

Instituto de Física Teórica
Universidade Estadual Paulista

Tese de Doutoramento IFT-D.005/12

Efeitos de Bósons vetoriais neutros nos aceleradores: LHC e ILC

Elaine Cristina Ferreira Silva Fortes

Orientador

Prof. Dr. *Vicente Pleitez*

Maio de 2012

"A Deus sou eternamente grata por tudo o que fez de maravilhoso por mim, por ter movido montanhas a meu favor e, principalmente, por ter me capacitado intelectualmente para concluir um dos mais importantes capítulos de minha vida. Agradeço, também, por todas as minhas conquistas e sonhos realizados e por ELE ter me propiciado e me inspirado a investigar alguns de SEUS mistérios no território da Física".

Agradecimentos

Foram muitas as pessoas que passaram por minha vida, contribuindo direta e indiretamente para a conclusão deste trabalho. Assim, é um prazer agradecer a todas de uma maneira muito especial.

Seguindo a sequência dos acontecimentos, gostaria de fazer uma Σ de agradecimentos: à família, aos professores, aos amigos, aos colegas e às instituições que contribuíram de maneira significativa para minha formação.

Em primeiro lugar, à minha família: Carolina, Eurício, Eric, por vivenciarem comigo todos os momentos importantes de minha vida; por terem me acompanhado e por possibilitarem a conclusão de mais este trabalho. Em especial, agradeço a minha mãe, pelo amor, encorajamento e por despertado em mim o interesse pela ciência, financiando-me, mesmo quando já não estava entre nós.

Serei eternamente grata à professora Maria Caballero Tijero, por ter me ajudado, desde o começo a entrar no Instituto de Física Teórica, por acreditar em mim, enquadrando-me nesse novo instituto.

Ao professor Vicente Pleitez, por ter sido meu orientador ao longo desses sete anos, na iniciação científica, mestrado e doutorado. Agradeço, sinceramente, pelas informações transmitidas, pelos momentos em que estive em sua sala, por todas as dúvidas sanadas, pelas correções de trabalhos e pela forma como conduziu as pesquisas.

À professora Yara do Amaral Coutinho, pelo tempo que dispendeu comigo, ensinando-me mais sobre tópicos necessários para a continuidade de meus trabalhos de pesquisa. Agradeço, ainda, pela amizade fortalecida ao longo desses anos.

Ao professor Juan Carlos Montero, por toda informação passada, pelos trabalhos feitos em conjunto e por tudo o que pude aprender com ele.

Ao grupo Grupo das Interações Fundamentais na Escala dos TeVs (GIFT), por

todas as informações transmitidas, as quais aprimoraram o meu entendimento da física, além do tema que estudo.

Ao professor K. S. Babu por ter me permitido vivenciar um período de tempo junto ao seu grupo de pesquisa, por toda a receptividade, além da orientação e diálogos, muitas vezes, além da física. Agradeço por todos os novos assuntos que pude aprender em sua companhia e por todos os caminhos que abriu para a minha vida científica.

Agradeço, da maneira mais sublime possível, a minha amiga Patrícia Behings Rio, por ter sido uma pessoa maravilhosa em minha vida; por estar presente em todos os meus bons e maus momentos, por meio de seus inspirados conselhos e atitudes, que, com certeza, tiveram impacto imensurável para mim, inclusive neste trabalho de doutorado. Além de dedicar a Deus, é para ela que dedico este trabalho.

À Flávia Sobreira, pela amizade que surgiu no doutorado. Agradeço por tudo o que pude aprender com ela, pelos conselhos e pela proximidade e simplicidade que tornou prazeroso ser sua amiga.

À Amanda Bonizzia, Izabel Alves, Grisadee Ratanee pelas conversas, confidências trocadas e todo o encorajamento que me passaram durante o doutorado.

A Carlos Eduardo Fontoura, por muitas e muitas vezes ter estudado comigo, por ter sido um amigo científico, com quem sempre pude aprender.

A Reinaldo Santos de Lima e Paulo Pieretti que, por muitas vezes, da melhor maneira possível, ajudaram-me no aprimoramento de meus programas computacionais.

À Danuce Dudek, Maria Pillar, Ângelo Santos, Edson Franco, Franciane Azevedo, Carlos Bonin, Bruce Sanchez, Juliana Bolzan, Luis Soriano e Giovanni Patiño, pelos importantes diálogos trocados quando fazíamos disciplinas.

À Meire, por toda amizade e favores prestados durante este doutorado, e por todos os bons motivos que nos tornaram amigas.

À FAPESP, por ter sido a instituição que financiou a minha pesquisa desde a iniciação científica, mestrado e doutorado.

Por fim, agradeço ao ICTP que financiou, por duas vezes, minha passagem e estada na Itália, propiciando, assim, bons momentos científicos que complementaram minha formação. E também ao Institut Jošef Stefan e a Technische Universität München, pela visita e produtivas sugestões sobre minhas futuras pesquisas.

Resumo

Neste trabalho, desenvolvemos um estudo da fenomenologia que envolve duas extensões do modelo padrão eletrofraco, com o fator de gauge U_{B-L}. Nesses modelos, estudamos o setor dos bósons de gauge neutros, denominados, na literatura de física de partículas, de Z'. Daremos ênfase ao estudo dos observáveis que serão úteis na discriminação de modelos de física nova no LHC e ILC. Dentre esses observáveis, destacamos: assimetria *forward-backward*, assimetria *left-right*, assimetria de polarização, assimetrias mistas, entre outras assimetrias, recentemente propostas no contexto do LHC, como as asssimetrias central e de borda.

Abstract

In this work, we study of the phenomenology of two extensions of the electroweak standard model with the gauge factor U_{B-L}. In these models, we have studied the sector of neutral gauge bosons, known in the literature of particle physics as Z'. We will emphasize the study of observables that will be useful for discriminating models of new physics at the LHC and ILC. Among these observables we highlight: forward-backward asymmetry , left-right asymmetry, polarization asymmetry, mixed asymmetries, among other recently proposed asymmetries in the context of the LHC as central and edge asymmetries.

Prefácio

Ao longo das últimas quatro décadas, constatou-se que o Modelo Padrão Eletrofraco (MP) descreve com bastante sucesso grande parte da fenomenologia das interações forte, eletromagnética e fraca. Tal conclusão foi sendo confirmada aos poucos, através da combinação das medidas realizadas pelos quatro experimentos do LEP: ALEPH, DELPHI, L3 e OPAL juntamente com dois outros experimentos CDF e DØ no Tevatron e SLD no SLAC, entre outros. Assim, vários observáveis eletrofracos como seções de choque, acoplamentos dos quarks com bósons de gauge, massas dos férmions e bósons e assimetrias foram previstas pelo MP e depois analisados experimentalmente. Possíveis sinais do bóson de Higgs, ingrediente fundamental, que ainda falta ser descoberto, foram anunciados em 13/12/2011 pelas colaborações ATLAS e CMS.

Apesar do grande sucesso do MP, alguns pontos não possuem uma boa explicação, considerando certos limites do modelo. Isso vem a motivar ainda mais a busca por uma física além do modelo padrão, denotada por Física Nova (FN). Entre essas questões podemos citar, por exemplo: Qual o mecanismo que dá origem à massa das partículas? Essa massa é proveniente do bóson de Higgs? Existem campos adicionais para desempenhar tal papel ou a natureza escolheu outro mecanismo para geração de massa? Existe uma escala aonde as forças são unificadas?

Além disso, as observações cosmológicas e astrofísicas reportam-nos uma assimetria de bárion-antibárion e a existência de matéria escura. A fração de densidade de matéria escura ($\Omega_{DM}h^2$), medida no universo, evidencia que o candidato para a mesma é um novo tipo de partícula diferente das conhecidas. Então, a matéria escura é proveniente de partículas elementares ou de uma composição de partículas? Para motivar ainda mais as questões em aberto, remetemo-nos à questão dos neutrinos. Pelo MP, os neutrinos não são massivos, entretanto, sabemos por meio de vários de experimentos, que os mesmos têm massa e sofrem o fenômeno de oscilação. Existe, assim, um grande espaço para especulação sobre FN. Espera-se que o LHC e outros experimentos respondam algumas dessas questões.

No que diz respeito a FN, ao fazer a extenção do grupo de gauge do modelo padrão, por pelo menos um grupo extra $U(1)$, novos campos aparecem. Entre eles, um bóson de gauge neutro adicional ao bóson Z, denotado na literatura por Z'. Tal

bóson pode manifestar-se na escala dos TeV, o que implica uma rica fenomenologia a ser explorada em colisores hadrônicos, como o LHC e o Tevatron, e um futuro colisor linear (ILC ou CLIC).

Nesta tese, a exemplo dos experimentos que comprovaram a existência do bóson Z, investigaremos, no contexto dos aceleradores LHC e ILC, as possíveis assinaturas para o bóson Z', bem como parâmetros que podem evidenciar ou excluir a existência dos mesmos nos dois modelos a serem estudados. O LHC já divulgou limites para massa de tais bósons, considerando alguns cenários de FN. Faremos tal estudo, principalmente, através de observáveis chamados "assimetrias".

Primeiramente, lembremos o conceito da palavra oposta: simetria. Esta palavra tem significados em várias áreas, como na arquitetura, gramática, física, arte, biologia e matemática. Basicamente, o dicionário nos indica que simetria representa uma certa correspondência entre posição, forma e harmonia oriunda de certas combinações e proporções regulares. No nosso estudo, "assimetria"seria respresentada por algo que desvia de um estado "simétrico"esperado. Por exemplo, consideremos o modelo padrão para léptons e a QED. Quando analisado um espalhamento típico como $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ em uma energia de centro de massa $\sqrt{s} = 34$ GeV, constatou-se que a distribuição angular de tal processo apresentava uma assimetria em torno de um angulo de 90^o em relação ao padrão simétrico da QED. O que seria essa assimetria neste caso? Poderia ela evidenciar algo além da QED?

Neste caso, as correntes neutras estariam causando essa assimetria angular, pois o bóson Z acopla-se através de uma mistura de acoplamentos vetoriais e axiais. E como os acoplamentos axiais e vetoriais são relações entre acoplamentos de mão direita e mão esquerda do bóson Z, e estes têm diferentes pesos, logo o bóson Z exibe tal assimetria. Essa conclusão foi estabelecida por meio de experimentos realizados no acelerador PETRA, no laboratório DESY, em Hamburgo, Alemanha. Mais tarde, em 1989/90, o LEP no Cern e o SLC no Slac confirmaram as predições do MP e levaram a confirmação experimental do mesmo através da medida de vários observáveis, dentre os quais destacamos as assimetrias: *forward-backward*, *left-right*, de polarização e outras assimetrias mistas.

Atualmente, vivemos uma situação análoga à da década de 90. No entanto, agora é o MP que está sendo colocado à prova e uma FN está prestes a ser descoberta.

Neste trabalho, estudaremos a "falta de simetria"em alguns processos/reações que estariam modificando algum comportamento esperado dentro do MP. Essas

assimetrias podem caracterizar-se pela violação da paridade das correntes neutras, pela forma da distribuição dos férmions no estado final, pela helicidade residual dos férmions no decaimento de um Z', entre outros aspectos. Essas são provas que podem evidenciar, por exemplo, a existência de um bóson extra. Enfatizamos que as assimetrias podem ser usadas não apenas para descoberta de bósons neutros, como, também, para outros tipos de campos, como os escalares. Assim, será possível detectar assinaturas de tais bósons em reações envolvendo feixes $p\overline{p}$ no Tevatron, pp no LHC e processos mais limpos como as reações e^+e^-, e^-e^-, $\gamma\gamma$ no ILC ou CLIC.

Palavras Chaves: Bósons de gauge vetoriais neutro (Z e Z'), acoplamentos vetoriais e axiais, acoplamentos de mão direita e de mão esquerda, assimetria *forward-backward*, assimetria *left-right*, assimetria de polarização, campos escalares, bóson de Higgs.

Sumário

1 Introdução **6**

2 Modelos Com Fator Extra $U(1)_{B-L}$ **11**
2.1 O Modelo Padrão 14
2.2 Modelo $B-L$ *Flipped* 17
2.3 Modelo $B-L$ *Secluded* 20

3 A Física Nova em Colisores Multi-TeV **24**
3.1 O Colisor Linear CLIC 26
3.2 O Colisor Linear ILC 27
3.3 O Colisor LHC 30

4 Observáveis para Identificação de Z' **31**
4.1 Observáveis para Identificação de Z' no LHC 31
4.1.1 Assimetria *Forward-Backward* em Processos Drell-Yan 33
4.1.2 Distribuições de Massa Invariante, Momento Transverso e *Rapidity* 36
4.2 Observáveis para Identificação de Z' no ILC 38

5 Assimetrias do Quark Top **44**
5.1 Assimetria *Forward-Backward* do Quark Top 44
5.2 Novas Assimetrias 53

6 Discriminando os Modelos $B-L$ através de Diferentes Observáveis no LHC **56**
6.1 Valores Numéricos dos Parâmetros Livres nos Modelos $B-L$ 56
6.2 Cortes Estabelecidos 63

6.3 Gráfico de Observáveis para $p + p \to \mu^+ + \mu^- + X$ 64
6.4 Novas Assimetrias Central e de Borda 75
6.5 Gráficos das Assimetrias Central e de Borda 77

7 Os Diferentes Observáveis para Z' no ILC **83**
7.1 Seções de Choque 83
7.2 Assimetrias 86

8 Conclusão **97**

A Expressões Analíticas para as Assimetrias **99**
A.1 Espalhamento $e^+e^- \to f\overline{f}$ 99
A.1.1 Larguras Parciais de Z e Z' 102

Referências **104**

Capítulo 1

Introdução

A descoberta das correntes-neutras fracas no espalhamento neutrino-núcleon em 1973 [1] e a posterior descoberta dos bóson W e Z no colisor $p\overline{p}$ SPS [2, 3] foram acontecimentos marcantes para o MP. Como consequência, nos anos 1980, foram colocados em funcionamento os colisores e^+e^- LEP e SLC, sendo verdadeiras fábricas do bóson Z. Na concepção desses aceleradores, eles operavam com energias de centro de massa ($\sqrt{s}$) muito próximas à massa de $Z \sim 91$ GeV.

O LEP era maior acelerador de partículas da época, um colisor circular e^+e^-, com um diâmetro aproximado de 27 km, onde estavam posicionados detectores: L3, ALEPH, OPAL e DELPHI. No LEP, seguindo os cronogramas estipulados pelas colaborações, de 1980-1995, os experimentos estavam concentrados em $\sqrt{s}$ próximo à região da massa bóson Z, possibilitando o estudo detalhado dos parâmetros do referido bóson. De 1996 até 2000, houve um aumento de $\sqrt{s}$ para 161 GeV até chegar 209 GeV, visando o estudo da região da massa do bóson W.

Paralelamente ao LEP, em 1989, entrou em funcionamento o primeiro colisor linear e^+e^-, o SLC. Para este, a polarização do feixe de elétrons estava prevista, porém só pode ser estabelecida em 1992 [4, 5]. A quantidade de informações armazenadas pelo SLC era muito menor se comparada aos dados oriundos do LEP. Entretanto, a polarização dos elétrons desempenhou papel fundamental na precisão das medidas, principalmente para os acoplamentos do bóson Z.

Assim, aos poucos, o MP foi delineado através de parâmetros, como: seções de choque em função de $\sqrt{s}$ no pico e fora do pico de Z, razões de seções de choque

para diferentes processos, larguras de decaimento totais e parciais etc. A massa do bóson Z (M_Z) por exemplo, é um dos parâmetros mais precisos conhecidos, com uma precisão de $2.3 \cdot 10^{-5}$. Além deste, a constante de Fermi (G_F) também tem uma precisão de $0.9 \cdot 10^{-5}$. Estas duas juntas são pontos fixos do MP, por onde os outros parâmetros devem enquadrar-se. Em resumo, o estudo do MP foi muito bem refinado e, neste, ficou clara a importância do bóson Z. O caráter de spin 1 de tal bóson foi estabelecido e observado em distribuições angulares $1 + \cos^2\theta$ do produto de seus decaimentos.

O bóson Z acopla-se através de uma mistura de acoplamentos vetoriais e axiais, conforme expressão abaixo:

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{2c_W} \sum_i \overline{\psi}_i \gamma_\mu [(g_V^i - g_A^i \gamma_5) Z_1^\mu] \psi_i. \tag{1.1}$$

Essa característica, na forma de acoplar-se, torna possível estimar: assimetrias na distribuição dos férmions no estado final, a dependência da produção de Z na helicidade dos elétrons e pósitrons colidentes e a polarização das partículas produzidas. Como os acoplamentos axiais e vetoriais são combinações dos acoplamentos de mão direita e mão esquerda do bóson Z, e estes têm diferentes valores, o bóson Z exibe uma polarização ao longo do eixo do feixe, mesmo ainda quando a polarização do feixe não é acionada. E, como resultado no decaimento de Z, os férmions terão uma helicidade residual e suas distribuições angulares demonstrarão uma assimetria *forward-backward* (frente-trás).

Nesta breve introdução, em particular, destacamos o papel das assimetrias e impacto das mesmas na interpretação dos resultados pertinentes ao bóson Z e, consequentente, ao MP. Espera-se que situação análoga aconteça, caso ocorra a descoberta de novos bósons vetoriais neutros Z'.

Em colisores e^+e^-, como os descritos anteriormente, existem vários tipos de assimetrias que podem ser extraídas dos decaimentos do bóson Z em léptons e quarks. Dentre essas assimetrias, destacamos, por enquanto, as seguintes: *forward-backward*($A_{FB}^{f\overline{f}}$), *left-right*($A_{LR}^{f\overline{f}}$) e de polarização($A_{Pol}^{f\overline{f}}$), e apresentamos, a seguir, as respectivas definições:

$$A_{FB}^{f\overline{f}} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}; \tag{1.2}$$

$$A_{LR}^{f\overline{f}} = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R}; \tag{1.3}$$

$$A_{Pol}^{f\overline{f}} = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L}. \tag{1.4}$$

onde, nesta notação, N denota o número de eventos e σ denota a seção de choque. Os subíndices F, B, L, R denotam, respectivamente, *forward*, *backward*, *left* e *right*. A relação entre o número de eventos e a seção de choque é dada por:

$$N = \sigma \int L(dt); \tag{1.5}$$

onde $\int L(dt)$ é a luminosidade integrada no tempo. A $A_{FB}^{f\overline{f}}$, descrita na Eq. (1.2), mensura a diferença de eventos para frente ("*forward*") e de eventos para trás ("*backward*") em função do número total de eventos. O termo "*forward*"significa que os férmions produzidos (ao contrário dos antiférmions) estão localizados no hemisfério definido pela direção do feixe de elétrons ($\theta < \pi/2$) [6]. Essa assimetria fica, então, dependente da aceitação do detector. Logo, a medida da mesma é feita através das distribuições diferenciais de eventos em função do ângulo polar do férmion que sai, com relação ao feixe de elétrons que entra.

A medida da segunda assimetria $A_{LR}^{f\overline{f}}$, descrita na Eq. (1.3), foi possível primeiramente devido ao feixe de elétrons polarizados no SLC. Neste acelerador, a polarização do feixe de elétrons alcançou 77%. Na Eq.(1.3), N_L denota o número de bósons Z produzidos por grupos de elétrons de mão esquerda (a oposta definição vale para N_R). Há uma pequena correção em tal assimetria, dividindo-a pelo peso da luminosidade na polarização do feixe ($< P_e >$). Ao contrário da A_{FB}, onde há uma dependência na aceitação do detector, para medir A_{LR} não é necessário conhecer luminosidade absoluta, aceitação e eficiência do detector, visto que a eficiência na detecção de um férmion em um ângulo polar é igual a eficiência para detectar um antiférmion em um mesmo ângulo polar.

A assimetria de polarização $A_{Pol}^{f\overline{f}}$, descrita na Eq. (1.4), mede a violação de paridade que resulta em uma polarização longitudinal não nula do par de férmions produzidos em reações $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$. Embora prevista analiticamente, no LEP, a A_{Pol} só pôde ser medida para lépton τ (P_τ), visto que este lépton tem uma massa maior que o elétron e o múon. É possível, através do produto de decaimentos do τ, estimar a violação da paridade nos detectores. Assim, tal medida depende do conhecimento da distribuição cinemática dos produtos de decaimento do lépton τ em relação à helicidade do lepton τ incidente. Como exemplos para medida de tal assimetria citamos os canais: $\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$, $\tau \rightarrow e\nu\overline{\nu}$, $\tau \rightarrow \mu\nu\overline{\nu}$ e $\tau \rightarrow \rho\nu$.

Com o uso de alguns observáveis, dentre os quais destacamos as assimetrias, o estabelecimento numérico dos coeficientes de g_V^i e g_A^i, que aparecem na Eq. (1.1), para os férmions do Modelo Padrão, foi acontecendo gradualmente. A alta precisão das medidas realizadas no SLC, envolvendo polarização do e^-, demonstraram quão bem sucedidos foram esses efeitos para o MP. No LEP foram medidas $A_{FB}^{e^+e^-}$, $A_{FB}^{\mu^+\mu^-}$, $A_{FB}^{\tau^+\tau^-}$ e $A_{FB}^{q\overline{q}}$, onde o sub-índice $q, \overline{q}$ designa os quarks(antiquarks) do MP. O SLC ficou com a tarefa de medir as assimetrias envolvendo polarização inicial e^-. Com o avanço dos experimentos, foi possível prever e medir assimetrias mistas, como: $A_{LR,FB}^{f\overline{f}}$ e $A_{FB,Pol}^{f\overline{f}}$. Essas últimas são descritas pelas expressões a seguir:

$$A_{LR,FB}^{f\overline{f}} = \frac{(\sigma_F - \sigma_B)_L - (\sigma_F - \sigma_B)_R}{(\sigma_F - \sigma_B)_L + (\sigma_F - \sigma_B)_R}; \tag{1.6}$$

$$A_{FB}^{Pol} f\overline{f} = \frac{(\sigma_R - \sigma_L)_F - (\sigma_R - \sigma_L)_B}{(\sigma_R - \sigma_L)_F + (\sigma_R - \sigma_L)_B}. \tag{1.7}$$

Em um limite onde a massa do férmion é nula ($m_f = 0$), é possível estabelecer relações entre as assimetrias mistas e as assimetrias simples [7].

$$A_{LR,Pol}^{f\overline{f}} = \frac{4}{3} A_{FB}^{f\overline{f}}; \tag{1.8}$$

$$A_{Pol,FB} f\overline{f} = \frac{3}{4} A_{LR}^{f\overline{f}}; \tag{1.9}$$

$$A_{LR,FB}^{f\overline{f}} = \frac{3}{4} A_{Pol}^{f\overline{f}}. \tag{1.10}$$

Nota-se que, relações como essas, tornam possível inferir valores para um tipo de assimetria que ainda não foi medido em função das assimetrias já calculadas.

Tendo em vista esse breve interlúdio histórico sobre o papel das assimetrias no MP, passemos a analisar possíveis cenários para Física Nova e o papel das assimetrias na mesma. Nesta tese supomos, por exemplo, que essa Física Nova abrange duas extensões do modelo padrão eletrofraco, que possuem um fator de gauge extra $U(1)_{B-L}$ [8, 9]. Essa extensão está entre as mais bem motivadas e tem, como consequência, o aparecimento dos bósons vetoriais neutros Z'.

Atualmente, encontra-se em funcionamento o acelerador LHC. Estudaremos as assimetrias e outros observáveis que podem evidenciar a presença de um bóson Z' em tal colisor. Após tal etapa, estenderemos nossas análises para os observáveis de Z' no colisor e^+e^- ILC, visto que há previsão de funcionamento de um colisor linear

como um sucessor, que complementará as informações do LHC. O ILC foi idealizado com um diferencial: a polarização de feixe de pósitrons. Somada a polarização do feixe de elétrons, esse fator pode trazer grande diferencial para o território da física nova.

Em colisores hadrônicos, como o LHC e o Tevatron, o sinal de um possível bóson neutro extra vem da produção direta do mesmo. O bóson Z' é produzido em colisões de pártons que levam frações de energia do hádron. A detecção do Z' pode ocorrer através do produto de seus decaimentos. Neste caso, a distribuição de massa invariante dos férmions, no estado final, está centrada sobre o pico de Z'.

Um dos canais mais importantes para a observação destes bósons em colisores hadrônicos é o canal Drell-Yan ($pp \to Z' \to \mu^+\mu^-$). Este canal será estudado no decorrer deste trabalho, visando diferenciar os dois modelos estudados. Assim, os observáveis considerados aqui, para esse colisor, serão: seção de choque (σ), $A_{FB}^{\mu^+\mu^-}$, distribuição de massa invariante, distribuição de *rapidity* e distribuição de momento transverso. Maiores detalhes sobre todos os observáveis serão dados no Capítulo 4.

Com as primeiras explorações na escala de energia dos TeV no LHC, surge espaço para complementação das informações relativas às novas descobertas em um futuro colisor linear e^+e^-. No ILC, um alto grau de polarização do feixe de elétrons $(80-90\%)$, e, ainda, a polarização do feixe de pósitrons$(30-60\%)$ está prevista. A polarização de ambos os feixes viabiliza a polarização transversa, onde surgem novas possibilidades de estudo, como: exploração de novas fontes de violação de CP, assimetrias azimutais, aumento da sensibilidade às interações envolvendo o gráviton, distinção de cenários de dimensões extras, e, ainda, a possibilidade do acesso a acoplamentos triplos de bósons de gauge, cujo acesso fica inviável, considerando apenas a polarização longitudinal.

Com relação a Z', os observáveis para detecção do Z' basicamente são os mesmos descritos para o LEP e SLC, com a diferenciação da polarização de ambos os feixes e^+e^-. Fazemos a descrição completa de tais observáveis, com ênfase, agora, naqueles que envolvem a polarização no Capítulo 7.

Em outro tópico deste trabalho, descrito no Capítulo 5, abordaremos assuntos relacionados à assimetria do quark top no Tevatron e no LHC. Sabe-se que os valores medidos para $A_{FB}^{t\bar{t}}$ pela colaboração CDF discordam 3.4σ das previsões do MP, principalmente na região $M_{t\bar{t}} > 450$ GeV. Para o colisor LHC, apresentaremos resultados para as assimetrias central e de borda nos modelos $B-L$ estudados.

Capítulo 2

Modelos Com Fator Extra $U(1)_{B-L}$

Nesta tese, entre os tópicos estudados, destacamos a fenomenologia para duas extensões do Modelo Padrão Eletrofraco, que possuem um fator de gauge extra $U(1)_{B-L}$ [8, 9]. Esse fator extra tem, como consequência, o aparecimento de bósons eletricamente neutros, denominados, na literatura de física de partículas, de bósons Z'. E, caso fique constatada a existência destes últimos, eles podem manifestar-se tanto na fenomenologia de baixas energias como em altas energias, na escala dos TeV. Essas extensões estão entre as mais simples e bem motivadas, surgindo, por exemplo, em teorias de grande unificação (GUT) inspiradas em: supercordas, modelos *left-right*, modelos supersimétricos e, ainda, em teorias de quebra dinâmica de simetria, entre outros.

No que diz respeito aos bósons Z', em março de 2011, a colaboração ATLAS divulgou alguns resultados sobre a busca por ressonâncias no LHC, utilizando uma energia de centro de massa $\sqrt{s} = 7$ TeV, estabelecendo limites para massas de Z' em alguns modelos, como: o modelo sequencial e os modelos de grande unificação do grupo E_6 [10, 11]. Assim, espera-se que os dados extraídos desse acelerador revelem novos graus de liberdade, tais como férmions adicionais neutros ou carregados, superparceiros, escalar(res) e bósons de gauge neutros extras. É possível que os bósons Z's sejam detectados nos próximos anos. A descoberta seria apenas o início, sendo ainda necessário discriminar um modelo candidato a explicar o Z' e medir alguns parâmetros, como: massa, largura e acoplamento com férmions etc. Sendo assim, uma fenomenologia muito rica deve ser explorada. Os dados extraídos pelo

LHC servirão como referência para um futuro colisor leptônico, seja ele o ILC [12] ou CLIC [13].

