W^2} , \quad (2.24)$$

onde g é o acoplamento de gauge e o denominador vem do propagador do bóson W . Para processos que envolvem energias baixas, no limite $E \ll M_W$, o MP reproduz a teoria de Fermi e podemos obter a relação

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} . \quad (2.25)$$

Já para $E \gg M_W$, a amplitude é proporcional a g^2 , um parâmetro de expansão pequeno que permite que a teoria tenha validade a qualquer energia.

No caso do modelo de Fermi, a nova física em questão contribui bem antes da energia crítica, ou seja, $M_W \ll E_{\text{crit}}$. Neste caso a teoria é dita ser acoplada fracamente.

Analogamente ao modelo de Fermi, podemos determinar a energia crítica para uma teoria efetiva descrevendo o setor da quebra de simetria eletrofraca. Conforme já mencionado, o limite imposto pela manutenção da unitariedade

da matriz S traz uma restrição na energia envolvida em um processo de espalhamento de bósons de gauge. Tomando o caso particular de bósons com polarização longitudinal, a ausência do Higgs, ou este sendo muito pesado, produz uma amplitude proporcional a $G_F E^2$, assim como no caso da teoria de Fermi. Impondo-se a unitariedade da matriz de espalhamento, a energia crítica foi estimada em [21]

$$E_{\text{crit}}^{VV \rightarrow VV} \approx \left(\frac{4\sqrt{2}\pi}{G_F} \right)^{1/2} \approx 1.2 \text{ TeV} . \quad (2.26)$$

Como na teoria de Fermi, uma nova física tem de se manifestar na escala de TeV no intuito de cortar o crescimento da amplitude. Porém, para processos que envolvam energias abaixo ou próximas de TeV, a teoria efetiva descreveria bem uma possível física além do MP. A seguir, listaremos uma série de Lagrangianas efetivas que descrevem o setor de quebra de simetria.

2.5 Lagrangianas Quirais

Conforme mencionado, assumindo-se que o Higgs do MP não exista, ou que sua massa esteja fora dos limites teóricos estimados, uma nova física faz-se necessária. No entanto, para energias até da ordem de TeV, a física pode ser descrita através de uma lagrangiana efetiva compatível com a simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$. Uma boa candidata é a lagrangiana quiral [22] não renormalizável do modelo σ não linear acoplado à teoria de Yang-Mills levando em conta a invariância de gauge.

Para especificar a lagrangiana efetiva a baixas energias, nós assumimos que o sistema apresenta uma simetria global $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ que é quebrada à $SU(2)_C$, a simetria custodial. Esta simetria assegura que a razão entre as correntes carregada e neutra tenha o valor $\rho = 1$, exceto pequena

contribuição advinda de correções radiativas ³. Com esta escolha, o bloco fundamental para a construção da lagrangiana quirial é a matriz unitária Σ da Eq. (2.15).

A ordem mais baixa da expansão derivativa da lagrangiana efetiva é dada por

$$\mathcal{L}^{(2)} = \frac{v^2}{4} \text{Tr} [(D_\mu \Sigma)^\dagger (D^\mu \Sigma)] + \beta_1 g'^2 \frac{v^2}{4} (\text{Tr}[TV_\mu])^2, \quad (2.27)$$

onde

$$D_\mu \Sigma = \partial_\mu \Sigma + ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a \Sigma - ig' \Sigma \frac{\tau^3}{2} B_\mu, \quad (2.28)$$

$$T = \Sigma \tau_3 \Sigma^\dagger, \quad (2.29)$$

$$V_\mu = (D_\mu \Sigma) \Sigma^\dagger. \quad (2.30)$$

Devido à presença de τ_3 , T não é invariante sob $SU(2)_C$. Mesmo assim, espera-se que o desvio do valor experimental de ρ não traga vínculos severos de tal forma a excluir completamente os termos dependentes de T .

É importante observar que a expansão do primeiro termo da Eq. (2.27), por exemplo, no gauge unitário, após as devidas rotações dos campos de gauge nos campos físicos leva a

$$\mathcal{L}^{(2)}|_1 = \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{8} Z_\mu Z^\mu, \quad (2.31)$$

onde podemos identificar os coeficientes dos campos como sendo M_W^2 e $\frac{1}{2} M_Z^2$, analogamente à lagrangiana do MP responsável pela geração de massa aos bósons W^\pm e Z .

Na próxima ordem da expansão derivativa, $\mathcal{O}(p^4)$, os possíveis operadores

³Este resultado pode ser verificado para qualquer simetria do tipo $SU(2) \otimes U(1)$ que quebra espontaneamente à $U(1)$ [23]. Os bósons de Goldstone induzem uma auto-energia aos bósons W^i e B , cujos pólos dos campos físicos W^\pm e Z obedecem a relação $M_W = M_Z \cos \theta_W$

efetivos que conservam C e P são [22]

$$\mathcal{L}_1 = \frac{1}{2}g^2\alpha_1 B_{\mu\nu}\text{Tr}(TF^{\mu\nu}) , \quad (2.32)$$

$$\mathcal{L}_2 = \frac{1}{2}ig\alpha_2 B_{\mu\nu}\text{Tr}(T[V^\mu, V^\nu]) , \quad (2.33)$$

$$\mathcal{L}_3 = ig\alpha_3\text{Tr}(F_{\mu\nu}[V^\mu, V^\nu]) , \quad (2.34)$$

$$\mathcal{L}_4 = \alpha_4[\text{Tr}(V_\mu V_\nu)]^2 , \quad (2.35)$$

$$\mathcal{L}_5 = \alpha_5[\text{Tr}(V_\mu V^\mu)]^2 , \quad (2.36)$$

$$\mathcal{L}_6 = \alpha_6\text{Tr}[(V_\mu V_\nu)]\text{Tr}(TV^\mu)\text{Tr}(TV^\nu) , \quad (2.37)$$

$$\mathcal{L}_7 = \alpha_7\text{Tr}[(V_\mu V^\mu)]\text{Tr}[(TV^\nu)]^2 , \quad (2.38)$$

$$\mathcal{L}_8 = \frac{1}{4}g^2\alpha_8[\text{Tr}(TF_{\mu\nu})]^2 , \quad (2.39)$$

$$\mathcal{L}_9 = \frac{1}{2}ig\alpha_9\text{Tr}(TF_{\mu\nu})\text{Tr}(T[V^\mu, V^\nu]) , \quad (2.40)$$

$$\mathcal{L}_{10} = \frac{1}{2}\alpha_{10}[\text{Tr}(TV_\mu)\text{Tr}(TV_\nu)]^2 , \quad (2.41)$$

$$\mathcal{L}_{11} = \alpha_{11}\text{Tr}[(\mathcal{D}_\mu V^\mu)^2] , \quad (2.42)$$

$$\mathcal{L}_{12} = \frac{1}{2}\alpha_{12}\text{Tr}(T\mathcal{D}_\mu\mathcal{D}_\nu V^\nu)\text{Tr}(TV^\mu) , \quad (2.43)$$

$$\mathcal{L}_{13} = \frac{1}{2}\alpha_{13}[\text{Tr}(T\mathcal{D}_\mu V^\nu)]^2 , \quad (2.44)$$

onde

$$\mathcal{D}_\mu\mathcal{O}(x) = \partial_\mu\mathcal{O}(x) + ig[W_\mu(x), \mathcal{O}(x)] . \quad (2.45)$$

As parametrizações (2.32)-(2.44) não são únicas, no sentido de que dependem da escolha de uma particular base de invariantes. As bases acima podem ser modificadas através da introdução de termos com derivada total ou do uso das equações de movimento clássicas para o W e B [24]. Deste modo, é possível mostrar que $\mathcal{L}_{11} = \mathcal{L}_{12} = 0$ e \mathcal{L}_{13} pode ser escrita como sendo uma combinação das lagrangianas \mathcal{L}_{1-10} . Portanto, no nosso conjunto de operadores listados acima, eliminamos os três últimos termos.

Além disso, não vamos analisar as lagrangianas $\mathcal{L}_{1,2,3,8,9}$ pois estas contêm acoplamentos trípicos entre bósons de gauge, os quais podem ser sondados no Tevatron [25, 26] e no LEP2 [27] através da produção de pares de bósons de gauge. Restam, portanto, os acoplamentos genuinamente quárticos, expressos através das lagrangianas $\mathcal{L}_{4,5,6,7,10}$, que ainda não podem ser estudados diretamente.

As energias no centro de massa dos aceleradores atualmente em funcionamento não conseguem atingir o mínimo necessário para a produção múltipla de bósons vetoriais, ou mais ainda, o de conseguir produzir reações que induzem o espalhamento $VV \rightarrow VV$. Esta janela de energia poderá ser explorada com o funcionamento do *Next Linear Collider*, um acelerador planejado para colidir elétron-pósitron com energia no centro de massa entre 500-2000 GeV e do *Large Hadron Collider*, um acelerador próton-próton com energia de 14 TeV. Nos próximos dois capítulos estudaremos o potencial desses dois aceleradores em testar os vértices quárticos entre bósons de gauge, enquanto que na próxima seção apresentaremos os vínculos obtidos a partir da física do Z no LEP, onde os efeitos dos acoplamentos anômalos são manifestados indiretamente através de *loops*.

Nos cálculos que envolvam correções de ordens mais altas na teoria da perturbação é conveniente trabalhar num gauge que não o unitário. Sendo assim, se adotarmos o gauge genérico R_ξ , nós temos de introduzir as lagrangianas de fixação de gauge,

$$\mathcal{L}_{\text{GF}} = -\frac{1}{2\xi_B} f_0^2 - \frac{1}{2\xi_W} \left(\sum_{i=1}^3 f_i^2 \right) , \quad (2.46)$$

onde

$$f_0 = \partial_\mu B^\mu - \frac{1}{4} i g' v \xi_B \text{Tr}(\tau^3 \Sigma) , \quad (2.47)$$

$$f_i = \partial_\mu W_i^\mu + \frac{1}{4} i g v \xi_W \text{Tr}(\tau^i \Sigma) . \quad (2.48)$$

Além disso, temos de introduzir também a lagrangiana de Fadeev-Popov [28]

$$\mathcal{L}_{\text{FPG}} = \bar{u}^\alpha(x) \frac{\delta f_\alpha}{\delta \theta^\beta(x)} u^\beta(x) , \quad (2.49)$$

no intuito de eliminar os termos espúrios provenientes da contribuição dos bósons de Goldstone na lagrangiana de fixação de gauge. Os campos fantasmas de Fadeev-Popov, u^α , podem ser devidamente escritos, após as rotações dos mesmos, como $u^\pm(x)$, u^Z e u^γ , que são os fantasmas associados com os campos de gauge W^\pm , Z e γ . O termo $\delta f^\alpha / \delta \theta^\beta$ é a mudança dos operadores de fixação de gauge sob transformação infinitesimal, caracterizada pelos parâmetros $\theta^\alpha(x) = \{\theta^a(x), \theta^B(x)\}$, cujos índices indicam as simetrias por $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, respectivamente.

2.6 Acoplamentos Anômalos Quárticos a partir da Física do Z

Enquanto os aceleradores mais potentes não entrarem em funcionamento, nós temos de recorrer ao método indireto para obter informações a respeito do setor da quebra de simetria. Conforme mencionado previamente, os dados de alta precisão obtidos pelo LEP e o sucesso da teoria da perturbação fazem com que a física que repousa em escalas de energia mais altas possa ser sondada em escalas mais baixas devido à sua manifestação através de efeitos virtuais.

Como os acoplamentos anômalos somente contribuem universalmente, ou seja, entram através de *loops* nas polarizações do vácuo dos bósons vetoriais, nós podemos escolher uma combinação desses efeitos quânticos, dada pelo conjunto S, T e U [29] ou alternativamente pelos ϵ_i [30]. Deste modo, de uma forma mais independente de modelo, os observáveis do LEP podem ser

escritos como

$$\mathcal{O} = \mathcal{O}|_B [1 + f(\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3)] , \quad (2.50)$$

onde $\mathcal{O}|_B$ é o observável calculado no MP na aproximação de Born e todas as correções radiativas, inclusive devido à uma possível física nova que se manifesta através de *loops*, estão contidas nos parâmetros ϵ_i .

Em termos das componentes transversais das auto-energias não renormalizadas dos bósons vetoriais, as contribuições anômalas podem ser dadas por

$$\begin{aligned} \frac{\alpha S_{\text{an}}}{4s_W^2} &\equiv \frac{c_W^2}{M_Z^2} \left\{ \text{Re } \Pi_{\text{an}}^\gamma(M_Z^2) + \Pi_{\text{an}}^Z(0) - \text{Re } \Pi_{\text{an}}^Z(M_Z^2) - \frac{(c_W^2 - s_W^2)}{c_W s_W} \right. \\ &\quad \left. \times \left[\text{Re } \Pi_{\text{an}}^{\gamma Z}(M_Z^2) - \Pi_{\text{an}}^{\gamma Z}(0) \right] \right\} = \epsilon_{\text{an}}^3 , \end{aligned} \quad (2.51)$$

$$\alpha T_{\text{an}} = \frac{\Pi_{\text{an}}^Z(0)}{M_Z^2} - \frac{\Pi_{\text{an}}^W(0)}{M_W^2} - 2 \frac{s_W}{c_W} \frac{\Pi_{\text{an}}^{\gamma Z}(0)}{M_Z^2} = \epsilon_{\text{an}}^1 , \quad (2.52)$$

$$\begin{aligned} \frac{\alpha U_{\text{an}}}{4s_W^2} &= \left\{ \frac{\Pi_{\text{an}}^W(0)}{M_W^2} - \text{Re} \frac{\Pi_{\text{an}}^W(M_W^2)}{M_W^2} + 2s_W^2 c_W^2 \left[\frac{\Pi_{\text{an}}^{\gamma Z}(0)}{M_Z^2} - \text{Re} \frac{\Pi_{\text{an}}^{\gamma Z}(M_Z^2)}{M_Z^2} \right] \right. \\ &\quad \left. - c_W^2 \left[\frac{\Pi_{\text{an}}^Z(0)}{M_Z^2} - \text{Re} \frac{\Pi_{\text{an}}^Z(M_Z^2)}{M_Z^2} \right] + s_W^2 \text{Re} \frac{\Pi_{\text{an}}^\gamma(M_Z^2)}{M_Z^2} \right\} = -\epsilon_{\text{an}}^2 . \end{aligned} \quad (2.53)$$

Existem na literatura várias notações para os parâmetros acima. Originalmente, a definição introduzida por Peskin e Takeuchi [29] utilizava a aproximação de que a nova física entrava numa escala de energia bem acima daquela do MP e termos da ordem $\mathcal{O}(M_Z^2/M_{\text{new}})$ eram desprezados. Nas Eqs. (2.51)-(2.53) nós seguimos a notação de Kniehl e Kohrs [31], que corretamente descreve o comportamento desses parâmetros para uma física que repousa na escala do MP. Os vínculos indiretos vêm do fato de que os parâmetros ϵ^i são conhecidos através de informações experimentais. Assumindo que o MP seja a teoria base na descrição de fenômenos eletrofracos, interpretamos os

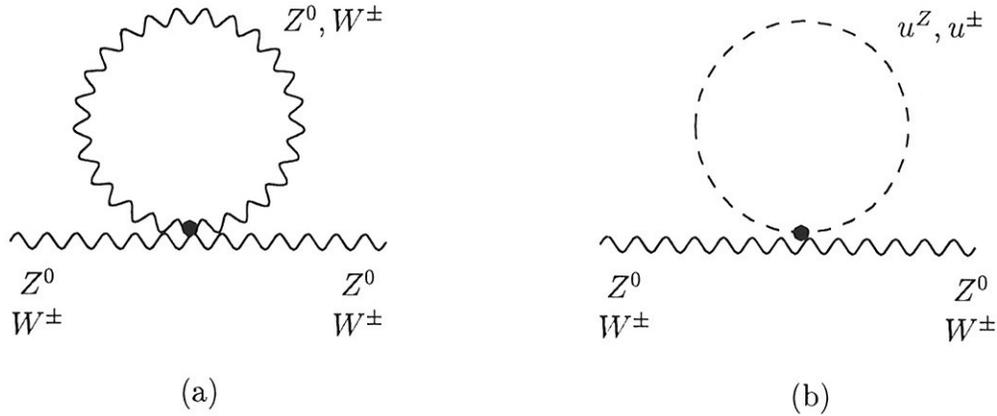


Figura 2.1: Diagramas de Feynman que contêm contribuições dos acoplamentos anômalos quárticos a nível de 1-loop. u^Z e u^\pm são os campos fantasmas de Fadeev-Popov introduzidos na Eq. (2.49).

dados experimentais como sendo [30]

$$\epsilon_{\text{exp}} = \epsilon_{\text{mp}} + \epsilon_{\text{new}} \quad , \quad (2.54)$$

ou seja, a nova física entra como uma possível discrepância entre modelo e experimento.

As contribuições das lagrangianas quirais $\mathcal{L}_{4,5,6,7,10}$ às auto-energias dos bósons W^\pm e Z estão dadas pelos diagramas de Feynman da figura 2.1, onde os campos fantasmas de Fadeev-Popov devem ser considerados caso o cálculo seja realizado no gauge genérico R_ξ .

Os diagramas da figura 2.1 contêm *loops* com divergência na região do ultravioleta. No entanto, este problema pode ser contornado utilizando-se por exemplo a técnica de regularização dimensional [32]. Neste tipo de integração, o elemento de volume no espaço dos momentos é modificado da

seguinte forma,

$$\int d^4k/(2\pi)^4 \rightarrow \mu^{4-D} \int d^Dk/(2\pi)^D, \quad (2.55)$$

onde μ é um parâmetro de massa arbitrário introduzido no intuito de manter correta a dimensionalidade da massa em um espaço em que $D \neq 4$. Em teorias renormalizáveis, as grandezas físicas observáveis não apresentam mau comportamento no limite $D \rightarrow 4$ e o resultado global é evidentemente independente de μ .

O resultado apresentado nas Refs. [33] e [34] indica que a não renormalizabilidade dos acoplamentos anômalos de fato produz divergências ultravioletas que não se cancelam. O procedimento padrão neste caso é o de desprezar os termos finitos e analisar somente a parte não analítica, fazendo-se a substituição

$$\frac{2}{4-D} \rightarrow \log \frac{\Lambda^2}{M_Z^2}, \quad (2.56)$$

onde Λ é a escala sob domínio de uma nova física. A escolha de M_Z é um tanto ambígua, mas de qualquer forma representa bem a escala onde a teoria está sendo testada.

Utilizando-se os procedimentos acima, os autores das referências citadas acima obtiveram $S_{\text{an}} = U_{\text{an}} = 0$ e somente o parâmetro T_{an} contém resultado não nulo, dado por

$$\alpha T_{\text{an},i} = \epsilon_{\text{an},i}^1 = -A_i \frac{g^4}{64\pi^2} \log \frac{\Lambda^2}{M_Z^2}, \quad (2.57)$$

onde o índice denota a contribuição devida às lagrangianas \mathcal{L}_i , com $i = 4, 5, 6, 7, 10$. Os coeficientes estão dados por

$$A_4 = 15\alpha_4(1 + c_W^2) \frac{s_W^2}{c_W^4}, \quad (2.58)$$

$$A_5 = 6\alpha_5(1 + c_W^2) \frac{s_W^2}{c_W^4}, \quad (2.59)$$

$$A_6 = 3\alpha_6 \left(2 + \frac{11}{c_W^4} \right), \quad (2.60)$$

$$A_7 = 24\alpha_7 \left(\frac{1 + c_W^4}{c_W^4} \right), \quad (2.61)$$

$$A_{10} = 36\alpha_{10} \frac{1}{c_W^4}. \quad (2.62)$$

É interessante enfatizar que embora todo o cálculo tenha sido desenvolvido no gauge genérico R_ξ , o resultado final é independente de ξ , ou seja, a invariância de gauge é verificada explicitamente.