Nas próximas seções deste capítulo, abordaremos com detalhes as duas extensões do MP aqui estudadas. Os modelos $B-L$ são frequentemente usados na literatura pelo fato de poderem fornecer respostas às questões em aberto do MP, fazendo uso de poucos parâmetros livres se comparados a outros modelos originados, por exemplo, de grupos maiores. Além do bóson Z', com o fator $U(1)$ extra surge um singleto escalar extra. Assim, abre-se um grande espaço para o estudo fenomenológico desse conteúdo adicional. Os modelos $B-L$ podem acomodar cenários que contemplam escalas de baixa e altas energias da simetria $B-L$.

Em baixas energias, o modelo baseado no grupo de gauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_{B-L}$ pode ser usado para explicar, de maneira bem satisfatória, os resultados para a pequena massa dos neutrinos e a mistura dos mesmos. Isso devido ao fato da escala de simetria $B-L$ estar relacionada à massa dos neutrinos de mão direita. Neste caso, o mecanismo *seesaw* tipo I pode ser implementado e fornecerá explicações bem motivadas para a pequena massa dos neutrinos. Além disso, a extensão para o grupo U_{B-L}, considerando o novo valor esperado do vácuo (u), na escala dos TeV, pode acomodar outro mecanismo para geração de massa para os neutrinos chamado *inverse seesaw*. Uma análise detalhada, e relativamente recente deste mecanismo, no contexto dos modelos $B-L$, encontra-se em [14, 15]. Mas, além de fornecer boas explicações no setor dos neutrinos, muitos cenários de física além do MP, tais como novos sinais do bóson de Higgs e fenomenologia dos bósons Z' foram explorados em detalhes em [16, 17, 18, 19]. Outro aspecto importante da simetria $B-L$, e sua escala de quebra de simetria, está na conecção com a bariogênesis através da leptogênesis via interações de *sphalerons*, que conservam $B-L$ [20]. Ainda no que diz respeito aà interação da cosmologia com a física de partículas, os modelos $B-L$ também podem conter fortes candidatos à matéria escura, como, por exemplo, os neutrinos de mão direita ou escalares [21, 22, 23, 24]. Um modelo recente, baseado na simetria de grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_{Y'} \otimes U(1)_{B-L}$, onde foram atribuídos diferentes números quânticos $B-L$ aos neutrinos de mão direita e onde foi feito uso da simetria Z_2, mostrou que existem candidatos plausíveis à matéria escura [25].

Nesta tese, nosso estudo será direcionado aos observáveis favoráveis à discriminação dos bósons $Z's$ para que sejam obtidas diferentes informações através de

multiplos observáveis, principalmente as "assimetrias".

Nos modelos estudados, existem dois fatores de gauge, sendo eles baseados nas simetrias $SU(2) \otimes U(1)_1 \otimes U(1)_2$. Assim temos:

- $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_z$ denominado Modelo $B - L$ *Secluded*;
- $SU(2)_L \otimes U(1)_{Y'} \otimes U(1)_{B-L}$ denominado Modelo $B - L$ *Flipped*;

No modelo $B - L$ *Secluded*, z é uma nova carga U_1 e Y é a hipercarga do MP. Assim, em nosso estudo, consideramos um caso especial onde $z = B - L$. No modelo $B - L$ *Flipped*, Y' é uma carga nova extra U_1 e a carga $B - L$ é a carga do MP. No que diz respeito ao modelo $B - L$ *Flipped*, a hipercarga do MP é recuperada após a primeira quebra espontânea de simetria. Em geral, existe uma mistura nos dois bósons de gauge abelianos. Aqui, trabalhamos em uma base na qual o termo cinético, em nível de árvore, é diagonal, e a mistura entre os dois bósons vetoriais pode aparecer ou não no termo de massa. Em nossa notação, Z e Z' denotam autoestados de simetria e Z_1 e Z_2 denotam autoestados de massa. Considerando uma mistura pequena entre Z e Z', então $Z \simeq Z_1$ e $Z' \simeq Z_2$.

Parametrizamos, a seguir, a lagrangiana de correntes neutras em termos de campos, que são autoestados de massa:

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{2c_W} \sum_i \overline{\psi}_i \gamma_\mu [(g_V^i - g_A^i \gamma_5) Z_1^\mu + (f_V^i - f_A^i \gamma_5) Z_2^\mu] \psi_i; \tag{2.1}$$

onde, nesta lagrangiana, g_V, g_A denotam os acoplamentos do bósons Z com férmions. Sendo $g_V = (1/2)(g_L + g_R)$, $g_A = (1/2)(g_L - g_R)$, e g_R e g_L denotam constantes de acoplamento de mão direita e esquerda. Relações semelhantes são usadas para os acoplamentos $f_{V,A}$ e $f_{R,L}$ usados para denotar acoplamentos de Z' com férmions.

Na versão mínima considerada aqui, ambos os modelos têm o mesmo setor escalar composto por 1 dubleto (H) com hipercarga $Y = +1$ e um singleto complexo (φ) com $Y = 0$. O número de neutrinos de mão direita é três, para que haja consistência com o cancelamento de anomalias. Para efeitos de simplificação, fizemos esses neutrinos bem pesados, de modo a suprimir o decaimento dos bósons Z' nos mesmos. Assim, nosso estudo não contempla canais de decaimentos exóticos em quarks pesados ou léptons pesados. Logo, os resultados de larguras de decaimento, frações de largura de decaimento, para esses dois modelos particulares de Z', abrangem somente os férmions do MP. Sendo assim, nossas escolhas de parâmetros representam

apenas algumas das muitas possibilidades de exploração dessas duas extensões aqui contempladas.

Na sequência, descreveremos brevemente o MP e, posteriormente, as duas extensões de modelos estudadas.

2.1 O Modelo Padrão

Ao longo das últimas quatro décadas, o modelo que descreve, de maneira unificada, as interações eletromagnética e fraca, conhecido como Modelo Padrão Eletrofraco (MP) foi testado exaustivamente, ficando comprovada a eficiência do mesmo na descrição de grande parte da fenomenologia de tais interações [26]. Sem dúvida, a descoberta de interações de correntes neutras fracas e a posterior descoberta dos bósons Z e $W^{\pm}$ veio a aumentar a credibilidade de tal modelo. Em paralelo, vários observáveis eletrofracos, como seções de choque, acoplamentos dos quarks com bósons de gauge, massas dos férmions e bósons, e assimetrias, foram previstas pelo MP e depois analisados experimentalmente.

No MP, as interações eletrofracas são descritas pelo grupo de gauge baseado em $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Os quarks e léptons estão organizados em famílias, compostas por dubletos de mão esquerda e singletos direitos de isospin fraco, conforme representação abaixo:

$$Q_{1L} = \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \; Q_{2L} = \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, ..., \; u_R, \; d_R, \; c_R, \; s_R;$$
$$\psi_{1L} = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L, \; \psi_{2L} = \begin{pmatrix} \nu \\ \mu \end{pmatrix}_L, ..., \; e_R, \; \mu_R, ...$$

O operador de carga elétrica é definido, seguindo a relação de Gell-Mann-Nishijima:

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y. \tag{2.2}$$

Assim, os geradores de $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$ são, respectivamente, $\overrightarrow{T}$ (Isospin) e Y (Hipercarga fraca).

Os campos de gauge, que correspondem a cada gerador, são expressos por:

$$\begin{aligned} SU(2)_L &\rightarrow W^1_\mu, W^2_\mu, W^3_\mu; \\ U(1)_Y &\rightarrow B_\mu. \end{aligned}$$

Os bósons carregados $W^\pm$ são uma combinação dos campos W^1_μ e W^2_μ, conforme seguinte relação:

$$W^\pm_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1_\mu \pm W^2_\mu). \tag{2.3}$$

Após uma rotação dos campos neutros, o fóton(γ) e o bóson Z são uma combinação dos campos W^3_μ e B_μ.

$$W^3_\mu = \sin\theta_W A_\mu + \cos\theta_W Z_\mu; \tag{2.4}$$

$$B_\mu = \cos\theta_W A_\mu - \sin\theta_W Z_\mu; \tag{2.5}$$

onde θ_W é o ângulo eletrofraco. Existem, ainda, as seguintes relações entre θ_W e as constantes de acoplamento g e g' associadas, respectivamente, a $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$:

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g'2 + g^2}}; \tag{2.6}$$

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g'2 + g^2}}. \tag{2.7}$$

A carga eletromagnética e é expressa por:

$$e = g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W. \tag{2.8}$$

Os vínculos da fenomenologia de baixas energias permitem, ainda, associar $G_W = g/2\sqrt{2}$, levando à seguinte relação:

$$\frac{g}{2\sqrt{2}} = \left(\frac{M^2_W G_F}{\sqrt{2}}\right)^{1/2}; \tag{2.9}$$

onde M_W denota a massa do bóson W e G_F é a constante de acoplamento de Fermi.

Com a descoberta do bóson Z e, consequentemente, das interações mediadas por correntes neutras [27], os acoplamentos desse bóson com os férmions foram previstos e, sendo definidos, em nível de árvore, como:

$$g^i_V = T^i_3 - 2Q_i\sin^2\theta_W; \tag{2.10}$$

$$g^i_A = T^i_3. \tag{2.11}$$

No MP, um potencial escalar é adicionado à lagrangiana para dar massa aos bósons vetoriais e aos férmions de uma maneira invariante de gauge, através do mecanismo de Higgs. A mínima atribuição ao bóson de Higgs, que quebra a simetria para $U(1)_{em}$, é o dubleto sobre SU(2):

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}. \tag{2.12}$$

Exemplificando, a lagrangiana contendo o potencial escalar pode ser expressa por:

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - V(\Phi^\dagger \Phi). \tag{2.13}$$

Com a minimização do potencial, o resultado obtido, para o valor esperado no vácuo do campo de Higgs, pode ser expresso por:

$$\langle \phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix};$$

onde v é o parâmetro do VEV, cujo valor é, aproximadamente 246 GeV e, considerando a fenomenologia de baixas energias, a seguinte relação pode ser estabelecida: $v = (\sqrt{2}G_F)^{1/2}$.

Após uma transformação de gauge no campo Φ, a lagrangiana escalar pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{escalar} = \quad & \left| \left(\partial_\mu + ig\frac{\tau^i}{2}W_\mu^i + i\frac{g'}{2}YB_\mu \right) \frac{v+H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 \\ & -\mu^2 \frac{(v+H)^2}{2} - \lambda \frac{(v+H)^4}{4}; \end{aligned} \tag{2.14}$$

de onde surgem termos quadráticos nos campos vetoriais, que são as expressões das massas dos bósons de gauge em função do valor esperado no vácuo:

$$m_A^2 = 0; \quad m_W^2 = \frac{1}{4}g^2v^2; \quad m_Z^2 = \frac{1}{4}v^2(g^2 + g'^2). \tag{2.15}$$

A lagrangiana escalar contém partes envolvendo somente o campo de Higgs, de onde podemos identificar um termo de massa para o mesmo, como sendo: $M_H = \sqrt{-2\mu^2}$.

O bóson de Higgs é o campo que falta para ser descoberto e sua inserção gera massa aos férmions. Entretanto, as massas dos férmions são parâmetros livres não preditos no modelo.

Há uma pequena diferença entre os quarks descritos no início da Seção 2.1, que são autoestados de massa e os quarks que são autoestados de simetria no modelo. Os quarks do tipo d (d', s', b') são uma mistura de autoestados de massa através da matriz de Cabibo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{2.16}$$

Os *imputs* da matriz CKM são valores experimentais não previstos pelo modelo.

2.2 Modelo $B - L$ *Flipped*

O modelo $B - L$ *Flipped* é baseado na seguinte simetria de gauge: $SU(2)_L \otimes U(1)_{Y'} \otimes U(1)_{B-L}$, cuja quebra de simetria resulta em $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \otimes U(1)_{em}$. Neste caso, a escolha de Y' é feita de modo que se obtenha a hipercarga Y do MP, dada por $Y = Y' + (B - L)$. O operador de carga elétrica é dado por:

$$\frac{Q}{e} = I_3 + \frac{1}{2}[Y' + (B - L)]. \tag{2.17}$$

Este modelo pode ter muitas variações à medida que diferentes números leptônicos são atribuídos aos neutrinos de mão direita, conforme [9]. A mais simples possibilidade de implementação do mesmo consiste em adicionar três neutrinos de mão direita com os mesmos números quânticos dos neutrinos de mão esquerda, garantindo, assim, que o modelo seja livre de anomalias.

Na Tabela 2.1, encontram-se os números quânticos para o modelos com três neutrinos de mão direita. Para os cálculos envolvendo o modelo $B - L$ *Flipped* foram adicionados um neutrino de mão direita por geração $n_{\alpha R}$, com $\alpha = e, \mu, \tau$ e um singleto escalar complexo ϕ à representação do MP. Logo, o setor escalar consiste de um dubleto de Higgs $\Phi = (\varphi^+ \varphi^0)^T$ e um singleto ϕ. Os bósons de gauge neutros W_3^μ, B_Y^μ e B_{B-L}^μ, que correspondem aos fatores de gauge $SU(2)_L$, $U(1)_{Y'}$ e $U(1)_{B-L}$, são misturas do fóton A^μ e dois bósons de gauge neutros extras massivos Z_1^μ e Z_2^μ.

	I_3	I	Q	Y'	$B-L$	Y
ν_{eL}	$1/2$	$1/2$	0	0	-1	-1
e_L	$-1/2$	$1/2$	-1	0	-1	-1
e_R	0	0	-1	-1	-1	-2
n_R	0	0	0	1	-1	0
u_L	$1/2$	$1/2$	$2/3$	0	$1/3$	$1/3$
d_L	$-1/2$	$1/2$	$-1/3$	0	$1/3$	$1/3$
u_R	0	0	$2/3$	1	$1/3$	$4/3$
d_R	0	0	$-1/3$	-1	$1/3$	$-2/3$
φ^+	$1/2$	$1/2$	1	1	0	1
φ^0	$-1/2$	$1/2$	0	1	0	1
ϕ	0	0	0	-2	2	0

Tabela 2.1: Designações de números quânticos para o modelo $B-L$ *Flipped*.

Neste caso, as partes mais representativas para os nossos cálculos podem ser encontradas na seguinte derivada covariante:

$$\frac{v}{8}(-gW_3^\mu + g'B_{Y'}^\mu)^2 + \frac{u^2}{8}(g'Y'_\phi B_{Y'}^\mu - g_{B-L}Y'_\phi B_{B-L}^\mu)^2; \tag{2.18}$$

onde, nesta equação, o dubleto de Higgs e singleto escalar são relacionados, respectivamente, pelos valores esperados no vácuo (VEV), através das relações: $\langle\varphi^0\rangle = v/\sqrt{2}$ e $\langle\phi\rangle = u/\sqrt{2}$, sendo $v \sim 246$ GeV. Na derivada covariante, expressa na Eq. (2.18), foi feita a escolha de $Y'_\phi = -2$, uma vez que, para o singleto escalar, $Y'_\phi = -(B-L)$.

O cálculo dos autovalores de masssa para os três campos físicos (fóton e dois bósons vetorias massivos) pode ser extraído da matriz de massa para bósons vetoriais neutros na base de W_3, $B_{Y'}$, B_{B-L}, dada por:

$$M^2_{neutral} = g^2u^2 \begin{pmatrix} \overline{v}^2/4 & -t'\overline{v}^2/4 & 0 \\ -t'\overline{v}^2/4 & t'^2(1+\overline{v}^2/4) & -t't_{B-L} \\ 0 & -t't_{B-L} & t^2_{B-L} \end{pmatrix}; \tag{2.19}$$

onde, Det $M^2_{neutral} = 0$ e, para efeitos de simplificação, definimos $t' = g'/g$, $t_{B-L} = g_{B-L}/g$, $\overline{v} = v/u$. Como esperado, o autovalor de massa para o fóton é zero. Para

os dois campos vetoriais massivos, temos:

$$M^2_{1,2} = \frac{g^2u^2}{8}(A \mp \sqrt{A^2 - 16B\overline{v}^2}); \tag{2.20}$$

onde, para efeitos de simplificação, utilizamos as seguintes definições para A e B:

$$A = 4(t'^2 + t^2_{B-L}) + (1 + t'^2)\overline{v}^2; \tag{2.21}$$

$$B = t'^2(1 + t^2_{B-L}) + t^2_{B-L}. \tag{2.22}$$

Uma aproximação pode ser feita para as expressões dos autoestados de massa M^2_1 e M^2_2, se $\overline{v} \ll 1$. Neste caso, teremos:

$$M^2_1 \approx \frac{g^2v^2}{4c^2_W}\left(1 - \frac{t'\overline{v}^2}{4}\right); \tag{2.23}$$

$$M^2_2 \approx g^2u^2(t'^2 + t^2_{B-L})\left(1 + 1 + \frac{t'^4}{4(t'^2 + t^2_{B-L})^2}\overline{v}^2\right). \tag{2.24}$$

Assim, a relação entre as cargas $U(1)$ é dada por:

$$\frac{g^2}{e^2} = 1 + \frac{1}{t'^2} + \frac{1}{t^2_{B-L}}. \tag{2.25}$$

E o ângulo de mistura é dado por:

$$t^2_W = \frac{t'^2t^2_{B-L}}{t'^2 + t^2_{B-L}}; \tag{2.26}$$

sendo que, nesta notação, $t^2_W = \tan^2\theta_W$.

As expressões completas para os acoplamentos de Z e Z' com os férmions do MP em uma aproximação, onde $\overline{v} \ll 1$, são apresentadas a seguir:

Para neutrinos, temos:

$$g^\nu_V \approx \frac{1}{2} + \frac{t'^2(t'^2 + 2t^2_{B-L})}{8(t'^2 + t^2_{B-L})^2}\overline{v}^2; \tag{2.27}$$

$$g^\nu_A \approx \frac{1}{2} - + \frac{t'^4}{8(t'^2 + t^2_{B-L})^2}\overline{v}^2; \tag{2.28}$$

$$f^\nu_V \approx \frac{t'^2 + 2t^2_{B-L}}{2t't_{B-L}}s_W - \frac{t'^3t_{B-L}}{8(t'^2 + t^2_{B-L})^2}\frac{1}{s_W}\overline{v}^2; \tag{2.29}$$

$$f^\nu_A \approx -\frac{t'}{2t_{B-L}}s_W - \frac{t'^3t_{B-L}}{8(t'^2 + t^2_{B-L})^2}\frac{1}{s_W}\overline{v}^2. \tag{2.30}$$

Para os léptons carregados, temos:

$$g_V^l \approx -\frac{1}{2} + 2s_W^2 - \frac{t'^2(t'^2 - 2t_{B-L}^2)}{8(t'^2 + t_{B-L}^2)^2}\overline{v}^2; \tag{2.31}$$

$$g_A^l \approx -g_A^\nu; \tag{2.32}$$

$$f_V^l \approx -\frac{1}{2}\frac{t'^2 - 2t_{B-L}^2}{2t't_{B-L}}s_W + \frac{t'^3 t_{B-L}}{8(t'^2 + t_{B-L}^2)^2}\left(\frac{1 - 4s_W^2}{s_W}\right)\overline{v}^2; \tag{2.33}$$

$$f_A^l \approx \frac{t'}{2t_{B-L}}\left(1 + \frac{t'^2 t_{B-L}^2}{4(t'^2 + t_{B-L}^2)^2 s_W^2}\overline{v}^2\right)s_W. \tag{2.34}$$

Para os quarks do tipo *up*, temos:

$$g_V^u \approx \frac{1}{2} - \frac{4}{3}s_W^2 + \frac{t'^2(3t'^2 - 2t_{B-L}^2)}{24(t'^2 + t_{B-L}^2)^2}\overline{v}^2; \tag{2.35}$$

$$g_A^u \approx -g_A^l; \tag{2.36}$$

$$f_V^u \approx \frac{3t'^2 - 2t_{B-L}^2}{6t't_{B-L}}s_W + \frac{t'}{24t_{B-L}} \times (5t'^2 t_{B-L}^2 - 3t^2(t'^2 + t_{B-L}^2))s_W\overline{v}^2; \tag{2.37}$$

$$f_A^u \approx -\frac{t'}{2t_{B-L}}\left(1 + \frac{t'^2 t_{B-L}^2}{4(t'^2 + t_{B-L}^2)^2 s_W^2}\overline{v}^2\right)s_W. \tag{2.38}$$

Para os quarks do tipo *down*, temos:

$$g_V^d \approx -\frac{1}{2} + \frac{2}{3}s_W^2 - \frac{t'^2(3t'^2 + 2t_{B-L}^2)}{24(t'^2 + t_{B-L}^2)^2}\overline{v}^2; \tag{2.39}$$

$$g_A^d \approx g_A^l; \tag{2.40}$$

$$f_V^d \approx -\frac{3t'^2 + 2t_{B-L}^2}{6t't_{B-L}}s_W + \frac{t'}{24(t'^2 + t_{B-L}^2)^2 t_{B-L}} \times (-t'^2 t_{B-L}^2 + 3t^2(t'^2 + t_{B-L}^2))s_W\overline{v}^2; \tag{2.41}$$

$$f_A^d \approx -f_A^u. \tag{2.42}$$

onde definimos: $t' = g'/g$, $t_{B-L} = g_{B-L}/g$, $\overline{v} = v/u$.

2.3 Modelo $B - L$ *Secluded*

O segundo modelo contém uma nova carga $U(1)$ que é proporcional a $B - L$. Esse aspecto torna o modelo interessante pelo fato de não haver mistura em nível

de árvore entre os bósons Z e Z', uma vez que a carga $U(1)_z$ do dubleto de Higgs desaparece. O modelo se baseia na simetria de gauge:

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

sendo Y a hipercarga fraca e Q o operador de carga elétrica, que obedece a seguinte relação:

$$\frac{Q}{e} = I_3 + \frac{1}{2}Y. \tag{2.43}$$

No modelo $B-L$ *Secluded*, a carga elétrica não tem componentes na direção $U(1)_z$ e, dependendo da escolha da carga $U(1)_z$ do bóson de Higgs, muitas variações de tal modelo podem ocorrer. As cargas para férmions do modelo padrão têm as seguintes denominações : z_q, z_u, z_d, z_l, z_e e z_k, com $k = 1, .., 3$ para os neutrinos de mão direita. Além das cargas dos férmions, o modelo ainda é descrito pelos parâmetros: constante de acoplamento (g_z), o VEV (u) e a carga do Higgs (z_H).

Quanto às cargas dos férmions, os vínculos provenientes do cancelamento de anomalias estabelecem relações entre as cargas. Assim, nota-se que anomalias do tipo $[SU(2)_W]^2U(1)_z$ e $[SU(3)_C]^2U(1)_z$ cancelam-se somente quando $z_l = -3z_q$ e $z_d = 2z_q - z_u$. Um terceiro vínculo proveniente de $[U(1)_Y]^2U(1)_z$ traz, como contribuição, a seguinte relação: $z_e = -2z_q - z_u$. Soluções como essas não são únicas, surgindo outras soluções para as equações utilizadas no cancelamento de anomalias se for introduzido um segundo dubleto de Higgs no modelo. Além disso, a carga z_k tem restrições impostas pelo cancelamento de anomalias gravitacionais do tipo $U(1)_z$ e $[U(1)_z]^3$. As designações de cargas para os férmions $U(1)_z$ têm vínculos ainda em dados provenientes de neutrinos atmosféricos e solares, dependendo, então, do número de neutrinos de mão direita (n). Existem soluções com diferentes possibilidade de cargas $U(1)_z$ para os férmions, considerando $n = 0$, $n = 2$, $n \geq 3$. A última possibilidade abrange um conjunto maior de soluções e foi a escolha considerada neste trabalho. Reproduzimos, a seguir, as cargas dos férmions do modelo padrão, considerando $n \geq 3$, extraídas de [8].

As propriedades do bóson Z' ficam dependentes da escala de quebra de simetria $U(1)_z$, da constante de acoplamento g_z e das cargas $U(1)_z$ dos vários campos, ou seja, z_q e z_u. Caso o decaimento Z' seja permitido cinematicamente, o número de neutrinos de mão direita e suas cargas z_k também são parâmetros que devem ser considerados.

	$SU(3)_C$	$SU(2)_W$	$U(1)_Y$	$U(1)_z$
q_L^i	3	2	1/3	z_q
u_R^i	3	1	4/3	z_u
d_R^i	3	1	$-2/3$	$2z_q - z_u$
l_L^i	1	2	-1	$-3z_q$
e_R^i	1	1	-2	$-2z_q - z_u$
$\nu_R^k, k = 1, ..., n$	1	1	0	z_k
H	1	2	$+1$	$-z_q + z_u$
φ	1	1	0	1

Tabela 2.2: Designações para a carga dos férmions no modelo $B - L$ *Secluded*.

Na versão contemplada neste trabalho, as cargas z dos férmions do MP são proporcionais ao respectivo número bariônico menos o número leptônico. Ou seja, $z_H = -z_q + z_u$, então, quando $z_H = 0$, $z_q = z_u$. O modelo contém, ainda, um singleto escalar complexo φ que carrega somente a carga $U(1)_z = +2$.

Para o modelo $B - L$ *Secluded*, as partes interessantes da derivada covariante, que darão origem ao termo de massa ao quadrado para bósons de gauge neutros extras são:

$$g^2 \frac{v^2}{8}(W_3^\mu - t_W B_Y^\mu - z_H t_z B_z^\mu)^2 + g^2 \frac{u^2}{8}(z_\varphi t_z B_z^\mu)^2; \tag{2.44}$$

onde se definiu $t_W = g_Y/g$ e $t_z = g_z/g$. Em nossos cálculos, assumimos que $z_\varphi = 2$, ao contrário de Appelquist *et al.* em [8], onde $z_\varphi = 1$. Assim, a matriz de massa ao quadrado para os dois bósons vetoriais neutros será:

$$M_1^2 = \frac{1}{4} g^2 (1 + t_W^2) v^2 \equiv M_Z^2; \tag{2.45}$$

$$M_2^2 = g^2 t_z^2 u^2 = g_z^2 u^2. \tag{2.46}$$

Um dos aspectos interessantes desse modelo é que pode haver duas situações a serem analizadas: um cenário onde considera-se que o bóson Z' é mais pesado do que o bóson Z, caso mais estudado na literatura, e, outro cenário, considerando a situação oposta ($Z' < Z$). Esta segunda opção, poderia ser fenomenologicamente permitida caso o Z' se acoplasse muito fracamente aos férmions, o que pode

ser traduzido em valores muito pequenos para $z_H t_z$ [8]. O bóson Z' acopla-se aos férmions através de uma relação entre t_z e c_W, conforme pode ser visto na Eq. (2.47).

Já os acoplamentos do bóson Z com os férmions são os mesmos do modelo padrão em nível de árvore, uma vez que o bóson Z' não se mistura em nível de árvore com os bósons de gauge do MP. No modelo $B - L$ *Secluded*, $Z_2 = Z' = Z_{B-L}$, acopla-se universalmente com todos os férmions com fator g_z; os acoplamentos axiais de Z' com os férmions são nulos, isto é, $f_A^i = 0$ e os acoplamentos vetorias de Z' com férmions são expressos na Eq. (2.47).

$$f_V^\nu = f_V^l = -3f_V^u = -3f_V^d = t_z c_W = g_z \frac{c_W}{g}. \tag{2.47}$$

Capítulo 3

A Física Nova em Colisores Multi-TeV

Ao longo dos últimos 40 anos, a física de altas energias foi investigada minuciosamente em escalas de energia da ordem dos 100 GeV em colisores hadrônicos, leptônicos e colisores híbridos, como o ep HERA no DESY, Alemanha. O que ficou evidente é que o intercâmbio de informações desses colisores comprovou o sucesso do Modelo Padrão. E assim, em função de diferentes condições experimentais, colisores hadrônicos e leptônicos podem fornecer respostas diferentes e complementares a algumas questões. Existem alguns exemplos onde uma partícula foi descoberta em um tipo de colisor e suas propriedades foram medidas em outro tipo. Podemos citar os exemplos do bóson de gauge neutro Z, do glúon e do quark top. No caso do bóson Z, sua descoberta ocorreu em um colisor $p\bar{p}$ (SPS), mas suas propriedades foram medidas com bastante precisão em colisores leptônicos, como o SLC e o LEP [28]. O glúon foi descoberto no colisor e^+e^- PETRA, no DESY [29]. Na sequência, coube, então, as colaborações H1 e ZEUS no detector HERA à realização de medidas envolvendo estruturas de jatos, testes da QCD perturbativa, comparações entre as propriedades de jatos de quarks e glúons, determinação da constante de acoplamento forte (g_s) e estudo da dinâmica do padrão da radiação do párton [30]. Para o quark top, os dados coletados pelo LEP e SLC foram fundamentais para o programa de física do Tevatron. Devido a medidas precisas, o SLC e LEP fizeram a predição indireta da massa do top e, como consequência, a descoberta do quark top ocorreu no Teva-

tron [32, 33]. Essa descoberta ajudou ainda o SLC e LEP no estabelecimento de limites para a massa do bóson de Higgs.