O próximo passo é o de extrair informações dos acoplamentos anômalos α_i à luz dos dados experimentais. Da análise global de LEP, SLD e dados a baixas energias, os recentes valores estimados para os parâmetros oblíquos são [6]

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{exp}}^1 &= (3.9 \pm 1.2) \times 10^{-3}, \\ \epsilon_{\text{exp}}^2 &= (-9.4 \pm 2.2) \times 10^{-3}, \\ \epsilon_{\text{exp}}^3 &= (3.9 \pm 1.4) \times 10^{-3}. \end{aligned} \quad (2.63)$$

No MP o parâmetro ϵ^1 depende fortemente (quadraticamente) da massa do quark top, além de exibir uma dependência logarítmica na massa do Higgs. Fixando a massa do top em $m_t = 175$ GeV e fazendo a substituição $\log(M_H) \rightarrow \log(\Lambda)$ para o limite do Higgs pesado, nós temos $\epsilon_{\text{mp}}^1 = 2.90 \times 10^{-3}$ [33] para $\Lambda = 2$ TeV. Este valor mostra que mesmo dentro de 1σ de erro o MP explica com sucesso o valor experimental, apesar dos erros poderem ocultar alguma manifestação de uma possível física nova. Os limites dos acoplamentos anômalos que satisfazem ϵ_{exp}^1 em 90% C. L. para o valor de Λ acima

são

$$\begin{aligned}
 -0.14 &\leq \alpha_4 \leq 0.030 , \\
 -0.35 &\leq \alpha_5 \leq 0.074 , \\
 -0.023 &\leq \alpha_6 \leq 0.0049 , \\
 -0.022 &\leq \alpha_7 \leq 0.0047 , \\
 -0.024 &\leq \alpha_{10} \leq 0.0050 .
 \end{aligned}
 \tag{2.64}$$

Em uma teoria de gauge fundamental a ordem de magnitude natural dos acoplamentos anômalos seria $g^2 v^2 / \Lambda^2$ [35], pois os acoplamentos anômalos quárticos podem ser gerados por diagramas de árvore. Assim, esperamos que o tamanho dos acoplamentos α 's seja da ordem $M_Z^2 / \Lambda^2 \simeq 2 \times 10^{-3}$. A partir dos resultados acima, verifica-se que somente os operadores que violam a simetria custodial $SU(2)_C$ confirmam esta expectativa.

Capítulo 3

Acoplamentos Anômalos no NLC

3.1 Física no NLC

Desde o final da década passada, tiveram início projetos ao redor do mundo para a construção de um acelerador linear e^+e^- de altas energias. Genericamente denominado *Next Linear Collider* (NLC), o potencial e objetivos físicos deste tipo de acelerador começaram a ser estudados nos Estados Unidos [36], Europa [37] e Japão [38]. Estes estudos regionais deram origem a vários *workshops* internacionais [39] no intuito de estabelecer um consenso para definir metas e especificações na construção do NLC [40].

Com o objetivo inicial de alcançar energias no centro de massa em torno de 0.5 TeV ou um pouco abaixo, no limiar da produção de $t\bar{t}$, o projeto do NLC inclui a possibilidade de um *upgrade* na energia de 1.5 TeV, ou até mesmo 2 TeV, com uma luminosidade de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Com a energia de alguns TeV e alta luminosidade, o NLC é comparável ao acelerador hadrônico LHC ¹. Embora o LHC, programado a entrar em operação no ano

¹Para maiores detalhes, vide próximo capítulo

de 2005, com $\sqrt{s} = 14$ TeV, possa estudar os fenômenos na mesma escala de NLC, este será complementar ao acelerador hadrônico. Além de propiciar um ambiente menos “sujo”, o acelerador e^+e^- permite a polarização do feixe das partículas incidentes, além de conseguir operar nos modos $e\gamma$ ou $\gamma\gamma$ através do mecanismo de *laser backscattering* [41]. Este método consiste em extrair feixes de fótons bastante energéticos a partir da colisão de fótons de alguns eV, advindos de um laser, com os feixes de elétrons ou pósitrons. O espectro desses fótons emergentes é bem conhecido e tem seu valor máximo para $x \simeq 0.83$, onde x é a fração de energia do elétron/pósitron transferido para o fóton. Uma outra possibilidade é converter NLC em modo e^-e^- .

O NLC operando com a energia no limiar da produção de $t\bar{t}$ poderá fazer medidas precisas de m_t e Γ_t . Já para a energia de 0.5 (1.5) TeV terá o potencial de determinar os vértices trípticos entre os bósons de gauge com erro $\sim 10\%$ ($\sim 1\%$), além de explorar o setor de quebra espontânea de simetria e testar modelos supersimétricos (SUSY) [42], uma física inacessível aos presentes aceleradores. Além disso, devido ao seu multi-modo de operação, tem o potencial de sondar se quarks, léptons e bósons de gauge são de fato partículas fundamentais, ou apresentam estruturas mais complexas. Além de responder estas dúvidas, o NLC poderá investigar a existência de novas interações ou partículas exóticas como os leptoquarks, que são bósons responsáveis pela transição lépton-quark e aparecem em muitas extensões do MP, como a teoria Grande Unificada (GUT) [43], o modelo $SU(4)$ de Pati-Salam [44] e o modelo das sub-estruturas [45].

Neste capítulo vamos explorar o setor da quebra espontânea de simetria no NLC através da produção tríptica de bósons vetoriais, reproduzindo o conteúdo da Ref. [46]. Além disso, vamos discutir na seção 3.3 um tópico adicional sobre os efeitos dos acoplamentos quárticos anômalos aos processos $e^+e^- \rightarrow VVf\bar{f}$, estudados na Ref. [47]. Conforme veremos, este tipo de reação, que contém espalhamento entre bósons de gauge, tem contribuição importante na medida em que a energia no centro de massa aumenta.

3.2 Limites aos Acoplamentos Anômalos Quárticos

Com o objetivo de estudar os acoplamentos anômalos quárticos entre os bósons vetoriais no NLC, foram analisados os processos

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^-Z, \quad (3.1)$$

$$e^+e^- \rightarrow ZZZ, \quad (3.2)$$

que podem receber contribuições das interações anômalas $WWZZ$ e $ZZZZ$. Exibimos nas figuras 3.1 e 3.2 todos os diagramas de Feynman, dentro do MP, que contribuem para as reações acima. Para feixes não polarizados de elétrons e pósitrons e com energia no centro de massa de 0.5 (1) TeV, a seção de choque da produção de W^+W^-Z , no MP com Higgs pesado, sem os cortes cinemáticos, é de 43 (64) fb, enquanto para ZZZ é 0.93 (0.85) fb. Ambos os resultados estão de acordo com cálculos anteriores da referência [48]. Nos nossos cálculos incluímos todas as contribuições do MP e dos acoplamentos anômalos presentes nos processos (3.1) e (3.2), levando em conta as interferências entre as amplitudes do MP e as dos acoplamentos anômalos gerados pelas lagrangianas $\mathcal{L}_{4,5,6,7,10}$ introduzidas previamente no capítulo 2. Os detalhes técnicos da construção das amplitudes de espalhamento e a integração das mesmas no espaço de fase, através do método Monte Carlo de integração, estão expostos no apêndice A.

Nas nossas análises os bósons W e Z foram decaídos levando-se em conta as suas larguras, estruturas de spin e correlações das amplitudes de espalhamento. Contudo, desprezamos os diagramas do MP não ressonantes pois suas contribuições são pequenas devido à reconstrução da massa invariante do produto de decaimento. conforme detalhada adiante. Nós requeremos férmions

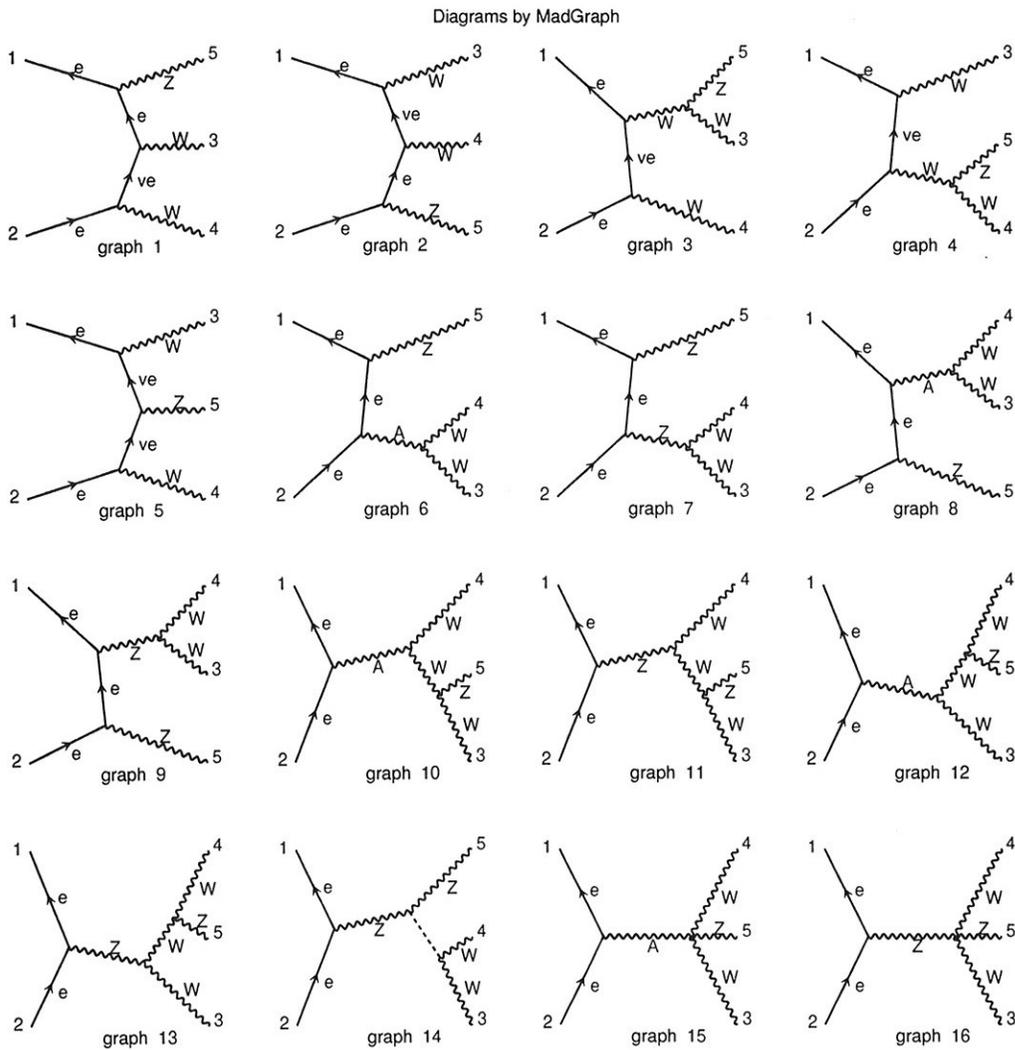


Figura 3.1: Conjunto completo de diagramas de Feynman que contribuem para o processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-Z$ dentro do MP.

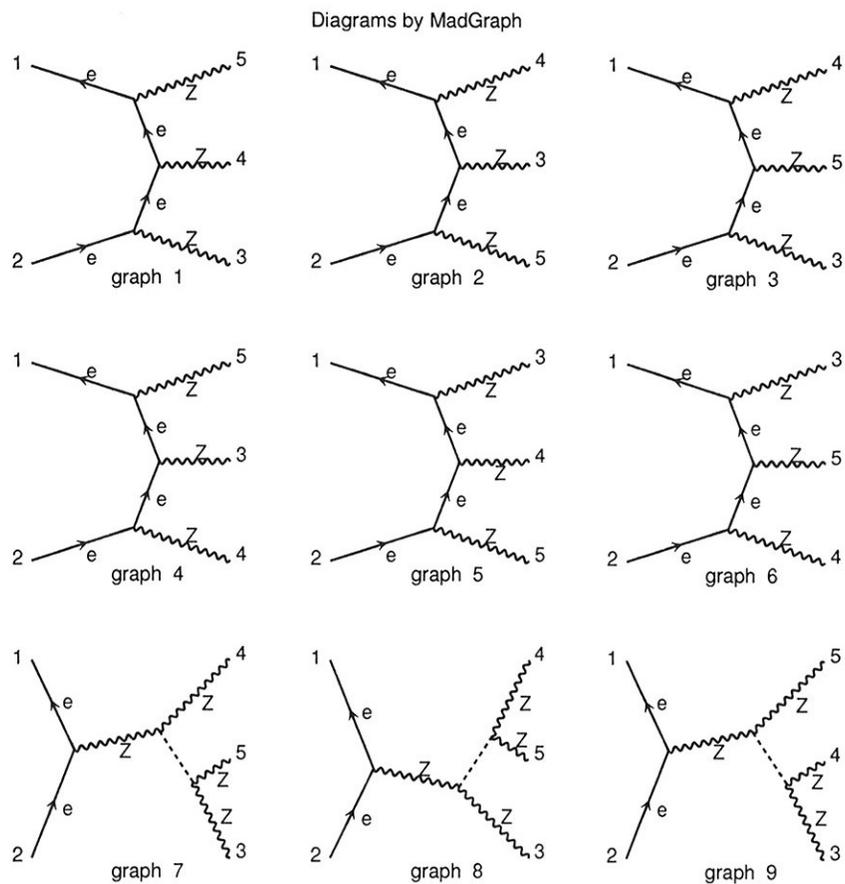


Figura 3.2: Conjunto completo de diagramas de Feynman que contribuem para o processo $e^+e^- \rightarrow ZZZ$ dentro do MP.

no estado final visíveis contidos na região de rapidez $|\eta| < 3$ e separados por

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} > 0.7 . \quad (3.3)$$

Além disso, incluímos nas nossas análises os erros na energia das partículas finais associados com a resolução experimental dos calorímetros eletromagnético e hadrônico, dados por

$$\frac{\delta E}{E} \Big|_{em} = \frac{0.12}{\sqrt{E}} \oplus 0.01 , \quad (3.4)$$

$$\frac{\delta E}{E} \Big|_{had} = \frac{0.25}{\sqrt{E}} \oplus 0.02 . \quad (3.5)$$

Os quadri-momentos dos neutrinos foram obtidos usando-se a conservação de energia e momento dos estados finais entre quarks e léptons carregados. Como ilustração, mostramos na figura 3.3 o efeito do *smearing* devido à resolução dos calorímetros na reconstrução das massas invariantes de dijetos vindos dos decaimentos de W e Z .

Os estados finais de diférmions ($jj, \ell^+\ell^-, \ell^\pm\nu$ e $\nu\nu$; com $\ell = e, \mu$) foram identificados, dentro de uma base estatística, como sendo um W ou um Z conforme as massas invariantes depois do *smearing* estiverem no intervalo [49]

$$\left[0.85M_W, \frac{1}{2}(M_W + M_Z) \right] , \quad \left[\frac{1}{2}(M_W + M_Z), 1.15M_Z \right] , \quad (3.6)$$

respectivamente.

Nós apresentaremos os resultados para as energias no centro de massa de 500 GeV e 1000 GeV, assumindo uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} para ambas as energias. Analisamos também o efeito de polarizar o feixe de elétrons, estudando os casos de 80% de polarização de mão esquerda e 80% de mão direita, deixando sempre o feixe de pósitrons não polarizado.

A seguir, nas próximas duas seções apresentaremos a estratégia e resultados para obter informações a respeito dos acoplamentos anômalos através

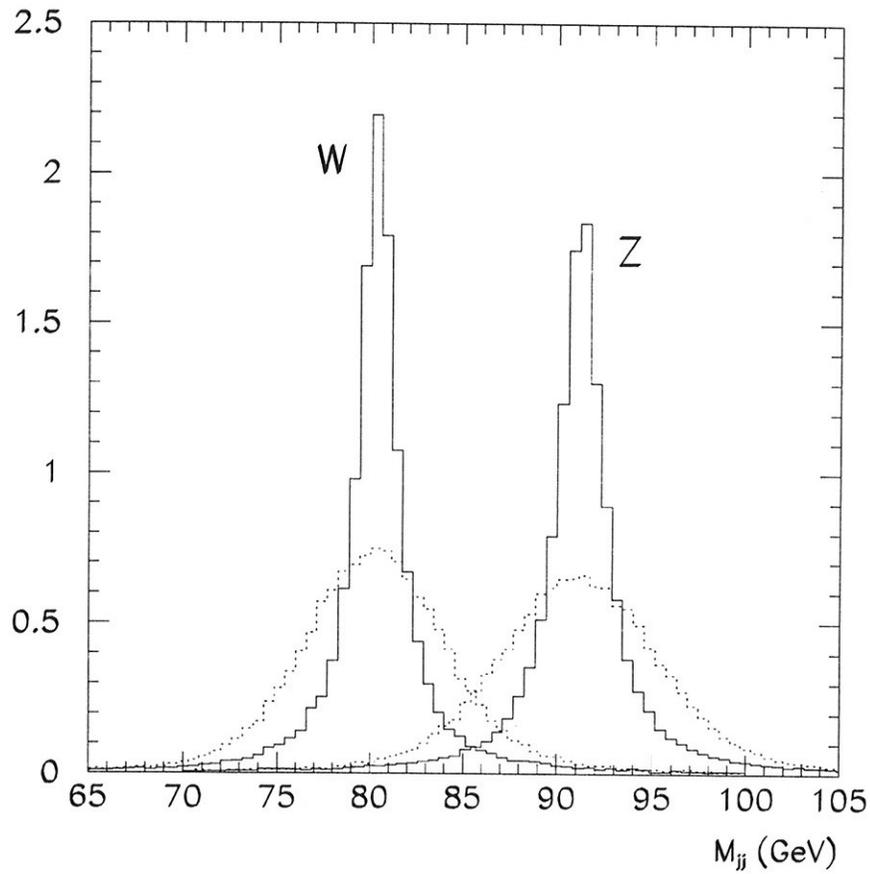


Figura 3.3: Distribuição da massa invariante reconstruída para o par de jatos vindos dos decaimentos de W e Z . A linha cheia indica somente os efeitos das larguras finitas dos bósons vetoriais, enquanto que as tracejadas contêm os efeitos do *smearing* devido à resolução experimental.

das duas reações mencionadas.

3.2.1 Processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-Z$

Nós identificamos os eventos W^+W^-Z através das topologias $6j$, $4j+2\ell$, $4j+2\nu$ e $4j+\ell+\nu_\ell$, requerendo dois sistemas com diférmions com massas invariantes compatíveis com a massa do W , conforme Eq. (3.6), e um sistema com massa invariante (ou *missing* massa) consistente com a do Z . Estas requisições, juntamente com os cortes cinemáticos previamente discutidos, são suficientes para reduzir alguns *backgrounds*, tal como o *background* $e^+e^- \rightarrow W^+W^-e^+e^-$ para a topologia $4j+2\nu$, que está bem abaixo do sinal W^+W^-Z [48].

Apesar disso, as requisições acima não são suficientes para isolar os eventos da produção de W^+W^-Z para as topologias $6j$ e $4j+\ell+\nu_\ell$, desde que há um *background* severo vindo da produção de pares de quark top através do processo

$$e^+e^- \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} . \quad (3.7)$$

Neste caso, dentro do nosso procedimento de identificação da massa invariante, o par $b\bar{b}$ pode ser confundido com W ou Z . A seção de choque deste processo é de 600 (200) fb para feixes não polarizados e energias no centro de massa de 500 (1000) GeV. No intuito de analisar este *background*, nós geramos todas as topologias dos estados finais, decaindo os W 's e impondo os mesmos cortes aplicados ao sinal. Com isto, este se reduz para a mesma ordem do sinal. Para obter uma supressão maior, nós temos de introduzir um veto para os b 's, rejeitando todos os eventos que exibem um ou mais b 's que sofreram *tag*. Assumindo que a probabilidade de *b-tagging* no NLC é de 80%, este *background* é reduzido consideravelmente para a energia no centro de massa de 500 GeV, vide tabela 3.1, e desaparece completamente para 1000 GeV.

Na tabela 3.2 mostramos a fração dos verdadeiros eventos WWZ que

Topology		$\sqrt{s} = 0.5 \text{ TeV}$
$6j$	unpol	0.24
	pol -	0.32
	pol +	0.16
$4j + \ell + \nu_\ell$	unpol	0.07
	pol -	0.09
	pol +	0.05

Tabela 3.1: Seção de choque em fb para eventos com $t\bar{t}$ reconstruídos como WWZ . Pol - (pol +) corresponde à polarização do feixe de elétrons em 80% mão esquerda (mão direita).