Assim, esse tipo de intercâmbio de informações é frequênte no território da física de altas energias. Tendo tais motivações em vista, espera-se que colisores e^+e^- desempenhem papel importante para a física nova na escala dos TeV, que pode manifestar-se no LHC. E, tais considerações motivaram alguns projetos para colisores lineares e^+e^-, como o CLIC e ILC. Apresentamos nas Tabelas 3.1 e 3.2, uma comparação entre os colisores hadrônicos: Tevatron, LHC e os colisores e^+e^-: LEP I, SLC, LEP II, ILC e CLIC, no que diz respeito a alguns parâmetros importantes para os mesmos.

Colisores	$\sqrt{s}(TeV)$	$\mathcal{L}(cm^{-2}s^{-1})$	δ E/E	f (MHz)	$\#/bunch(10^{10})$	L (km)
Tevatron	1.96	2.1×10^{32}	9×10^{-5}	2.5	$p : 27; \overline{p} : 7.5$	6.28
LHC	7(14)	$(10^{32})10^{34}$	0.01%	40	10.5	6.34

Tabela 3.1: Parâmetros importantes para os colisores hadrônicos: energia de centro de massa ($\sqrt{s}$), Luminosidade instantânea ($\mathcal{L}$), taxa de propagação do feixe no meio (δ E/E), frequência (f), número de partícula por *bunch*(#/bunch), comprimento do colisor (L). Extraída de [31]

Colisores	$\sqrt{s}$	$\mathcal{L}(cm^{-2}s^{-1})$	δ E/E	f	L (km)
LEP I	M_Z	2.4×10^{31}	$\sim 0.1\%$	$45kHz$	26.7
SLC	~ 100 GeV	2.5×10^{30}	0.12%	$0.12kHz$	2.9
LEP II	~ 210 GeV	10^{32}	0.1%	$45kHz$	26.7
ILC	$0.5 - 1$TeV	2.5×10^{34}	0.1%	$3MHz$	$14 - 33$
CLIC	$3 - 5$TeV	$\sim 10^{34}$	0.35%	$1500MHz$	$33 - 53$

Tabela 3.2: Parâmetros importantes para os colisores leptônicos: energia de centro de massa ($\sqrt{s}$), Luminosidade instantânea ($\mathcal{L}$), taxa de propagação do feixe no meio (δ E/E), frequência (f), comprimento do colisor (L). Extraída de [31]

3.1 O Colisor Linear CLIC

Em paralelo à proposta do colisor ILC, surgiu, no meio científico, a proposta do colisor CLIC, sigla em inglês que significa *Compact Linear Collider*, como um colisor e^+e^- que visa complementar as informações obtidas pelo LHC.

Basicamente, os experimentos previstos para o CLIC estão dentro dos quatro tipos já propostos para outros colisores, entre os quais citamos: procura por ressonâncias, ajuste de parâmetros eletrofracos, estudo de estados finais envolvendo jatos e processos com *missing energy* ("falta de energia").

O projeto inicial prevê que o CLIC terá uma energia de centro de massa de $\sqrt{s} = 3$ TeV e uma luminosidade de $10^{35}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, embora modificações nesses valores possam ser realizadas [34]. Caso seja aprovado o projeto, e construído tal colisor, há previsão de que, em um primeiro estágio, o CLIC vai funcionar com energia de centro de massa entre 0.1 e 0.5 TeV e com uma luminosidade entre $L = 10^{33} - 10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Logo após essa fase, a operação de tal colisor será realizada com $\sqrt{s} = 1$ TeV e, em sequência para o regime multi-TeV até que seja atingido $\sqrt{s} = 3 - 5$ TeV.

Assim, como o ILC, a polarização de feixes também está prevista no CLIC. Estima-se que a polarização do feixe de elétrons esteja na ordem de 80% e a polarização do feixe de pósitrons entre 60% e 80% apesar desta última meta ser bastante desafiadora [35, 36]. Além disso, parâmetros para colisões $\gamma\gamma$, considerados em todos os estudos de colisores lineares, estão em constante aprimoramento dentro da proposta do CLIC. Outro modo de funcionamento possível no CLIC é o modo e^-e^-, tendo em vista que não há necessidades de grandes modificações no subsistema usado para gerar o feixe de pósitrons [37].

Assim como no LHC, no CLIC o tema central das pesquisas está relacionado à questão da origem da quebra de simetria eletrofraca e à geração de massa para as partículas. Recentemente, foram divulgados resultados sobre a busca pelo bóson de Higgs pelas colaborações ATLAS e CMS. Apesar das incertezas ainda serem grandes para os dois experimentos, os resultados da colaboração ATLAS apontam para um pico de massa em torno de 126 GeV. De maneira independente, o experimento CMS mostrou um possível excesso na região de 124 GeV.

Em experimentos anteriores, limites para a massa do Higgs também foram estabelecidos. Pelo LEP (Large Electron-Positron Collider), considerando 95% de

nível de confiança, $m_H > 114.4$ GeV [38]. Pelo Tevatron e experimentos iniciais do Atlas, respectivamente, ficaram excluídas as janelas de massa entre (162 $\vdash\dashv$ 166) [39], (145 $\vdash\dashv$ 206), (214 $\vdash\dashv$ 224) e (340 $\vdash\dashv$ 450) [40, 41, 42, 43]. Recentemente, a colaboração CMS divulgou resultados onde excluiu o intervalo (270 $\vdash\dashv$ 440) [44]. Assim, um possível colisor linear, com $\sqrt{s}$ da ordem dos TeV, poderia complementar a informação do LHC, através da precisão na investigação de algumas propriedades do bóson de Higgs. E, caso o bóson de Higgs seja leve, como indicam os indícios das duas colaborações do LHC, um colisor linear com $\sqrt{s} \sim 500$ GeV poderia medir acoplamentos do Higgs com quarks, bósons de gauge etc.

Mas, um estudo apurado dos acoplamentos de Higgs com léptons, auto-acoplamentos do Higgs, exige a seleção de processos raros, motivo pelo qual a colaboração CLIC argumenta que tal precisão, e a possível busca por Higgs adicionais, fica impossibilitada com $\sqrt{s}$ abaixo de 1 TeV. Assim, essa é uma das principais razões pela qual a energia de centro de massa projetada para tal colisor linear ser da ordem de $\sqrt{s} = 3$ TeV.

No que diz respeito ao tema deste trabalho, que é o estudo de bósons vetoriais neutros, o CLIC, devido à sua grande luminosidade, pode desempenhar papel importante na capacidade de detecção de sinais indiretos de física nova e, ainda, determinar a natureza de tal física. Em geral, essa sensibilidade indireta para um colisor linear à massa de um Z' ($M_{Z'}$) pode ser parametrizada em termos da luminosidade e da energia de centro de massa (s) de acordo com a seguinte relação [45]:

$$M_{Z'} \propto (s\mathcal{L})^{1/4}. \tag{3.1}$$

Além disso, com a polarização dos feixes e^+e^-, a natureza dos bósons Z' pode ser explorada com os observáveis assimetrias diretamente dependentes da polarização, como a assimetria *forward-backward* com polarização ($A_{FB,Pol}$), assimetria *left-right* (A_{LR}), assimetria de polarização (A_{Pol}) e demais assimetrias mistas, como ($A_{LR,Pol}$) e ($A_{FB,LR}$).

3.2 O Colisor Linear ILC

O projeto do ILC (*International Linear Collider*) apresenta, em certos aspectos, alguns pontos similares a colisores lineares anteriores. Os experimentos a serem

realizados em colisores lineares são mais limpos de ruídos se comparados a colisores hadrônicos. Logo, a fundamentação para a construção de tal colisor baseia-se, mais uma vez na precisão das medidas e na capacidade de colisores leptônicos em investigar novos fenômenos além da energia de centro de massa $\sqrt{s}$ dos mesmos, através de efeitos virtuais.

O projeto inicial prevê que o colisor ILC funcionará com $\sqrt{s} = 500$ GeV, passando, ainda, por um *upgrade* de 1 TeV. Uma luminosidade integrada de 500 fb^{-1} está projetada para os primeiros quatro anos de funcionamento de tal acelerador, aumentando para 1000 fb^{-1} em outra fase de operação [46].

No ILC, está prevista a polarição longitudinal de ambos os feixes e^+e^- sem grandes perdas na luminosidade, esperando-se alcançar 80-90% para o feixe de elétrons e de 30-60% para o feixe de pósitrons [47]. Tal característica, entre outros aspectos, possibilita um estudo mais apurado das estruturas de helicidade do MP, de uma física nova, através do aumento do número de observáveis que possam ser medidos, trazendo, assim, um ótimo retorno, justificando tal investimento.

No colisor SLC, foi possível uma polarização do feixe de elétrons, inicialmente, de 22%, evoluindo depois para 73% e 77%. Para polarizar o feixe de elétrons foi usado o laser de Titânio-Safira, circularmente polarizado em um fotocatodo de arseneto de gálio(GaAs) [48]. E, com tais técnicas, o SLC foi responsável por medidas precisas de violação de paridade em correntes neutras no polo do bóson Z.

A técnica prevista para o ILC, na polarização dos pósitrons, consiste em empregar fótons (de energia que varia entre poucos MeV até 100 MeV) circularmente polarizados. Existem dois métodos previstos para atingir a polarização dos fótons: um deles consiste em fazer um feixe de elétrons altamente energético passar por um ondulador helicoidal, o outro método, no espalhamento Compton inverso de luz laser sobre um feixe de elétrons com energia da ordem dos GeV. Ambas as técnicas foram, e ainda são, estudadas nos experimentos E-166 no SLAC e no laboratório KEK, localizado no Japão. Tais métodos podem ser aplicados no ILC ou em outro colisor linear e^+e^- multi-TeV. Estima-se atingir uma polarização dos pósitrons na ordem de 60%, fazendo uso dos mesmos [49, 50].

No ILC, algumas modificações na opção de funcionamento podem ocorrer. Uma delas consiste em um modo de funcionamento chamado GigaZ, onde o colisor funcionará com ambos os feixes polarizados com a energia centrada na massa do bóson Z. A outra opção, também com ambos os feixes polarizados, considera a energia

centrada no limiar de produção dos pares dos bósons W. E, assim como no CLIC, modos de funcionamento adicionais como e^-e^-, $\gamma\gamma$, e também $e^-\gamma$ podem ocorrer sem grandes modificações no projeto inicial.

Entre as principais metas do ILC, assim como no LHC, citamos a busca pelo bóson de Higgs, de uma maneira mais precisa, tentando, caso tal partícula seja descoberta no LHC, fazer a medida de sua massa, acoplamentos etc. Um canal eleito para a produção de Higgs designado para o ILC seria, $e^+e^- \to ZH \to l^+l^-X$.

No que diz respeito aos bósons Z', mesmo funcionando inicialmente com $\sqrt{s} =$ 500 GeV, estima-se que o ILC poderá detectar efeitos de tal bóson, ainda que o Z' seja bem pesado $\precsim$ 3-4 TeV [46]. Os bósons de gauge podem ser estudados através da medida de seus acoplamentos e distribuição angular dos observáveis, com ambos os feixes polarizados. Caso o LHC descubra um Z', a medida de seus acoplamentos e a distinção sobre a possível origem do Z', dentre os vários cenários presentes na literatura, ou um possível novo cenário, será uma tarefa para tal colisor. Para isso, a polarização dos feixes desempenha papel importante, conforme será enfatizado no decorrer deste trabalho. Sabe-se que as seções de choque são proporcionais à soma dos acoplamentos ao quadrado $(g^2_{V,f} + g^2_{A,f})$ e as assimetrias podem estabelecer relações entre tais acoplamentos, suprimindo ou evidenciando modelos. O uso da opção GigaZ potencializa, ainda mais, tal colisor na medida dos acoplamentos do bóson Z com férmions e de visualizar uma possível interferência com um Z', mostrando um desvio das predições do MP. Para esta tarefa, a assimetria *left-right* A_{LR} é extremamente útil, uma vez que é muito sensível na medida da taxa entre os $g'_A s$ e $g'_V s$.

A diferenciação entre os acoplamentos de um possível Z' poderá ser muito bem desempenhada, também, com o uso de assimetrias, como a *forward-backward* $(A^{f\bar{f}}_{FB})$ e outras assimetrias dependentes da polarização como a de polarização $(A^{f\bar{f}}_{pol})$ e, ainda, assimetrias mistas, que são combinações das assimetrias anteriores, conforme dito no Capítulo 1.

No que diz respeito aos desafios a serem superados pelo ILC, o aumento de energia de centro de massa e luminosidade em relação a dos colisores prévios LEP/SLD, traz consigo novos problemas a serem resolvidos para o perfeito funcionamento do mesmo. Ao contrário do LEP, no ILC, por exemplo, é necessário estimar o espectro de *beamstrahlung*. Tal ruído surge, principalmente, devido a interações feixe-feixe, que emitem intensos fótons de *beamstrahlung* [51](ver Capítulo 7).

3.3 O Colisor LHC

O colisor LHC, sigla em inglês para *Large Hadron Collider* é um colisor *pp* que começou a funcionar em 2008, com os experimentos ALICE, ATLAS, CMS, LHCb e TOTEM [52]. Desde então, as grandes atenções estão voltadas para tal colisor, na tentativa de obter mais respostas sobre algumas questões relacionadas à origem da quebra de simetria eletrofraca, a existência de novas teorias como a supersimetria, novas teorias de gauge, modelos com dimensões extras, a natureza da matéria escura, entre outros pontos.

O LHC tem grande potencial para descobertas diretas, $\sim 6-7$ TeV, devido à sua alta energia de centro de massa e luminosidade ideal projetada de $10^{34} cm^{-2} s^{-1}$ [53].

Com relação aos bósons de gauge neutros extras, o LHC tem o potencial para descobrir tais partículas de massa até 4 TeV, dependendo do modelo [53]. No LHC, as seções de choque para produção de um Z' são medidas através da seção de choque leptônica: $\sigma(pp \rightarrow) Z' Br(Z' \rightarrow l^+ l^-)$. Possivelmente, a distinção do modelo à qual pertence o Z' poderá ser feita, principalmente através dos observáveis: seção de choque, assimetria *forward-backward*(A_{FB}) e através das distribuições de massa invariante, de *rapidity* [54]. Mesmo não podendo ser medida diretamente em colisões simétricas, como no LHC, a A_{FB} vem justamente complementar os dados provenientes da seção de choque, uma vez que a observação de um pico na distribuição de massa invariante não é suficiente para distinguir o modelo. Espera-se que a $A_{FB}^{l^+l^-}$ possa fazer tal diferenciação, até um limite onde $M_{Z'} < 2.5$ TeV [53]. A distribuição de *rapidity* é útil, justamente para discriminar a fração de Z' produzida através dos subprocessos $u\overline{u}$ e $d\overline{d}$. No decorrer desta tese, descreveremos outros observáveis que podem desempenhar papel importante na distinção do Z', bem como outras distribuições angulares e de momento transverso.

Com relação ao ruído, em colisores hadrônicos, pequenas frações sinais/ruído são esperadas às grandes seções de choque da QCD. No LHC, os ruídos (conhecidos como *pile-up*) podem ter impacto na *performance* do detector. Em função da alta luminosidade, esse efeito é maior do que os já observados em colisores hadrônicos anteriores.

Capítulo 4

Observáveis para Identificação de Z'

4.1 Observáveis para Identificação de Z' no LHC

Em função dos experimentos já realizados (e ainda previstos para ocorrerem no LHC), os próximos anos prometem ser marcantes para o território da física além do MP! Muitas descobertas ou exclusões poderão ser feitas, considerando a grande estatística disponível nesse acelerador. Uma das questões que podem ser respondidas diz respeito à existência de novos bósons de gauge, além dos bósons associados ao grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_W \otimes U(1)_Y$.

Os bósons Z' são partículas eletricamente neutras e que possuem spin 1. Eles estão presentes em muitas das propostas extensões do MP, na tentativa de responder às questões ainda não explicadas dentro de tal modelo. Caso seja possível a descoberta de bósons de gauge neutros extras no LHC, um dos canais mais importantes para a execução de tal tarefa é o canal Drell-Yan ($pp \to Z' \to \mu^+\mu^-$), devido a uma baixa taxa de ruído e à possibilidade de alcance de massas de Z' de 4 TeV, ou mais, considerando 100 fb^{-1} de luminosidade integrada [55]. Para este canal, o ruído dominante para o processo $q\overline{q} \to Z' \to \mu^+\mu^-$ seria $q\overline{q} \to \gamma/Z \to \mu^+\mu^-$.

Os bósons $Z's$ são caracterizados pela massa e constantes de acoplamento, que aparecem na lagrangiana da Eq. (3.1). Consideremos um cenário onde Z' tem acoplamentos vetoriais e axiais com os férmions do MP. As características específicas

de cada modelo podem ser mensuradas através de tais acoplamentos. Sendo assim, podem por exemplo, tornar um Z' leptofílico ou leptofóbico, entre outros aspectos. Logo, uma medida indireta desses acoplamentos pode fazer a diferenciação do Z'.

Os experimentos realizados no LEP II, CDF e DØ no Tevatron, e alguns resultados recentes do LHC, permitiram delimitar o território para busca por Z' em alguns modelos. Do LEP II, pôde-se extrair vínculos de medidas precisas no polo de Z, estabelecendo, assim, limites para a mistura $Z - Z'$. Além disso , as medidas de reações do tipo $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$, acima do polo de Z, trouxeram vínculos adicionais aos acoplamentos e massa de Z' [56]. No Tevatron, as colaborações CDF e DØ também estabeleceram limites em vários modelos contendo esse bóson neutro [57, 58, 59, 60, 61]. Em 2011, o LHC também divulgou limites para massa de tais bósons, considerando alguns cenários de física nova [10, 11].

Na tentativa de analisar as potencialidades do LHC em descobrir novos bósons de gauge Z', as assimetrias envolvendo produtos de decaimentos leptônicos estão entre os muitos testes propostos para fazer a discriminação de modelos. Nesta tarefa, pode-se incluir, entre outras análises: medidas de seções de choque (aptas a dar informação sobre a massa do Z' e largura total de decaimento), estudo das distribuições de massa invariante, o estudo das distribuições de *rapidity*, (sensíveis a acoplamentos a $u\overline{u}$ e $d\overline{d}$) e, ainda, medidas de frações de largura de decaimento, combinadas com a seção de choque de Z' [26, 54]. Na reação $pp \rightarrow l^+l^-$, uma tarefa importante, na descoberta de novos bósons, seria buscar informações entre as amplitudes envolvendo o fóton (γ), o bóson Z e as amplitudes desconhecidas, envolvendo novos campos. Assim, o estudo da assimetria "no pico"e "fora do pico"da massa do Z' pode ser considerado extremamente frutífero. Isso pode ser verificado em um passado não muito distante, onde, tanto em colisores hadrônicos como em colisores e^+e^-, tais medidas desempenharam papel fundamental para obtenção da precisão atual que conhecemos sobre o MP. A combinação das medidas realizadas pelos quatro experimentos do LEP: ALEPH [6, 62], DELPHI[63], L3[64] e OPAL[65, 66], juntamente com dois outros experimentos, NuTeV[67, 68, 69], CDF[70] e DØ[71, 72, 73, 74] no Tevatron e SLD[75, 76, 77, 78] no SLAC, comprovaram o sucesso dessa teoria, que hoje conhecemos como Modelo Padrão. Com tais experimentos, medidas de observáveis eletrofracos, como seções de choque, acoplamentos dos quarks com bósons de gauge, massas dos férmions e bósons, e assimetrias, foram previstos e depois analisados experimentalmente. Assim, a experiência já adquirida,

juntamente com técnicas mais modernas e novas medidas de assimetrias, poderão desvendar os aspectos teóricos de um possível modelo que contenha um Z'. Tais ferramentas poderão ser usadas para investigar os modelos aqui estudados $B-L$ *Flipped* e *Secluded*.

4.1.1 Assimetria *Forward-Backward* em Processos Drell-Yan

De forma análoga à apresentada na Eq.(1.2) no Capítulo 1, define-se a A_{FB} para interações $q\overline{q} \to \mu^+\mu^-$ como:

$$A_{FB}^{\mu^+\mu^-} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B}; \tag{4.1}$$

onde:

$$\sigma_F \equiv \int_0^1 \frac{d\sigma(q\overline{q} \to \mu^+\mu^-)}{d\cos\theta} d\cos\theta; \tag{4.2}$$

$$\sigma_B \equiv \int_{-1}^0 \frac{d\sigma(q\overline{q} \to \mu^+\mu^-)}{d\cos\theta} d\cos\theta; \tag{4.3}$$

sendo θ o ângulo entre o múon negativamente carregado e o quark incidente no referencial de centro de massa do dimuon. Uma vez que a A_{FB} depende das expressões de seção de choque, também dependerá dos acoplamentos do bóson Z' com os quarks e léptons.

A seção de choque diferencial para o subprocesso $q\overline{q} \to \mu^+\mu^-$, com relação a θ, no limite onde as massas dos férmions são desprezíveis, pode ser expressa por:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(q\overline{q} \to \gamma, Z, Z' \to \mu^+\mu^-) = \frac{1}{9}\frac{\pi\alpha_s^2}{2s}[(1+\cos^2\theta)Q_1 + 2\cos\theta Q_3]; \tag{4.4}$$

onde Q_1 e Q_3 são dadas por [46, 54]:

$$Q_{1,3} = [|Q_{LL}|^2 + |Q_{RR}|^2 + |Q_{RL}|^2 + |Q_{LR}|^2]/4. \tag{4.5}$$

As cargas Q_{ij} podem ser expressas em termos de acoplamentos de mão direita e esquerda com Z, Z' e o fóton como:

$$Q_{ij}^q = g_i^{q\gamma} g_j^{l\gamma} + \frac{g_i^{qZ} g_j^{lZ}}{s_W^2 c_W^2} \frac{s}{s - M_Z^2 + i\Gamma_Z M_Z} + \frac{g_i^{qZ'} g_j^{lZ'}}{c_W^2} \frac{s}{s - M_{Z'}^2 + i\Gamma_{Z'} M_{Z'}}; \tag{4.6}$$

com $i, j = L, R$ e $g_L^{f\gamma} = g_R^{f\gamma} = Q_f$. Para o cálculo da seção de choque total, todas as contribuições dos quarks devem ser somadas.

Existe, ainda, uma expressão para a A_{FB} leptônica em função da seção de choque diferencial, definida em função da distribuição angular do lépton em relação à direção do quark no referencial de centro de massa, sendo esta:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto \frac{3}{2(3+b)}(1 + b\cos^2\theta) + A_{FB}\cos\theta; \tag{4.7}$$

onde o parâmetro b vem de cálculos envolvendo diagramas de Feynman para expressão da seção de choque $f\overline{f} \to \gamma/Z/Z' \to \mu^+\mu^-$, sendo igual a 1. Tal parâmetro controla o termo quadrático em $\cos\theta$, sendo extremamente sensível aos valores extremos que $|\cos\theta|$ pode assumir.

Em nível de quarks, na reação $q\overline{q} \to \gamma/Z \to l^+l^-$, a assimetria aparece em função de termos que conservam a paridade (γ) e de termos que violam a paridade (Z) na lagrangiana de interação. Assim, a existência de um bóson Z' traria contribuições adicionais à parte que viola a paridade, o que poderia ser vísivel nas regiões próximas ao pico da massa do Z'. Caso um Z' exista, e possua uma massa acessível ao LHC, sua presença poderia ser notável, principalmente, nas distribuições de massa invariante, onde haveria um pico em torno da massa deste bóson.

Enfatizamos que as assimetrias, aqui estudadas, são úteis não apenas para a descoberta de bósons neutros como, também, para outros tipos de campos, sejam eles neutros, carregados, com spin 0 ou 1. Assim, com o uso de tal observável, é possível detectar novas assinaturas em reações envolvendo, por exemplo, feixes $p\overline{p}$ no Tevatron, pp no LHC e processos mais limpos, como as reações e^+e^-, e^-e^-, previstas para ocorrerem em futuros colisores (ILC ou CLIC).

Na difícil tarefa de fazer a discriminação entre modelos, a combinação de A_{FB} no pico e fora do pico pode trazer informação adicional sobre os acoplamentos do bóson Z' com férmions. Neste caso, apesar da seção de choque ser muito maior na região do pico da massa deste bóson, em relação à região fora do pico, espera-se, também, um ganho na medida de assimetrias fora do pico. A presença do bóson Z e do fóton γ, interferindo com o novo campo na região fora do pico, contribui com importantes referências às amplitudes a serem medidas, permitindo estimar a contribuição de novos acoplamentos que supostamente pertenceriam a novos campos.

Mas, para que uma precisão maior seja alcançada no LHC, principalmente em um

observável como a assimetria, é necessário garantir certos aspectos importantes para reações do tipo $q\overline{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow l^+l^-$, entre os quais citamos: a aceitação leptônica, a resolução de massa e os sinais do léptons.

Para a aceitação leptônica, lembramos que um dos requisitos imprescindíveis para a assimetria leptônica é que haja uma grande *rapidity*($|Y|$) do bóson de gauge. Em reações pp, a direção do quark é ambígua, uma vez que existe uma probabilidade igual do quark se originar de qualquer um dos prótons. Com uma grande $|Y|$, espera-se que ocorra a aniquilação de um par quark-antiquark, resultando na formação do bóson de gauge. Neste caso, um párton carrega uma grande fração de momento, designada por x_a e o outro carrega uma pequena fração de momento, designada como x_b, havendo maior probabilidade do párton que carrega x_a ser um quark, uma vez que os quarks de valência têm distribuições de momento mais pesadas se comparadas à dos antiquarks. Além disso, em colisores hadrônicos, como o LHC, requer-se, para medida da A_{FB}, em decaimentos leptônicos, uma boa aceitação dos léptons em ângulos pequenos com relação ao feixe, sendo tal requisito melhor alcançado com os múons. Nota-se, ainda que múons com grande *rapidity* estão com maior probabilidade em uma região com grande $|\cos\theta|$, onde os efeitos da $A_{FB}^{\mu^+\mu^-}$ são mais pronunciados. Caso *a rapidity* seja reduzida, diminui-se a precisão do observável A_{FB}.

Com relação à resolução de massa, tal requisito é imprescindível, por exemplo, para as larguras de decaimento no novo bóson Z'. A largura fornece informações sobre os canais de decaimento permitidos; assim, uma boa resolução de massa é imprescindível para detectar, por exemplo, assimetrias fora do pico.

Como o observável a ser medido será A_{FB} com léptons opostamente carregados no estado final, é necessária a informação sobre a carga dos mesmos. Os múons (μ) e/ou mesmo os taus (τ) são escolhas boas para tal finalidade.

Assim, visando garantir os aspectos já mencionados anteriormente para a medida de assimetrias com léptons no estado final no LHC, escolhemos principalmente a reação $pp \rightarrow \mu^+\mu^-$ para representar/diferenciar os dois modelos estudados.

4.1.2 Distribuições de Massa Invariante, Momento Transverso e *Rapidity*

Em colisões hadrônicas, os pártons carregam frações de momento dos hádrons envolvidos e o referencial de centro de massa de dois pártons colidentes é indeterminado com relação ao sistema de laboratório. Assim, na descrição de experimentos, é útil buscar variáveis cinemáticas que sejam invariáveis sobre boosts longitudinais arbitrários. Dentre essas variáveis, podemos citar: o momento transverso e o ângulo azimutal, a *rapidity* e *pseudorapidity* e a variável massa invariante.