Topology	$F_{WWZ}\%$	$F_{ZZZ}\%$
$6j$	50./41.	0.63/0.95
$4j + 2\ell$	66./55.	0.8/1.2
$4j + 2\nu$	28./8.	0.2/0.2
$4j + \ell \nu_\ell$	16./3.9	0./0.

Tabela 3.2: Fração dos eventos WWZ que são reconstruídos como WWZ e ZZZ para diferentes topologias e energia no centro de massa de 0.5/1 TeV.

passam pelos cortes em $|\eta|$, ΔR e veto nos b 's e que são reconstruídos estatisticamente como sendo WWZ ou ZZZ , para as energias no centro de massa de 500 e 1000 GeV. Verificamos explicitamente que as probabilidades de reconstrução são basicamente independentes da polarização do elétron e que a eficiência geral de reconstrução dos eventos WWZ é cerca de 14% para a energia no centro de massa de 500 GeV, incluindo os efeitos dos cortes em $|\eta|$ e ΔR , além do veto nos b 's. Apesar da possibilidade de identificação errada dos eventos WWZ como sendo os de ZZZ ser muito pequena, ainda assim temos de considerá-la uma vez que pode gerar *background* para a produção de ZZZ , cuja seção de choque é muito menor que a de W^+W^-Z .

De uma forma geral, a seção de choque tanto de W^+W^-Z como de ZZZ pode ser escrita explicitamente como uma função quadrática dos acoplamentos anômalos, *i.e.*

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{MP}} + \sum_i \alpha_i \sigma_{\text{int}}^{\alpha_i} + \sum_{ij} \alpha_i \alpha_j \sigma_{\text{ano}}^{\alpha_i \alpha_j} , \quad (3.8)$$

onde σ_{MP} é a seção de choque para o MP, incluindo os eventos $t\bar{t}$ reconstruídos como WWZ e $\sigma_{\text{int}}^{\alpha_j}$ ($\sigma_{\text{ano}}^{\alpha_i \alpha_j}$) é a interferência (puramente anômala). Na tabela 3.3 apresentamos os resultados levando-se em conta todos os cortes, assim como a eficiência de identificação de W e Z . Desde que há somente duas estruturas invariantes de Lorentz para o vértice $WWZZ$ em ordem p^4 , no caso da produção de W^+W^-Z os acoplamentos α_5 e α_7 (α_4 e α_6) dão contribuições idênticas a $\sigma_{\text{int}}^{\alpha_i}$ e $\sigma_{\text{ano}}^{\alpha_i \alpha_j}$. Desta tabela nota-se que a contribuição do MP varia pouco em função da energia no centro de massa, enquanto que as contribuições anômalas crescem rapidamente, confirmando o comportamento já mencionado no capítulo 2. Além disso, pode-se verificar que o *background* devido ao MP pode ser reduzido com eficiência usando-se o feixe de elétrons polarizados de mão direita. Este tipo de polarização elimina quase que completamente a contribuição onde o W^- acopla diretamente com o

elétron.

No intuito de quantificar o efeito dos novos acoplamentos, nós definimos a significância estatística S do sinal anômalo,

$$S = \frac{|\sigma_{\text{tot}} - \sigma_{\text{MP}}|}{\sqrt{\sigma_{\text{MP}}}} \sqrt{\mathcal{L}} \quad , \quad (3.9)$$

que pode ser calculada facilmente usando-se a parametrização (3.8) com os coeficientes dados na tabela 3.3.

A tabela 3.4 contém os valores dos acoplamentos anômalos quárticos que provocam um desvio no número de eventos reconstruídos do W^+W^-Z menor que 3σ , assumindo-se uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} e que um único acoplamento anômalo contribui de cada vez. Estes limites foram obtidos combinando os eventos reconstruídos de W^+W^-Z para todas as topologias. É interessante notar que o feixe de elétrons polarizado de mão direita melhora os limites em 20-30% em relação ao feixe não polarizado, enquanto que o de mão esquerda tende a enfraquecer os limites. O resultado está de acordo com a ref. [48]. Além disso, os limites melhoram com o aumento na energia no centro de massa, visto que a contribuição anômala cresce com a energia. Em geral, mais do que um acoplamento anômalo pode contribuir. No entanto, neste caso a correlação entre os acoplamentos anômalos pode ser facilmente incluída considerando-se a expressão completa da Eq. (3.8) e a tabela 3.3.

Com o objetivo de discriminar os dois diferentes acoplamentos, nós estudamos as distribuições cinemáticas dos bósons de gauge finais. A figura 3.4 mostra o espectro da massa invariante do sistema W^+W^- e a distribuição do momento transversal do Z para a produção de W^+W^-Z com o feixe não polarizado e $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$. Nós plotamos nesta figura as predições do MP (linhas pontilhadas), assim como as predições para $\alpha_4 = 0.65$ (linhas tracejadas) e $\alpha_5 = 0.41$ (linhas sólidas), que são os valores dos acoplamentos que levam a 3σ de excesso em relação ao número total de eventos. Como pode ser

	polar.	$6j$	$4j + 2\ell$	$4j + 2\nu$	$4j + \ell + \nu_\ell$
σ_{MP}	0	3.94 (3.32)	0.49 (0.44)	0.86 (0.23)	1.02 (0.25)
	–	7.02 (5.99)	0.87 (0.79)	1.52 (0.41)	1.79 (0.45)
	+	0.97 (0.66)	0.10 (0.09)	0.18 (0.05)	0.25 (0.05)
$-\sigma_{\text{int}}^{\alpha_4}$	0	0.06 (0.05)	0.007 (0.005)	0.003 (0.007)	0.02 (0.004)
	–	0.0 (0.0)	0.0 (0.0)	0.0 (0.004)	0.0 (0.0)
	+	0.11 (0.10)	0.015 (0.012)	0.017 (0.012)	0.03 (0.01)
$\sigma_{\text{ano}}^{\alpha_4\alpha_4}$	0	1.21 (2.58)	0.16 (0.035)	0.26 (0.29)	0.31 (0.28)
	–	1.40 (3.03)	0.18 (0.40)	0.30 (0.34)	0.37 (0.33)
	+	1.00 (2.13)	0.13 (0.27)	0.22 (0.25)	0.26 (0.24)
$\sigma_{\text{int}}^{\alpha_5}$	0	0.235 (0.07)	0.026 (0.01)	0.06 (0.013)	0.06 (0.019)
	–	0.285 (0.)	0.03 (0.0)	0.08 (0.01)	0.08 (0.017)
	+	0.17 (0.16)	0.02 (0.02)	0.04 (0.01)	0.04 (0.022)
$\sigma_{\text{ano}}^{\alpha_5\alpha_5}$	0	2.26 (6.10)	0.30 (0.81)	0.58 (0.55)	0.55 (0.77)
	–	2.63 (7.12)	0.34 (0.95)	0.68 (0.64)	0.64 (0.90)
	+	1.88 (5.08)	0.25 (0.68)	0.49 (0.46)	0.46 (0.64)
$\sigma_{\text{ano}}^{\alpha_4\alpha_5}$	0	0.59 (-1.93)	0.08 (-0.26)	0.18 (-0.22)	0.16 (-0.14)
	–	0.685 (-2.26)	0.09 (-0.29)	0.21 (-0.26)	0.18 (-0.17)
	+	0.49 (-1.61)	0.007 (-0.21)	0.15 (-0.18)	0.13 (-0.12)

Tabela 3.3: Seções de choque, em fb, de produção de W^+W^-Z para o Modelo Padrão, anômalos puros e interferência (vide Eq. (3.8)) para a energia no centro de massa de 500 (1000) GeV e várias polarizações do elétron. 0 indica feixe não polarizado e o sinal – (+) corresponde à polarização do feixe em 80% de mão esquerda (mão direita).

\sqrt{s} GeV	e^- polarization (%)	$\alpha_{4,6}$	$\alpha_{5,7}$
500	0	(-0.60, 0.65)	(-0.51, 0.41)
500	-80	(-0.67, 0.67)	(-0.54, 0.43)
500	80	(-0.43, 0.53)	(-0.39, 0.30)
1000	0	(-0.43, 0.45)	(-0.28, 0.27)
1000	-80	(-0.45, 0.45)	(-0.29, 0.29)
1000	80	(-0.29, 0.33)	(-0.22, 0.19)

Tabela 3.4: Valores permitidos em 3σ dos acoplamentos anômalos quárticos para o processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-Z$ assumindo que não há desvio com respeito ao MP.

visto, a distribuição da massa invariante W^+W^- para α_4 apresenta maiores contribuições para massas invariantes menores, enquanto que para α_5 acontece o inverso. A princípio, podemos usar as distribuições não somente para distinguir os diferentes acoplamentos, mas também para aumentar a sensibilidade do sinal. Contudo, isto só poderá ser efetuado com uma luminosidade integrada maior. Por outro lado, as distribuições em p_T para o Z mostram que a presença dos acoplamentos anômalos não modifica o comportamento exibido pelo MP, a diferença sendo somente o excesso do número de eventos em relação ao último.

3.2.2 Processo $e^+e^- \rightarrow ZZZ$

A seção de choque da produção do estado final ZZZ é bastante pequena e por consequência, somente algumas topologias podem ser usadas para identificar os eventos. Consideramos somente os estados finais $6j$, $4j + 2\ell$ e $4j + 2\nu$. Além disso, desde que as seções de choque da produção de W^+W^-Z e $t\bar{t}$ são muito maiores que a de ZZZ , eventos de identificação equivocada constituem uma grande parcela dos eventos de $6j$ reconstruídos como ZZZ (vide coluna à direita da tabela 3.2, onde estão quantificadas as reconstruções equivocadas

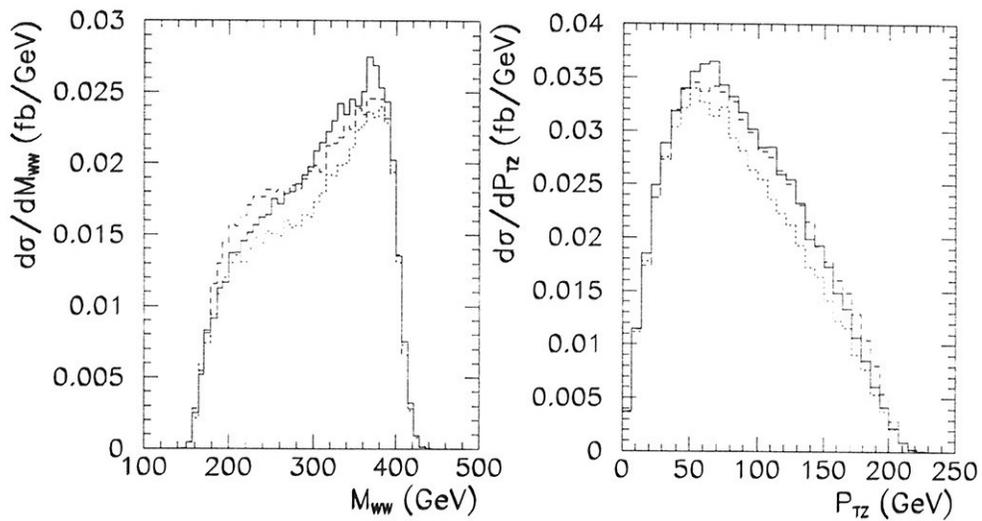


Figura 3.4: Massa invariante de W^+W^- e a distribuição em p_{TZ} para a produção de W^+W^-Z com feixe não polarizado e $\sqrt{s} = 500$ GeV. A linha pontilhada trata-se do resultado no MP, enquanto que a sólida (tracejada) representa o caso $\alpha_5 = 0.41$ ($\alpha_4 = 0.65$).

Topology	$F_{ZZZ}\%$
$6j$	29./27.
$4j + 2\ell$	39./36.
$4j + 2\nu$	16./4.4

Tabela 3.5: Fração dos eventos ZZZ que são reconstruídos como sendo ZZZ para várias topologias e energia no centro de massa de 500/1000 GeV.

de W^+W^-Z em ZZZ). De fato a seção de choque dos eventos $t\bar{t}$ identificados como sendo ZZZ na topologia de $6j$ é 0.080 (0.107, 0.055) fb para o feixe não polarizado de elétrons (80% mão esquerda, 80% mão direita) e $\sqrt{s} = 500$ GeV. Analogamente ao caso W^+W^-Z , a importância de $t\bar{t}$ diminui com o aumento da energia no centro de massa, tornando-se desprezível para a energia de 1000 GeV. Apresentamos na tabela 3.5 a eficiência de reconstrução dos eventos ZZZ que passam pelos cortes em $|\eta|$, ΔR e veto nos b 's para as topologias apresentadas acima e energias no centro de massa de 500 e 1000 GeV. Novamente, as eficiências são independentes da polarização do feixe de elétrons.

A tabela 3.6 contém os valores de σ_{MP} , $\sigma_{\text{int}}^{\alpha_i}$ e $\alpha_{\text{ano}}^{\alpha_j}$ para a produção de ZZZ , levando-se em conta os cortes em $|\eta|$, ΔR e veto nos b 's, assim como as eficiências de reconstrução. Incluímos em σ_{MP} os *backgrounds* $t\bar{t}$ e W^+W^-Z , que representam aproximadamente 75% da seção de choque de $6j$. Na ordem p^4 da teoria da perturbação quiral, todas as interações anômalas $ZZZZ$ são proporcionais umas às outras, visto que existe uma única estrutura de Lorentz para o vértice, que é multiplicada por $\alpha_4 + \alpha_5 + 2(\alpha_6 + \alpha_7 + \alpha_{10})$. Portanto, nós apresentamos somente o resultado para α_4 , uma vez que é trivial estender para os outros casos. A partir desta tabela podemos verificar que a maioria dos eventos ZZZ reconstruídos será observada nas topologias $6j$ e $4j + 2\nu$. Além disso, a maior contribuição anômala vem de $\alpha_{\text{ano}}^{\alpha_j}$, sendo

que a interferência com o MP apresenta a mesma ordem da contribuição do MP, mas de sinal oposto. Analogamente à produção de W^+W^-Z , as contribuições anômalas crescem substancialmente com o aumento da energia no centro de massa, enquanto que a seção de choque do MP diminui.

	polar.	$6j$	$4j + 2\ell$	$4j + 2\nu$
σ_{MP}	0	0.174 (0.118)	0.025 (0.025)	0.039 (0.012)
	–	0.259 (0.198)	0.038 (0.040)	0.058 (0.019)
	+	0.091 (0.038)	0.011 (0.011)	0.019 (0.004)
$-\sigma_{\text{int}}^{\alpha_4}$	0	0.049 (0.032)	0.017 (0.012)	0.031 (0.005)
	–	0.065 (0.043)	0.022 (0.017)	0.043 (0.007)
	+	0.032 (0.022)	0.012 (0.008)	0.020 (0.003)
$\sigma_{\text{ano}}^{\alpha_4\alpha_4}$	0	0.821 (2.25)	0.330 (0.896)	0.587 (0.625)
	–	0.963 (2.64)	0.384 (1.04)	0.686 (0.726)
	+	0.690 (1.88)	0.277 (0.749)	0.493 (0.519)

Tabela 3.6: Seções de choque, em fb, de produção de ZZZ para o MP, anômalos puros e interferência (vide Eq. (3.8)) para a energia no centro de massa de 500 (1000) GeV e várias polarizações do elétron. 0 indica feixe não polarizado e o sinal – (+) corresponde à polarização do feixe em 80% mão esquerda (mão direita).

Apresentamos na tabela 3.7 os intervalos permitidos em 3σ para os acoplamentos genuinamente quárticos obtidos a partir da não observação do desvio em relação à produção de ZZZ . Apesar do número reduzido de eventos no canal ZZZ , os limites sobre os acoplamentos quárticos são no mínimo duas vezes melhores que aqueles obtidos para o canal W^+W^-Z . Isto se deve ao fato do *background* ser menor, já que no MP não existe o vértice quártico $ZZZZ$. Por outro lado, ao contrário do canal W^+W^-Z , a polarização no feixe não leva à nenhuma melhora substancial nos limites extraídos.

Exibimos na figura 3.5 as distribuições da pseudorapidez e momento transversal dos Z 's para a produção de ZZZ com feixe não polarizado e

\sqrt{s} GeV	e^- polarization (%)	$\alpha_{4,5}$	$\alpha_{6,7,10}$
500	0	(-0.26, 0.32)	(-0.13, 0.16)
500	-80	(-0.26, 0.33)	(-0.13, 0.16)
500	80	(-0.25, 0.29)	(-0.12, 0.14)
1000	0	(-0.17, 0.18)	(-0.08, 0.09)
1000	-80	(-0.18, 0.19)	(-0.09, 0.10)
1000	80	(-0.14, 0.15)	(-0.07, 0.08)

Tabela 3.7: Valores permitidos em 3σ dos acoplamentos anômalos quárticos para o processo $e^+e^- \rightarrow ZZZ$.

$\sqrt{s} = 500$ GeV. Conforme ilustradas, as interações anômalas quárticas produzem Z 's mais centrais (menor $|\eta|$) que têm um espectro em p_T ligeiramente mais duro. Contudo, o número de eventos reconstruídos não é grande o suficiente para permitir o uso de cortes suplementares para aumentar o sinal das contribuições anômalas.

3.3 Processos $e^\pm e^- \rightarrow VV f \bar{f}$

A produção tríplice dos bósons de gauge é um excelente canal para estudar os acoplamentos quárticos entre os bósons de gauge em casos de energias menores ou próximas de 1 TeV. Para energias acima, o espalhamento entre bósons de gauge presentes nos processos $e^\pm e^- \rightarrow VV f \bar{f}$ (vide figura 3.6), começam a ganhar destaque. Os limites aos acoplamentos anômalos devidos a esses processos foram obtidos na Ref. [47], onde foram estudadas as reações

$$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \nu_e \bar{\nu}_e , \quad (3.10)$$

$$e^+e^- \rightarrow ZZ \nu_e \bar{\nu}_e , \quad (3.11)$$

$$e^-e^- \rightarrow W^-W^- \nu_e \nu_e . \quad (3.12)$$

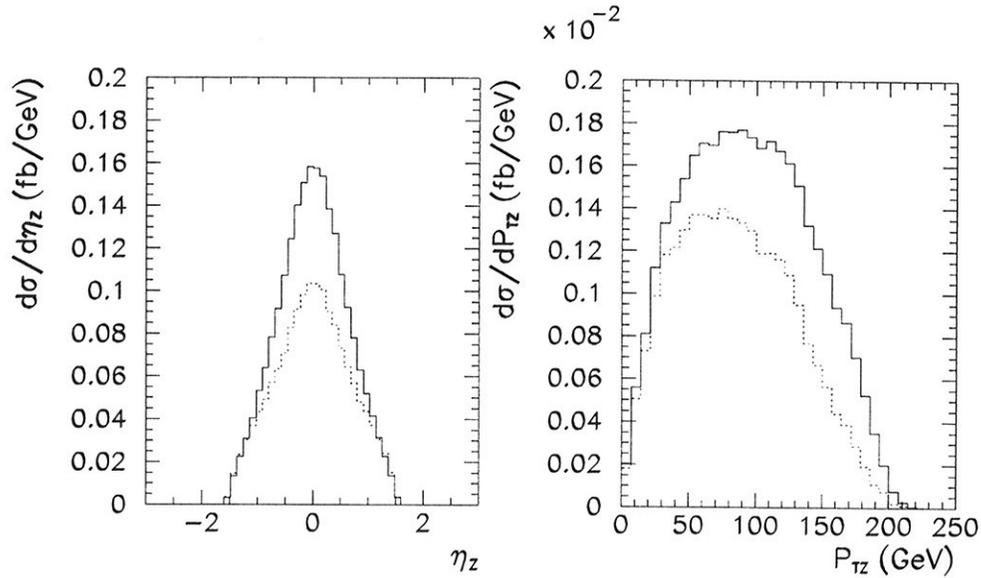


Figura 3.5: Distribuições de pseudorapidez e momento transversal do Z para a produção de ZZZ com feixe não polarizado para $\sqrt{s} = 500$ GeV. As linhas pontilhadas indicam o resultado no MP, enquanto que as sólidas representam o caso $\alpha_4 = 0.32$.

Os processos dados pelas Eqs. (3.10) e (3.12) estudam os espalhamentos $W^+W^- \rightarrow W^+W^-$ e $W^-W^- \rightarrow W^-W^-$, respectivamente e ambos podem sondar somente os acoplamentos α_4 e α_5 . Já processo da Eq. (3.11) recebe contribuição de $\alpha_4, \alpha_5, \alpha_6$ e α_7 , através do espalhamento $W^+W^- \rightarrow ZZ$.