Na busca por ressonâncias, o canal s é o canal mais eficiente para a descoberta de uma nova partícula.

Observando o diagrama abaixo, as variáveis de Mandelstam s, t e u são definidas por:

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2;$$
$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2;$$
$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2.$$

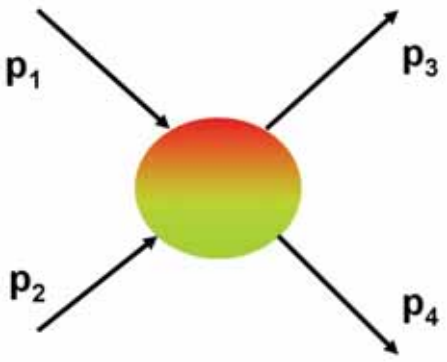


Figura 4.1: Diagrama ilustrativo onde duas partículas de momento p_1 e p_2 entram e duas partículas p_3 e p_4 saem.

Consideremos um Z' produzido por $a + b$, decaindo em $1 + 2 + 3 + ... + n$. De acordo com a fórmula de ressonância de Breit-Wigner, a contribuição do propagador

de uma partícula de massa $M_{Z'}$, e largura total $\Gamma_{Z'}$, é expressa por [31]:

$$R(s) = \frac{1}{(s - M_{Z'}^2)^2 + \Gamma_{Z'}^2 M_{Z'}^2}; \tag{4.8}$$

neste caso, a amplitude apresenta um pico próximo ao polo de $M_{Z'}$ em:

$$s = (p_a + p_b)^2 = (\sum_i^n p_i)^2 \approx M_{Z'}^2. \tag{4.9}$$

Esta é a distribuição de massa invariante (o melhor observável que indicaria a produção de uma ressonância). Esse observável é viável se for possível fazer a reconstrução do momento inicial ou final das partículas envolvidas. Considerando o canal Drell-Yan, na reação $pp \to \mu^+\mu^-$, tomando somente a parte $Z' \to \mu^+\mu^-$, temos:

$$m_{\mu\mu}^2 = (p_{\mu^+} + p_{\mu^-})^2 \approx 2p_{\mu^+}p_{\mu^-} \approx 2E_{\mu^+}E_{\mu^-}(1 - \cos\theta_{\mu^+\mu^-}) \approx M_{Z'}; \tag{4.10}$$

esta relação leva, ainda, a $E_\mu \approx M_{Z'}/2$ no referencial de repouso de Z'.

O estudo do momento transverso da partícula final envolvida na reação também leva a uma importante informação, que pode ser observada no LHC. Considerando o exemplo anterior, $Z' \to \mu^+\mu^-$, o momento transverso do múon resultante é dado por: $p_{t\mu} = p_\mu \sin\theta$, onde θ é ângulo polar no referencial partônico do c.m. A cinemática do estado final, envolvendo o decaimento de dois corpos, estabelece que:

$$\frac{d\sigma}{dp_{t\mu}} = \frac{4p_{t\mu}}{s\sqrt{1 - 4p_{t\mu}^2/s}} \frac{d\sigma}{d\cos\theta}. \tag{4.11}$$

A combinação desta última expressão, com a expressão da ressonância de Breit-Wigner, leva a outra relação de proporcionalidade [31]:

$$\frac{d\sigma}{dm_{\mu\mu}^2 dp_{t\mu}^2} \propto \frac{\Gamma_{Z'}M_{Z'}}{(m_{\mu\mu}^2 - M_{\Gamma_{Z'}M_{Z'}^2})^2 + \Gamma_{Z'}^2 M_{Z'}^2} \frac{1}{m_{\mu\mu}^2\sqrt{1 - 4p_{t\mu}^2/m_{\mu\mu}^2}} \frac{d\sigma}{d\cos\theta}. \tag{4.12}$$

Nesta última equação, percebe-se uma ressonância na posição $p_{t\mu} = M_{Z'}/2$. Logo, uma das características para a distribuição de momento transverso do múon, é apresentar tal pico. Conclui-se que esta é uma análise complementar à utilizada na distribuição de massa invariante na tarefa de identificação de ressonância de um Z'.

Nesta análise de observáveis sensíveis às propriedades do bóson Z' no LHC, estudamos, também, a distribuição de *rapidity*. Com este observável, é possível mensurar a fração de Z' produzida nos subprocessos $u\overline{u}$ e $d\overline{d}$ e, também, a fração que é devida ao mar de quarks.

A *rapidity* de uma partícula de momentum p^μ é definida como:

$$Y = \frac{1}{2} ln \frac{E + p_z}{E - p_z}; \tag{4.13}$$

onde E é a energia da partícula e p_z denota o momento transverso na direção z. No limite, onde a massa do férmion é desprezível, temos que $E \approx |\overrightarrow{p}|$, de modo que:

$$Y = \frac{1}{2} ln \frac{1 + \cos\theta}{1 - \cos\theta} = ln \cot \frac{\theta}{2}. \tag{4.14}$$

O observável *pseudorapidity* descreve o ângulo da partícula final em relação ao eixo do feixe incidente, sendo definido como:

$$\eta = -\ln \tan \left[\left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \tag{4.15}$$

Note que, no limite onde a massa do férmion é desprezível, *rapidity* e *pseudorapidity* tendem a se igualar, ($Y \approx \eta$).

No decorrer deste trabalho, apresentaremos a comparação dos observáveis estudados nesta seção na discriminação do bóson Z', considerando os dois modelos $B-L$ mencionados no Capítulo 2. Passamos, agora, ao estudo de outros observáveis em colisores e^+e^-.

4.2 Observáveis para Identificação de Z' no ILC

Sendo o ILC um colisor e^+e^-, os processos dominantes em colisões deste tipo são: aniquilação e espalhamento. A aniquilação ocorre via canal s e o espalhamento ocorre via canais t e u.

A opção de feixes longitudinalmente polarizados, nos permite escrever as seções de choque $e^+e^- \to f\overline{f}$, como [47]:

$$\begin{aligned} \sigma_{P_{e^-}P_{e^+}} &= \frac{1}{4}\{(1 + P_{e^-})(1 + P_{e^+})\sigma_{RR} + (1 - P_{e^-})(1 - P_{e^+})\sigma_{LL} \\ &\quad + (1 + P_{e^-})(1 - P_{e^+})\sigma_{RL} + (1 - P_{e^-})(1 + P_{e^+})\sigma_{LR}\}; \end{aligned} \tag{4.16}$$

onde nesta notação, σ_{RL} denota a seção de choque com feixes e^- totalmente polarizados à direita ($P_{e^-} = +1$) e com feixe de pósitrons e^+ completamente polarizados à esquerda ($P_{e^+} = -1$). De forma análoga, define-se σ_{LR}, σ_{LL} e σ_{RR}. Note que nos processos envolvendo o fóton, o bóson Z ou Z', os termos $\sigma_{LL} = \sigma_{RR} = 0$, considerando uma polarização absoluta.

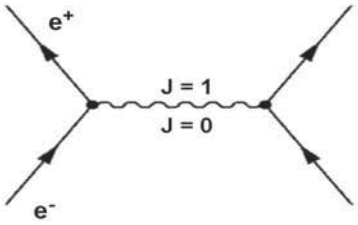


Figura 4.2: Diagrama ilustrativo das possíveis configurações de spin no canal s.

A Figura 4.2 demonstra as possíveis configurações de spin que podem ocorrer em função do acoplamento dos feixes e^+e^- no canal s . A opção de $J = 1$ vem de configurações da seção de choque do tipo RL e LR e é possível, através de bósons vetoriais como o γ, Z e Z'. A opção $J = 0$ ocorre através de seções de choque do tipo LL e RR, podendo ter contribuições vindas da física nova através de escalares.

Já a Figura 4.3 diz respeito aos canais t e u. Neste caso, a troca de partículas pode envolver férmions, bósons vetoriais e escalares, visto que a helicidade das partículas que entram é diretamente acoplada ao vértice, isto é, não gera uma dependência na estrutura de helicidade da segunda partícula que chega.

Neste trabalho, além de contemplar observáveis considerando a polarização absoluta de ambos os feixes e^+e^-, consideramos, também, polarizações arbitrárias. No caso do ILC, contemplamos, em nossas análises, os casos onde as polarizações de $|60|\%$ para os elétrons e $|80|\%$ para pósitrons são atingidas.

Elétrons com momento (p) e *spin* (s) são descritos pelo *spinor* $u(p, s)$, onde s^μ denota o vetor de Lorentz, que é definido no sistema de repouso da partícula como $(s^\mu)_{\text{R.S}} = (0, s')$. Através de um *boost* de Lorentz, os componentes de s^μ são descritos em um referencial onde a partícula se movimenta com momento p através da seguinte expressão:

$$s^{\mu} = \left(\frac{p \cdot s'}{m_0}, s' + \frac{s' \cdot p}{m_0(E + m_0)} p \right); \tag{4.17}$$

onde m_0 denota a massa de repouso do elétron e s' a polarização genéricada aqui considerada. Neste caso, um operador de projeção mais genérico, dependente da polarização arbitrária, pode ser escrito como:

$$\sum(s) = \frac{1}{2}(1 + \not{s}\gamma_5); \tag{4.18}$$

com as seguintes propriedades:

$$\sum(s)u(p, +s) = u(p, +s); \tag{4.19}$$

$$\sum(s)u(p, -s) = 0. \tag{4.20}$$

Considerando estados de helicidade $\lambda = \pm 1$, isto é, a projeção do spin ao longo da direção do momento da partícula, temos:

$$s'_{\lambda} = \lambda \frac{p}{|p|}; \tag{4.21}$$

e substituindo esta relação na Eq. (4.17), obtemos a outra relação importante:

$$s'_{\lambda} = \lambda \left(\frac{|p|}{m_0}, \frac{E}{m_0} \frac{p}{|p|} \right). \tag{4.22}$$

Assim, um elétron com helicidade paralela ao momento (p) é chamado elétron de mão direita e, ao contrário, um elétron com helicidade oposta ao momento (p) é chamado elétron de mão esquerda, o que pode ser resumido em termos de helicidades positiva ($\lambda = +1$)e negativa ($\lambda = -1$), respectivamente.

Para o processo $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$, analisamos os observáveis importantes para detecção e diferenciação do Z' no ILC, considerando, como já dito antes, polarizações absoluta e parcial. Dentre estes observáveis, destacamos as assimetrias dependentes da polarização e^+e^-: assimetria *left-right* ($A_{LR}^{f\overline{f}}$) e a assimetria mista ($A_{FB,LR}^{f\overline{f}}$). Além destas, contemplamos, ainda, as *forward-backward*($A_{FB}^{f\overline{f}}$), assimetria de polarização($A_{Pol}^{f\overline{f}}$) e outros observáveis como seção de choque, largura total de decaimento e razões de seções de choque hadrônica e leptônica.

Define-se a assimetria $A_{FB}^{f\overline{f}}$ em função do número de eventos para frente (N_F) e para trás (N_B), na direção que o férmion no estado final vai em relação ao feixe de

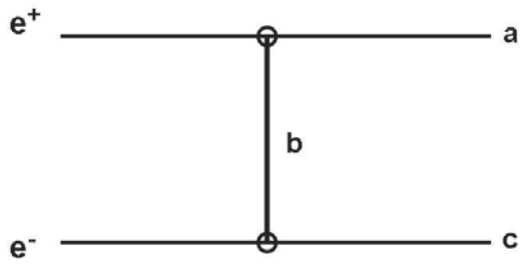


Figura 4.3: Diagrama ilustrativo das possíveis configurações de spin nos canais t e u.

elétrons. Essas direções podem ser definidas em $(\cos\theta > 0)$ e $(\cos\theta < 0)$ conforme já dito no Capítulo 1.

A $A_{LR}^{f\overline{f}}$ é definida em função da polarização do feixe incidente:

$$A_{LR}^{f\overline{f}} = \frac{\sigma(e^+_{(\%)}e^-_{(\%)L} \to f\overline{f}) - \sigma(e^+_{(\%)}e^-_{(\%)R} \to f\overline{f})}{\sigma^0}; \tag{4.23}$$

onde σ_L denota a seção de choque mediada pelos fótons (γ) e pelos bósons Z, Z' produzidos por elétrons de mão esquerda e σ_R denota a mesma informação porém agora com elétrons de mão direita. O subíndice % denota o percentual de polarização a ser considerado. A seção de choque (σ^0) denota a seção de choque não polarizada, definida por:

$$\sigma^0 = \frac{\sigma_{RL} + \sigma_{LR} + \sigma_{LL} + \sigma_{RR}}{4}. \tag{4.24}$$

Considerando ambos os feixes polarizados ainda é possível definir a A_{LR} de outra forma, com uma mudança no denominador em relação à Eq. (4.23):

$$A_{LR}^{f\overline{f}} = \frac{\sigma_{LL} + \sigma_{LR} - \sigma_{RR} - \sigma_{RL}}{\sigma_{LL} + \sigma_{LR} + \sigma_{RR} + \sigma_{RL}}. \tag{4.25}$$

No caso onde ambos os feixes estão polarizados, e a aniquilação ocorre via um bóson vetorial, costuma-se, também, relacionar tal assimetria com a seção de choque e um coeficiente de polarização efetiva, neste caso $\sigma_{P_{e^-}P_{e^+}}$, podendo ser escrita como:

$$\sigma_{P_{e^-}P_{e^+}} = (1 - P_{e^-}P_{e^+})\sigma^0[1 - P_{eff}A_{LR}]; \tag{4.26}$$

onde:

$$P_{eff} = \frac{P_{e^-} - P_{e^+}}{1 - P_{e^+}P_{e^-}}. \tag{4.27}$$

Note que, utilizando os valores de polarização previstos para o ILC, ou seja, $P_{e^-} = -80\%$ e $P_{e^+} = +60\%$, como resultado líquido, obtem-se uma $P_{eff} = -95\%$.

Conforme já dito na introdução na Eq. (1.6), a assimetria mista $A^{f\overline{f}}_{LR,FB}$ é expressa por:

$$A^{f\overline{f}}_{LR,FB} = \frac{(\sigma_F - \sigma_B)_L - (\sigma_F - \sigma_B)_R}{(\sigma_F - \sigma_B)_L + (\sigma_F - \sigma_B)_R}; \tag{4.28}$$

onde os subíndices L, R denotam as seções de choque com elétrons polarizados à esquerda e direita, respectivamente. Definição análoga pode ser escrita como:

$$A^{f\overline{f}}_{LR,FB} = \frac{3}{4}\frac{\sigma_{LL} - \sigma_{RR} + \sigma_{RL} - \sigma_{LR}}{\sigma_{LL} + \sigma_{RR} + \sigma_{RL} + \sigma_{LR}}; \tag{4.29}$$

Essa assimetria mista é relacionada à assimetria de polarização $A^{f\overline{f}}_{Pol}$, no limite onde $m_f = 0$, ou seja:

$$A^{f\overline{f}}_{LR,FB} = \frac{3}{4}A^{f\overline{f}}_{Pol}.$$

Tais observáveis são de extrema importância, visto que, mesmo quando não é possível ter acesso experimental a uma determinada assimetria, é possível prevê-la através de relações analíticas. De forma semelhante, costuma-se estabelecer relações entre os outros observáveis quando a massa do férmion é desprezível (ver Capítulo 1):

$$A^{f\overline{f}}_{LR,Pol} = \frac{4}{3}A^{f\overline{f}}_{FB};$$

$$A^{f\overline{f}}_{Pol,FB} = \frac{3}{4}A^{f\overline{f}}_{LR}.$$

Um aspecto bastante relevante diz respeito à medida de todas as assimetrias já citadas para os canais envolvendo quarks, principalmente os quarks b e c. Na medida de assimetrias, com quarks no estado final, é necessário distinguir o sabor do quark e a carga do mesmo, de modo que seja possível fazer a separação quark/antiquark.

As experiências realizadas em colisores basicamente reportam a três métodos para a identificação do sabor de um quark.

Em um primeiro método, mede-se a trajetória do hádron que contém o quark pesado durante a sua vida média, sendo este, muito eficiente para os quarks b.

Um segundo método envolve a identificação de léptons rápidos. Como os quarks b e c decaem semileptonicamente, é possível a separação de tais sabores através do

momento transverso do lépton em relação ao eixo do jato. O momento transverso do lépton em relação à direção do hádron que decai é limitado a ter a metade da massa do hádron.

Já o terceiro método envolve a reconstrução de hádrons que contêm o quark c (D^0, D^+, D_s e Λ_c^+), visto que tais hádrons têm uma baixa multiplicidade de modos de decaimento, com frações de largura de decaimento relativamente altas. As informações obtidas do méson D têm uma grande contribuição em $A_{FB}^{c\bar{c}}$. Além disso, os hádrons charmosos de um quark c primário têm, em média, um momento maior do que aqueles de um decaimento contendo o quark b de outro hádron. Entre os canais de decaimento do méson D, destacamos: $D^{*+} \to \pi^+ D^0$, com o subsequente decaimento de $D^0 \to K^- \pi^+$.

Nos Capítulos 6 e 7, faremos uma análise detalhada dos observáveis contemplados em nosso estudo envolvendo os dois modelos $B - L$. Dentre tais observáveis, destacamos mais uma vez o papel das assimetrias com léptons e quarks no estado final.

Capítulo 5

Assimetrias do Quark Top

5.1 Assimetria *Forward-Backward* do Quark Top

O quark top desempenha papel fundamental em modelos de física além do Modelo Padrão, e em mecanismos altenativos de quebra espontânea de simetria [79], visto que é a partícula elementar mais pesada conhecida até o presente momento. Logo, tanto no Tevatron como no LHC, a produção do quark top é alvo de muitos experimentos. Sabe-se, ainda, que as predições teóricas para as seções de choque $p\overline{p} \rightarrow t\bar{t}$ e $pp \rightarrow t\bar{t}$ estão em boa concordância com os dados experimentais do Tevatron [80, 81, 82] e do LHC [83, 84].

Os dados do detector CDF no Tevatron, utilizando uma energia de centro de massa $\sqrt{s} = 1.96$, uma luminosidade integrada de 2.8 fb^{-1}, e considerando a massa do top 175 GeV, reportam-nos uma seção de choque $\sigma_{t\bar{t}} = 6.27 \pm 0.73(\text{estat}) \pm 0.63(\text{sist}) \pm 0.39(\text{lumi})$ [81]. Os dados do detector DØ, considerando a mesma energia de centro de massa, uma luminosidade integrada de 1 fb^{-1} e massa do top como 170 GeV, reportam-nos a uma seção de choque $\sigma_{t\bar{t}} = 7.5^{+1.0}_{-1.0}(\text{stat})^{+0.7}_{-0.6}(\text{sist})^{+0.6}_{-0.5}(\text{lumi})$ [82]. Considera-se, para esse último resultado, canais de decaimentos contendo léptons pesados com grande momento transverso (p_t). Para a medida do CDF, utilizam-se eventos com dois léptons carregados, neutrinos e jatos.

Apesar das medidas de seções de choque estarem em bom acordo com os dados experimentais, uma considerável diferença na seção de choque diferencial do quark top, comparada com a do antiquark top, foi observada no Tevatron, refletindo a

existência de uma assimetria de carga ou, também, chamada assimetria *forward-backward* ($A_{FB}^{t\bar{t}}$). Em *leading order*(LO), na QCD, as distribuições dos quarks top e antitop são iguais, mas a inclusão de correções radiativas em eventos $t\bar{t}$ faz com que os quarks top estejam mais abundantes na direção dos quarks mais leves. Assim, tanto CDF e DØ, obtiveram medidas para a $A_{FB}^{t\bar{t}}$ maiores do que as previsões do MP [85, 86].

O valor medido para a $A_{FB}^{t\bar{t}}$, pela colaboração CDF no referencial de repouso do par $t\bar{t}$, resulta em $A_{FB}^{t\bar{t}}(M_{t\bar{t}} > 450 \text{ GeV}) = 0.475 \pm 0.101$ [80], o valor da mesma assimetria medida pelo DØ é $A_{FB}^{t\bar{t}} = 8 \pm 4(\text{estat}) \pm 1(\text{sist})\%$. O MP prevê que $A_{FB}^{t\bar{t}} = 0.088 \pm 0.013$ [85]. Assim, esse desacordo entre teoria e experimento motiva possíveis efeitos de Física Nova (FN) nesse processo. Mas, esses efeitos têm um desafio: reprodução do valor experimental observado para a assimetria e, ao mesmo tempo, não estragar o comportamento da seção de choque $\sigma_{t\bar{t}}$, que está em bom acordo com o modelo padrão.

Diante de tal situação, surgiram vários cenários com plausíveis candidatos a explicar tais resultados. Entre eles, podemos citar principalmente:

- Cenários com bósons de gauge octetos de cor (axigluons)[87, 88, 89];
- Modelos com escalares coloridos (singleto, tripleto, sexteto e octeto coloridos)[90, 91, 92, 93];
- Modelos com bósons de gauge neutros e carregados extras Z' e W', respectivamente.

O cenário contendo axigluons, ou glúons de Kaluza Klein, que tenta explicar os resultados para $A_{FB}^{t\bar{t}}$, através da troca de tais partículas no canal s, tem fortes vínculos nas seções de choque de dijatos ($t\bar{t}$). Recentemente, o LHC divulgou os resultados para tais seções de choque, restrigindo ainda mais os modelos desta categoria.

Os modelos com escalares coloridos, com Z' e W', podem explicar os resultados para $A_{FB}^{t\bar{t}}$ com a troca dessas partículas no canal t. Ou seja, tais modelos enquadram-se em uma categoria de física nova, cuja produção do quark top ocorre predominantemente no canal t.

Estima-se, nesse caso, que os escalares coloridos devem ter massa $O(1 \text{ TeV})$ e os bósons Z' ou W' devem ter massas $O(200\text{-}700 \text{ GeV})$. Porém, para gerar uma assime-

tria grande e positiva, é necessário uma grande violação de sabor nos acoplamentos dessas partículas com férmions.

Consideremos o caso de um Z'. Uma das maneiras de explicar o resultado de $A_{FB}^{t\bar{t}}$ é introduzindo um Z' que acopla-se, principalmente, com quarks do tipo *up* ou *down*, violando o sabor: $Z' - u - t$ ou $Z' - d - t$, conforme lagrangiana abaixo:

$$\mathcal{L} = \bar{t}(f_V - f_A\gamma_5)\gamma^\mu Z'_\mu u. \tag{5.1}$$

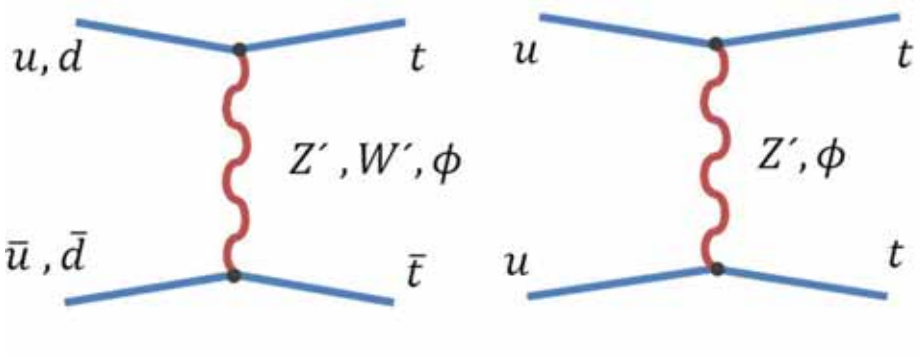


Figura 5.1: Processos no canal t que podem ser induzidos pela troca de escalares coloridos (ϕ), Z' e W'.

Sendo o assunto desta tese os bósons de gauge neutros extras Z', explicaremos, com maiores detalhes, alguns dos requisitos que tal bóson deve ter, de modo a tornar-se um possível candidato, apto a explicar os resultados de $A_{FB}^{t\bar{t}}$ medidos pelo Tevatron.

Como dito antes, um dos desafios para qualquer modelo que tente explicar $A_{FB}^{t\bar{t}}$ é não introduzir grandes modificações na seção de choque de produção de $t\bar{t}$. Em geral, modelos com física nova no canal t modificam a distribuição de massa invariante, especialmente em valores maiores de $M_{t\bar{t}}$, devido ao efeito conhecido como *Rutherford enhancement*.

Com uma restrição adicional, a troca de Z' no canal t pode produzir eventos contendo o quark top com o mesmo sinal, do tipo $uu(\overline{uu}) \rightarrow tt(\overline{tt})$ (Ver Figura 5.1). Esses eventos têm fortes vínculos nas medidas já realizadas pelas colaborações CDF no Tevatron e pelo ATLAS no LHC. O motivo pelo qual os bósons Z''s devem

ser relativamente leves é justamente para evitar tais processos. O MP prevê, neste caso, 2.1 ± 1.8 eventos [94] e a colaboração CDF mediu 3 eventos com 2 fb^{-1} de luminosidade [95].

Modelos que preveem massas maiores para o bóson Z' podem induzir muitos eventos provenientes de reações do tipo $Z't \to tt + \overline{u}$, cujas medidas já foram estimadas pela colaboração CDF e são consistentes com as previsões do MP.

Além de modificar a $A_{FB}^{t\bar{t}}$, um modelo com Z' *flavour changing neutral current* pode introduzir contribuições para a física de baixas energias. Isso pode ser visto em processos com $\Delta F = 2$, como a diferença de massa dos mésons K, B e D, e processos com $\Delta F = 1$, como o decaimento dos mésons. Tais tipos de transições impõem limites rigorosos para modelos FCNC.

Ilustraremos um exemplo no contexto do méson B. Há dois sistemas de misturas de mésons B: um deles envolve os mésons neutros B_d^0 e $\overline{B}_d^0$ e o outro envolve B_s^0 e $\overline{B}_s^0$. As contribuições de um modelo com Z' não universal afetam os diagramas de caixa, que agora contém além do bóson W, o Z'. Assim, os acoplamentos em nível de árvore do tipo dbZ' e sbZ' têm vínculos nas misturas dos mésons neutros B_d e B_s, respectivamente[96].

As contribuições de Física Nova para o decaimento dos mésons vêm de um operador, cuja forma é: $b \to sf\overline{f}$, sendo que f denota um férmion leve. Exemplificando, $b \to su\overline{u}$ e $b \to sd\overline{d}$ tem fortes vínculos nos processos $B(\overline{B} \to K\pi)$ e $b \to ss\overline{s}$ tem vínculos em $B(\overline{B} \to \phi K)$. O processo $b \to dd\overline{d}$ tem vínculos impostos por $B(\overline{B} \to \pi\pi)$, $b \to ds\overline{s}$ tem vínculos em $B(\overline{B} \to \phi\pi)$ and $B(\overline{B} \to KK)$.

Ilustraremos, abaixo, uma das técnicas usadas para extrair os elementos de matriz com a finalidade de cálculo das larguras de decaimentos dos mésons. A mesma técnica pode ser usada quando a física nova é introduzida, com a substituição apropriada da Hamiltoniana efetiva do modelo que contém a física nova.

Introduzimos, abaixo, o Hamiltoniano efetivo para transições do tipo $\Delta B = 1$ no MP.