Além desses processos, existem aqueles com os bósons Z no estado inicial do espalhamento,

$$e^+e^- \rightarrow W^+Z\bar{\nu}_e e^- , \quad (3.13)$$

$$e^+e^- \rightarrow ZZ e^+e^- , \quad (3.14)$$

que apesar de serem suprimidos devido ao acoplamento entre Z e léptons car-

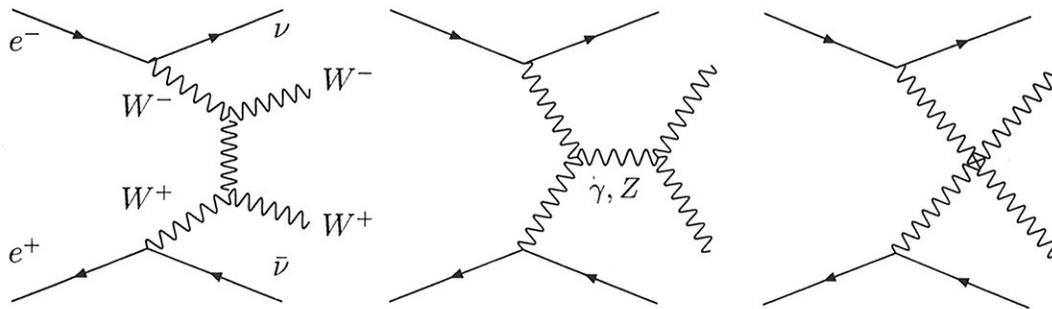


Figura 3.6: Diagramas do processo $e^+e^- \rightarrow W^+W^-\nu\bar{\nu}$ que contribuem para o espalhamento entre os bósons de gauge.

regados, são importantes na determinação completa das interações anômalas. O primeiro processo pode sondar $\alpha_4, \alpha_5, \alpha_6$ e α_7 através do espalhamento $W^+Z \rightarrow W^+Z$, enquanto que o último é o único capaz explorar o acoplamento α_{10} , relacionado ao vértice $ZZZZ$, inexistente no MP.

Na figura 3.7 ilustramos as seções de choque total em função da energia no centro de massa dos processos $e^+e^- \rightarrow W^+W^-Z$ e ZZZ que estudamos e os processos das Eqs. (3.10)-(3.12), onde podemos concluir que para $\sqrt{s} \leq 1$ TeV a produção de W^+W^-Z é dominante em relação a outras reações. Os nossos limites aos acoplamentos anômalos e aqueles extraídos a partir das Eqs. (3.10)-(3.14) não podem ser trivialmente comparados, pois temos de analisar cuidadosamente todos os *backgrounds*, o conjunto de cortes que realcem o sinal, além da eficiência de detecção. Apesar disso, para o estudo de interações quárticas entre os bósons de gauge, espera-se que para energias de até $\sqrt{s} = 1$ TeV a produção tríplice VVV seja mais promissora ou comparável à VV acompanhada de dois jatos.

3.4 Discussões e Conclusões

W^+W^-Z e ZZZ são os melhores canais para o estudo direto dos acoplamentos quárticos entre os bósons de gauge em colisores e^+e^- com a energia no centro de massa em torno de 1 TeV. Para energias mais altas, $e^+e^- \rightarrow W^+W^-f\bar{f}$ tornam-se os processos mais importantes. Nós mostramos neste trabalho que o NLC será capaz de revelar a existência dos acoplamentos anômalos quárticos até a ordem $\mathcal{O}(10^{-1})$ para a energia no centro de massa de até 1 TeV e uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} (vide tabelas 3.4 e 3.7). Apesar destes limites serem mais fracos, ou da mesma ordem dos limites indiretos em vigência [33, 34], os processos estudados acima fornecerão um teste *direto* das interações quárticas entre os bósons de gauge da teoria eletrofraca. Mostramos também que o uso do feixe de elétrons polarizado em mão direita produz resultados melhores sobre as interações anômalas para a produção de W^+W^-Z . Isto se deve à grande redução no *background* do MP, apesar de termos assumido um valor conservativo para a polarização do feixe de elétrons.

É importante também armar uma estratégia para distinguir os diferentes acoplamentos anômalos no caso de observar-se desvios nas predições do MP. Na produção de W^+W^-Z , a análise na distribuição da massa invariante W^+W^- , vide figura 3.4, pode ser usada para distinguir as duas possíveis estruturas de Lorentz para o vértice $WWZZ$; uma associada com $\alpha_{4,6}$ e a outra com $\alpha_{5,7}$. Contudo, ficamos ainda com duas possibilidades para ambos os casos. Neste ponto é importante usar a informação da reação ZZZ , porque as interações que violam a simetria $SU(2)_C$ levam a um excesso maior de eventos, para um mesmo valor do acoplamento, devido à estrutura $\alpha_4 + \alpha_5 + 2(\alpha_6 + \alpha_7 + \alpha_{10})$ dos acoplamentos. Portanto, a combinação entre a distribuição de W^+W^- e o número total de eventos em ambas as reações é um instrumento importante para separar os efeitos dos diferentes acoplamentos anômalos, desde que haja uma estatística suficiente. Além disso, a

comparação entre os eventos de W^+W^-Z para diferentes polarizações pode ser feita para distinguir os acoplamentos $\alpha_{4,6}$ de $\alpha_{5,7}$, desde que os últimos são menos sensíveis à polarização dos elétrons. Finalmente, o acoplamento anômalo α_{10} tem a característica de somente modificar a produção de ZZZ .

No próximo capítulo abordaremos o impacto desses mesmos acoplamentos anômalos no espalhamento entre os bósons de gauge no LHC, através da produção de dois bósons acompanhados de dois jatos.

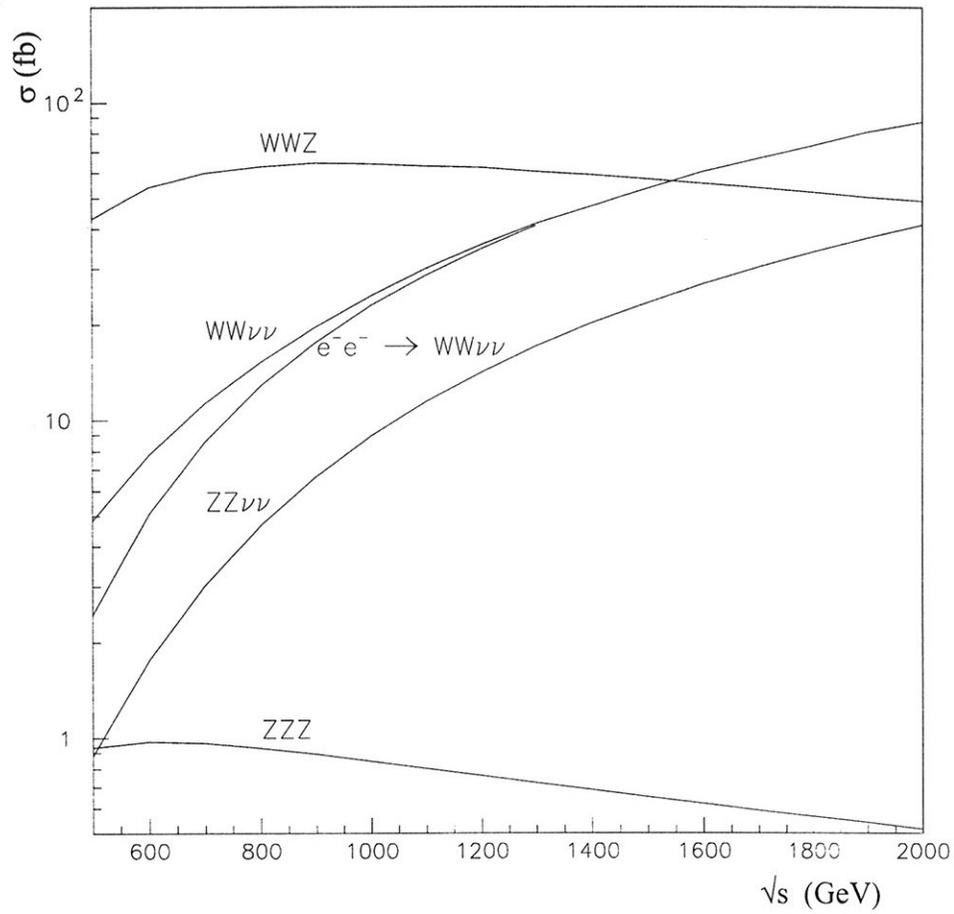


Figura 3.7: Seções de choque total em função da energia no centro de massa para a produção de W^+W^-Z e ZZZ que analisamos, comparadas com os processos abordados na Ref. [47].

Capítulo 4

Acoplamentos Anômalos no LHC

4.1 Física no LHC

Conforme apontado no capítulo anterior, o avanço da física de partículas dependerá da exploração de fenômenos que repousam na escala de TeV. Enquanto o NLC ainda é uma proposta de um acelerador de altas energias para o futuro, o *Large Hadron Collider* (LHC) do CERN [50], um acelerador próton-próton, começa a entrar em operação em 2005 com a energia no centro de massa de $\sqrt{s} = 14$ TeV e luminosidade esperada de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. O LHC está planejado para funcionar com dois grandes detectores, o CMS [51] e ATLAS [52], ambos com os objetivos principais de procurar pelo bóson de Higgs do MP e encontrar traços de SUSY. Outras linhas de pesquisa estão relacionadas com as físicas do B , íons pesados, quark top, QCD, além da busca por partículas e interações exóticas.

Nas próximas seções, vamos explorar o potencial do LHC no estudo dos acoplamentos anômalos quárticos através do espalhamento de bósons de gauge. Para este fim, vamos considerar processos com a produção de dois bósons

de gauge acompanhados de dois jatos, reproduzindo os cálculos da Ref. [53].

4.2 Vínculos aos Acoplamentos Anômalos Quárticos

No intuito de estudar os acoplamentos anômalos quárticos através do espalhamento entre os bósons de gauge, apresentamos um cálculo completo a nível de árvore para os processos $pp \rightarrow VV + 2$ jatos, com $V = W^\pm, Z^0$, levando-se em conta a interferência do MP com os acoplamentos anômalos gerados pelos operadores $\mathcal{L}_{4, 5, 6, 7, 10}$. Este resultado aperfeiçoa os estudos prévios do setor da quebra de simetria eletrofraca interagindo fortemente (SEWS)¹ no LHC [54, 55, 56], que fazem uso do teorema da equivalência [18, 57] e/ou da aproximação do W efetivo [58]. Além disso, os cálculos foram executados por dois métodos diferentes; a integração por Monte Carlo usando a técnica de amplitude de helicidade, descrita no apêndice A, e o pacote CompHEP [59], que foi programado para calcular as amplitudes nos gauges unitário e 't Hooft-Feynman. A reprodução dos resultados usando diferentes métodos e instrumentos traz um alto grau de confiabilidade, mesmo para processos que contenham um grande número de diagramas de Feynman e enorme complexidade computacional.

No nosso estudo dos acoplamentos anômalos quárticos no LHC, vamos estabelecer os limites aos coeficientes dos operadores mencionados acima e compararmos com aqueles impostos por vínculos indiretos e por futuros colisores e^+e^- , ambos abordados nos capítulos anteriores. Além da descoberta do comportamento anômalo na seção de choque da produção de pares de bósons vetoriais, é importante identificarmos a possível fonte de desvio. Dependendo de um particular operador, ou combinação entre eles, nós podemos obter

¹Preferimos manter a abreviação em inglês SEWS para *Strongly-interacting Electro-Weak Sector*.

alguma pista sobre a física que gera desvios em relação às previsões do MP. Este objetivo pode ser atingido pela análise comparativa entre diferentes reações, desde que os distintos operadores contribuem diferentemente para os possíveis pares de bósons no estado final.

A seguir, vamos estabelecer quais processos podem ser identificados com o sinal e os possíveis *backgrounds*.

4.3 Sinais e *Backgrounds*

Nas nossas análises, estudamos o setor de quebra eletrofraca interagindo fortemente via espalhamento dos bósons vetoriais fracos irradiados pelos quarks. Nós consideramos os seguintes processos que envolvem vértices quárticos entre os bósons de gauge,

$$pp \rightarrow W^+W^-jj, \quad (4.1)$$

$$pp \rightarrow W^-W^-jj, \quad (4.2)$$

$$pp \rightarrow W^+W^+jj, \quad (4.3)$$

$$pp \rightarrow W^+Zjj, \quad (4.4)$$

$$pp \rightarrow W^-Zjj, \quad (4.5)$$

$$pp \rightarrow ZZjj. \quad (4.6)$$

Calculamos o conjunto completo das amplitudes de espalhamento dos processos acima devido à QCD e a teoria eletrofraca, sem fazer uso da aproximação do W efetivo ou do teorema da equivalência. Desta forma, nós somos capazes de rastrear as correlações da matriz de espalhamento, assim como determinar corretamente a interferência do MP com a contribuição anômala. Além disso, levamos em conta não somente a contribuição eletrofraca, mas também todas de ordem $\mathcal{O}(\alpha^2\alpha_s^2)$. Para uma visualização mais clara, indicamos na tabela 4.1 os acoplamentos anômalos que contribuem para cada uma das reações

Acoplamento	$W^\pm W^\pm$	$W^\pm Z$	ZZ
$\alpha_{4,5}$	Sim	Sim	Sim
$\alpha_{6,7}$	Não	Sim	Sim
α_{10}	Não	Não	Sim

Tabela 4.1: Os processos afetados pelos diferentes acoplamentos anômalos quárticos gerados pelas lagrangianas $\mathcal{L}_{4, 5, 6, 7, 10}$.

das Eqs. (4.1)-(4.6). Esta tabela indica a estratégia que devemos seguir para entender a origem dos possíveis desvios em relação ao MP.

Conforme havíamos salientado, os cálculos dos processos (4.1)-(4.6), cujos subprocessos estão listados no apêndice C, requerem um trabalho computacional muito grande devido a um grande número de diagramas de Feynman envolvido. Por exemplo, há 1918 diagramas de Feynman contribuindo para o estado final com W^+W^- , enquanto que para W^+Z há 1503 e 978 para ZZ . Para efeito de ilustração, apresentamos na figura 4.1 uma classe completa dos diagramas de Feynman para o subprocesso $uu \rightarrow W^+W^+dd$, que contribui para a produção de W^+W^+ . O primeiro diagrama da figura recebe contribuição das interações anômalas, dando origem ao sinal, enquanto que o restante corresponde aos *backgrounds* devido à QCD e à interação eletrofraca. Nas nossas análises desprezamos as pequenas contribuições vindas de subprocessos que exibem dois quarks do mar no estado inicial.

O SEWS modifica a dinâmica dos bósons vetoriais longitudinais. Contudo, em um processo de produção de bósons, é impossível determinar os seus estados de polarização. Por consequência, torna-se mais difícil examinar o sinal proveniente de SEWS. Levando-se em conta que a produção eletrofraca dos bósons vetoriais polarizados transversalmente é praticamente independente da massa do bóson de Higgs, e que a produção $V_L V_L$ é menor para Higgs leve [55], nós definimos o sinal para SEWS como um excesso de eventos nos



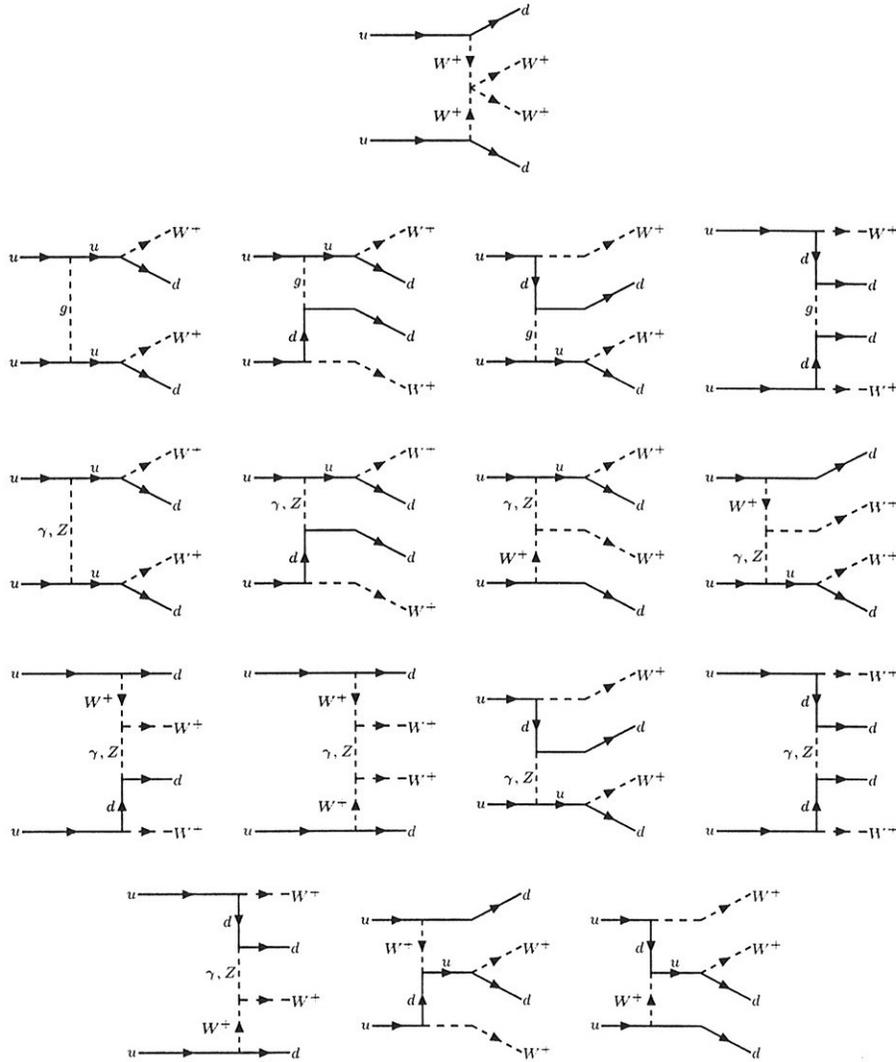


Figura 4.1: Classe completa de diagramas de Feynman contribuindo para o subprocesso $uu \rightarrow W^+W^+dd$.

canais de espalhamento VV com respeito ao MP com um Higgs leve,

$$\sigma_{\text{sinal}} \equiv \sigma(\alpha_i) - \sigma_{\text{MP}} \Big|_{M_H=100 \text{ GeV}}, \quad (4.7)$$

onde somamos sobre as polarizações dos bósons vetoriais. Em princípio podemos ter algum sinal mesmo para $\alpha_i = 0$, já que no nosso modelo não incluímos o bóson de Higgs para cancelar o crescimento da amplitude de espalhamento. Neste caso, deveríamos verificar se os acoplamentos anômalos são compatíveis com zero ou não.

Na aproximação do W efetivo, o sinal é descrito pelo espalhamento $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$. Este processo, contudo, não respeita a unitariedade das amplitudes de ondas parciais (a_ℓ^I) para subprocessos com energia no centro de massa M_{VV} grandes [47] (vide apêndice B). Portanto, a expansão quirial é válida somente para valores de M_{VV} e α_i tais que $|a_\ell^I| \simeq 1/2$. Para valores maiores da massa invariante de VV , efeitos de reespalhamento são importantes para unitarizar as amplitudes. Levando em conta este fato, nós restringimos as nossas análises, de forma bastante conservadora, à massa invariante $M_{VV} < 1.25$ TeV, que garante que o vínculo da unitariedade é sempre satisfeito. Nos casos onde não são possíveis reconstruir a massa invariante VV dos produtos dos decaimentos leptônicos, este requerimento corresponde à unitarização com corte súbito (*sharp-cutoff*) [60].