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{eff} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[V_{ub}V_{uq}^*(C_1O_1^u + C_2O_2^u) + V_{cb}V_{cq}^*(C_1O_1^c + C_2O_2^c) \right. \\ &\quad \left. -V_{tb}V_{tq}^* \left(\sum_{i=3}^{10} C_iO_i + C_gO_g \right) \right]. \end{aligned} \tag{5.2}$$

Onde, na última expressão, $q = d, s$ e C_i são coeficientes de Wilson evoluídos

na escala de renormalização apropriada μ. Costuma-se fazer tal renormalização em escalas $m_b/2$, m_b e $2m_b$. Os operadores na $\mathcal{H}_{eff}$ para transições $\Delta B = 1$ têm as seguintes definições:

$$\begin{aligned}
&O_1^u = \overline{s}_\alpha \gamma^\mu L u_\alpha \cdot \overline{u}_\beta \gamma_\mu L b_\beta, && O_2^u = \overline{s}_\alpha \gamma^\mu L u_\beta \cdot \overline{u}_\beta \gamma_\mu L b_\alpha,\\
&O_1^c = \overline{s}_\alpha \gamma^\mu L c_\alpha \cdot \overline{c}_\beta \gamma_\mu L b_\beta, && O_2^c = \overline{s}_\alpha \gamma^\mu L c_\beta \cdot \overline{c}_\beta \gamma_\mu L b_\alpha,\\
&O_3 = \overline{s}_\alpha \gamma^\mu L b_\alpha \cdot \Sigma_{q'} \overline{q}'_\beta \gamma_\mu L q'_\beta, && O_4 = \overline{s}_\alpha \gamma^\mu L b_\beta \cdot \Sigma_{q'} \overline{q}'_\beta \gamma_\mu L q'_\alpha,\\
&O_5 = \overline{s}_\alpha \gamma^\mu L b_\alpha \cdot \Sigma_{q'} \overline{q}'_\beta \gamma_\mu R q'_\beta, && O_6 = \overline{s}_\alpha \gamma^\mu L b_\beta \cdot \Sigma_{q'} \overline{q}'_\beta \gamma_\mu R q'_\alpha,\\
&O_7 = \tfrac{3}{2} \overline{s}_\alpha \gamma^\mu L b_\alpha \cdot \Sigma_{q'} e_{q'} \overline{q}'_\beta \gamma_\mu R q'_\beta, && O_8 = \tfrac{3}{2} \overline{s}_\alpha \gamma^\mu L b_\beta \cdot \Sigma_{q'} e_{q'} \overline{q}'_\beta \gamma_\mu R q'_\alpha,\\
&O_9 = \tfrac{3}{2} \overline{s}_\alpha \gamma^\mu L b_\alpha \cdot \Sigma_{q'} e_{q'} \overline{q}'_\beta \gamma_\mu L q'_\beta, && O_{10} = \tfrac{3}{2} \overline{s}_\alpha \gamma^\mu L b_\beta \cdot \Sigma_{q'} e_{q'} \overline{q}'_\beta \gamma_\mu L q'_\alpha,\\
&O_g = (g_s/8\pi^2) m_b \overline{s}_\alpha \sigma^{\mu\nu} R (\lambda^A_{\alpha\beta}/2) b_\beta G^A_{\mu\nu}.
\end{aligned} \tag{5.3}$$

Nesta notação, α e β são os índices de cor de $SU(3)$; L e R são os projetores *left* e *right-handed*, sendo $L(R) = 1 - \gamma_5(1 + \gamma_5)$, $G^A_{\mu\nu}$ é o campo do tensor gluônico e $\lambda_{\alpha\beta}$ com $A = 1, ..., 8$ são as matrizes de Gell-Mann e a soma que envolve q' é feita sobre os quarks u, d, s, c, b . $O_{1,2}$, $O_{3,...,6}$, $O_{7,...,10}$ são operadores corrente-corrente, pínguins da QCD e pínguins eletrofracos, respectivamente.

Informações mais detalhadas sobre tal mecanismo podem ser encontradas em [97].

Vamos exemplificar o desenvolvimento dos elementos de matriz desses operadores. Consideremos o processo $\overline{B}^0 \to \pi^+\pi^-$. Usando a fatorização, temos:

$$\langle \pi^+\pi^- | \mathcal{H}_{eff} | \overline{B}^0 \rangle = Z_1 \langle \pi^+ | j^\mu | 0 \rangle \langle \pi^- | j_\mu | \overline{B}^0 \rangle + Z_2 \langle \pi^- | j'^\mu | 0 \rangle \langle \pi^+ | j'_\mu | \overline{B}^0 \rangle; \tag{5.4}$$

onde, nesta notação, j_μ e j'_μ são as correntes $V - A$. As quantidades Z_1 e Z_2 envolvem os coeficientes efetivos , o fator de CKM e a constante de Fermi (G_F). Para $\overline{B}^0 \to \pi^+\pi^-$ somente a segunda parte da Eq. (5.4), que é $\langle \pi^- | j'^\mu | 0 \rangle \langle \pi^+ | j'_\mu | \overline{B}^0 \rangle$, vai contribuir.

Considere, agora, os elementos de matriz dos operadores O_1 e O_2 .

$$\langle \pi^-\pi^+ | O_1 | \overline{B}^0 \rangle, \quad O_1 = [\overline{d} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u][\overline{u} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b]. \tag{5.5}$$

A contribuição do operador O_2 pode ser reescrita, fazendo o uso de uma identidade conhecida como álgebra de cor, descrita abaixo:

$$T^b_{\alpha\beta} T^b_{\delta\gamma} = -\frac{1}{2N_c} \delta_{\alpha\beta}\delta_{\delta\gamma} + \frac{1}{2} \delta_{\alpha\gamma}\delta_{\beta\delta}; \tag{5.6}$$

onde α, β, δ, γ são índices de cor e N_c é o número de cores.

$$\begin{aligned} O_2 &= [\overline{d}_\alpha \gamma_\mu (1-\gamma_5) u_\beta][\overline{u}_\beta \gamma^\mu (1-\gamma_5) b_\alpha] \\ &= \tfrac{1}{N_c}[\overline{d}\gamma_\mu (1-\gamma_5) u][\overline{u}\gamma^\mu (1-\gamma_5) b] + \tfrac{1}{2}[\overline{d}\gamma_\mu (1-\gamma_5)\lambda u][\overline{u}\gamma^\mu (1-\gamma_5)\lambda b]. \end{aligned} \tag{5.7}$$

Na Eq. (5.7) somente o primeiro termo vai contribuir, uma vez que é do tipo singleto de cor. Logo, podemos colocar O_1 e O_2 no elemento de matriz em sua forma fatorizada:

$$\langle \pi^- \pi^+ | C_1 O_1 + C_2 O_2 | \overline{B}^0 \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[V_{ub} V_{ud}^* \left(C_1 + \frac{C_2}{N_c} \right) \langle \pi^- | (\overline{d} u)_{V-A} | 0 \rangle \langle \pi^+ | (\overline{u} b)_{V-A} | \overline{B}^0 \rangle \right] \tag{5.8}$$

onde usamos a seguinte notação: $V - A = \gamma^\mu (1 - \gamma_5)$.

Considere, agora, os elementos de matriz dos operadores O_3 e O_4 entre o mesmo estado final. Depois de uma transformação de Fierz, eles podem ser escritos como:

$$O_3 = \Sigma_{q'} (\overline{d}_\alpha \gamma^\mu L q'_\beta) \cdot (\overline{q}'_\beta \gamma_\mu L b'_\alpha); \qquad O_4 = \Sigma_{q'} (\overline{d}_\alpha \gamma^\mu L q'_\alpha) \cdot (\overline{q}'_\beta \gamma_\mu L b'_\beta); \tag{5.9}$$

A contribuição de O_3 pode ser escrita, após o uso da álgebra de cor, como:

$$\begin{aligned} O_3 &= \Sigma_{q'} (\overline{d}_\alpha \gamma^\mu L q'_\beta) \cdot (\overline{q}'_\beta \gamma_\mu L b'_\alpha) \\ &= \tfrac{1}{N_c} [\Sigma_{q'} (\overline{d} \gamma^\mu L q') \cdot (\overline{q}' \gamma_\mu L b')] + \tfrac{1}{2} [\Sigma_{q'} (\overline{d} \gamma^\mu L \lambda q') \cdot (\overline{q}' \gamma_\mu L \lambda b')]. \end{aligned} \tag{5.10}$$

Usando manipulações análogas, podemos colocar os elementos de matriz de O_3 e O_4 em sua forma fatorizada:

$$\langle \pi^- \pi^+ | C_3 O_3 + C_4 O_4 | \overline{B}^0 \rangle = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[V_{tb} V_{td}^* \left(\frac{C_3}{N_c} + C_4 \right) \langle \pi^- | (\overline{d} u)_{V-A} | 0 \rangle \langle \pi^+ | (\overline{u} b)_{V-A} | \overline{B}^0 \rangle \right] \tag{5.11}$$

Consideremos, agora, o elemento de matriz dos operadores O_9 e O_{10} para o mesmo processo. Mais uma vez, depois de fazer uma transformação de Fierz, o elemento de matriz pode ser escrito como:

$$O_9 = \tfrac{3}{2} \Sigma_{q'} e_{q'} (\overline{d}_\alpha \gamma^\mu L q'_\beta) \cdot (\overline{q}'_\beta \gamma_\mu L b_\alpha); \qquad O_{10} = \tfrac{3}{2} \Sigma_{q'} e_{q'} (\overline{d}_\alpha \gamma^\mu L q'_\alpha) \cdot (\overline{q}'_\beta \gamma_\mu L b_\beta); \tag{5.12}$$

onde e_q denota a carga do quark, $e_q = 2/3$ para o quark u. Usando a álgebra de cor, podemos escrever O_9 como segue:

$$\begin{aligned} O_9 &= \tfrac{3}{2}\Sigma_{q'} e_{q'} (\overline{d}_\alpha \gamma^\mu L q'_\beta) \cdot (\bar{q}'_\beta \gamma_\mu L b_\alpha) \\ &= \tfrac{1}{N_c}[\tfrac{3}{2}\Sigma_{q'} e_{q'} (\overline{d}\gamma^\mu L q') \cdot (\bar{q}' \gamma_\mu L b)] + \tfrac{1}{2}[\tfrac{3}{2}\Sigma_{q'} e_{q'} (\overline{d}\gamma^\mu L \lambda q') \cdot (\bar{q}' \gamma_\mu L \lambda b)]. \end{aligned} \tag{5.13}$$

Colocando, agora, O_9 e O_{10} em sua forma fatorizada, temos:

$$\langle \pi^- \pi^+ | C_9 O_9 + C_{10} O_{10} | \overline{B}^0 \rangle = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[V_{tb} V_{td}^* \left(\frac{C_9}{N_c} + C_{10} \right) \langle \pi^- | (\overline{d} u)_{V-A} | 0 \rangle \langle \pi^+ | (\overline{u} b)_{V-A} | \overline{B}^0 \rangle \right] \tag{5.14}$$

Trabalharemos agora com operadores que misturam correntes *left* e correntes *right-handed*. Neste caso, existem aqueles que surgem dos pínguins da QCD (O_5, O_6) e aqueles que surgem dos pínguins eletrofracos (O_7 e O_8). Depois de uma transformação de Fierz, eles podem ser escritos como:

$$\begin{aligned} O_5 &= \Sigma_{q'}[-2(\overline{d}_\alpha R q'_\beta) \cdot (\bar{q}'_\beta L b_\alpha)]; & O_6 &= \Sigma_{q'}[-2(\overline{d}_\alpha R q'_\alpha) \cdot (\bar{q}'_\beta L b_\beta)]; \\ O_7 &= \tfrac{3}{2}\Sigma_{q'} e_{q'}[-2(\overline{d}_\alpha R q'_\beta) \cdot (\bar{q}'_\beta L b_\alpha)]; & O_8 &= \tfrac{3}{2}\Sigma_{q'} e_{q'}[-2(\overline{d}_\alpha R q'_\alpha) \cdot (\bar{q}'_\beta L b_\beta)]. \end{aligned} \tag{5.15}$$

O tratamento de O_6 e O_8 é mais trabalhoso. Primeiro, fizemos uma transformação de Fierz para colocá-los na forma descrita na Eq. (5.15). Depois disso, usa-se a equação de Dirac para relacionar as correntes descritas na Eq. (5.15) a correntes $V \pm A$. Como resultado final, teremos:

$$\langle P_1 P_2 | O_6 | \overline{B}^0 \rangle = R[P_1, P_2] \langle P_1 P_2 | O_4 | \overline{B}^0 \rangle + [P_1 \leftrightarrow P_2]; \tag{5.16}$$

com

$$R[P_1, P_2] \equiv \frac{2 M_{P_1}^2}{(m_{q'} + m_d)(m_b - m_{q'})}. \tag{5.17}$$

O mesmo procedimento vale para O_8.

Podemos, então, escrever as contribuições devidas a O_6 e O_8 na sua forma fatorizada. Fazendo manipulações análogas às previamente introduzidas, temos:

$$\langle \pi^- \pi^+ | C_5 O_5 + C_6 O_6 | \overline{B}^0 \rangle = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[V_{tb} V_{td}^* R_1 \left(\frac{C_5}{N_c} + C_6 \right) \langle \pi^- | (\overline{d} u)_{V-A} | 0 \rangle \langle \pi^+ | (\overline{u} b)_{V-A} | \overline{B}^0 \rangle \right] \tag{5.18}$$

$$\langle\pi^-\pi^+|C_7O_7+C_8O_8|\overline{B}^0\rangle = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[V_{tb}V_{td}^*R_1\left(\frac{C_7}{N_c}+C_8\right)\langle\pi^-|(\bar{d}u)_{V-A}|0\rangle\langle\pi^+|(\overline{u}b)_{V-A}|\overline{B}^0\rangle\right] \tag{5.19}$$

com

$$R_1 \equiv \frac{2M_\pi^2}{(m_u+m_d)(m_b-m_u)}. \tag{5.20}$$

Depois de escrever os elementos de matriz em sua forma fatorizada, vamos usar as quantidades a_i para relacionar um coeficiente ao outro, de acordo com as seguintes definições:

$$a_i \equiv C_i^{eff} + \tfrac{1}{N_c}C_{i+1}^{eff}(\text{i=odd}); \quad a_i \equiv C_i^{eff} + \tfrac{1}{N_c}C_{i-1}^{eff}(\text{i=even}). \tag{5.21}$$

Reunindo todas essas partes, podemos escrever o elemento de matriz para $\overline{B}^0$, decaindo em dois píons carregados.

$$\begin{aligned} M(\overline{B}^0 \to \pi^-\pi^+) &= \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left\{V_{ub}V_{ud}^*a_1 - V_{tb}V_{td}^*[a_4+a_{10}+R_1(a_6+a_8)]\right\}\times \\ &\quad \langle\pi^-|(\bar{d}u)_{V-A}|0\rangle\langle\pi^+|(\overline{u}b)_{V-A}|\overline{B}^0\rangle; \end{aligned} \tag{5.22}$$

com

$$\langle\pi^-|(\bar{d}u)_{V-A}|0\rangle\langle\pi^+|(\overline{u}b)_{V-A}|\overline{B}^0\rangle = if_\pi(m_{\overline{B}^0}^2 - m_\pi^2)F_0^{B\to\pi}(m_\pi^2). \tag{5.23}$$

Adotaremos a seguinte convenção para expressar os operadores bilineares de quarks, em termos de constante de decaimento de mésons e fatores de forma.

$$\langle\pi^-(p)|(\bar{d}u)_{V-A}|0\rangle = if_\pi p_\mu; \qquad \langle K^-(p)|(\bar{s}u)_{V-A}|0\rangle = if_K p^\mu; \tag{5.24}$$

e

$$\begin{aligned} \langle\pi^-(p')|(\bar{d}b)_{V-A}|B^-(p)\rangle &= \left[(p+p')_\mu - \frac{m_B^2-m_\pi^2}{q^2}q_\mu\right]F_1^{B\to\pi}(q^2) \\ &\quad + \frac{m_B^2-m_\pi^2}{q^2}q_\mu F_0^{B\to\pi}(q^2); \end{aligned} \tag{5.25}$$

$$\langle K-(p')|(\overline{s}b)_{V-A}|B^-(p)\rangle = \left[(p+p')_\mu - \frac{m_B^2-m_K^2}{q^2}q_\mu\right]F_1^{B\to K}(q^2) + \frac{m_B^2-m_K^2}{q^2}q_\mu F_0^{B\to K}(q^2). \quad (5.26)$$

Usando as relações de isospin, relacionamos os elementos de matriz ao elemento de matriz acima.

$$\langle\pi^-(p)|(\overline{d}u)_{V-A}|0\rangle = \sqrt{2}\langle\pi^0|(\overline{u}u)_{V-A}|0\rangle = -\sqrt{2}\langle\pi^0|(\overline{d}d)_{V-A}|0\rangle; \quad (5.27)$$

$$\langle K^-(p)|(\overline{s}u)_{V-A}|0\rangle = \langle\overline{K}^0|(\overline{s}d)_{V-A}|0\rangle = \langle K^0|(\overline{d}s)_{V-A}|0\rangle; \quad (5.28)$$

$$\langle\pi^-(p')|(\overline{d}b)_{V-A}|B^-(p_B)\rangle = \langle\pi^+|(\overline{u}b)_{V-A}|\overline{B}^0\rangle = \sqrt{2}\langle\pi^0|(\overline{d}b)_{V-A}|\overline{B}^0\rangle = \sqrt{2}\langle\pi^0|(\overline{u}b)_{V-A}|B^-\rangle; \quad (5.29)$$

$$\langle K^-(p')|(\overline{s}b)_{V-A}|B^-(p_B)\rangle = \langle\overline{K}^0|(\overline{s}b)_{V-A}|\overline{B}^0\rangle. \quad (5.30)$$

Para os coeficientes a_i, que contêm os detalhes dinâmicos dos decaimentos, usamos os resultados de Ali *et all.*, descritos nas Tabelas 5.1 e 5.2 [98].

Tais cálculos podem sofrer, ainda, correções devido a termos que provêm de processos envolvendo o processo de aniquilação.

Assim, neste breve exemplo, pretendíamos mostrar um dos possíveis vínculos por trás da assimetria do quark top, quando existe um modelo com Z' FCNC, como, por exemplo, o modelo 331 [99].

Nesta tese, como o enfoque está nos dois modelos $B-L$, não buscamos resolver o problema da asssimetria do top. Fizemos tal análise em outro estudo, considerando apenas o modelo 331 no setor de bósons de gauge neutros extras e, também o setor dos escalares para o referido modelo.

Como os modelos $B-L$ trabalhados aqui não são FCNC, eles não são candidatos a dar uma boa explicação para o caso $A_{FB}^{t\bar{t}}$. No entanto, fizemos um estudo englobando tais modelos, com o objetivo de estudar novas assimetrias a serem apresentadas na sequência.

	$N_c = 2$	$N_c = 3$	$N_c = \infty$
a_1	0.99[0.99]	1.05[1.05]	1.16[1.16]
a_2	0.25[0.25]	0.053[0.053]	-0.33[-0.33]
a_3	-37-14i[-36-14i]	48[48]	218+29i[215+29i]
a_4	-402-72i[-395-72i]	-439-77i[-431-77i]	-511-87i[-503-87i]
a_5	-150-14i[-149-14i]	-45[-45]	165+29i[162+29i]
a_6	-547-72i[-541-72i]	-575-77i[-568-77i]	-630-87i[-622-87i]
a_7	1.3-1.3i[1.4-1.3i]	0.5-1.3i[0.5-1.3i]	-1.2-1.3i[-1.1-1.3i]
a_8	4.4-0.7i[4.4-0.7i]	4.6-0.4i[4.6-0.4i]	5.0[5.0]
a_9	-91-1.3i[-91-1.3i]	-94-1.3i[-94-1.3i]	-101-1.3i[-101-1.3i]
a_{10}	-31-0.7i[-31-0.7i]	-14-0.4i[-14-0.4i]	20[20]

Tabela 5.1: Valores numéricos dos coeficientes efetivos para $b \to s[\bar{b} \to \bar{s}]$ considerando $N_c = 2, 3, \infty$. Os valores para $a_3, ..., a_{10}$ devem ser multiplicados por 10^{-4}. Tabela extraída de [98].

5.2 Novas Assimetrias

O LHC é um colisor simétrico *pp* e, nele, não há uma definição *forward-backward* equivalente à empregada para o colisor antisimétrico Tevatron ($p\overline{p}$), considerando essa característica de simetria de carga. Isso motivou o aparecimento de várias propostas de assimetrias ao longo dos últimos anos. Elas podem ser úteis na tarefa de diferenciar modelos com Z' no LHC, através da otimização de sinais antisimétricos, como propostos em [100, 101, 102] no contexto de $A_{FB}^{t\bar{t}}$ e de outros canais envolvendo léptons (l^+l^-) e os quarks bottom ($b\bar{b}$). Tais assimetrias diferem entre si pelos cortes aplicados na *rapidity* dos férmions finais, que visam tornar tais observáveis mais representativos. Nesses cálculos, é assumido, também, que a fração de energia dos quarks de valência é maior do que a fração de energia dos quarks do mar. Assim, foram analisadas em [100] as seguintes assimetrias:

$$A_{RFB}(Y_{f\bar{f}}^{cut}) = \frac{\sigma(|Y_f| > |Y_{\bar{f}}|) - \sigma(|Y_f| < |Y_{\bar{f}}|)}{\sigma(|Y_f| > |Y_{\bar{f}}|) + \sigma(|Y_f| < |Y_{\bar{f}}|)}_{|Y_{f\bar{f}}|>Y_{f\bar{f}}^{cut}}; \tag{5.31}$$

$$A_{OFB}(p_{Z,f\bar{f}}^{cut}) = \frac{\sigma(|Y_f| > |Y_{\bar{f}}|) - \sigma(|Y_f| < |Y_{\bar{f}}|)}{\sigma(|Y_f| > |Y_{\bar{f}}|) + \sigma(|Y_f| < |Y_{\bar{f}}|)}_{|p_{z,f\bar{f}}|>p_{z,f\bar{f}}^{cut}}; \tag{5.32}$$

	$N_c = 2$	$N_c = 3$	$N_c = \infty$
a_1	0.99[0.99]	1.05[1.05]	1.16[1.16]
a_2	0.25[0.25]	0.053[0.053]	-0.33[-0.33]
a_3	-33-7i[-42-23i]	48[48]	208+14i[226+47i]
a_4	-377-34i[-423-116i]	-412-36i[-461-124i]	-481-41i[-536-140i]
a_5	-145-14i[-154-14i]	-45[-45]	155+14i[173+47i]
a_6	-523-34i[-568-116i]	-548-36i[-597-124i]	-600-41i[-655-140i]
a_7	1.5-1.0i[1.1-1.8i]	0.7-1.0i[0.3-1.8i]	-1.0-1.0i[-1.4-1.8i]
a_8	4.5-0.5i[4.3-0.9i]	4.7-0.3i[4.5-0.6i]	5.0[5.0]
a_9	-91-1.0i[-91-1.8i]	-94-1.0i[-95-1.8i]	-101-1.0i[-101-1.8i]
a_{10}	-30-0.5i[-31-0.9i]	-14-0.3i[-14-0.6i]	20[20]

Tabela 5.2: Valores numéricos para os coeficientes efetivos em $b \to d[\bar{b} \to \bar{d}]$ considerando $N_c = 2, 3, \infty$. Os valores $a_3, ..., a_{10}$ devem ser multiplicados por 10^{-4}. Tabela extraída de [98].

$$A_C(Y_C) = \frac{\sigma_f(|Y_f| < Y_C) - \sigma_{\overline{f}}(|Y_{\overline{f}}| < Y_C)}{\sigma_f(|Y_f| < Y_C) + \sigma_{\overline{f}}(|Y_{\overline{f}}| < Y_C)}; \tag{5.33}$$

$$A_E(Y_C) = \frac{\sigma_f(|Y_C| < Y_f) - \sigma_{\overline{f}}(Y_C < |Y_{\overline{f}}|)}{\sigma_f(|Y_C| < Y_f) + \sigma_{\overline{f}}(Y_C < |Y_{\overline{f}}|)}. \tag{5.34}$$

onde, nessa notação, Y_C é o corte crítico na *rapidity* do férmion ou antiférmion e $p_{z,f\overline{f}}$ é o momento do par de férmions na direção z.

As siglas A_{RFB} e A_{OFB} significam, respectivamente, *rapidity dependent forward-backward asimmetry* e *one-side forward-backward asymmetry*. Essas duas assimetrias pertencem à mesma categoria; a diferença entre elas está nos cortes aplicados. As siglas A_C e A_E significam *central asymmetry* e *edge asymmetry*. Essas últimas assimetrias pertencem a outra categoria e fornecem informações através de medidas em duas regiões: a região central e a região de borda (*Edge*). A diferença entre e A_C, A_E, A_{RFB} e A_{OFB} está no fato de que, para A_C e A_E, é necessário o conhecimento da informação cinemática tanto do férmion como do antiférmion, simultaneamente.

Em geral, uma das cadeias favoritas para identificação do quark top é $t\bar{t} \to b\bar{b}2jl\nu$. Isso requer a reconstrução de eventos contendo neutrino, sendo que tal fato pode trazer incertezas na medida das assimetrias. Em estudos anteriores, onde foram considerados outros modelos [100, 101, 102], a seguinte conclusão foi obtida: A_E pode suprimir melhor os ruídos simétricos provenientes do subprocesso $gg \to t\bar{t}$

que é o subprocesso dominante em $pp \to t\bar{t}$. Sendo assim, espera-se obter resultados mais significantes para tal assimetria em comparação à A_C. Tal conclusão será investigada neste trabalho.

A_E faz uso da informação cinemática do t ou do $\bar{t}$, ao invés da informação cinemática do par $t\bar{t}$. Isso evita incertezas da reconstrução do momento do neutrino e suprime os eventos simétricos do processo $gg \to t\bar{t}$, que se localizam, em sua maioria, na região central. Logo, A_E funciona como uma versão melhorada de A_C.

Nosso estudo sobre os modelos $B - L$ contempla resultados considerando as assimetrias A_E e A_C, visando verificar as conclusões apresentadas em outros artigos. Lembremos que o modelo $B - L$ Secluded tem os acoplamentos axiais nulos, o que pode suprimir bastante os valores obtidos para as assimetrias.

No próximo capítulo, apresentaremos resultados para $A_{FB}^{t\bar{t}}$ considerando as assimetrias A_E e A_C para os dois modelos $B - L$ estudados. Destacaremos, também, os cortes aplicados para esses dois observáveis.

Capítulo 6

Discriminando os Modelos $B - L$ através de Diferentes Observáveis no LHC

Este capítulo é dedicado à análise dos modelos $B-L$ *Flipped* e *Secluded* no colisor LHC. Para o LHC, nossas análises abrangem a produção do bóson Z' através do canal Drell-Yan. Os observáveis importantes na discriminação de Z' são: distribuições de massa invariante, assimetrias, distribuições de *rapidity* e de momento transverso, distribuição angular dos férmions finais, entre outros.

6.1 Valores Numéricos dos Parâmetros Livres nos Modelos $B - L$

Dentre os dois modelos estudados neste trabalho, o modelo $B - L$ *Secluded* foi alvo de muitos estudos em outros setores, principalmente o de neutrinos e de escalares. Um primeiro estudo de assimetrias para o mesmo foi contemplado em [103, 104].

Basicamente, os bósons neutros Z' são caracterizados por massa e constantes de acoplamentos. Na interferência com o MP, tais bósons modificariam as propriedades do bóson Z, como, por exemplo, os acoplamentos com férmions e induziriam uma

mistura $Z - Z'$. Assim, os vínculos extraídos do LEP I, SLC e LEP II estabeleceram limites inferiores para a massa do bóson Z' e para a mistura $Z - Z'$.

Os vínculos para modelo $B - L$ *Secluded* foram extraídos, principalmente, do Tevatron e do LEP II, através dos resultados testes de precisão eletrofraca (EWPT) [105, 106, 107, 108]. Por conseguinte, no setor de bósons de gauge, foram estabelecidos limites na massa de Z', em função da constante de acoplamento do grupo extra $U(1)_{B-L}$. Para o modelo $B-L$ *Secluded*, temos o seguinte vínculo [56]:

$$\frac{M_{Z_2}}{g_z} > 6\text{TeV}. \tag{6.1}$$

O modelo $B - L$ *Flipped*, proposto em 2006, não teve, ainda, o mesmo grau de atenção do modelo $B - L$ *Secluded*. No entanto, uma análise independente de modelos, proposta em [109], estabelece limites sobre os acoplamentos de mão direita (f_R) e de mão esquerda (f_L) para os bósons Z'. Tal análise se baseia em testes de precisão eletrofraca, combinados com resultados do LEP II. Nossas escolhas, para os parâmetros livres do modelo $B - L$ Flipped, estão em bom acordo com os gráficos da Figura 2, apresentados em [109]. Assim, resumiremos, nas próximas tabelas, os valores numéricos dos parâmetros utilizados nos dois modelos $B - L$ e os cortes usados, com a finalidade de otimizar os observáveis estudados. Na Tabela 6.1, apresentamos os parâmetros adotados no modelo $B - L$ *Flipped*.