Como calculamos os elementos de matriz completos para os processos (4.1)-(4.6), somados sobre todas as polarizações dos bósons vetoriais, muitos *backgrounds* foram automaticamente incluídos, *e.g.* os *backgrounds* irreduzíveis de ordens $\mathcal{O}(\alpha^4)$ e $\mathcal{O}(\alpha^2 \alpha_s^2)$ para $qq \rightarrow qq V_T V_T (V_L V_T)$. Além disso, calculamos também a produção “contínua” de VV , $qq(gg) \rightarrow gg VV$, onde os bósons de gauge são produzidos em associação com os glúons. Um outro *background* importante é a produção de pares de quark top, *i.e.* $qq(gg) \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^+ W^- b\bar{b}$, que também foi levado em conta, já que consideramos o estado final $W^+ W^- b\bar{b}$. Além disso, a produção tríplice de bósons de gauge também

contribui para a assinatura de $VVjj$ quando um dos bósons decai hadronicamente. Em princípio, nós deveríamos incluir explicitamente os *backgrounds* adicionais, como a produção associada de $t\bar{t}$ acompanhada por W^\pm ou um Z . Contudo, estas contribuições são desprezíveis ao aplicarmos cortes de veto e *tag* nos jatos, conforme descrito adiante [55].

Há de se enfatizar que os cortes de veto e *tag* nos jatos são muito importantes, uma vez que o *background* pode ser suprimido com eficiência ao selecionarmos os jatos em função da rapidez e momento. No intuito de entendermos isto, devemos relembrar que na aproximação do W efetivo, as funções de distribuição dos W 's polarizados transversalmente ($f_{W/q}^T$) e longitudinalmente ($f_{W/q}^L$) dentro do quark são dadas por

$$f_{W/q}^T(x, p_T) = \frac{\alpha}{4\pi \sin^2 \theta_W} \frac{1 + (1-x)^2}{2x} \frac{p_T^2}{[p_T^2 + (1-x)M_W^2]^2}, \quad (4.8)$$

$$f_{W/q}^L(x, p_T) = \frac{\alpha}{4\pi \sin^2 \theta_W} \frac{1-x}{x} \frac{(1-x)M_W^2}{[p_T^2 + (1-x)M_W^2]^2}, \quad (4.9)$$

onde p_T é o momento transversal do W e x é a fração de energia do quark transferido para o W . Das expressões acima podemos concluir que o W polarizado transversalmente possui um p_T maior do que aquele com polarização longitudinal. Portanto, os jatos expectadores associados com W_L^\pm são produzidos com rapidez maior, desde que suas energias sejam da ordem de TeV.

Os jatos vindos do sinal são caracterizados por terem uma rapidez maior e serem bem separados, além de apresentarem uma distribuição em p_T com ausência de um pico próximo do zero, devido aos propagadores dos bósons massivos. Por outro lado, a situação é oposta para alguns *backgrounds*: ou as distribuições em p_T têm um pico para pequenos valores, devido à troca de fóton, glúon ou de quarks leves no canal t , ou os jatos tendem a ficar próximos uns aos outros. Esta notável diferença entre o sinal e o *background* permite-nos reduzir substancialmente o último requerendo o *tagging* dos jatos na

região de rapidez grande. Nós podemos reduzir mais ainda os *backgrounds*, como da produção de $t\bar{t}$ e VVV , vetando os jatos concentrados na região central do detector [60, 61].

Na figura 4.2 mostramos algumas distribuições cinemáticas para o processo $pp \rightarrow W^+ Z jj$. A figura 4.2a contém a distribuição da pseudo-rapidez dos jatos, enquanto que exibimos a distribuição em p_T (energia) dos jatos na figura 4.2b (c) e a distribuição da massa invariante do par $W^+ Z$ na figura 4.2d. Destas figuras nós podemos ver que os jatos associados com o sinal são produzidos com rapidez maior e carregam energias muito grandes, ilustrando a importância dos cortes de veto e *tag* dos jatos.

No intuito de suprimir os *background* e aumentar o sinal para o acoplamento anômalo quártico, nós estudamos várias distribuições cinemáticas para os processos (4.1)-(4.6), aplicando diversos cortes nas partículas no estado final. Nossos resultados indicam que os cortes apresentados na Ref. [55] são capazes de melhorar consideravelmente a razão sinal/*background*. Nós aplicamos o seguinte conjunto de cortes cinemáticos, mantendo aqueles aplicados na referência mencionada acima e sugerindo alguns que poderiam permitir uma supressão adicional nos *backgrounds*:

- (i) Nós requeremos a existência de dois jatos que satisfaçam $p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 5$ e $\Delta R \equiv \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} > 0.5$. O corte em p_T é importante não somente para garantir que os jatos sejam bem definidos, como também para suprimir o *background* devido à troca de fóton ou glúon no canal t . Ao mesmo tempo, o corte em ΔR , combinando com o corte em p_T , é necessário para remover as singularidades vindas da emissão de glúons em alguns subprocessos considerados como *backgrounds*.
- (ii) Aplicamos os cortes de veto e *tag* nos jatos sugeridos por Bagger *et al.* ([55]), *i.e.*,

$$E(j_{\text{tag}}) > 0.8 \text{ TeV (exceto para } W^\pm W^\pm \text{) ,}$$

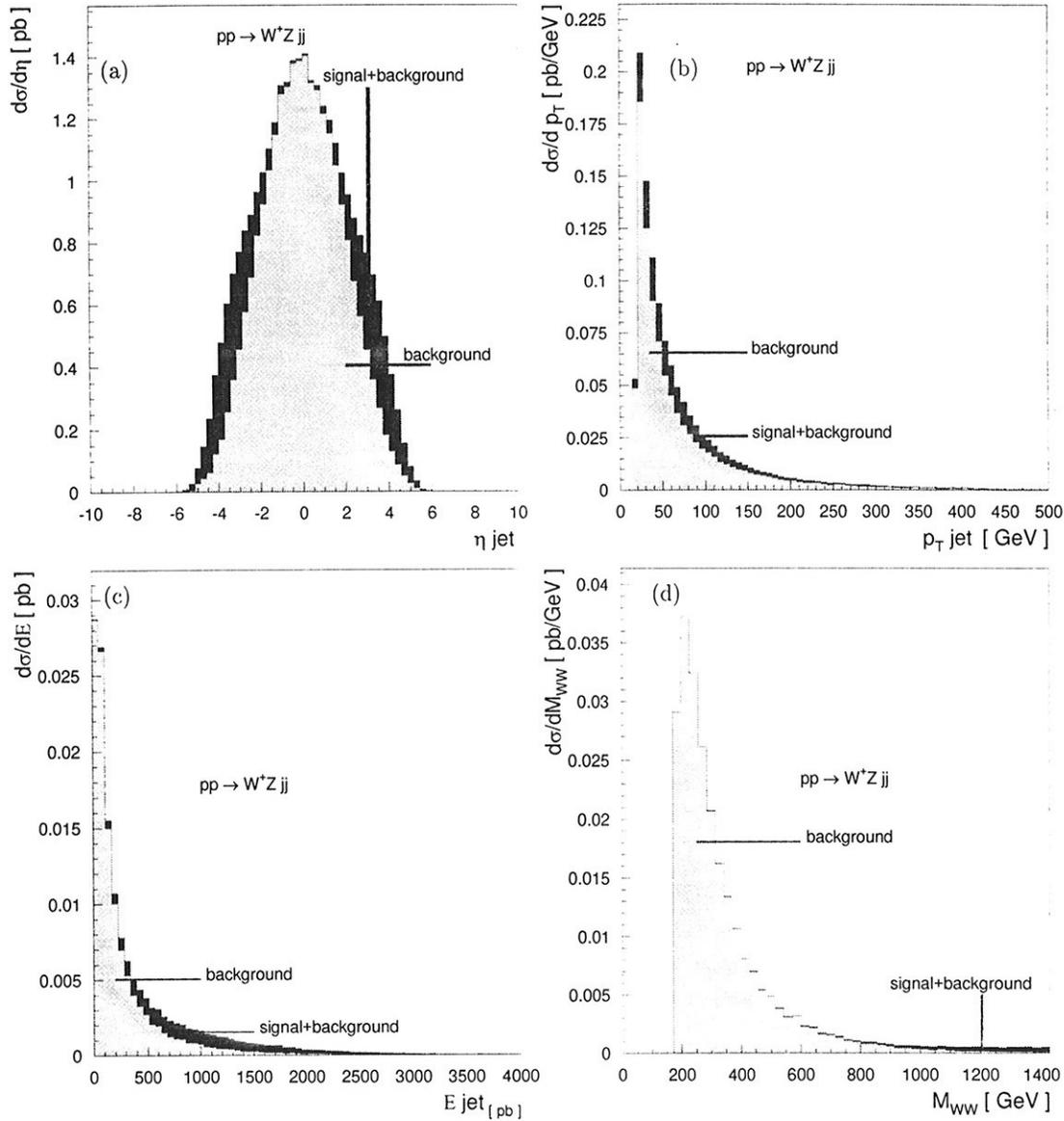


Figura 4.2: Distribuições cinemáticas para o processo $pp \rightarrow W^+Zjj$: (a) pseudo-rapidez dos jatos (η_j); (b) momento transversal dos jatos ($p_{T,j}$); (c) energia dos jatos (E_j); e (d) massa invariante do par W^+Z (M_{WW}). A área cinza clara trata-se do *background*, enquanto a área escura representa o *background* mais o sinal associado com $\alpha_4 = 0.03$. Nós requeremos que $p_T^{jet} > 20$ GeV e a separação entre os jatos de $\Delta R_{jj} > 0.5$.

$$\begin{aligned}
 & 3.0 < |\eta(j_{\text{tag}})| < 5.0, \quad p_T(j_{\text{tag}}) > 40 \text{ GeV} , \\
 & p_T(j_{\text{veto}}) > 60 \text{ GeV} \text{ (30 GeV para } W^+W^-) , \\
 & |\eta(j_{\text{veto}})| < 3.0 .
 \end{aligned}$$

A produção de $t\bar{t}$ dá origem a um *background* razoavelmente grande para o sinal W^+W^-jj e conseqüentemente, o requerimento de um corte em $p_T(j_{\text{veto}})$ mais restrito para este processo é importante para melhorar a razão sinal/*background*.

- (iii) Requeremos também que a massa invariante do par de bósons vetoriais esteja no intervalo $0.5 < M_{VV} < 1.25 \text{ TeV}$. O limite superior deste corte é importante desde que impede que os operadores efetivos $\mathcal{L}_{4,5,6,7,10}$ atuem num regime de energia onde a unitariedade é violada e os efeitos de reespalhamento tornam-se importantes. O limite inferior do corte tem o objetivo de reduzir o *background* (vide figura 4.2).

Consideramos os chamados eventos “gold-plated”, onde os W 's e os Z 's decaem em elétrons e múons, ignorando os estados finais associados ao decaimento hadrônico dos bósons de gauge. Com o objetivo de fazer uma estimativa mais realística aos limites impostos aos acoplamentos anômalos, temos de levar em conta a eficiência de detecção dos léptons no estado final. Este problema foi estudado na Ref. [62] para os decaimentos de W^\pm e Z nos processos de produção de Higgs. Impondo que os léptons satisfaçam os cortes

$$|\eta^\ell| < 2, \quad p_T^\ell > 100 \text{ GeV} \text{ e } p_T^{\text{miss}} > 100 \text{ GeV} , \quad (4.10)$$

a eficiência de detecção para os léptons originando do decaimento de $W(Z)$ é de 43% (52%) [52, 62]. Levamos em conta também as taxas de ramificação de W^\pm e Z em elétrons e múons ($\ell = e \text{ e } \mu$),

$$\text{BR}(WW \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell \bar{\ell}\nu_\ell) = 4.7\% ,$$

$$\begin{aligned}\text{BR}(W^+Z \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell \ell\bar{\ell}) &= 1.5\% , \\ \text{BR}(ZZ \rightarrow 4\ell) &= 0.45\% .\end{aligned}$$

Neste ponto, é importante salientar as diferenças entre os resultados obtidos usando o elemento de matriz completo e a aproximação do W efetivo. Primeiro, como é bem conhecido, a aproximação efetiva do W superestima o total de pares de W produzidos na produção de bóson de Higgs pesado [63]. Para verificar que isto continua valendo para o caso em que não há ressonâncias, calculamos o processo $pp \rightarrow W^+W^+jj$ no MP, tanto na aproximação do W efetivo como para o elemento de matriz completo, impondo somente o corte $p_T^W > 20$ GeV. Este corte é necessário no cálculo com W efetivo no intuito de evitar divergências, as quais não ocorrem quando efetuado o cálculo completo. Nós obtivemos

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{full}}(pp \rightarrow W^+W^+jj) &= .385 \text{ pb} , \\ \sigma_{\text{eff } W}(pp \rightarrow W^+W^+jj) &= 2.92 \text{ pb} ,\end{aligned}\tag{4.11}$$

que mostram que o resultado devido à aproximação efetiva do W é quase uma ordem de magnitude maior que o cálculo completo. Esta discrepância se reduz quando o corte em p_T^W é aumentado ou quando exigimos que os W 's sejam centrais [63]. Apesar disso, devemos lembrar que não impomos nenhum tipo de corte na rapidez ou p_T do W nos nossos cálculos completos, que são realísticos.

Na figura 4.3 comparamos a distribuição da massa invariante obtida usando a aproximação do W efetivo com aquela em que foi utilizado o cálculo completo, impondo somente o corte em p_T^W . Conforme mostrado na figura, o excesso é relativamente grande para M_{WW} pequeno. Nas nossas análises, requeremos que $M_{VV} > 500$ GeV, mantendo somente a região com massas invariantes grandes. Contudo, estes cortes somente reduzem ligeiramente a diferença entre a aproximação efetiva e o cálculo completo, levando a um fa-

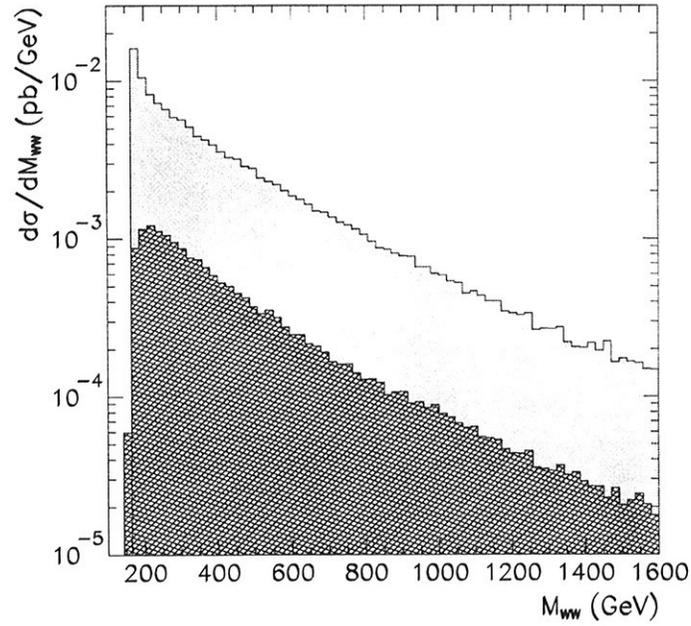


Figura 4.3: Distribuição da massa invariante M_{WW} para o processo $pp \rightarrow W^+W^+jj$ na aproximação do W efetivo (cinza clara) e cálculo completo (cinza escura) com o corte $p_T^W > 20$ GeV.

tor ~ 7 . Apesar disso, após o corte em M_{VV} , a aproximação efetiva reproduz a forma da distribuição com cálculo completo.

É importante notar que nas nossas análises impomos fortes cortes de veto e *tag* sobre os jatos finais no intuito de reduzir o *background*. Porém, estes cortes são impossíveis de ser implementados na aproximação do W efetivo, e em consequência disso, a única maneira de obter o número de eventos final nesta aproximação é estimar as eficiências de veto e *tag* do cálculo completo de algum processo relacionado (*e. g.*, do cálculo completo do processo no MP, como feito por Barger *et al.*) e assumir que as eficiências são as mesmas para as contribuições anômalas. Isto introduz algumas incertezas inevitáveis no cálculo aproximado.

4.4 Resultados

A expressão mais geral para as seções de choque dos processos (4.1)-(4.6) pode ser escrita como

$$\sigma = C_0 + \sum_j \alpha_j C_j + \sum_{j \leq k} \alpha_j \alpha_k C_{j-k} , \quad (4.12)$$

onde $j, k = 4, 5, 6, 7$ ou 10 e C_0 é a seção de choque para $\alpha_j \equiv 0$. Nos nossos cálculos aplicamos os cortes (i)-(iii) e usamos a parametrização CTEQ3M [64] para as distribuições dos pártons dentro dos hádrons, com Q^2 igual à massa invariante do sistema de pártons. Apresentamos na tabela 4.2 os resultados para os coeficientes C_0, C_j, C_{j-k} , assim como o valor do MP com a massa do Higgs de $M_H = 100$ GeV (C_{MP}).

Dada a nossa definição de sinal, conforme a Eq. (4.7), e a parametrização acima para as seções de choque anômalas, nós podemos obter facilmente os limites para quaisquer combinações dos acoplamentos genuinamente quárticos atingíveis no LHC. Exibimos na figura 4.4 a região de exclusão em $1-\sigma$ no

	W^+W^-	W^+W^+	W^-W^-	W^+Z	W^-Z	ZZ
C_{MP}	0.049	0.0044	0.0009	0.018	0.0070	0.0044
C_0	0.050	0.0061	0.0011	0.019	0.0074	0.0056
C_4	0.21	-0.38	-0.062	-0.14	-0.062	0.066
C_5	0.27	-0.19	-0.034	-0.12	-0.057	0.20
C_6	0.036	—	—	-0.14	-0.062	0.066
C_7	0.11	—	—	-0.12	-0.057	0.20
C_{10}	—	—	—	—	—	-0.00012
C_{4-4}	18.	27.	4.3	14.	5.4	13.
C_{5-5}	36.	7.2	1.2	6.3	2.4	23.
C_{6-6}	0.67	—	—	14.	5.4	49.
C_{7-7}	5.7	—	—	6.3	2.4	58.
C_{10-10}	—	—	—	—	—	47.
C_{4-5}	46.	28.	4.4	11.	4.2	31.
C_{4-6}	1.4	—	—	29.	11.	50.
C_{4-7}	3.6	—	—	11.	4.2	55.
C_{4-10}	—	—	—	—	—	47.
C_{5-6}	4.0	—	—	11.	4.2	54.
C_{5-7}	12.	—	—	13.	4.8	69.
C_{5-10}	—	—	—	—	—	47.
C_{6-7}	3.7	—	—	11.	4.2	102.
C_{6-10}	—	—	—	—	—	94.
C_{7-10}	—	—	—	—	—	94.

Tabela 4.2: Coeficientes das diferentes combinações das constantes de acoplamento contribuindo para a seção de choque total em pb (vide Eq. (4.12)) e também para o MP com Higgs leve ($M_H = 100$ GeV). Estes resultados foram obtidos aplicando-se os cortes (i) – (iii).

plano $\alpha_4 \times \alpha_5$ para todos os processos, considerados-os independentes, utilizando uma luminosidade integrada de $\mathcal{L} = 100 \text{ fb}^{-1}$ e levando em conta as eficiências de detecção e taxas de ramificações. Nesta análise, nós assumimos que as interações que violam a simetria $SU(2)_C$ não contribuem. Como pode ser visto, as produções de $W^\pm Z$, ZZ e W^+W^- levam a limites similares, enquanto que $W^\pm W^\pm$ dão origem a limites mais fracos. Combinando todos os canais, melhoramos os estes limites aproximadamente por fator 2.

A figura 4.5 contém a região de exclusão em $1-\sigma$ no plano $\alpha_6 \times \alpha_7$, para $\alpha_4 = \alpha_5 = \alpha_{10} = 0$ e luminosidade integrada de 100 fb^{-1} . As produções de $W^\pm W^\pm$ não dão quaisquer vínculos desde que estas interações possuem somente acoplamentos anômalos que modificam os vértices $ZZZZ$ e W^+W^-ZZ . Além disso, a produção de pares de W^+W^- produzem apenas vínculos suaves, já que os acoplamentos em questão contribuem para o estado final somente através do subprocesso $ZZ \rightarrow W^+W^-$, que é suprimido devido ao acoplamento do Z com férmions. Os melhores limites são produzidos pela produção de pares de ZZ e os limites combinados, deste e da produção de $W^\pm Z$ somente melhoram ligeiramente aqueles devido a ZZ somente.

A interação anômala α_{10} modifica somente a produção ZZ , visto que ela altera somente o vértice $ZZZZ$, sendo portanto o acoplamento cujos vínculos serão menos restritivos no LHC. Apresentamos na figura 4.6 os limites em $1-\sigma$ que podem ser obtidos sobre este acoplamento através da produção de ZZ , com $\alpha_4 = \alpha_5 = \alpha_6 = \alpha_7 = 0$ e luminosidade integrada de 100 fb^{-1} .

A tabela 4.3 mostra os limites em $1-\sigma$ sobre cada um dos acoplamentos α_i , $i = 4, 5, 6, 7$ e 10 , levando-se em conta todos os resultados apresentados nas figuras 4.4-4.6. Estes limites foram obtidos sob a suposição de que somente um único parâmetro anômalo contribui por vez. Para efeito de comparação, a tabela também traz os limites em $1-\sigma$ para o NLC e o indireto. Para o NLC consideramos o melhor vínculo possível dos processos estudados no capítulo 3, a reação $e^+e^- \rightarrow ZZZ$ com $\sqrt{s} = 1000 \text{ GeV}$ e polarização do elétron em 80% mão direita. Quanto aos limites indiretos, assumimos $\Lambda = 2$

Acopl. ($\times 10^{-3}$)	Indiretos	NLC	LHC	$\mathcal{L}(\text{fb}^{-1})$
α_4	(-120., 11.)	(-80., 91.)	(-1.1, 11.)	1750
α_5	(-300., 28.)	(-80., 91.)	(-2.2, 7.7)	750
α_6	(-20., 1.8)	(-40., 45.)	(-9.6., 9.1)	2000
α_7	(-19., 1.8)	(-40., 45.)	(-10., 7.4)	2000
α_{10}	(-21., 1.9)	(-40., 45.)	(-24., 24.)	2500

Tabela 4.3: Limites em $1\text{-}\sigma$ aos acoplamentos anômalos quárticos α_i acessíveis no LHC, NLC (processo ZZZ com $\sqrt{s} = 1$ TeV e e^- 80% polarizado mão direita) e os limites indiretos das Refs. [33, 34]. A última coluna mostra a luminosidade requerida para obter limites em 90% CL dentro dos vínculos impostos pela unitariedade, os quais exigem que $|\alpha_i| \leq 0.005$.

TeV para a escala da nova física e atualizamos os dados apresentados em [33, 34].

Como podemos ver, os limites diretos sobre α_4 e α_5 que podem ser obtidos no LHC através da produção de $VVjj$ são mais restritivos por uma ordem de magnitude em relação a aqueles obtidos indiretamente. Apesar de tudo, os limites diretos atingíveis para as interações α_6 , α_7 e α_{10} , que violam a simetria custodial, são da mesma ordem que os presentes limites indiretos. Evidentemente, alguns dos limites obtidos têm de ser vistos com cuidado, uma vez que estão muito próximos dos limites de unitariedade impostos aos acoplamentos anômalos ($|\alpha_i| \leq 0.005$). Portanto, nós estimamos a luminosidade requerida para atingir os limites de 90% CL dentro dos limites da unitariedade, conforme mostra a última coluna da tabela 4.3

Neste ponto, como no caso da produção tríplice de bósons de gauge abordada no capítulo anterior, é importante desenvolver uma estratégia para distinguir os diferentes acoplamentos anômalos em caso de se observar desvios em relação às predições do MP. De fato, as análises simultâneas das produções

de $W^\pm W^\pm jj$, $W^+ W^- jj$, $W^\pm Z jj$ e $ZZ jj$ permitem estreitar os vínculos dos acoplamentos anômalos. Os acoplamentos α_4 e α_5 caracterizam-se por contribuir para todos os processos $VV jj$. Por outro lado, os acoplamentos α_6 e α_7 deixam um grande sinal para os canais $W^\pm Z$ e ZZ , enquanto que não deixem nenhum excesso na reação $W^\pm W^\pm$. Finalmente, o acoplamento anômalo α_{10} produz um excesso de eventos no canal ZZ . Os efeitos de α_4 e α_5 (α_6 e α_7) podem somente ser separados caso haja informações adicionais, como a produção tríplice de bósons de gauge no NLC, que como já havíamos concluído, os α 's aparecem em diferentes combinações para diferentes canais.

4.5 Conclusões

Neste capítulo apresentamos o primeiro estudo completo da reação $pp \rightarrow VV jj$ levando-se em conta os acoplamentos anômalos quárticos entre bósons de gauge. Os nossos cálculos foram desenvolvidos a nível de árvore em dois diferentes gauges e sem qualquer tipo de aproximação, tal como o W efetivo, ou o teorema da equivalência. Nossos resultados mostram expectativas em torno do LHC para esclarecer o setor de quebra espontânea de simetria e conseguir procurar por um possível sinal do SEWS.

Os limites atingíveis para os parâmetros anômalos quárticos no LHC são mais restritivos do que os presentes limites indiretos, melhorando em uma ordem de grandeza para alguns casos. Os limites no LHC também são uma ordem de grandeza melhores do que aqueles obtidos no NLC, conforme resultados apresentados no capítulo 3. Apesar disso, o estudo da reação $VV jj$ no NLC [47], funcionando com energia da ordem de TeV, será capaz de melhorar os limites de LHC por um fator 2 a 8, dependendo dos acoplamentos específicos.

Os resultados acima têm de ser interpretados com cuidado, uma vez que os limites extraídos sobre os acoplamentos quárticos são muito próximos dos

limites impostos pela unitariedade. No intuito de estabelecer a potencialidade real do LHC para estudar estes acoplamentos anômalos, estimamos também a luminosidade requerida para obter limites de 90% CL dentro dos valores impostos pela unitariedade (vide tabela 4.3).

Nas nossas análises, assumimos que as eficiências de detecção de elétrons e múons são aquelas obtidas da produção do bóson de Higgs pesado. Para um cálculo mais realístico, devemos construir um gerador de Monte Carlo incluindo os decaimentos dos bósons vetoriais e a resolução do detector [65]. Tal gerador permitirá não somente aperfeiçoar os cortes leptônicos, como também estudar os canais do decaimento hadrônico de um dos bósons, melhorando os limites sobre os acoplamentos anômalos. Nós acreditamos que, mesmo assumindo uma situação mais realística, os limites apresentados neste trabalho não irão mudar significativamente.

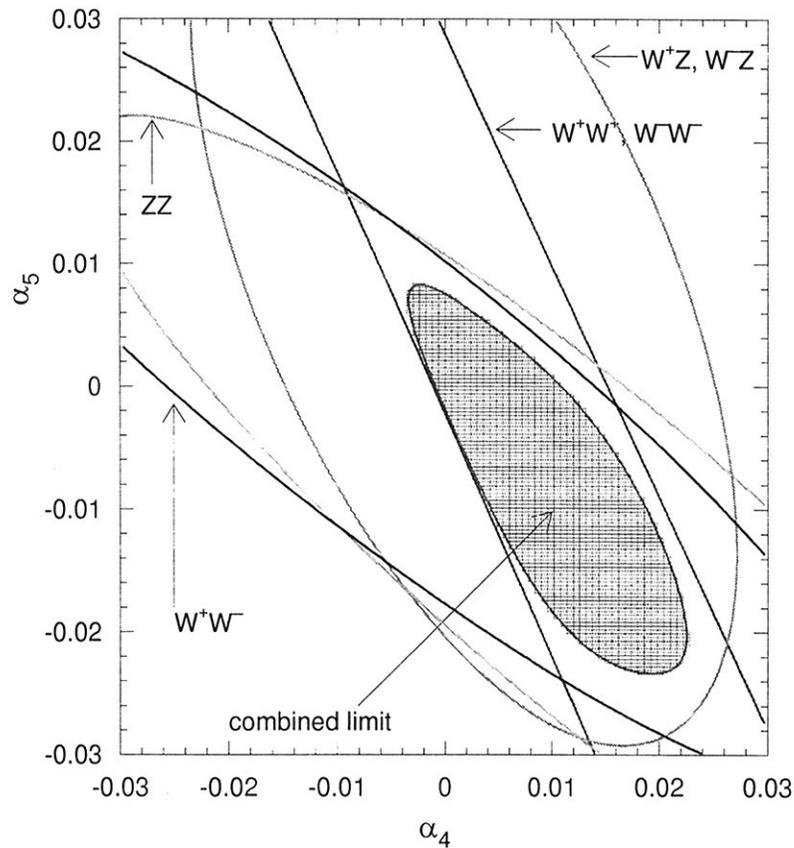


Figura 4.4: Região de exclusão em $1\text{-}\sigma$ no plano $\alpha_4 \times \alpha_5$ para os canais W^+W^- , $W^\pm W^\pm$, $W^\pm Z$ e ZZ . Aplicamos todos os cortes e eficiências discutidos no texto e assumimos que todos os acoplamentos que violam a simetria $SU(2)_C$ não contribuem, além de considerar uma luminosidade integrada de 100 fb^{-1} .

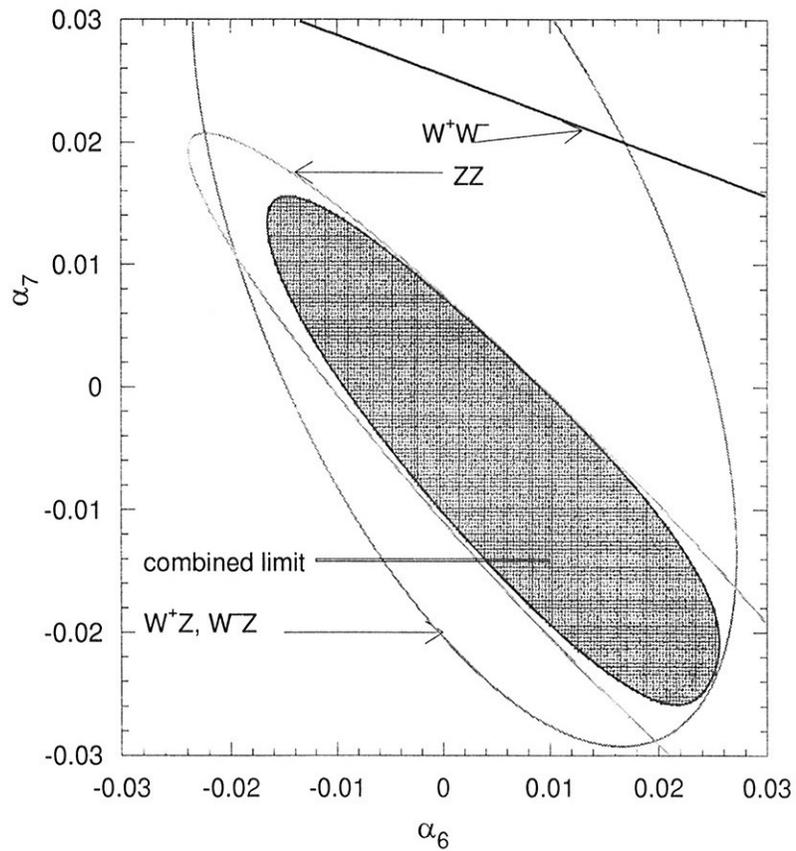


Figura 4.5: Região de exclusão em $1\text{-}\sigma$ no plano $\alpha_6 \times \alpha_7$ para as produções de W^+W^- , $W^\pm Z$ e ZZ . Aplicamos todos os cortes e eficiências discutidos no texto e assumimos que $\alpha_4 = \alpha_5 = \alpha_{10} = 0$ e luminosidade integrada de 100 fb^{-1} .

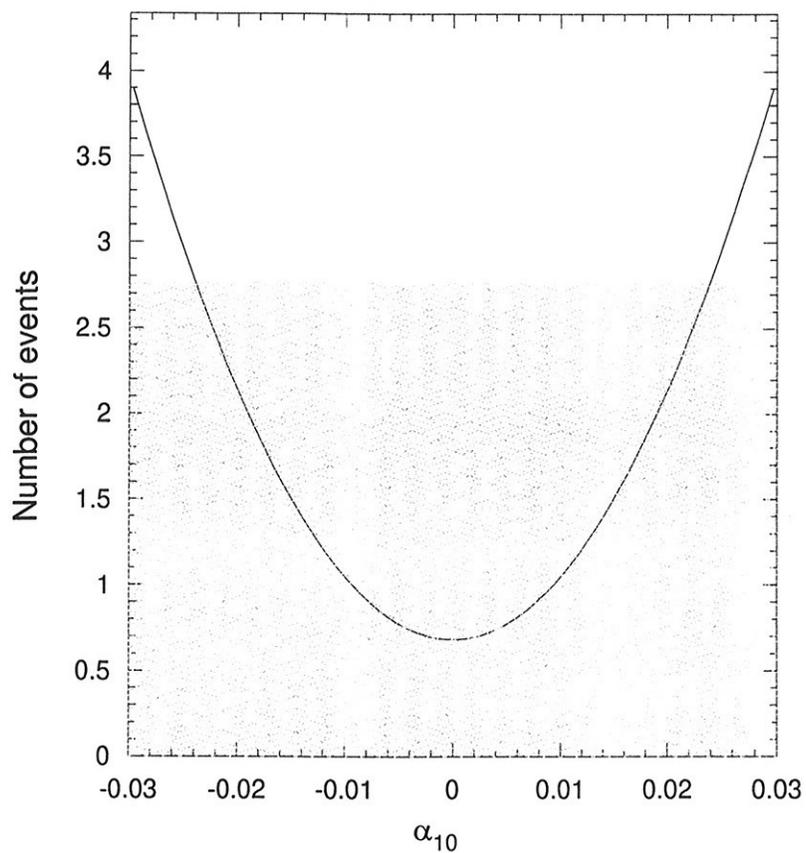


Figura 4.6: Número de eventos para a produção de ZZ em função de α_{10} , onde a linha horizontal representa o efeito em 68% CL. Aplicamos todos os cortes e eficiências discutidos no texto e assumimos $\alpha_4 = \alpha_5 = \alpha_6 = \alpha_7 = 0$, além da luminosidade integrada de 100 fb^{-1} .

Capítulo 5

Conclusão

Apresentamos nesta tese cálculos das seções de choque de processos capazes de sondar o setor de quebra de simetria do Modelo Padrão. Partindo da suposição de que o bóson de Higgs, responsável pela geração de massa às partículas do Modelo Padrão não exista, ou que seja muito pesado, introduzimos uma lagrangiana quiral mais geral possível compatível com a realização não linear da simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. A partir desta lagrangiana, selecionamos o conjunto de operadores que modifica somente os acoplamentos quárticos entre os bósons de gauge e analisamos as suas contribuições em processos a serem investigados pelos futuros aceleradores.

Devido à validade da teoria de perturbação, as contribuições virtuais desses acoplamentos podem ser investigadas através de experimentos de alta precisão, como os resultados do LEP/SLC. No entanto, apesar da consistência teórica do modelo, as informações suplementares obtidas através da busca direta melhoram sensivelmente os limites aos acoplamentos anômalos. A partir dos nossos resultados, concluímos que o LHC pode dar vínculos bem melhores do que a busca indireta ou o NLC operando com energia abaixo de TeV.

Embora não tenhamos dada tanta ênfase no aspecto técnico, vale ressaltar

que os processos típicos calculados tanto no NLC como no LHC dependem de cálculos complicados devido à presença de muitas partículas no estado final. No primeiro caso, apesar de considerarmos produções tríplices de bósons de gauge, calculamos as seções de choque levando-se em conta o decaimento dos bósons de gauge em férmions, tendo portanto que considerar amplitudes de espalhamento do tipo $2 \rightarrow 6$, com três ressonâncias. Este procedimento, em que tem de se considerar larguras dos bósons de gauge, por manter as estruturas de spin, possibilita cortes mais realísticos aos férmions finais. Já para os cálculos no LHC, envolvemo-nos com inúmeros subprocessos de nível partônico do tipo $2 \rightarrow 4$, exigindo um esforço computacional muito grande. Em ambos os casos, os pacotes auxiliares como o Madgraph e Helas tornam factíveis processos no mínimo tediosos.

A conclusão geral é de que o setor de quebra espontânea de simetria do MP poderá somente ser sondado pelos futuros aceleradores. A não observação de um bóson de Higgs leve implicaria que o MP deixaria de funcionar para a escala da ordem de TeV e que, tanto o LHC como o NLC têm o potencial de sondar os acoplamentos anômalos quárticos da ordem de $\alpha_i \sim 10^{-3}$. O entendimento completo deste setor depende também do conhecimento dos acoplamentos tríplices, os quais já estão sendo medidos no LEP2.

Apêndice A

Caixa de Ferramentas

A.1 A Seção de Choque de Um Espalhamento

A seção de choque diferencial para um espalhamento $a + b \rightarrow n$ partículas no estado final pode ser expressa como

$$d\sigma = \frac{1}{2\lambda^{\frac{1}{2}}(s, m_a^2, m_b^2)(2\pi)^{3n-4}} \sum |\mathcal{M}|^2 R_n , \quad (\text{A.1})$$

com $s = (p_a + p_b)^2$ sendo o quadrado da energia total disponível no processo, $\sum |\mathcal{M}|^2$ o quadrado da matriz de espalhamento, onde a somatória indica a média sobre os spins iniciais e soma sobre os spins finais e R_n o espaço de fase para n partículas no estado final. A função cinemática λ é definida como

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz . \quad (\text{A.2})$$

No caso em que os feixes das partículas iniciais sejam férmions polarizados, devemos fazer a substituição

$$\begin{aligned} \sum |\mathcal{M}|^2 \rightarrow & \frac{1}{4}[(1 + pol_a pol_b)(|\mathcal{M}_{++}|^2 + |\mathcal{M}_{--}|^2) + \\ & (1 - pol_a pol_b)(|\mathcal{M}_{+-}|^2 + |\mathcal{M}_{-+}|^2) + \\ & (pol_a + pol_b)(|\mathcal{M}_{++}|^2 - |\mathcal{M}_{--}|^2) + \\ & (pol_a - pol_b)(|\mathcal{M}_{+-}|^2 - |\mathcal{M}_{-+}|^2)] , \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

onde $pol_a(pol_b)$ é o percentual de polarização do feixe $a(b)$ e $|\mathcal{M}_{+-}|^2$ denota o elemento de matriz quadrado com o feixe a polarizado em mão direita (+) e o feixe b em mão esquerda (-) e assim por diante. Fazendo $pol_a = pol_b = 0$, recobra-se a expressão para a colisão de feixes não polarizados de férmions.

A determinação da matriz de espalhamento é um trabalho bastante tedioso que pode envolver cálculos de traços de inúmeras matrizes de Dirac, o que a torna praticamente infactível pelo método analítico. Felizmente, para este fim, existe o pacote MADGRAPH [66], que gera em código Fortran o quadrado da amplitude de espalhamento de um determinado processo no Modelo Padrão do tipo $a + b \rightarrow n$, com $n \leq 5$ partículas no estado final. Este pacote utiliza-se das rotinas do HELAS [67], um conjunto de códigos em Fortran desenvolvido para calcular as amplitude de espalhamento entre partículas escalares, vetoriais e espinoriais através da técnica da amplitude de helicidade. Esta técnica permite o cálculo da matriz de espalhamento explicitamente para cada estado de helicidade. Assim, evita-se o cálculo de traços de matrizes, reduzindo sensivelmente o tempo computacional.

Com o conjunto MADGRAPH/HELAS pode-se gerar as amplitudes no MP automaticamente, sendo que quaisquer interações entre partículas escalares, vetoriais e espinoriais não presentes no MP podem ser implementadas modificando-se as rotinas do HELAS.

A.2 O Espaço de Fase

O espaço de fase de um espalhamento $a + b \rightarrow n$ partículas no estado final pode ser dado por

$$R_n = \int \delta^4 \left(p_a + p_b - \sum_{i=1}^n p_i \right) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2E_i)} , \quad (\text{A.4})$$

onde a função delta expressa a conservação de energia e tri-momento. Para $n = 2$, devido a esse vínculo, a expressão torna-se trivial, restando somente integração nas variáveis angulares. Já para $n \geq 3$, a eficiência de R_n começa a depender do tipo da reação predominate, conforme discutido na Ref. [68]. A expressão mais simples possível é quando a energia total, num determinado estágio, é fixa e que a partícula intermediária decaia em uma final e numa outra intermediária, sucessivamente, conforme mostra a figura A.1. Neste caso, pode-se mostrar que

$$R_n(M_n^2) = \int_{\mu_n^2-1}^{(M_n-m_n)^2} dM_{n-1}^2 \int d\Omega_{n-1} \frac{\lambda^{\frac{1}{2}}(M_n^2, M_{n-1}^2, m_n^2)}{8M_n^2} R_{n-1}(M_{n-1}^2) , \quad (\text{A.5})$$

onde M_n é a massa invariante do sistema com n partículas, m_n a massa da n -ésima partícula e $\mu_i = m_1 + m_2 + \dots + m_i$.