	Parâmetros $B - L$ *Flipped*
g_{B-L}	0.6132
g'	0.4400
$u\langle\text{VEV}\rangle$	1987/1324.4GeV
$v\langle\text{VEV}\rangle$	246GeV
α	127.9
s_W^2	0.23122

Tabela 6.1: Parâmetros escolhidos para o modelo $B - L$ *Flipped*. Em função da escolha desses parâmetros, $M_{ZP} = 1500$ GeV e $\Gamma_{ZP} = 28.39$ GeV.

A escolha numérica de tais parâmetros leva aos valores numéricos para os acoplamentos vetoriais e axiais do bóson Z', com férmions usando, descritos na Tabela 6.2:

	$Neutrinos$	$Leptons$	$u-quarks$	$d-quarks$
f_V	0.8420	0.4977	-0.0511	-0.3955
f_A	-0.1732	0.1715	-0.1732	0.1732

Tabela 6.2: Acoplamentos do bóson Z' com férmions do MP no modelo $B-L$ *Flipped*.

Os parâmetros designados para o modelo $B-L$ *Secluded* encontram-se na Tabela 6.3:

1^oCenário	Parâmetros $B-L$ *Secluded*
$z = B-L$	$z_H = 0$
$z_q = z_u$	1/3
g_z	0.2
$u\langle\text{VEV}\rangle$	7500/5000GeV
$v\langle\text{VEV}\rangle$	246GeV
α	127.9
s^2_W	0.23122
2^oCenário	Parâmetros $B-L$ *Secluded*
g_z	0.6
u	2500GeV

Tabela 6.3: Parâmetros escolhidos para o modelo $B-L$ *Secluded*. Em função da escolha desses parâmetros, $M_{ZP} = 1500$ GeV e $\Gamma_{ZP} = 4.04$ GeV no primeiro cenário. No segundo cenário, $M_{ZP} = 1500$ GeV e $\Gamma_{ZP} = 29.43$ GeV.

Em função da escolha $z_H = 0$, o modelo $B-L$ *Secluded* é um modelo puramente vetorial, ou seja, tem somente acoplamentos vetoriais com férmions, conforme pode ser visto nas Tabelas 6.4 e 6.5, onde foi feito uso das Eqs:(2.29), (2.30), (2.33), (2.34), (2.38), (2.38), (2.42), (2.42) e (2.47) apresentadas nas Seções 2.2 e 2.3 do Capítulo 2. Além disso, tal modelo apresenta importantes características a serem analisadas no decorrer deste trabalho.

	$Neutrinos$	$Leptons$	$u-quarks$	$d-quarks$
f_V	0.2690	0.2690	-0.0897	-0.0897
f_A	0	0	0	0

Tabela 6.4: Acoplamentos do bóson Z' com férmions do MP no modelo $B-L$ *Secluded*, com $M_{Z'} = 1500$ GeV e $g_z = 0.2$ (Primeiro Cenário) .

	$Neutrinos$	$Leptons$	$u-quarks$	$d-quarks$
f_V	0.8093	0.8093	-0.2697	-0.2697
f_A	0	0	0	0

Tabela 6.5: Acoplamentos do bóson Z' com férmions do MP no modelo $B-L$ *Secluded*, com $M_{Z'} = 1500$ GeV e $g_z = 0.6$ (Segundo Cenário).

Na Figura 6.1, apresentamos um gráfico da largura total do bóson Z' versus $M_{Z'}$. Para efeitos ilustrativos, para o modelo $B-L$ *Secluded*, mostramos a dependência da largura de decaimento do referido bóson em função dos parâmetros $g_z = 0.2$, 0.4, 0.6 e 0.8.

Apresentamos, na Tabela 6.6, as frações de largura de decaimento parciais por canais envolvendo léptons neutros, léptons carregados e quarks. Através dessas frações, constata-se que ambos modelos são bem distintos na forma do acoplamento de Z' com férmions.

$M_{Z'} = 1500$ GeV	*Flipped* $B-L$	*Secluded* $B-L$
$Z' \to \sum_i \bar{\nu}_i \nu_i$	36%	37.5%
$Z' \to \sum_i \bar{l}_i l_i$	18.6%	37.5%
$Z' \to \sum_i \bar{q}_i q_i$	42.6%	25%
$Z' \to W^+W^-$	2.8%	0%

Tabela 6.6: Larguras de decaimento parciais do bóson Z' decaindo em férmions do MP, para os dois modelos $B-L$.

Passamos, agora, à etapa de análise dos principais observáveis estudados. Com a produção de Z', através do canal Drell-Yan ($p + p \to \mu^+ + \mu^- + X$), os férmions

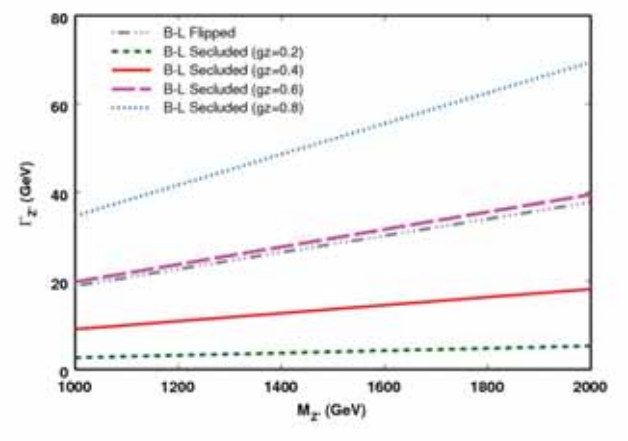


Figura 6.1: Largura de decaimento em função de $M_{Z'}$ para os modelos $B-L$ Flipped e Secluded.

no estado final, saem acompanhados de ruídos, não desejáveis para o estudo dos observáveis. Assim, a minimização desses ruídos pode ser feita através de alguns cortes específicos, aplicados, por exemplo, no momento tranverso e na *rapidity* e *pseudorapidity* do férmion no estado final, e no cosseno do ângulo entre o quark do subprocesso e o férmion final.

Na tentativa de reduzir os ruídos presentes em reações pp, existe toda uma ferramenta para aprimorar as análises baseadas em cortes. O critério de seleção de cortes é implementado para minimizar incertezas estatísticas e sistemáticas de um determinado processo. Assim, além dos cortes a serem utilizados para reduzir ruídos, eles podem, também, estabilizar: correções de NLO (*"Next Leading Order"*), a alta massa do sistema do dimuon e os erros sistemáticos. Como estudamos o processo pp, que envolve basicamente quarks que hadronizam e produzem jatos, as correções de NLO podem afetar algumas variáveis utilizadas nos cortes, especialmente quando variáveis envolvem jatos.

Mesmo trabalhando com um canal que tem uma assinatura limpa de dois múons isolados e boa identificação dos mesmos no espectrômetro do múon, existem alguns ruídos padrões que podem contaminar o experimento e devem ser eliminados. Estima-se que, para o canal Drell-Yan, o ruído dominante para $q\overline{q} \to Z' \to \mu^+\mu^-$ seria $q\overline{q} \to \gamma/Z \to \mu^+\mu^-$, onde $q\overline{q}$ denota os subprocessos: $u\overline{u}$, $d\overline{d}$, $\overline{u}u$, $\overline{d}d$, $c\overline{c}$, $s\overline{s}$, $\overline{c}c$, $\overline{s}s$. Além desses, existem outros ruídos de importância muito menor nos experi-

mentos que visam a descoberta de Z'. Para efeitos ilustrativos tomemos o processo $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$, sobre o qual abordaremos, brevemente, a procedência de alguns ruídos. Tal análise irá subsidiar, de certa forma, a justificativa para escolha dos cortes.

Os ruídos têm, como característica, múons no estado final, que podem se fazer passar pelos múons que realmente são sinais. Dentre os ruídos, destacamos múons produzidos por reações envolvendo: $t\bar{t}$ (ver Figura 6.2), $b\bar{b}$ (ver Figuras 6.3 e 6.4), $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$ e $W \rightarrow \mu\nu$.

Existem alguns mecanismos para a produção do par $t\bar{t}$, como: o espalhamento glúon-top, a aniquilação quark-antiquark e a fusão de glúons. A ocorrência de tais processos é dependente da energia de centro de massa considerada. Além disso, o quark top tem uma vida média extremamente curta, decaindo com maior probabilidade em Wq, onde $q = b, s, d$. O bóson W pode decair leptonicamente ou hadronicamente. E a combinação de dois bósons W leva a várias possibilidades de canais de decaimento. Quando ambos os bósons W decaem em múons, conforme Figura 6.2, este pode-se tornar um ruído importante. Devido à alta energia de colisão, esses múons podem ter um grande momento transverso e, também, podem ser facilmente isolados, dando margem à confusão com os múons procedentes de $\gamma, Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. O canal semileptônico, onde o bóson W decai em um múon, e um quark bottom decai em outro múon, também contribui para o ruído. Porém, neste caso, os múons produzidos no decaimento do quark bottom têm um momento transverso menor e não são isolados.

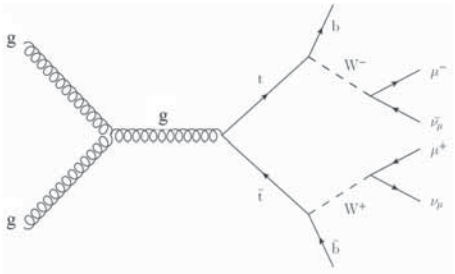


Figura 6.2: Decaimento leptônico $t\bar{t}$ em dois múons.

Os pares de quark $b\bar{b}$ contribuem para o ruído de $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ através de processos envolvendo a fusão de glúons (canal s) e espalhamento glúon-bottom (canal t). No canal s, o impacto dos ruídos provenientes das reações $b\bar{b}$ é menor se comparado

aos ruídos de $t\bar{t}$. Justifica-se tal conclusão devido ao fato de que: 1) os quarks b são produzidos, principalmente, na direção *forward*; 2) pela fração de largura de decaimento para $b \to \mu$ ao quadrado, que é baixa; 3) e pelo fato de não ser possível isolar os múons provenientes do decaimento dos quarks b. O canal t poderia trazer ruídos mais significativos, porém, os múons produzidos neste tipo de reação têm grande *rapidity* ($|y|$) e momento transverso (p_t) menor, além de estarem distribuídos próximos ao quark b original, não podendo ser isolados.

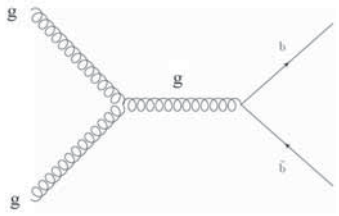


Figura 6.3: Produção $b\bar{b}$ em LO no canal s.

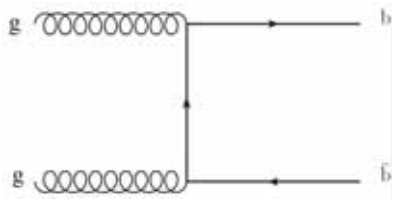


Figura 6.4: Produção $b\bar{b}$ em LO no canal t.

Os ruídos provenientes de $Z \to \tau^+\tau^-$, e $W \to \mu\nu$ já foram bem estimados e têm uma contribuição menor para $Z \to \mu^+\mu^-$ se comparados a $t\bar{t}$ e $b\bar{b}$. Na reação $Z \to \tau^+\tau^-$, a contribuição ao ruído surgiria através do subsequente decaimento de $\tau \to \mu\nu$.

Nas buscas por Z', através do canal $Z' \to \mu^+\mu^-$, estima-se que, dos exemplos mencionados, apenas $t\bar{t}$ traria maior ruídos nesse processo. Ainda assim, esse e outros ruídos têm contribuição pequena se comparados ao próprio ruído do bóson Z.

6.2 Cortes Estabelecidos

Nos observáveis a serem analisados no decorrer desta seção, fizemos uso de 2 tipos de cortes, conforme Tabela 6.7. O primeiro conjunto de cortes é aplicado em todos os observáveis, com exceção da assimetria. Por completeza, o segundo tipo de corte, tem como finalidade, tornar mais eficiente a medida da assimetria *forward-backward*, visto que a direção original do quark é desconhecida em processos simétricos *pp*. Para efeitos de análise complementares, aplicamos, também, esses segundos cortes nas distribuições de massa invariante, *rapidity* e de momento transverso.

	Cortes 1	Cortes 2
$\|\eta_\mu\|$	≤ 2.5	≤ 2.5
$p_{t\mu}$	> 20 GeV	> 20 GeV
$\|\cos\theta_{q\mu}\|$	< 0.99	< 0.99
$\|Y_{\mu\mu}\|$	–	> 0.8
$M_{\mu\mu}$	–	> 1450 e < 1550 GeV

Tabela 6.7: Cortes estabelecidos para o processo Drell-Yan, considerando dois cenários estudados.

O corte na *pseudorapity* $|\eta_\mu| \leq 2.5$ está relacionado à limitação de aceitação do detector ATLAS e a possibilidade de reconstrução dos mesmos no espectrômetro dos múons.

Para identificação de eventos envolvendo dimuons no estado final, é imprescindível a reconstrução de tais múons. Assim, o corte de $p_{t\mu} > 20$ GeV é indispensável, por eliminar eventos que simulam múons e não o são. Estima-se que, no caso de $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ tal corte seja responsável pela remoção de cerca de 50% de falsos múons ou múons provenientes de eventos *pile-up* [110].

Além disso, a identificação do sinal da carga dos múons, requisito imprescindível para a medida da assimetria *forward-backward*, também ajuda na remoção de ruídos de reações envolvendo o par $t\bar{t}$.

Uma vez que $A_{FB}^{\mu\mu}$ não pode ser medida diretamente, o corte na *rapidity* do par de múons $|Y_{\mu\mu}| > 0.8$ é feito para garantir maior probabilidade de atribuir corretamente a direção do quark, visto que essa probabilidade aumenta para maiores *rapidities*. Esse corte foi utilizado para estimar o observável assimetria *forward-backward*.

O corte em $\cos\theta$ serve para estimar possíveis imperfeições na aceitação angular do detector.

Como, neste primeiro momento, estamos assumindo que $M_{Z'} = 1500$ GeV, o corte na massa invariante foi utilizado para realçar a região de massa deste bóson, realçando o seu pico.

6.3 Gráfico de Observáveis para $p+p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$

Na sequência, apresentamos os gráficos que demonstram nossos resultados para os cenários com dois tipos de cortes considerados: Cortes 1 e Cortes 2. Fizemos, ainda, nessa etapa, uma extensão de nossa análise, considerando também $M_{Z'} = 1000$ GeV. Com essa mudança, pretendemos mostrar os resultados para o LHC e fazer uma previsão de como tais modelos são delineados, considerando os mesmos parâmetros, em um futuro colisor linear ILC ou CLIC.

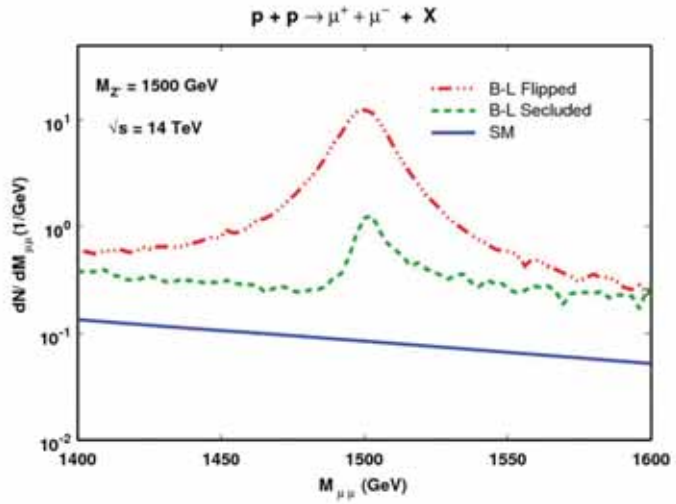


Figura 6.5: Distribuição de massa invariante do dimuon para o processo $p + p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$ nos modelos: padrão (linha contínua), $B-L$ *Flipped* (linha tracejada e pontilhada) e *Secluded* (linha tracejada), considerando $M_{Z'} = 1500$ GeV e utilizando Cortes 1.

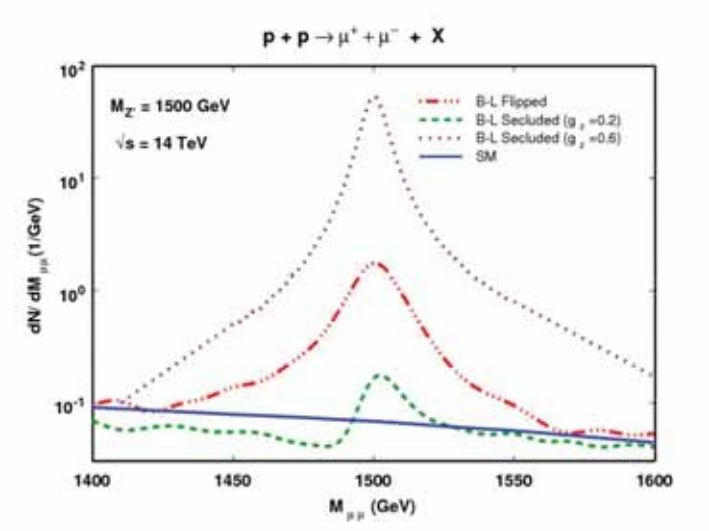


Figura 6.6: Idem a figura anterior, porém utilizando Cortes 2.

As Figuras 6.5 e 6.6 nos mostram a distribuição de massa invariante nos modelos padrão, $B-L$ *Flipped* e *Secluded* para o sistema do dimuon. A característica dessas distribuições de massa invariante está no pico que as mesmas apresentam sobre a massa do bóson Z'. Nestes gráficos, nota-se o destaque do modelo $B-L$ *Flipped* em relação ao $B-L$ *Secluded*. O modelo $B-L$ *Flipped* tem um comportamento distinto, apresentando um pico mais alto e bem pronunciado se comparado aos sinais do MP. Por outro lado, o modelo $B-L$ *Secluded* tem um pico menos pronunciado, considerando $g_z = 0.2$. Isso faz o *Secluded*, neste caso, ser confundido com o MP. O aumento de g_z para 0.6, e a aplicações dos segundos cortes, melhora os sinais para tal modelo. Ainda assim, eles ficam inferiores aos sinais do $B-L$ *Flipped*, conforme pode ser visto na Figura 6.6. Lembramos, assim, para explicar tal comportamento, que se deve levar em conta que o modelo $B-L$ *Secluded* tem os acoplamentos axiais nulos, sendo puramente vetorial. Uma outra escolha, onde $z_H \neq 0$, restaura os acoplamentos axiais; entretanto, a carga z não será a carga $B-L$.

Nas Figuras 6.7 e 6.8, apresentamos as distribuições de *rapidity* para os dois modelos $B-L$. Na Figura 6.7, percebemos um bom sinal para os modelos *Flipped* e *Secluded*, quando aplicamos o primeiro conjunto de cortes e comparamos tais modelos com o sinal do MP. O modelo $B-L$ *Flipped* continua tendo sinais acima dos sinais do modelo $B-L$ *Secluded*. E uma das características do modelo $B-L$

Flipped, neste cenário, é um aumento de sinal até alcançar a região onde a *rapidity* do múon é igual a $|Y_\mu| = 1.25$. Nota-se, na Figura 6.8, onde foram aplicados os segundos cortes, que os sinais dos modelos se aproximam muito, tornando-os difíceis de serem distintos. Portanto, a escolha desse segundo corte, principalmente $|Y_\mu| > 0.8$, de maneira isolada, não favoreceu tal distribuição na tarefa de distinção dos modelos. Concluimos que, para esta distribuição, o primeiro conjunto de cortes foi mais eficiente.

A Figura 6.9 refere-se ao observável assimetria *forward-backward*. Tal observável é muito sensível às contribuições de física nova; no entanto, em colisores hadrônicos, a direção original do quark é desconhecida. Para contornar tal problema, conforme já dito na Seção 6.2, fizemos uso do segundo conjunto de cortes. Podemos dizer, mais especificamente, que o corte $|Y_\mu| > 0.8$ na *rapidity* do par de múons potencializa melhor o acerto da direção do quark, trazendo maior confiabilidade no observável $A_{FB}^{\mu\mu}$.

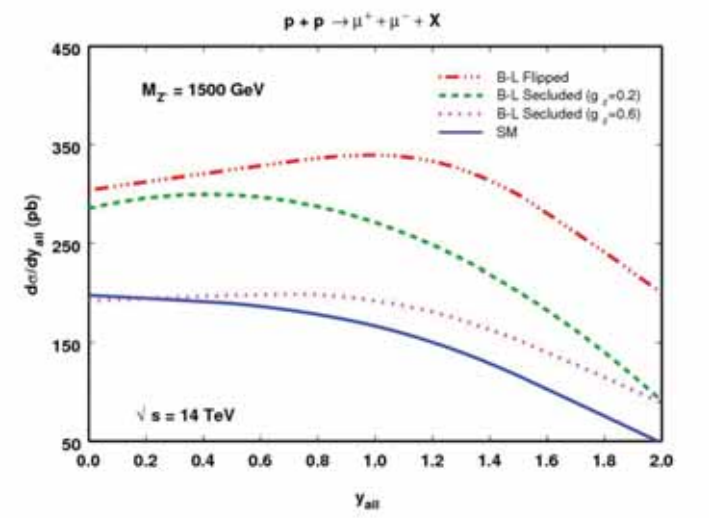


Figura 6.7: Distribuição de *rapidity* do múon para o processo $p + p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$ nos modelos: padrão (linha contínua), $B - L$ *Flipped* (linha tracejada e pontilhada) e *Secluded* ($g_z = 0.2$ com linha tracejada e $g_z = 0.6$ com linha pontilhada), considerando $M_{Z'} = 1500$ GeV e utilizando Cortes 1.

Dentre os observáveis estudados, note que $A_{FB}^{\mu\mu}$, no gráfico de assimetrias, o modelo *Secluded* apresenta um pico bem significativo, mesmo considerando um g_z

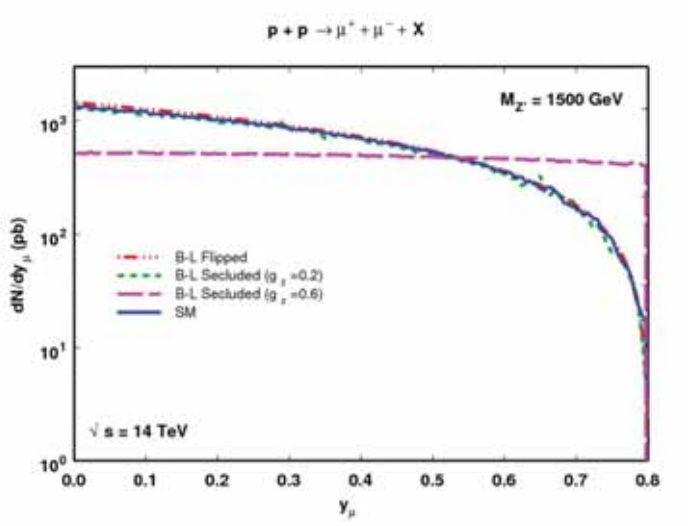


Figura 6.8: Idem a figura anterior, porém utilizando Cortes 2.

pequeno ($g_z = 0.2$). Nota-se, ainda no modelo, que o bóson Z' se acopla, preferencialmente, com léptons, sendo esta também, uma boa justificativa para tal pico. Quando o parâmetro g_z é modificado para $g_z = 0.6$, os valores numéricos de $A_{FB}^{\mu\mu}$ aumentam, e o modelo $B-L$ *Secluded* distingue-se, mais ainda, em relação ao $B-L$ *Flipped*.

A Figura 6.10 nos mostra a distribuição de momento transverso do múon. Como havíamos dito na Subseção 4.1.2, uma das características de tal distribuição está na apresentação de um pico na posição $p_{t\mu} = M_{Z'}/2$, neste caso em torno de 750 GeV. Para a confecção deste gráfico, adotamos o corte adicional de $M_{\mu\mu} > 500$, de modo a realçar tal ressonância. O modelo $B-L$ *Flipped* tem grandes chances de ser separado do ruído do MP. Já o modelo $B-L$ *Secluded*, com $g_z = 0.2$, pode ser facilmente confundido com ruído. No entanto, tal comportamento muda, considerando um cenário onde $g_z = 0.6$, e neste caso, a referida distribuição torna-se viável para o modelo *Secluded*, que é distinto do ruído.

A Figura 6.11 refere-se à distribuição angular do múon. Neste caso, a distribuição é menos sensível às contribuições de Z', porém tal observável pode ser considerado um resultado anterior aos cálculos de $A_{FB}^{\mu\mu}$. Assim, nota-se que os sinais de ambos os modelos $B-L$ estão acima dos sinais do MP. Percebe-se uma pequena assimetria quando a curva referente a um modelo intercepta a do outro modelo na região

compreendida entre $-0.50 < \cos\theta < 0.25$, onde θ é o ângulo entre o feixe e a direção do múon.

As Figuras 6.12-6.19 referem-se a $M_{Z'} = 1000$ GeV em cenários do LHC considerando $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 14$ TeV. Com isso, pretendemos comparar os resultados do LHC com os observáveis para detecção de Z' no ILC do Capítulo 7.

As distribuições de massa invariante nas Figuras 5.10 e 5.11 mostram picos em torno de $M_{Z'} = 1000$ GeV. Analogamente, nota-se que o modelo $B - L$ *Secluded* aparece em menor destaque em relação ao $B - L$ *Flipped*.

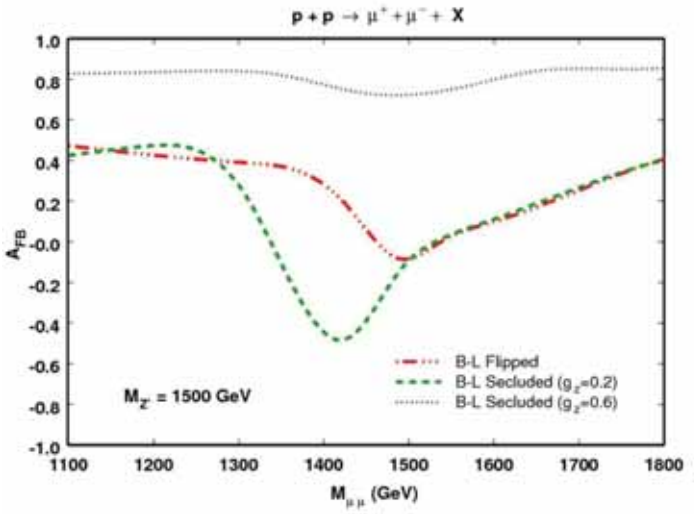


Figura 6.9: Assimetria *forward-backward* para o processo $p + p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$ em função da massa do dimuon para os modelos $B - L$ *Flipped* (linha tracejada e pontilhada) e *Secluded* (linha tracejada $g_z = 0.2$ e linha pontilhada $g_z = 0.6$), considerando os Cortes 2.

Uma análise que merece destaque, refere-se aos cortes aplicados. Considerando todos os observáveis estudados, percebe-se que um conjunto particular de cortes pode colocar em evidência algum observável, destacando-o em relação aos demais (situação oposta também ocorre). Considerando $\sqrt{s} = 14$ TeV, e as distribuições de *rapidity* apresentadas nas Figuras 6.14 e 6.15 para $M_{Z'} = 1000$ GeV, notamos que os modelos $B - L$ *Flipped* e *Secluded* não apresentam uma separação nítida quanto a de $M_{Z'} = 1500$ no cenário do primeiro conjunto de cortes (Cortes 1).