Um caso um pouco mais complicado que o apresentado acima, que contém ressonâncias em forma de decaimento de cascata, é dado por

$$R_n(M_n^2) = \int_{\mu_\ell^2}^{(M_n-\mu_n+\mu_\ell)^2} dM_\ell^2 R_{n-\ell+1}(M_n^2; M_\ell^2, m_{\ell+1}^2, \dots, R_\ell(M_\ell^2; m_1^2, \dots, m_\ell^2)) , \quad (\text{A.6})$$

onde $\ell = 2, 3, \dots, n-1$. Para $\ell = n-1$, após sucessivas iterações, a Eq. (A.6) reduz-se à Eq. (A.5). Esta parametrização favorece topologias que contenham produção seguida de decaimento de partículas instáveis.

Embora os espaços de fase dados pelas Eqs. (A.5) e (A.6) possam ser

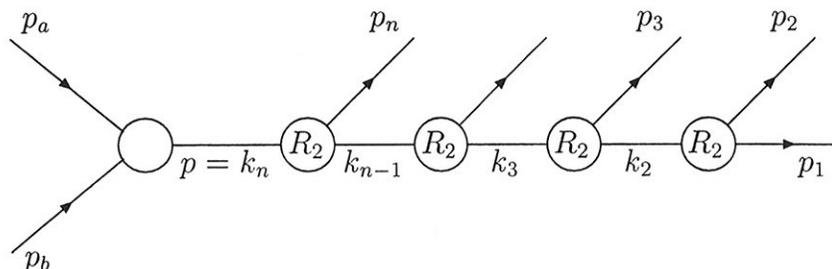


Figura A.1: Reação $p_a + p_b \rightarrow p_1 + p_2 + \dots + p_n$ expressa como sequência de decaimentos em duas partículas.

generalizados para um n qualquer, em geral a eficiência desse tipo de parametrização reduz drasticamente com o aumento do número de partículas no estado final. Para alguns casos particulares, como o processo

$$e^-(k_1) e^+(k_2) \rightarrow \ell(p_1) \bar{\ell}'(p_2) X(p_X) \quad , \quad (\text{A.7})$$

a receita dada na Ref. [69] mostra ser bastante eficiente no tratamento de divergências colineares (no caso em que $\ell = e^-$ e $\bar{\ell}' = e^+$), advindas da troca de fótons no canal t , conforme ilustra a figura A.2. Se não desprezarmos as massas do elétron e do pósitron, este tipo de contribuição não causa instabilidade no Monte Carlo. Fazendo X o sistema formado pelo par de bósons vetoriais V_1 e V_2 , esta parametrização funciona bem também para a reação $q_a q_b \rightarrow q_1 q_2 V_1 V_2$, estudada no capítulo 4.

Os quadri-momentos das partículas no sistema de laboratório (centro de massa de $e^- e^+$), em termos das variáveis cinemáticas consideradas, são dados

por

$$\begin{aligned}
 k_1^\mu &= \frac{\sqrt{s}}{2}(1, 0, 0, \beta) , \\
 k_2^\mu &= \frac{\sqrt{s}}{2}(1, 0, 0, -\beta) , \\
 p_1^\mu &= \frac{\sqrt{s}}{2}x_1(1, \beta_1 \sin \theta_1 \cos \phi_1, \beta_1 \sin \theta_1 \sin \phi_1, \beta_1 \cos \theta_1) , \\
 p_2^\mu &= \frac{\sqrt{s}}{2}x_2(1, \beta_2 \sin \theta_2 \cos \phi_2, \beta_2 \sin \theta_2 \sin \phi_2, \beta_2 \cos \theta_2) ,
 \end{aligned} \tag{A.8}$$

com $\beta = (1 - 4m_e^2/s)^{1/2}$ e $\beta_i = (1 - 4m_i^2/sx_i^2)^{1/2}$, onde m_i é a massa do lépton ℓ ou $\bar{\ell}'$.

Em termos dos parâmetros acima, a seção de choque pode ser escrita como

$$\begin{aligned}
 R_n(s) &= \frac{s}{64} \frac{x_1(1 - x_1 - \hat{s}/s)}{[1 - x_1(1 - \cos \theta_{12})/2]^2} \frac{1 + \Delta_1^+ + \Delta_1^-}{\cosh^2 y_1} \frac{1 + \Delta_2^+ + \Delta_2^-}{\cosh^2 y_2} \\
 &\times dx_1 dy_1 dy_2 d\phi_1 d\phi d\hat{s} d\Phi_X ,
 \end{aligned} \tag{A.9}$$

com

$$\cos \theta_i = (1 + \Delta_i^+ + \Delta_i^-) \tanh y_i - \Delta_i^+ + \Delta_i^- \quad (i = 1, 2) , \tag{A.10}$$

$$\phi = \phi_2 - \phi_1 , \tag{A.11}$$

$$\cos \theta_{12} = \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \phi , \tag{A.12}$$

$$x_2 = \frac{1 - x_1 - \hat{s}/s}{1 - x_1(1 - \cos \theta_{12})/2} . \tag{A.13}$$

Δ_i^\pm são regularizadores introduzidos no intuito de melhorar a precisão numérica do cálculo computacional. Várias parametrizações, em função da escolha de ℓ e $\bar{\ell}'$, estão listadas na Ref. [69]. Φ_X é o espaço de fase parcial do sub-sistema com energia total $\sqrt{\hat{s}}$.

Os limites de integração estão dados por

$$\left(\sum_{i \in X} m_i\right)^2 < \hat{s} < (\sqrt{s} - m_1 - m_2)^2, \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{2m_1}{\sqrt{s}} < x_1 < 1 + \frac{m_1^2}{s} - \frac{(\sqrt{\hat{s}} + m_2)^2}{s}, \quad (\text{A.15})$$

$$-\frac{1}{2} \log \frac{1 + \Delta_i^-}{\Delta_i^+} < y_i < \frac{1}{2} \log \frac{1 + \Delta_i^+}{\Delta_i^-} \quad (i = 1, 2), \quad (\text{A.16})$$

$$0 < \phi_1, \phi < 2\pi. \quad (\text{A.17})$$

Além da escolha apropriada de Δ_i^\pm , a parametrização da variável x_1 através de uma função $f(x_1)$, tal que

$$dx_1 = \frac{1}{|f'(x_1)|} df(x_1), \quad (\text{A.18})$$

otimiza a eficiência do Monte Carlo. A Função $f(x_1)$, assim como Δ_i^\pm , depende do processo específico a ser tratado. Nos nossos cálculos, escolhemos

$$\Delta_1^+ = \Delta_2^- = 1, \quad (\text{A.19})$$

$$\Delta_1^- = \Delta_2^+ = M_V^2/s, \quad (\text{A.20})$$

$$f(x_1) = \log(1 - x_1). \quad (\text{A.21})$$

A.3 O Método Monte Carlo de Integração Numérica

A seção de choque total, dada pela integração da Eq. (A.1), envolve $(3n - 4)$ variáveis de integração, sendo que o cálculo analítico pode somente ser efetuado para o caso mais simples, com $n = 2$. No entanto, geralmente os processos a altas energias envolvem um número maior de partículas, o que

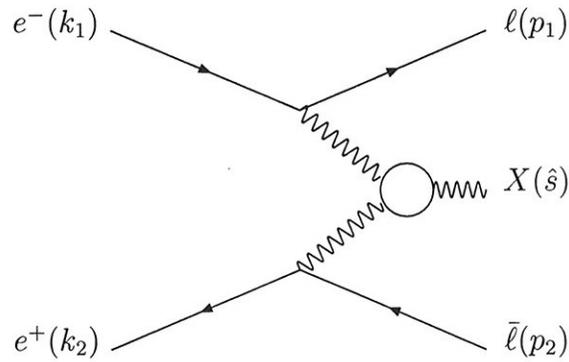


Figura A.2: Reação $e^-e^+ \rightarrow \ell\bar{\ell}'X$ devido à contribuição do canal t .

torna a integração analítica infactível. Neste caso, utiliza-se a integração numérica pelo método Monte Carlo ¹ [71], onde a integração com n -variáveis no intervalo $(0, 1)$,

$$I = \int_0^1 dx_1 \dots \int_0^1 dx_n f(x_1, \dots, x_n) \quad (\text{A.22})$$

é aproximada pela média da soma de N valores aleatórios do integrando, ou seja,

$$I \approx S = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{f(x_1(i), \dots, x_n(i))}{p(x_1(i), \dots, x_n(i))}. \quad (\text{A.23})$$

Na equação acima, $x_j(i)$ é a i -ésima amostra da variável aleatória x_j distribuída no intervalo $(0, 1)$ e $p(x_1(i), \dots, x_n(i))$ é a função de densidade de probabilidade normalizada à unidade. No algoritmo utilizado por VEGAS [72], um código em Fortran destinado a gerar números aleatórios, o peso é

¹Para uma introdução prática, com vários exemplos escritos em código Fortran para o cálculo de largura de decaimento e seção de choque, vide Ref. [70]

dado por

$$p(x_1(i), \dots, x_n(i)) = \frac{|f(x_1, \dots, x_n)|}{\int_0^1 dx_1 \dots \int_0^1 dx_n |f(x_1, \dots, x_n)|} , \quad (\text{A.24})$$

ou seja, o programa automaticamente toma nota das regiões onde f tem valor maior, sorteando assim mais pontos nesta região.

Vegas faz m estimativas da integral S_α da Eq. (A.23), cada uma usando N avaliações. Estas m estimativas são combinadas para dar o resultado \bar{S} , onde

$$\bar{S} = \bar{\sigma}^2 \sum_{\alpha} \frac{S_{\alpha}}{\sigma_{\alpha}^2} , \quad (\text{A.25})$$

onde σ_{α} é a incerteza aproximada de S_{α} como uma estimativa de I :

$$\sigma_{\alpha}^2 = \frac{1}{N-1} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{f^2(x_1(i), \dots, x_n(i))}{p(x_1(i), \dots, x_n(i))} - S_{\alpha}^2 \quad (\text{A.26})$$

e $\bar{\sigma}$ é a incerteza em \bar{S} aproximada, dada por

$$\frac{1}{\bar{\sigma}^2} = \sum_{\alpha} \frac{1}{\sigma_{\alpha}^2} . \quad (\text{A.27})$$

Para N suficientemente grande e f sendo uma função de quadrado integrável, pelo Teorema do Limite Central as distribuições de S_{α} 's em torno de I tornam-se gaussianas e \bar{S} passa a ser uma boa estimativa da integral em questão.

Embora VEGAS consiga tratar automaticamente as regiões onde a função é mais saliente, é importante lembrar que a eficiência do Monte Carlo depende muito da suavidade da função. Para resolver este problema devemos fazer algumas mudanças de variáveis a mão de tal forma a obtermos uma função bem mais comportada. Como exemplo, temos o caso da integração em que envolva ressonância no canal s devido ao termo de Breit-Wigner. Neste caso o denominador do propagador de uma partícula quase *on-shell* deve ser escrito

como

$$\dots \int \frac{ds}{(s - M^2)^2 + (M\Gamma)^2} = \dots \int \frac{d\theta}{M\Gamma} , \quad (\text{A.28})$$

onde a expressão à direita foi obtida fazendo a mudança de variável $s - M^2 = M\Gamma \tan \theta$, $ds = M\Gamma \sec^2 \theta d\theta = M\Gamma(1 + \tan^2 \theta)d\theta$. A variável de integração θ deve ser escalonada para o intervalo $(0, 1)$ a fim de satisfazer os limites de integração do Monte Carlo.

Apêndice B

Vínculos de Unitariedade aos Acoplamentos Anômalos

A unitariedade da matriz de espalhamento dos bósons de gauge com polarização longitudinal impõe severos vínculos aos acoplamentos anômalos dos operadores quirais introduzidos no capítulo 2. Para os operadores invariantes por CP e $SU(2)_C$ custodial ($\mathcal{L}_{4,5}$), no regime em que ($|s|, |t|, |u| \gg M_W^2$)¹, as amplitudes das reações $WW \rightarrow WW$ podem ser escritas em termos de uma única função mestra, $A(s, t, u)$, simétrica pela troca ($t \leftrightarrow u$),

$$A(W^+W^- \rightarrow ZZ) = A(s, t, u) , \quad (\text{B.1})$$

$$A(W^+W^- \rightarrow W^+W^-) = A(s, t, u) + A(t, s, u) , \quad (\text{B.2})$$

$$A(W^-W^- \rightarrow W^-W^-) = A(t, s, u) + A(u, s, t) , \quad (\text{B.3})$$

$$A(W^+Z \rightarrow W^+Z) = A(t, s, u) , \quad (\text{B.4})$$

$$A(ZZ \rightarrow ZZ) = A(s, t, u) + A(t, s, u) + A(u, s, t) , \quad (\text{B.5})$$

¹Neste apêndice estamos utilizando as notações s, t e u para o processo $WW \rightarrow WW$. Portanto, \sqrt{s} denota a massa invariante do sistema WW e assim por diante.

onde $A(s, t, u)$ calculada na ordem *next-to-leading*, incluindo as contribuições anômalas, é dada por [47]

$$A(s, t, u) = \frac{s}{v^2} + \alpha_4 \frac{4(t^2 + u^2)}{v^4} + \alpha_5 \frac{8s^2}{v^4} . \quad (\text{B.6})$$

Através de $A(s, t, u)$ pode-se escrever também as amplitude de isospin fraco $A^{(I)}(I = 0, 1, 2)$ [18, 73],

$$A^{(0)} = 3A(s, t, u) + A(t, s, u) + A(u, t, s) , \quad (\text{B.7})$$

$$A^{(1)} = A(t, s, u) - A(u, t, s) , \quad (\text{B.8})$$

$$A^{(2)} = 3A(t, s, u) + A(u, t, s) , \quad (\text{B.9})$$

que por sua vez podem ser decompostas em ondas parciais, de acordo com

$$A^{(I)} = 32\pi \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) P_{\ell}(\cos \theta) a_{\ell}^I . \quad (\text{B.10})$$

A partir das parametrizações das Eqs. (B.7)-(B.9) pode-se extrair as amplitudes a_{ℓ}^I , cujos termos não nulos são dados por

$$\text{onda } S : \quad a_0^0 = \frac{1}{64\pi} \left[\frac{4s}{v^2} + \frac{16}{3} (7\alpha_4 + 11\alpha_5) \frac{s^2}{v^4} \right] , \quad (\text{B.11})$$

$$a_0^2 = \frac{1}{64\pi} \left[-\frac{2s}{v^2} + \frac{32}{3} (2\alpha_4 + \alpha_5) \frac{s^2}{v^4} \right] , \quad (\text{B.12})$$

$$\text{onda } P : \quad a_1^1 = \frac{1}{64\pi} \left[\frac{2s}{3v^2} + \frac{8}{3} (\alpha_4 - 2\alpha_5) \frac{s^2}{v^4} \right] , \quad (\text{B.13})$$

$$\text{onda } D : \quad a_2^0 = \frac{1}{64\pi} \left[\frac{16}{15} (2\alpha_4 + \alpha_5) \frac{s^2}{v^4} \right] , \quad (\text{B.14})$$

$$a_2^2 = \frac{1}{64\pi} \left[\frac{8}{15} (\alpha_4 + 2\alpha_5) \frac{s^2}{v^4} \right] . \quad (\text{B.15})$$

Devido à invariância por CP, todas amplitudes com $I + \ell$ ímpar não contribuem e os estados dos momentos angulares com $\ell > 2$ são ocupados somente

por operadores de ordens mais altas.

Para o espalhamento elástico entre duas partículas, a unitariedade requer que

$$\left| a_\ell^I - \frac{i}{2} \right| = \frac{1}{2} , \quad (\text{B.16})$$

implicando que os acoplamentos α_4 e α_5 sejam limitados pela condição

$$|a_\ell^I| \leq \frac{1}{2} . \quad (\text{B.17})$$

O vínculo acima impõe limites bem restritivos à energia de espalhamento WW no MP na ausência do bóson de Higgs ($\alpha_4 = \alpha_5 = 0$). A partir da amplitude da onda S com isospin $I = 0$, verifica-se que a energia máxima permitida é de $\sqrt{s} \leq 1.2$ TeV.

Por outro lado, podemos obter os limites para α_4 e α_5 em função da energia. Apresentamos na Fig. B.1 a região permitida no plano $\alpha_4 \times \alpha_5$ para $\sqrt{s} = 0.5$ e 1.2 TeV, os extremos da energia utilizados no capítulo 4. Os vínculos mais significativos devem-se às amplitudes da onda S , enquanto que a onda P tem uma contribuição mais modesta e os vínculos da onda D podem ser ignorados. Obviamente, devido à dependência das amplitudes em s^2 , a região permitida pelos vínculos de unitariedade depende sensivelmente da escala de energia. Para $\sqrt{s} = 1.2$ TeV, $|\alpha_4|$ e $|\alpha_5|$ devem estar restritos a ordem de 10^{-3} . Por exemplo, com esta energia, se considerarmos que apenas um operador anômalo contribui por vez, nós temos

$$-4.4 < \alpha_4 \times 10^3 < 0.25 , \quad (\text{B.18})$$

$$-5.9 < \alpha_5 \times 10^3 < 0.16 , \quad (\text{B.19})$$

que são os limites extraídos das amplitudes da onda S .

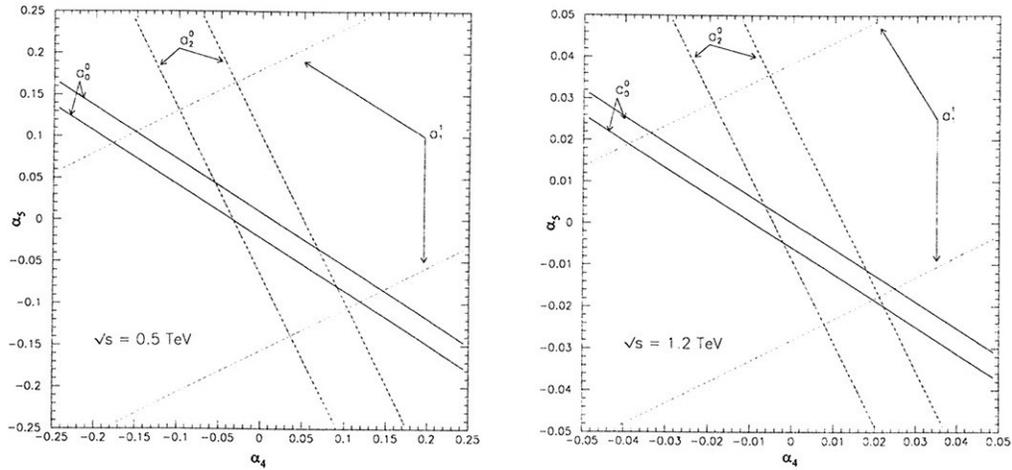


Figura B.1: Região permitida pelos vínculos de unitariedade, a nível de árvore, do espalhamento elástico entre bósons de gauge com energias $\sqrt{s} = 0.5$ (à esquerda) e 1.2 TeV (à direita).

Apêndice C

Subprocessos da Reação

$$pp \rightarrow VV + 2 \text{ jatos}$$

Listamos neste apêndice todos os subprocessos correspondentes às Eqs. (4.1)-(4.6), cuja contribuição dupla de quarks do mar foi desprezada.