Nas distribuições de $p_{t\mu}$, apresentadas nas Figuras 6.16 e 6.17, os sinais do modelo

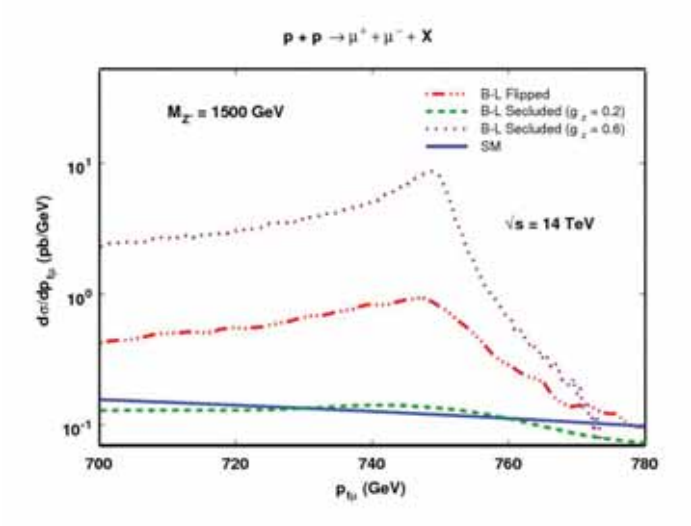


Figura 6.10: Distribuição de momento transverso para o processo $p+p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$ nos modelos: padrão (linha contínua), $B-L$ *Flipped*(linha tracejada e pontilhada) e *Secluded* ($g_z = 0.2$ com linha tracejada e $g_z = 0.6$, com linha pontilhada), considerando $M_{Z'} = 1500$ GeV e os Cortes 2.

$B-L$ *Secluded* com $g_z = 0.2$ são ruins. Neste caso, não é possível observar o pico em $M_{Z'}/2$ e o modelo pode simplesmente ser confundido com um ruído. O modelo $B-L$ *Flipped*, ao contrário, a exemplo da Figura 6.10, ainda pode ser distinto.

Nas Figuras 6.18 e 6.19, apresentamos as distribuições de momento angular do múon. Nota-se, que os modelos podem ser melhor separados, considerando $\sqrt{s} = 14$ TeV.

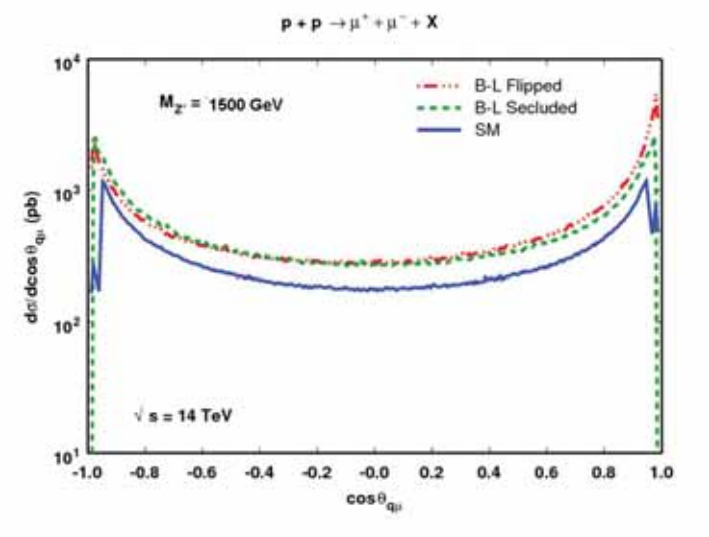


Figura 6.11: Distribuição angular do múon para o processo $p+p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$ nos modelos: padrão (linha tracejada) , $B-L$ *Flipped* (linha tracejada e pontilhada) e *Secluded* (linha pontilhada), considerando $M_{Z'} = 1500$ GeV e os Cortes 1.

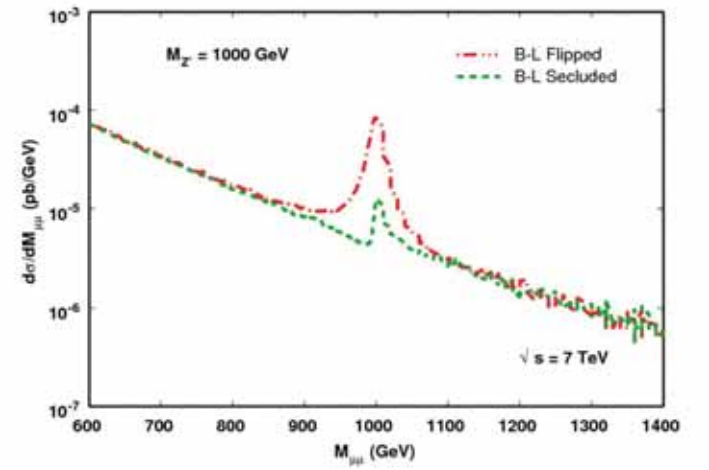


Figura 6.12: Distribuição de massa invariante do dimuon para o processo $p + p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$ nos modelos: $B-L$ *Flipped* (linha tracejada e pontilhada) e *Secluded*(linha tracejada), considerando $M_{Z'} = 1000$ GeV, $\sqrt{s} = 7$ TeV e utilizando os Cortes 1.

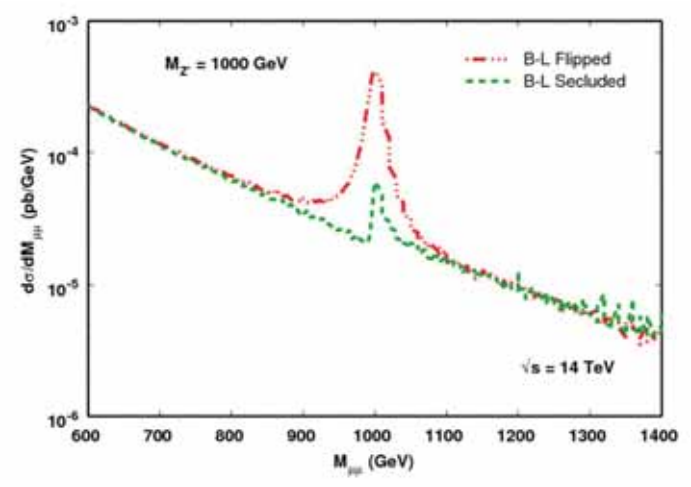


Figura 6.13: Idem à figura anterior, porém considerando $\sqrt{s} = 14$ TeV.

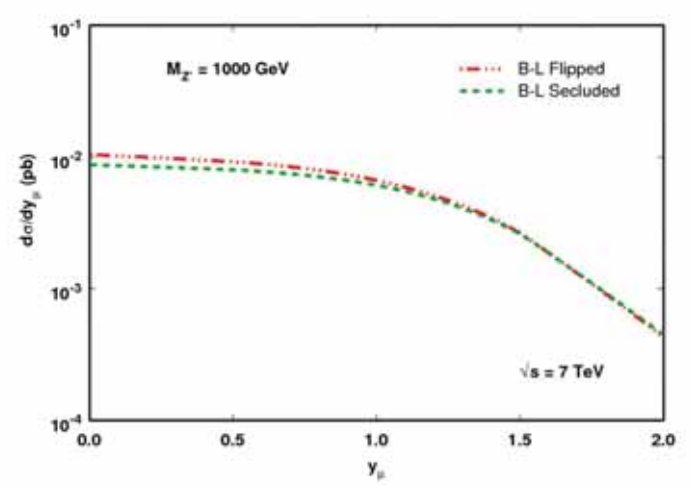


Figura 6.14: Distribuição de *rapidity* do múon para o processo $p + p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$ nos modelos: $B - L$ *Flipped*(linha tracejada e pontilhada) e *Secluded* (linha tracejada), considerando $M_{Z'} = 1000$ GeV, $\sqrt{s} = 7$ TeV e utilizando os Cortes 1.

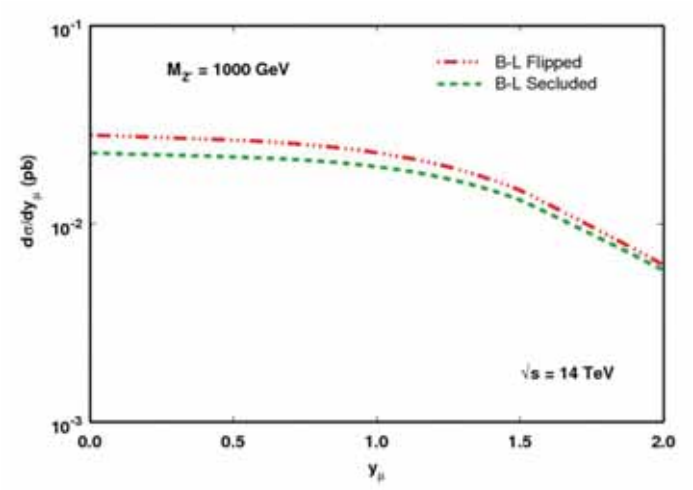


Figura 6.15: Idem à figura anterior, porém considerando $\sqrt{s} = 14$ TeV.

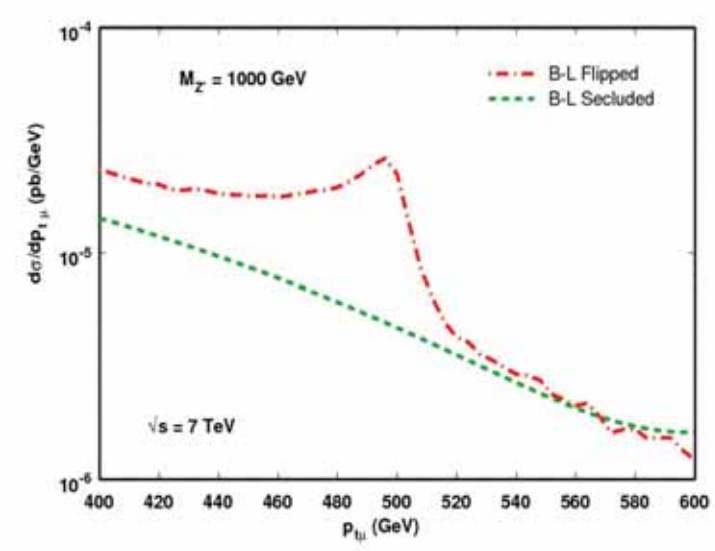


Figura 6.16: Distribuição de momento transverso para o processo $p + p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$ nos modelos: $B - L$ *Flipped* (linha tracejada e pontilhada) e *Secluded* (linha tracejada), considerando $M_{Z'} = 1000$ GeV, $\sqrt{s} = 7$ TeV e utilizando os Cortes 1.

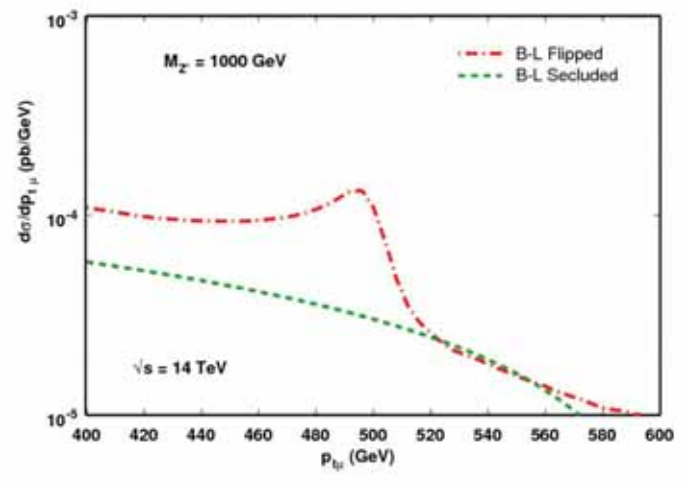


Figura 6.17: Idem à figura anterior, porém considerando $\sqrt{s} = 14$ TeV.

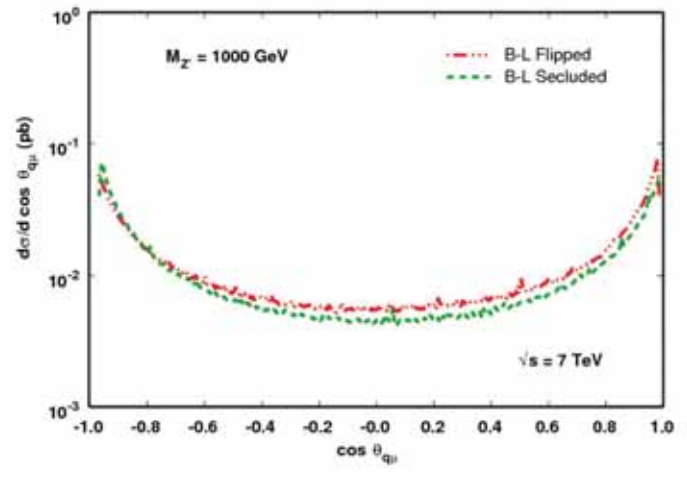


Figura 6.18: Distribuição angular do múon para o processo $p+p \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X$ nos modelos: $B-L$ *Flipped*(linha tracejada e pontilhada) e *Secluded* (linha tracejada), considerando $M_{Z'} = 1000$ GeV, $\sqrt{s} = 7$ TeV e utilizando os Cortes 1.

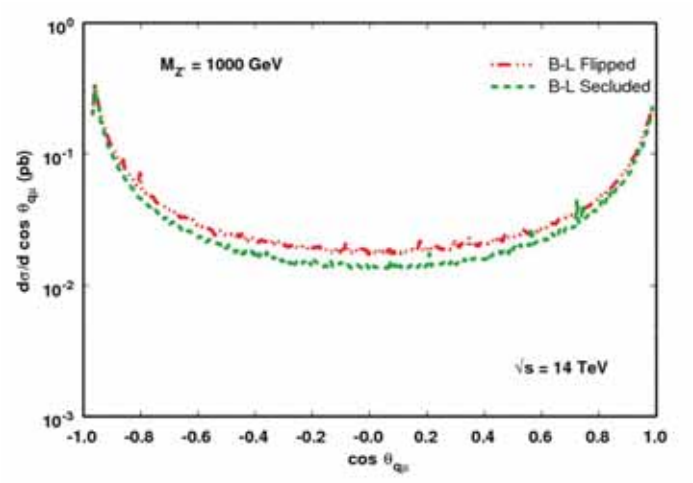


Figura 6.19: Idem à figura anterior, porém considerando $\sqrt{s} = 14$ TeV.

6.4 Novas Assimetrias Central e de Borda

Suponhamos que o LHC tenha descoberto um bóson neutro adicional ao bóson Z do MP. Suponhamos, ainda, que os modelos $B-L$ *Flipped* e *Secluded* estejam entre os candidatos finalistas dentre os vários cenários de física além do MP, com seus bóson neutros Z's. Seria, então, imprescíndível investigar, minuciosamente, os parâmetros de ambos os modelos, dentre os candidatos considerados. Na prática, a assimetria, baseada nas distribuições angulares dos estados finais, deve ser utilizada para tal finalidade. E, de fato, várias delas foram propostas recentemente no LHC, considerando diferentes tipos de cortes, como mencionamos no Capítulo 5. Assim, nesta seção, examinamos dois tipos de assimetrias para estados finais, envolvendo e^+e^- e $t\bar{t}$ no contexto dos modelos $B-L$ *Flipped* e *Secluded*. São elas: as assimetrias central e de borda. Nossa análise será implementada no pico de Z'. Nos cálculos subsequentes, incluimos correções vindas de ordens mais altas da QCD e utilizamos os cortes otimizados previstos em [100, 111] para fazer a análise de tais observáveis no pico de $M_{Z'} = 1500$ GeV.

Ao contrário do LEP e do Tevatron, o LHC é um colisor simétrico pp, logo, alguns ingredientes essenciais devem ser implementados para realçar as assimetrias em processos envolvendo novos campos, como o bóson Z'. Dentre esses ingredientes, destacamos alguns cortes cinemáticos que podem evidenciar a assimetria presente em nível partônico $q\overline{q} \to f\overline{f}$. Visando analisar as conclusões estabelecidas em [100], adotamos os mesmos cortes previstos em tal referência, ou seja, para um estado final envolvendo e^+e^-, implementamos um corte na massa invariante do dilépton $M_{Z'} - 3\Gamma_{Z'} < M_{\mu\mu} < M_{Z'} + 3\Gamma_{Z'}$. Para o estado final, envolvendo $t\bar{t}$, fizemos o corte $M_{Z'} - 2.5\Gamma_{Z'} < M_{t\bar{t}} < M_{Z'} + 2.5\Gamma_{Z'}$, além de utilizarmos diferentes cortes na *rapidity*, conforme enfatizaremos no decorrer desta seção. Os números $2.5\Gamma_{Z'}$ e $3\Gamma_{Z'}$ previstos no corte da massa invariante, foram bem estudados em [111], no entanto, a decisão de tomar $2.5\Gamma_{Z'}$ ou $3\Gamma_{Z'}$ é arbitrária. $3\Gamma_{Z'}$ significa integrar sobre 99% da área gaussiana de distribuição do pico. Tais cortes selecionam eventos com intervalo de massa invariante em torno da ressonância, esperando-se restringir os eventos contendo ruídos para bem abaixo do pico de ressonância.

Para processos envolvendo $q\overline{q} \to t\bar{t}$, há contribuições importantes para a assimetria $A_{FB}^{t\bar{t}}$ vindos de ordem mais alta da QCD [112, 113]. Esses efeitos serão muito

importantes para $A_{FB}^{t\bar{t}}$ calculada fora do pico. Porém, no pico de Z', esses efeitos são desprezíveis [100]. Assim, para o quark top, optamos por fazer a análise do observável $A_{FB}^{t\bar{t}}$ apenas no pico de Z', de modo a realçar os efeitos eletrofracos da física nova.

As assimetrias A_C e A_E são, essencialmente, muito parecidas, diferindo apenas pelos cortes implementados na *rapidity* (Y) dos férmions finais. Assim, elas fornecem informação complementar de duas regiões cinemáticas: a região central, onde a *rapidity* do férmion (antiférmion) é menor que a *rapidity* crítica ($|Y_{f,\bar{f}}| < Y_c$) e a região de borda, onde a *rapidity* do férmion(antiférmion) é maior que a *rapidity* crítica ($|Y_{f,\bar{f}}| > Y_c$). Apresentamos, nas Eqs. (5.33) e (5.34) do Capítulo 5, a definição desses observáveis. Outra maneira análoga de definir a assimetria A_E é descrita na Eq. (6.2).

$$A_E(Y_C, Y_{max}) \equiv \frac{\sigma_f(Y_C < |Y_f| < Y_{max}) - \sigma_{\bar{f}} Y_C < |Y_{\bar{f}}| < Y_{max})}{\sigma_f(Y_C < |Y_f| < Y_{max}) + \sigma_{\bar{f}} Y_C < |Y_{\bar{f}}| < Y_{max})} \equiv \frac{\sigma_E^A(Y_c, Y_{max})}{\sigma_E(Y_c, Y_{max})}; \tag{6.2}$$

de forma comparativa, a assimetria central é definida como:

$$A_C(Y_C) \equiv \frac{\sigma_f(|Y_f| < Y_C) - \sigma_{\bar{f}}(|Y_{\bar{f}}| < Y_C)}{\sigma_f(|Y_f| < Y_C) + \sigma_{\bar{f}}(|Y_{\bar{f}}| < Y_C)} \equiv \frac{\sigma_C^A(Y_C)}{\sigma_C(Y_C)}. \tag{6.3}$$

onde, nestas expressões, a *rapidity* crítica (Y_C) é o limite entre a região central e de borda, e Y_{max} é o valor máximo da *rapidity* no detector. Nossas simulações consideram $Y_{max} = 2.5$. Pela Eq. (6.2), nota-se que A_E depende da escolha de Y_C e Y_{max}. No caso de estados finais envolvendo quarks, espera-se que A_E, em geral, possa suprimir de maneira mais eficaz os eventos simétricos $gg \to q\bar{q}$, que dominam a produção de quarks no LHC.

Para o quark top, estima-se que $gg \to t\bar{t}$ domina 70% a 7 TeV and 90% a 14 TeV sobre os demais subprocessos que produzem quarks [79]. Em nossos estudos, para os modelos $B-L$, pretendemos verificar a magnitude de A_C e A_E, verificando os cortes otimizados e valores máximos de significância para ambos modelos $B-L$ no pico, para produtos finais e^+e^- e $t\bar{t}$.

Assim como Wang *et al.* em [100, 101, 102] usamos os cortes cinemáticos $p_t > 20$ GeV para léptons. Esse corte é o mínimo requerido para identificação de sabor. Para o quark top, usamos $p_t > 0.3 M_{Z'}$. Este corte, aplicado na reconstrução do momento

de jatos hadrônicos, reduz efetivamente os ruídos de dois jatos finais. Consideramos $\sqrt{s} = 14$ TeV nos cálculos das assimetrias A_C e A_E.

6.5 Gráficos das Assimetrias Central e de Borda

Nas Figuras 6.20 - 6.23, apresentamos as assimetrias A_C e A_E para os modelos $B-L$ considerados, através dos processos $p+p \to e^+ + e^- + X$ e $p+p \to t+\bar{t}+X$. Algumas confirmações importantes podem ser extraídas de tais figuras. Tanto para $p+p \to e^+ + e^- + X$ como para $p+p \to t+\bar{t}+X$, nota-se, em função de uma *rapidity* crítica (Y_C), que A_C inicia com valores maiores (em módulo) e, à medida que Y_C aumenta, A_C diminui. Ao contrário desta, A_E começa com valores menores e aumenta (em módulo) à medida que Y_C aumenta. O fato dos valores numéricos de A_E serem maiores do que os de A_C, sugere a eficiência de A_E quando estamos considerando uma *rapidity* grande de férmions no estado final. Sendo assim, a detecção de férmions com grande *rapidity* é essencial na medida de A_E.

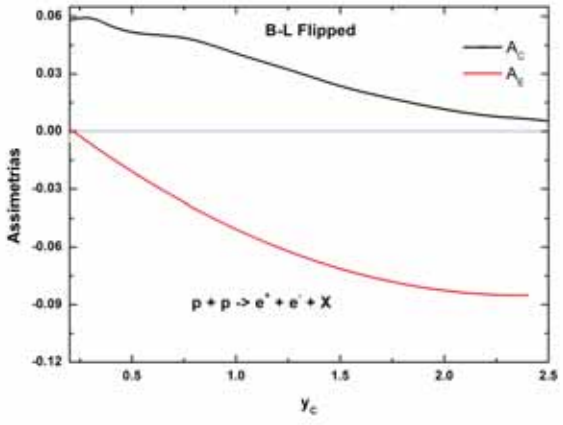


Figura 6.20: Assimetrias A_C e A_E para o processo $p+p \to e^+ + e^- + X$, considerando o modelo $B-L$ *Flipped*.

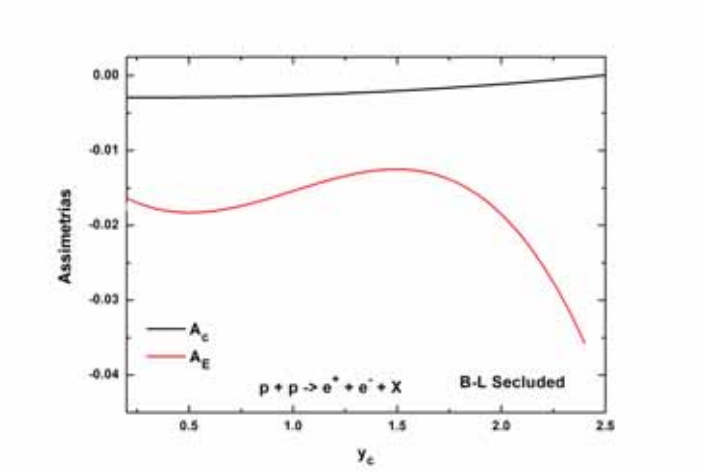


Figura 6.21: Idem à figura anterior, considerando o modelo $B - L$ *Secluded*.

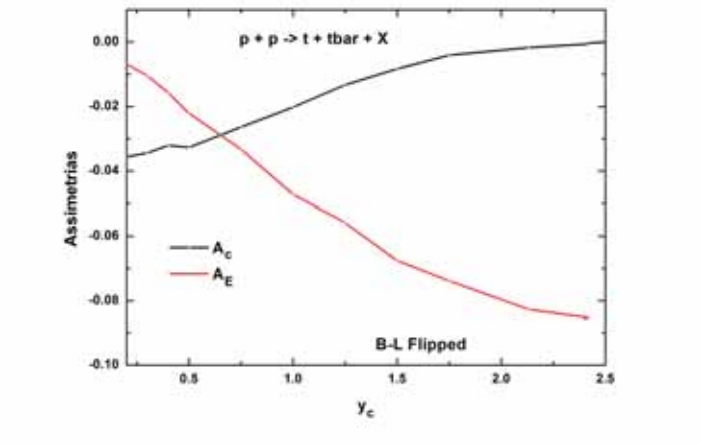


Figura 6.22: Assimetrias A_C e A_E para o processo $p + p \rightarrow t + \overline{t} + X$, considerando o modelo $B - L$ *Flipped*.

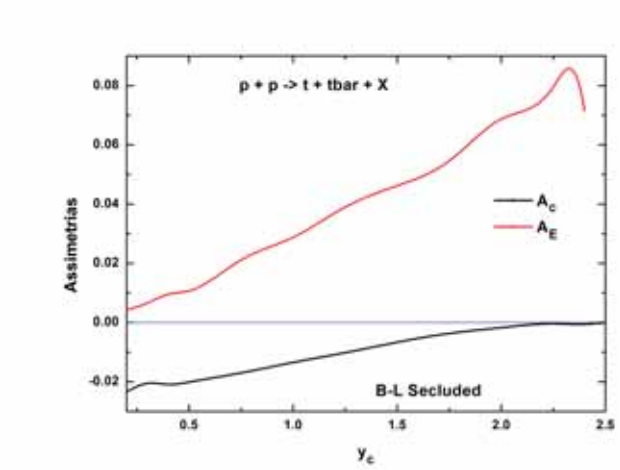


Figura 6.23: Idem à figura anterior, considerando o modelo $B-L$ *Secluded*.

Para as Figuras 6.24 - 6.27, utilizamos a seguinte definição para Significância [100]:

$$S_A = \frac{\sigma^A \mathcal{L}}{\sqrt{\sigma \mathcal{L}}} = A_{FB}\sqrt{\sigma \mathcal{L}} \tag{6.4}$$

onde S_A designa a significância assimétrica, σ^A (σ_C^A ou σ_E^A) denota a seção de choque assimétrica, definida nos numeradores das Eqs. (6.2) e (6.3) deste capítulo. Já σ denota as seções de choque: $\sigma = \sigma_f(|Y_f| < Y_C) + \sigma_{\overline{f}}(|Y_{\overline{f}}| < Y_C)$ para A_C e $\sigma = \sigma_f(Y_C < |Y_f| < Y_{max}) + \sigma_{\overline{f}} Y_C < |Y_{\overline{f}}| < Y_{max})$ para A_E, que tratam-se dos denominadores das Eqs. (6.2) e (6.3). No cálculo das Significâncias, adotamos todos os cortes na massa invariante e momento transverso descritos na Seção 6.4, de modo a aumentar o valor da Significância.

Nas Figuras 6.24 e 6.25, mostramos os resultados das Significâncias S_C e S_E para os modelos $B-L$ no processo $p+p \to e^+ + e^- + X$. Nota-se, através dessas duas figuras, que ambos os modelos podem ser muito bem distintos, apesar da Significância ser pequena. O uso de cortes otimizados, descritos na Seção 6.4, permite-nos inferir valores máximos de Significância (com 100 fb^{-1} de luminosidade) para estados finais com e^+e^- no pico de $M_{Z'}$. Para o modelo $B-L$ *Flipped*, estima-se $S_C^{max} = 1.83$ em torno de e $Y_C \approx 0.75$; e $S_E^{max} = 1.26$ em $Y_C \approx 1.5$, respectivamente. Para o modelo $B-L$ *Secluded*, estima-se $S_C^{max} = 0.12$ em torno de e $Y_C \approx 0.75$; e como um diferencial, o modelo apresentou uma Significância de borda S_E decrescente,

onde, neste caso, $S_E^{max} = 0.58$ em $Y_C \approx 0.2$. Os valores $Y_C \approx 0.75$ e $Y_C \approx 1.5$ estão em bom acordo com os Y_C descritos em [100] para as assimetrias A_C e A_E, sendo eles: $Y_C \approx 0.8$ e $Y_C \approx 1.4$ para A_C e A_E, respectivamente, considerando o processo $p + p \to e^+ + e^- + X$. Assim, concluímos que, nesse último processo, as duas Significâncias são muito bem sucedidas na tarefa de distinguir os modelos.