- Processo $pp \rightarrow W^+W^-jj$

$$\begin{array}{ll} \text{Subprocessos : } uu \rightarrow W^+W^-uu & dd \rightarrow W^+W^-dd \\ ud \rightarrow W^+W^-ud & us \rightarrow W^+W^-us \\ us \rightarrow W^+W^-dc & ds \rightarrow W^+W^-ds \\ u\bar{u} \rightarrow W^+W^-u\bar{u} & d\bar{d} \rightarrow W^+W^-d\bar{d} \\ u\bar{u} \rightarrow W^+W^-d\bar{d} & u\bar{u} \rightarrow W^+W^-s\bar{s} \\ u\bar{u} \rightarrow W^+W^-c\bar{c} & u\bar{u} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} \\ u\bar{u} \rightarrow W^+W^-gg & d\bar{d} \rightarrow W^+W^-u\bar{u} \\ d\bar{d} \rightarrow W^+W^-s\bar{s} & d\bar{d} \rightarrow W^+W^-c\bar{c} \\ d\bar{d} \rightarrow W^+W^-b\bar{b} & d\bar{d} \rightarrow W^+W^-gg \\ u\bar{d} \rightarrow W^+W^-u\bar{d} & u\bar{d} \rightarrow W^+W^-c\bar{s} \\ u\bar{s} \rightarrow W^+W^-u\bar{s} & d\bar{u} \rightarrow W^+W^-d\bar{u} \end{array}$$

$$\begin{array}{ll}
 d\bar{u} \rightarrow W^+W^-s\bar{c} & d\bar{s} \rightarrow W^+W^-d\bar{s} \\
 d\bar{s} \rightarrow W^+W^-u\bar{c} & gu \rightarrow W^+W^-gu \\
 gd \rightarrow W^+W^-gd & gs \rightarrow W^+W^-gs \\
 g\bar{u} \rightarrow W^+W^-g\bar{u} & g\bar{d} \rightarrow W^+W^-g\bar{d} \\
 g\bar{s} \rightarrow W^+W^-g\bar{s} & gg \rightarrow W^+W^-u\bar{u} \\
 gg \rightarrow W^+W^-d\bar{d} & gg \rightarrow W^+W^-s\bar{s} \\
 gg \rightarrow W^+W^-c\bar{c} & gg \rightarrow W^+W^-b\bar{b}
 \end{array}$$

• Processo $pp \rightarrow W^-W^-jj$

$$\begin{array}{ll}
 \text{Subprocessos : } dd \rightarrow W^-W^-uu & d\bar{u} \rightarrow W^-W^-u\bar{d} \\
 d\bar{u} \rightarrow W^-W^-c\bar{s} & ds \rightarrow W^-W^-uc
 \end{array}$$

• Processo $pp \rightarrow W^+W^+jj$

$$\begin{array}{ll}
 \text{Subprocessos : } uu \rightarrow W^+W^+dd & u\bar{d} \rightarrow W^+W^+d\bar{u} \\
 u\bar{d} \rightarrow W^+W^+s\bar{c} & u\bar{s} \rightarrow W^+W^+d\bar{c}
 \end{array}$$

• Processo $pp \rightarrow W^+Zjj$

$$\begin{array}{ll}
 \text{Subprocessos : } uu \rightarrow W^+Zud & ud \rightarrow W^+Zdd \\
 us \rightarrow W^+Zds & u\bar{u} \rightarrow W^+Zd\bar{u} \\
 u\bar{u} \rightarrow W^+Zs\bar{c} & d\bar{d} \rightarrow W^+Zd\bar{u} \\
 d\bar{d} \rightarrow W^+Zs\bar{c} & u\bar{d} \rightarrow W^+Zu\bar{u} \\
 u\bar{d} \rightarrow W^+Zd\bar{d} & u\bar{d} \rightarrow W^+Zs\bar{s} \\
 u\bar{d} \rightarrow W^+Zc\bar{c} & u\bar{d} \rightarrow W^+Zb\bar{b} \\
 u\bar{d} \rightarrow W^+Zgg & u\bar{s} \rightarrow W^+Zu\bar{c} \\
 u\bar{s} \rightarrow W^+Zd\bar{s} & d\bar{s} \rightarrow W^+Zd\bar{c} \\
 gu \rightarrow W^+Zgd & g\bar{d} \rightarrow W^+Zg\bar{u}
 \end{array}$$

$$\begin{aligned}
 g\bar{s} &\rightarrow W^+ Z g\bar{c} & gg &\rightarrow W^+ Z d\bar{u} \\
 gg &\rightarrow W^+ Z s\bar{c}
 \end{aligned}$$

• Processo $pp \rightarrow W^- Z jj$

$$\begin{aligned}
 \text{Subprocessos : } & ud \rightarrow W^- Z uu & us &\rightarrow W^- Z uc \\
 & dd \rightarrow W^- Z ud & ds &\rightarrow W^- Z us \\
 & ds \rightarrow W^- Z dc & d\bar{u} &\rightarrow W^- Z gg \\
 & d\bar{u} \rightarrow W^- Z u\bar{u} & d\bar{u} &\rightarrow W^- Z d\bar{d} \\
 & d\bar{u} \rightarrow W^- Z s\bar{s} & d\bar{u} &\rightarrow W^- Z c\bar{c} \\
 & d\bar{u} \rightarrow W^- Z b\bar{b} & d\bar{s} &\rightarrow W^- Z u\bar{s} \\
 & u\bar{u} \rightarrow W^- Z u\bar{d} & u\bar{u} &\rightarrow W^- Z c\bar{s} \\
 & d\bar{d} \rightarrow W^- Z u\bar{d} & d\bar{d} &\rightarrow W^- Z c\bar{s} \\
 & gd \rightarrow W^- Z gu & gs &\rightarrow W^- Z gc \\
 & g\bar{u} \rightarrow W^- Z g\bar{d} & gg &\rightarrow W^- Z u\bar{d} \\
 & gg \rightarrow W^- Z c\bar{s}
 \end{aligned}$$

• Processo $pp \rightarrow ZZ jj$

$$\begin{aligned}
 \text{Subprocessos : } & uu \rightarrow ZZ uu & dd &\rightarrow ZZ dd \\
 & ud \rightarrow ZZ ud & us &\rightarrow ZZ us \\
 & us \rightarrow ZZ dc & ds &\rightarrow ZZ ds \\
 & u\bar{u} \rightarrow ZZ u\bar{u} & d\bar{d} &\rightarrow ZZ d\bar{d} \\
 & u\bar{u} \rightarrow ZZ d\bar{d} & u\bar{u} &\rightarrow ZZ s\bar{s} \\
 & u\bar{u} \rightarrow ZZ c\bar{c} & u\bar{u} &\rightarrow ZZ b\bar{b} \\
 & u\bar{u} \rightarrow ZZ gg & d\bar{d} &\rightarrow ZZ u\bar{u} \\
 & d\bar{d} \rightarrow ZZ s\bar{s} & d\bar{d} &\rightarrow ZZ c\bar{c} \\
 & d\bar{d} \rightarrow ZZ b\bar{b} & d\bar{d} &\rightarrow ZZ gg
 \end{aligned}$$

$$\begin{array}{ll}
 u\bar{d} \rightarrow ZZu\bar{d} & u\bar{d} \rightarrow ZZc\bar{s} \\
 u\bar{s} \rightarrow ZZu\bar{s} & d\bar{u} \rightarrow ZZd\bar{u} \\
 d\bar{u} \rightarrow ZZs\bar{c} & d\bar{s} \rightarrow ZZd\bar{s} \\
 d\bar{s} \rightarrow ZZu\bar{c} & gu \rightarrow ZZgu \\
 gd \rightarrow ZZgd & gs \rightarrow ZZgs \\
 g\bar{u} \rightarrow ZZg\bar{u} & g\bar{d} \rightarrow ZZg\bar{d} \\
 g\bar{s} \rightarrow ZZg\bar{s} & gg \rightarrow ZZu\bar{u} \\
 gg \rightarrow ZZd\bar{d} & gg \rightarrow ZZs\bar{s} \\
 gg \rightarrow ZZc\bar{c} & gg \rightarrow ZZb\bar{b}
 \end{array}$$

Bibliografia

- [1] J. K. Mizukoshi, O. J. P. Éboli, and M. C. Gonzalez-Garcia, Nucl. Phys. **B443** (1995) 20.
- [2] O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, and J. K. Mizukoshi, Phys. Lett. **B396** (1997) 238.
- [3] O. J. P. Éboli, F. Halzen, J. K. Mizukoshi, Phys. Rev. **D57** (1998) 1730.
- [4] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **B22** (1961) 579; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264; A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968) p. 367.
- [5] Vide p. ex. *homepage* do LEP Electroweak Working Group, <http://www.cern.ch/LEPEWWG/>
- [6] G. Altarelli, R. Barbieri, and F. Caravaglios, Int. J. Mod. Phys. **A13** (1998) 1031.
- [7] P. W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964) 132; Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 508; Phys. Rev. **145** (1966) 1156; R. Brout and F. Englert, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321; T. W. B. Kibble, Phys. Rev. **155** (1967) 1554.
- [8] ALEPH Collaborations. R. Barate *et al.*, CERN-EP/98-144 (hep-ex/9811032).

- [9] G. Degrassi, P. Gambino, and A. Vicini, Phys. Lett. **B383** (1996) 219; G. Degrassi, P. Gambino, and A. Sirlin, Phys. Lett. **B394** (1997) 188; G. Degrassi, P. Gambino, M. Passera, and A. Sirlin, Phys. Lett. **B418** (1998) 209.
- [10] LEP Electroweak Working Group and SLD Heavy Flavour Group, Internal Note LEPEWWG/97-02, August 1997.
- [11] P. Giromini, Proceedings of LP'97, Hamburg, 1997; A. Yagil, Proceedings of HEP97. Jerusalem, 1997.
- [12] Particle Data Group, Review of Particle Physics, Phys. Rev. **D51** (1996) 1.
- [13] S. Eidelman, F. Jegerlehner, Z. Phys. **C67** (1995) 585.
- [14] M. Sher, Phys. Rep. **179** (1989) 273; Phys. Lett. **B317** (1993) 159; G. Altarelli and G. Isidori, Phys. Lett. **B337** (1994) 141; J. A. Casas, J. R. Espinosa, and M. Quiros, Phys. Lett. **B342** (1995) 171.
- [15] L. D. Landau, in *Niels Bohr and the Development of Physics* (McGraw-Hill, New York, 1955).
- [16] M. E. Machacek and M. T. Vaughn, Nucl. Phys. **B222** (1983) 83; **B236** (1984) 221; C. Ford, D. R. T. Jones, P. W. Stephenson, and M. B. Einhorn, Nucl. Phys. **B395** (1993) 17.
- [17] T. Hambye and K. Riesselmann, Phys. Rev. **D55** (1997) 7255.
- [18] B. W. Lee, C. Quigg, and H. B. Thacker, Phys. Rev. **D16** (1977) 1519.
- [19] E. Fermi, Z. Phys. **88** (1934) 161.
- [20] E. Abers and B. Lee, Phys. Rep. **9** (1973) 1.

- [21] M. Chanowitz and M. K. Gaillard, Nucl. Phys. **B261** (1985) 379; W. Marciano, G. Valencia, and S. Willenbrock, Phys. Rev. **D40** (1989) 1725.
- [22] T. Appelquist and C. Bernard, Phys. Rev. **D22** (1980) 200; A. Longhitano, Phys. Rev. **D22** (1980) 1166; Nucl. Phys. **B188** (1981) 118.
- [23] S. Weinberg, Phys. Rev. **D19** (1979) 1277; L. Susskind, Phys. Rev. **D20** (1979) 2619.
- [24] Vide p. ex. F. Feruglio, The 2nd National Seminar of Theoretical Physics, Parma. Italy, 1992, report DFPD92/TH/50.
- [25] UA2 Collaboration, J. Alitti *et al.*, Phys. Lett. **B277** (1992) 194; CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 1028; D0 Collaboration, S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995).
- [26] U. Baur and E. Berger, Phys. Rev. **D41** (1990) 1476; F. de Campos, M. C. Gonzalez-Garcia, and S. F. Novaes, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 5210.
- [27] OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Phys. Lett. **B397** (1997) 147; DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B397** (1997) 158; L3 Collaboration, M. Acciari *et al.*, Phys. Lett. **B398** (1997) 223.
- [28] L. D. Faddeev and V. N. Popov, Phys. Lett. **B25** (1967) 29.
- [29] D. C. Kennedy and B. W. Lynn, Nucl. Phys. **B322** (1989) 1; M. E. Peskin and T. Takeuchi, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 964; Phys. Rev. **D46** (1992) 381.
- [30] G. Altarelli, R. Barbieri, and S. Jadach, Nucl. Phys. **B369** (1992) 3; G. Altarelli, R. Barbieri, and F. Caravaglios, Nucl. Phys. **B405** (1993) 3;
- [31] B. A. Kniehl and H.-G. Kohrs, Phys. Rev. **D48** (1993) 225.

- [32] C. G. Bollini and J. J. Giambiagi, *Nuovo Cim.* **12B** (1972) 20; J. F. Ashmore, *Nuovo Cim. Lett.* **4** (1972) 289; G. 't Hooft and M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B44** (1972) 189.
- [33] A. Brunstein, O. J. P. Éboli, and M. C. Gonzalez-Garcia, *Phys. Lett.* **B375** (1996) 233.
- [34] P. Hernandez and J. Vegas, *Phys. Lett.* **B307** (1993) 116; S. Lietti, O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, and S. F. Novaes, *Phys. Lett.* **B339** (1994) 119; S. Alam, S. Dawson, and R. Szalapski, *Phys. Rev.* **D57** (1998) 1577.
- [35] C. Arzt, M. B. Einhorn, and J. Wudka, *Nucl. Phys.* **B433** (1995) 41.
- [36] C. Ahn *et al.* SLAC-Report-329, 1988; Proceedings of the 1988 DPF Summer Study: Snowmass '88. High Energy Physics in the 1990s, F. Gilman, ed., Snowmass, Colorado, 1988; Proceedings of the 1990 DPF Summer Study on High Energy Physics: Research Directions for the Decade, E. F. Berger, ed., Snowmass, Colorado, 1990.
- [37] Proceedings of the 1987 La Thuile Meeting: Results and Perspectives in Particle Physics, M. Greco, ed., Gif-sur-Yvette, France, 1987; Proceedings of the workshop on Electron-Positron Collisions at 500 GeV: The Physics Potential, DESY, 1990.
- [38] Proceedings of the First Workshop on Japan Linear Collider (JLC I), S. Kawabata, ed., KEK, 1989; Proceedings of the Second Workshop on Japan Linear Collider (JLC II). KEK, 1990.
- [39] Proceedings of the First International Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders, R. Orava, ed., Saariselka, Finland, 1991; Proceedings of the Second International Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders, F. Harris, *et al.*, eds., Waikoloa, Hawaii,

- 1993; Proceedings of the Third International Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders, Iwate, Japan, 1995.
- [40] Para uma abordagem detalhada sobre a física a ser desenvolvida e detalhes técnicos, vide p. ex. “Physics and Tecnology of the Next Linear Collider: A Report Submitted to Snowmass ’96”, The NLC ZDR Design Group and the NLC Physics Working Groups (S. Kuhlman *et al.*). SLAC-Report-485 (hep-ex/9605011).
- [41] Para um recente *review*, vide V. Telnov, KEK-Preprint 98-192 (hep-ex/9810019).
- [42] Para revisão, vide J. Ellis in *Ten Years of SUSY Confornting Experiment*, CERN-TH.6707/92; H. P. Nilles, Phys. Rep. **110** (1984) 1; P. Nath, R. Arnowitt, and A. Chamseddine, *Applied N=1 Supergravity*, ITCP Series in Theoretical Physics, Vol. I, World Scientific (1984); H. Haber and G. Kane, Phys. Rep. **117** (1985) 75; X. Tata, in *The Standard Model and Beyond*, p. 304, ed. by J. E. Kim, World Scientific (1991); *Introduction to Supersimmetry and Supergravity*, by S. P. Misra, Wiley Eastern, New Delhi (1992).
- [43] Para revisão, vide P. Langacker, Phys. Rep. **72** (1981) 185; J. A. Hewett and T. Rizzo, Phys. Rep. **183** (1989) 193.
- [44] J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. **D10** (1974) 275.
- [45] B. Schrempp and F. Schrempp, DESY 84-055 (1984); Phys. Lett. **B153** (1985) 101; W. Buchmüller, Acta Phys. Austr. Suppl. **XXVII** (1985) 517.
- [46] O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, and J. K. Mizukoshi, Phys. Rev. **D58** (1998) 034008.

- [47] E. E. Boos, H. J. He, W. Kilian, A. Pukhov, and P. M. Zerwas, *Phys. Rev.* **D57** (1997) 1553.
- [48] G. Bélanger and F. Boudjema, *Phys. Lett.* **B288** (1992) 201; S. Dawson *et al.*, Proceedings of the 1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions for High Energy Physics, Snowmass, CO, 1996 (hep-ph/9610299); A. Miyamoto, KEK Preprint 95-185 (1995); T. Han, H. -J. He and C. -P. Yuan, *Phys. Lett.* **B422** (1998) 294.
- [49] V. Barger *et al.*, *Phys. Rev.* **D52** (1995) 3815.
- [50] The LHC Conceptual Design Report - The Yellow Book, CERN/AC/95-05(LHC).
- [51] CMS, Technical Proposal, CERN/LHCC/94-38 LHCCP1.
- [52] ATLAS, Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43 LHCCP2.
- [53] A. S. Belyaev, O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, J. K. Mizukoshi, S. F. Novaes, and I. Zacharov, Preprint IFT-P.021/98 (hep-ph/9805229).
- [54] J. Bagger, S. Dawson, and G. Valencia, *Nucl. Phys.* **B399** (1993) 364.
- [55] J. Bagger *et al.*, *Phys. Rev.* **D49** (1994) 1246; *Phys. Rev.* **D52** (1995) 3878.
- [56] A. Dobado, D. Espriu, and M. J. Herrero, *Z. Phys.* **C50** (1991) 205; A. Dobado and M. T. Urdiales, *Z. Phys.* **C71** (1996) 965; A. Dobado, M. J. Herrero, E. Ruiz, M. T. Urdiales, and R. Pelaez, *Phys. Lett.* **B352** (1995) 400.
- [57] J. M. Cornwall, D. N. Levin, and G. Tiktopoulos, *Phys. Rev.* **D10** (1974) 1145; C. E. Vayonakis, *Lett. Nuovo Cim.* **17** (1976) 383.

- [58] G. L. Kane, W. W. Repko, and W. B. Rolnick, *Phys. Lett.* **B148** (1984) 367; S. Dawson, *Nucl. Phys.* **B249** (1985) 42.
- [59] E. E. Boos, M. N. Dubinin, V. A. Ilyin, A. E. Pukhov, and V. I. Savrin, Preprint SNUTP-94-116 (hep-ph/9503280); P. A. Baikov *et al.*, hep-ph/9701412.
- [60] V. Barger *et al.*, *Phys. Rev.* **D42** (1990) 3052.
- [61] U. Baur and E. W. N. Glover, *Nucl. Phys.* **B347** (1990) 12; *Phys. Lett.* **B252** (1990) 683; V. Barger *et al.*, *Phys. Rev.* **D44** (1991) 1426; *Phys. Rev.* **D46** (1992) 2028.
- [62] ATLAS Internal Note, PHYS-NO-103.
- [63] A. Abbasabadi, W. W. Repko, D. A. Dicus, and R. Vega, *Phys. Rev.* **D38** (1988) 2770; I. Kuss, *Phys. Rev.* **D55** (1997) 7165.
- [64] CTEQ Collaboration, Preprint MSUHEP-41024.
- [65] A. S. Belyaev, O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, J. K. Mizukoshi, and S. F. Novaes, projeto em andamento.
- [66] W. Long and T. Stelzer, *Comput. Phys. Commun.* **81** (1994) 357.
- [67] H. Murayama, I. Watanabe, and K. Hagiwara, KEK Report 91-11 (unpublished).
- [68] E. Byckling and K. Kajantie, "Particle kinematics", London, New York, Wiley, 1973.
- [69] K. Hagiwara, H. Iwasaki, A. Miyamoto, H. Murayama, and D. Zeppenfeld, *Nucl. Phys.* **B365** (1991) 544.
- [70] V. Barger and R. Phillips, "Collider Physics", Addison-Wesley Pub. Co., 1987.

- [71] J. M. Hammersley and D. C. Handscomb, "Monte Carlo Methods", Chap. 3, 5, Methuen, London, 1964; A. H. Stroud, "Approximate Calculation of Multiple Integrals", Chap. 6, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N. J. 1971; J. H. Halton, SIAM Rev. **12** (1970) 1.
- [72] G. P. Lepage, J. Comp. Phys. **27** (1978) 192.
- [73] B. Lee, C. Quigg, and H. Thacker, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 883; D. Dicus and V. Mathur, Phys. Rev. **D7** (1973) 311.