Nas Figuras 6.26 e 6.27, apresentamos S_C e S_E no processo $p + p \to t + \bar{t} + X$ para os dois modelos $B - L$ considerados. A análise gráfica de S_C, na Figura 6.26, mostra que os modelos podem ser distintos, principalmente, nas regiões onde $0.2 < Y_C < 1$. Fora destas regiões, os modelos parecem ser indistinguíveis. Os valores de Significância central máxima obtida foram: $S_C^{max} = 1.69$ em $Y_C \approx 0.75$ para o modelo $B - L$ *Flipped*; e $S_C^{max} = 1.41$ em $Y_C \approx 0.75$ para o modelo $B - L$ *Secluded*.

A Figura 6.27 nos mostra o comportamento da S_E. Os valores de Significância de borda máxima foram: $S_E^{max} = 1.63$ em $Y_C \approx 1$ para o modelo $B - L$ *Flipped*; $S_E^{max} = 1.40$ em $Y_C \approx 1.25$ para o modelo $B - L$ *Secluded*. Os valores $Y_C \approx 0.75$ e $Y_C \approx 1(1.25)$ também estão próximos dos valores numéricos para Y_C descritos em [100] no processo $p+p \to t+\bar{t}+X$, considerando as assimetrias A_C e A_E no contexto dos modelos *Left-Right* e Sequencial. Assim, por esta última referência, $Y_C \approx 0.6$ e $Y_C \approx 1.2$ para A_C e A_E, respectivamente. Esses valores surgem em função dos cortes otimizados, adotados para o estudo dos observáveis assimetrias. Através das Figuras 6.26 e 6.27, nota-se que não houve grande diferença numérica entre S_C e S_E nos modelos $B - L$ *Flipped* e *Secluded*, ou seja, a Significância estatística entre ambas assimetrias é similar, porque os valores maiores para A_E em relação a A_C são compensados pela baixa taxa de eventos com grande *rapidity*.

Lembramos que, com as demonstrações de assimetrias para o processo $p + p \to t+\bar{t}+X$, não estamos tentando colocar os modelos $B-L$ como candidatos a explicar os resultados para $A_{FB}^{t\bar{t}}$ medidas pelo Tevatron, que desviam 3.4σ em relação ao MP. Estamos, apenas, verificando o poder dos cortes em diferentes valores de *rapidity*, na tarefa de fazer a distinção dos modelos, considerando esses dois tipos de assimetria.

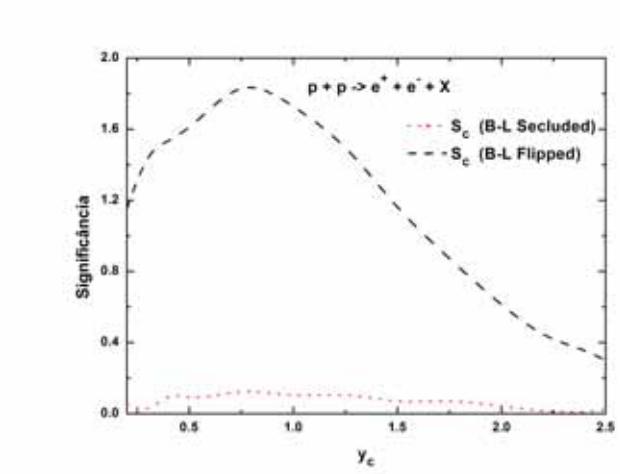


Figura 6.24: Significância (Central) no processo $p+p \rightarrow e^{+}+e^{-}+X$ para os modelos $B-L$ *Flipped* e *Secluded*.

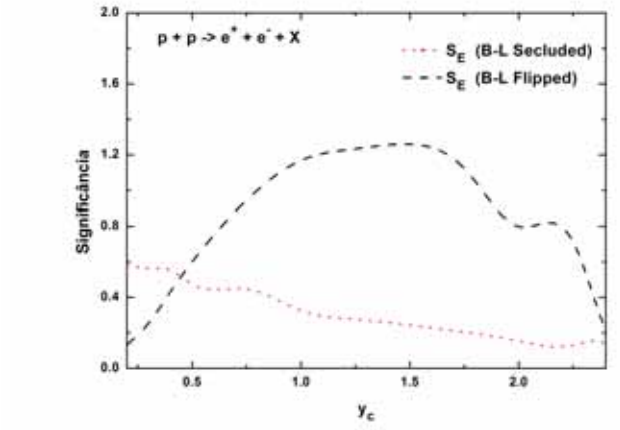


Figura 6.25: Idem à figura anterior, porém considerando Significância de borda (*Edge*).

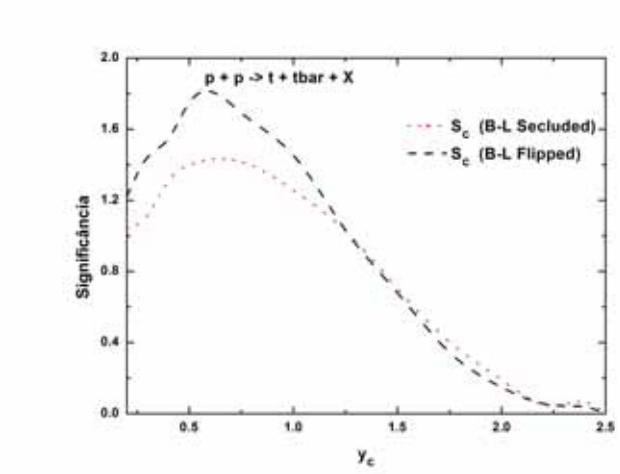


Figura 6.26: Significância (Central) no processo $p + p \rightarrow t + \bar{t} + X$ para os modelos $B - L$ *Flipped* e *Secluded*.

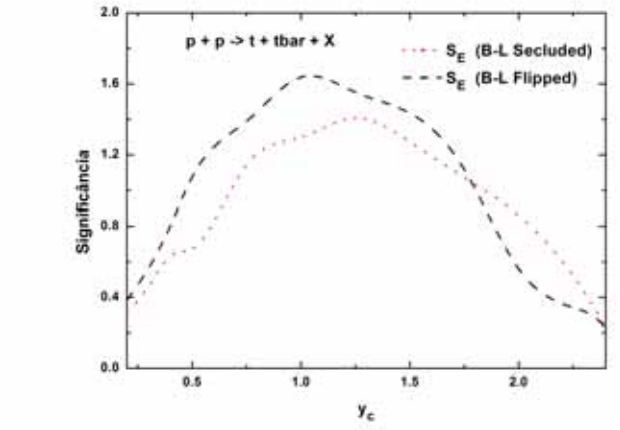


Figura 6.27: Idem à figura anterior, porém considerando Significância de borda (*Edge*).

Capítulo 7

Os Diferentes Observáveis para Z' no ILC

Este capítulo é dedicado à análise dos modelos $B-L$ *Flipped* e *Secluded* no colisor ILC. A maior parte de nossos estudos está direcionada aos observáveis "assimetrias", visto que tal colisor e^+e^- pode complementar as informações já obtidas pelo colisor LHC, sendo as assimetrias excelentes observáveis no desempenho de tal função.

7.1 Seções de Choque

Nesta seção, faremos o estudo das seções de choque dos modelos $B-L$ *Flipped* e *Secluded*, descritos nas Seções 2.2 e 2.3 do Capítulo 2, considerando um bóson Z' com massa ($M_{Z'}$) igual a 1 TeV. Os parâmetros e acoplamentos utilizados para ambos os modelos encontram-se na Seção 6.1 do Capítulo 6. Nesta fase, consideramos $g_z = 0.2$ para o modelo $B-L$ *Secluded*.

Para início dos cálculos, consideramos uma energia de centro de massa ($\sqrt{s}$) igual a 1 TeV no ILC, prevista para ser atingida após alguns anos de funcionamento. Além disso, estabelecemos cortes na massa invariante do par de férmions ($M_{f\overline{f}} > 100$ GeV) e no cosseno do ângulo entre o elétron e o férmion produto ($-0.99 < \cos\theta_{13} < 0.99$). O corte na massa invariante foi feito de modo a estudar a seção de choque acima do pico do Z.

No ILC, ao contrário dos demais colisores leptônicos, a combinação de alta ener-

gia e alta luminosidade traz consigo efeitos de interação feixe-feixe que devem ser bem estimados para evitar possíveis perdas. Dentre esses efeitos, citamos: *disruption*, *beamstrahlung* e produção coerente de pares. Uma boa estimativa para tais efeitos pode ser encontrada na tese intitulada "BEAMSTRAHLUNG AND QED BACKGROUNDS AT FUTURE LINEAR COLLIDERS" [51].

O efeito, conhecido como *disruption*, ocorre porque o campo magnético nos *bunches* de elétrons e pósitrons é muito intenso, fazendo com que as partículas curvem-se para dentro à medida que ocorre a colisão dos *bunches*. Ao passo que esse desvio acontece, as partículas emitem um tipo de radiação de *synchrotron* conhecido como *beamstrahlung*. A produção coerente de pares funciona de forma oposta: um fóton, submetido a um alto campo magnético, converte-se em um par elétron-pósitron.

Dos efeitos anteriormente citados, estima-se que o *beamstrahlung* é responsável pela maior parte dos ruídos no ILC sendo, aproximadamente, equivalente à radiação do estado inicial [51]. Faremos uma estimativa para tal efeito nos cálculos de seção de choque a seguir.

Dentre os parâmetros necessários para fazer tal simulação, consideramos que um *bunch*, em cada um dos feixes, contém aproximadamente, 2×10^{10} partículas e tem dimensões: $\sigma_x = 655$ nm, $\sigma_y = 5.7$ nm e $\sigma_z = 300$ μm, de acordo com [114].

Para todos os cálculos, usamos os acoplamentos de Z' com férmions descritos nas Eqs: (2.29), (2.30), (2.33), (2.34), (2.38), (2.38), (2.42), (2.42) e (2.47) apresentadas nas Seções 2.2 e 2.3 do Capítulo 2. Em nossos cálculos, consideramos desprezível a massa de todos os férmions, com exceção da massa do quark top.

Apresentamos, na Tabela 7.1, as seções de choque em picobarn, com (sem) efeitos de *beamstrahlung*.

	$B-L$ *Flipped*		$B-L$ *Secluded*	
	sem BC	com BC	sem BC	com BC
léptons	1.894	1.126	0.553	0.322
quarks u	0.870	0.612	0.366	0.286
quarks d	3.950	2.654	0.317	0.268

Tabela 7.1: Seção de choque total (em pb) para o processo $e^+e^- \to f\bar{f}$ com $f = \mu, \tau$, u, d nos modelos $B-L$ *Flipped* e *Secluded*, com e sem *beamstrahlung* no pico de Z'.

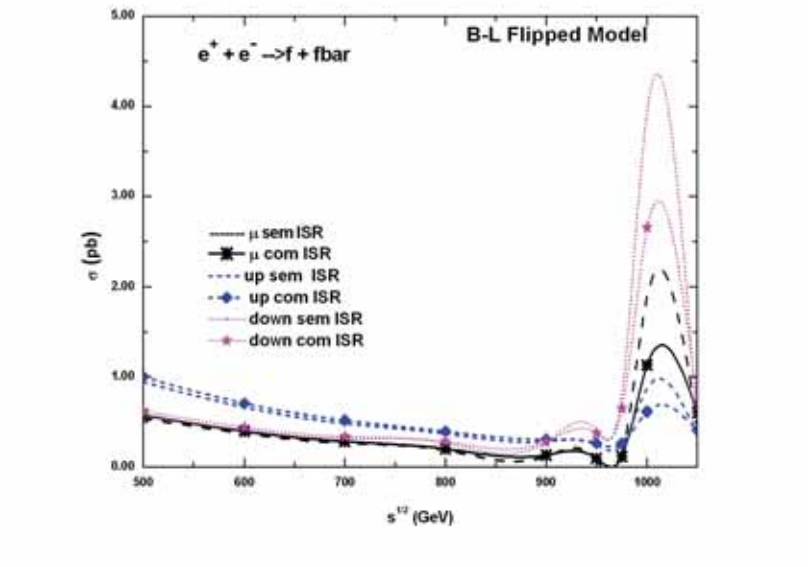


Figura 7.1: Seção de choque para o processo $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ com e sem efeitos de *beamstrahlung* no modelo $B-L$ *Flipped*.

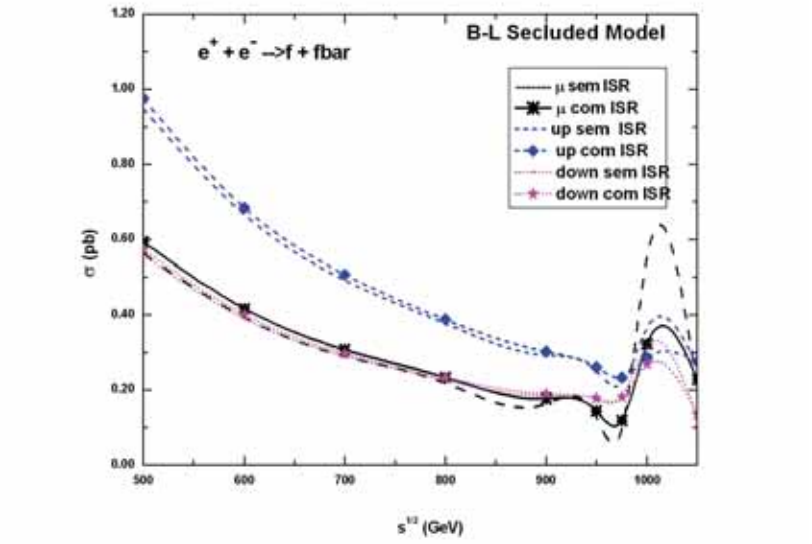


Figura 7.2: Idem à figura anterior, considerando o modelo $B-L$ *Secluded*.

As Figuras 7.1 e 7.2 nos mostram as seções de choque para ambos os modelos $B-L$. Através das mesmas, e da Tabela 7.1, percebe-se que o modelo $B-L$ *Flipped* tem um maior número de eventos, se comparado ao modelo $B-L$ *Secluded*. Nota-se, ainda, que os efeitos de *beamstrahlung* diminuem numericamente os valores para a seção de choque na região, principalmente na região de ressonância do Z'. Da Figura 7.2, percebemos, ainda, que o modelo $B-L$ *Secluded* (principalmente sem efeitos de *beamstrahlung*) tem a seção de choque para léptons no estado final maior do que a seção de choque para quarks. Isso é uma característica do Z' do modelo, que é leptofílico. Tal comportamento, também, é notado na largura de decaimento, ou seja, o bóson Z' se acopla, preferencialmente, a léptons, como enfatizado no decorrer deste trabalho.

Estudaremos na próxima seção, as assimetrias, de grande importância em colisores leptônicos. Para tais estudos optamos por não implementar cortes.

7.2 Assimetrias

As assimetrias são, de certa forma, um grande triunfo dos colisores leptônicos. Elas indicam a presença de "algo"novo, mesmo quando a energia de centro de massa ($\sqrt{s}$) não está centrada na ressonância. Sabe-se que a medida das assimetrias do bóson Z no MP ajudou a melhorar a precisão dos parâmetros de tal modelo. De forma semelhante, espera-se que tais observáveis desempenhem papel imprescindível na busca pela física nova em um futuro colisor linear. Assim, nesta seção, mostraremos os resultados de todas as assimetrias consideradas na Introdução e na Seção 4.2 do Capítulo 4, com enfoque especial na polarização dos feixes e^+e^-. Consideramos uma polarização absoluta para ambos os feixes e, em um estágio posterior, consideramos assimetrias com o grau de polarização otimizado previsto para o ILC ($P_{e^-} = |80\%|$, $P_{e^-} = |60\%|$), conforme documentado em [47].

Considerando modelos com bósons de gauge neutro extras, Z', as seções de choque para partículas elementares contêm termos que vêm de interações entre todos os bósons mediadores. Ou seja, γ, Z e Z'[1]. Logo, existem três termos de

[1]O bóson de Higgs e escalares adicionais também entram como mediadores, porém, como suas contribuições são menores em relação à contribuição de γ, Z e Z', logo suprimimos os mesmos nos cálculos considerados para assimetrias

ressonância e três termos de interferência provenientes das interações $\gamma - Z$, $\gamma - Z'$ e $Z - Z'$. Assim, o comportamento das assimetrias depende da magnitude relativa desses seis termos, ou seja, depende da escala de energia considerada. Apresentamos no Apêndice A expressões analíticas para a assimetria *forward-backward* (A_{FB}) e assimetrias que envolvem a polarização A_{LR} e A_{Pol}, considerando uma situação de polarização absoluta dos feixes. Resultados para tais assimetrias no contexto de outros modelos do grupo E_6 e modelos *Left-Right*, podem ser encontradas em [104].

Nas Figuras 7.3-7.6, apresentamos os resultados para a assimetria *forward-backward*, considerando os férmions $f = d, \mu, u, t$. Em todos esses gráficos, consideramos desprezível a massa do férmion, com exceção do gráfico envolvendo o quark top, onde a massa do mesmo ($m_t = 172.9$ GeV) foi implementada em nossa análise. A análise de todos os resultados mostra-nos que a presença de um bóson neutro pode ser constatada bem antes que seja atingido o pico do mesmo, que está em $M_{Z'} = 1000$ GeV. O conjunto das medidas dessa assimetria, em todos os canais $f = d, \mu, u, t$, revela que ambos os modelos $B - L$ são bem distintos tanto fora como no pico. O comportamento de tais modelos é dependente dos acoplamentos $f_{V,A}$ e da interferência com os $g_{V,A}$ do MP. Assim, as inclinações das curvas refletem o sinal positivo ou negativo do produto de tais acoplamentos. No caso de $A_{FB}^{t\bar{t}}$ (ver Figura 7.6), algumas ambiguidades aparecem no pico, visto que, numericamente, os valores de tal assimetria são, aproximadamente iguais. Neste caso, a análise desse observável fora do pico de $M_{Z'} = 1000$ pode fazer a diferenciação. Note que, o Z' de ambos os modelos acopla-se de forma que $f_{V,A}^{u} = f_{V,A}^{t}$, a análise da $A_{FB}^{u\bar{u}}$ pode ter papel imprescindível na tarefa de discriminação do modelo, considerando um estado final envolvendo quarks do tipo u. O modelo $B - L$ *Secluded* tem acoplamentos axiais nulos com férmions ($f_A^f = 0$). Esta característica pode gerar valores pequenos para tal assimetria, conforme pode ser notado na região fora do pico de $M_{Z'}$ em reações envolvendo, principalmente, os quarks do tipo u e d no estado final. Há uma boa explicação neste caso. Note em Eq. (2.47), da Seção 2.3 do Capítulo 2, que os acoplamentos f_V^d e f_V^u são menores se comparados a f_V^l por um fator de $1/3$. Nota-se que, o comportamento de $A_{FB}^{\mu^+\mu^-}$ fora do pico é mais diferenciado em relação a $A_{FB}^{u\bar{u}}$ e $A_{FB}^{d\bar{d}}$, conforme pode ser visto nas Figuras 7.3, 7.4 e 7.5. Esse tipo de relação deve ser analisada quando o objetivo é fazer a distinção de possíveis modelos candidatos. O modelo $B - L$ *Flipped*, por outro lado, tem boas chances de ser distinto em todas as assimetrias $A_{FB}^{f\bar{f}}$ consideradas.

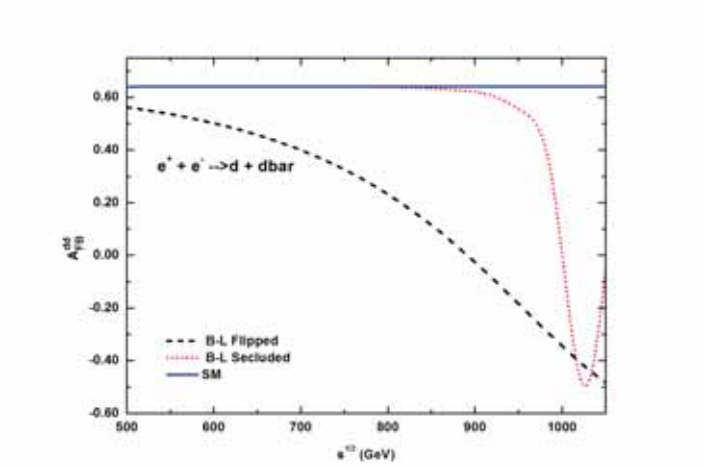


Figura 7.3: Assimetria *forward-backward* considerando o canal $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ com $f = d$ nos modelos padrão (linha contínua), $B-L$ *Flipped* (linha tracejada) e $B-L$ *Secluded* (linha pontilhada).

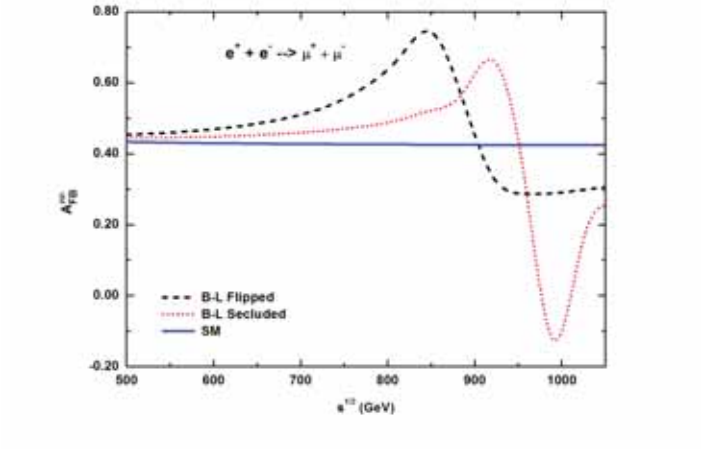


Figura 7.4: Idem à figura anterior, considerando $f = \mu$.

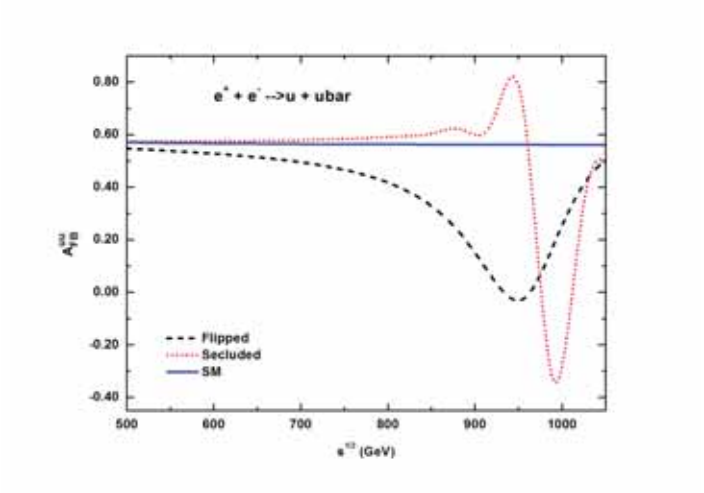


Figura 7.5: Idem à figura anterior, considerando $f = u$.

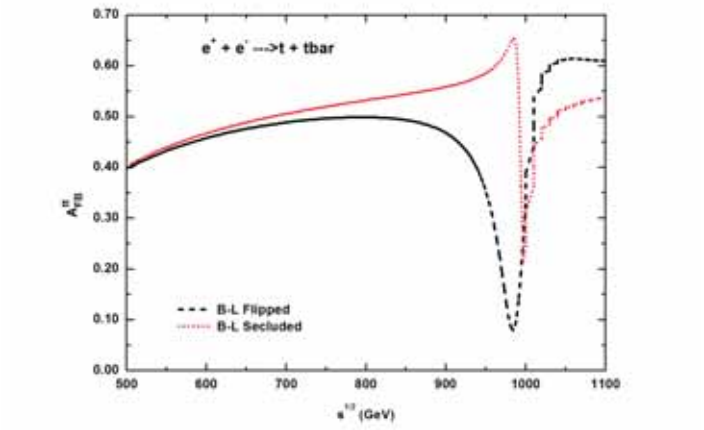


Figura 7.6: Idem à figura anterior, considerando $f = t$.

Nas Figuras 7.7 e 7.8, mostramos os resultados para as assimetrias *left-right* e de polarização nos dois modelos $B-L$ considerados. Consideramos, neste caso, uma polarização absoluta para ambos os feixes de elétron e pósitron.

Uma vez que a massa dos léptons é desprezível, as assimetrias *left-right* (A_{LR}) e de polarização (A_{Pol}) para $\mu^+\mu^-$ e $\tau^+\tau^-$, respectivamente, são iguais em módulo. Enfatizamos aqui, que no cálculo dessas assimetrias, cujas expressões encontram-se na Introdução nas Eq. (1.3) e Eq. (1.4), fizemos uso do denominador apresentado na Eq. (4.24) da Seção 4.2 do Capítulo 4. O denominador envolvendo apenas $\sigma_{RL}+\sigma_{LR}$ gera uma diferença de fator da ordem de 4 no resultado dessas assimetrias.

Nas Figuras 7.7 e 7.8, as assimetrias A_{LR} e A_{Pol} indicam que ambos os modelos $B-L$ são bem distintos. No entanto, mais uma vez, a curva do modelo $B-L$ *Secluded* tem um comportamento similar à curva do MP. Graficamente, esse modelo é mais difícil de ser discriminado do ruído, todavia, a natureza de tal afirmação deve levar em conta a estatística disponível, que deve ser grande no ILC, criando uma ótima precisão na medida dos observáveis. Já o modelo $B-L$ *Flipped* tem um comportamento bem distinto do MP, tanto fora do pico, como no pico de $M_{Z'} = 1000$ GeV. Em uma análise complementar, que pode ser encontrada nas Figuras 8 e 9 de [104], notamos que, por esse observável, o comportamento do Z' no modelo $B-L$ Flipped é semelhante ao comportamento do Z' no modelo χ do grupo E_6. Já a curva do modelo $B-L$ Secluded é similar à curva do modelo *Left-Right*.

Nas Figuras 7.9, 7.10 e 7.11, mostramos os resultados para as assimetrias mistas $A_{LR,FB}$, com $f = u, d, \mu$ no estado final. Tal observável é um refinamento das assimetrias simples. O comportamento qualitativo de tal assimetria é semelhante ao comportamento da assimetria de polarização. Assim, podemos comparar a Figura 7.10 com a Figura 7.8, ambas envolvendo léptons no estado final. Esse comportamento é esperado e previsto pela Eq. (1.10), encontrada na Introdução deste trabalho. O valor para $A_{LR,FB}$ (Fig. 6.10) é menor do que o valor de A_{Pol} (Fig. 6.8) e de fato no pico é igual a $(3/4)A_{Pol}$ para modelos com $f_{V,A}$ não nulos, como $B-L$ *Flipped*. No caso do modelo $B-L$ *Secluded*, que tem acoplamentos axiais nulos, essa relação sofre um pequeno desvio. Verificamos, neste caso, que $A_{LR,FB} \approx 0.46 A_{Pol}$, conforme Tabela 7.2. Enfatizamos que relações como as anteriores tornam possível inferir valores para um tipo de assimetria não medido experimentalmente em função das assimetrias já calculadas. Por completeza, apresentamos, nas Figuras 7.9 e 7.11 o comportamento para tal assimetria considerando, quarks do tipo u e d.

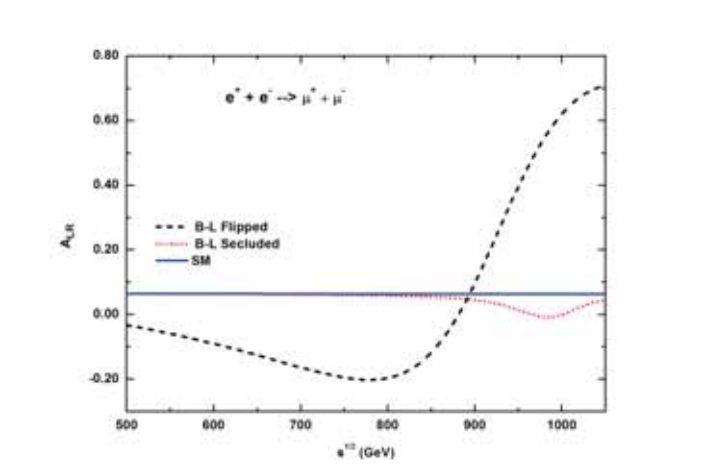


Figura 7.7: Assimetria *left-right* considerando o canal $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ nos modelos padrão (linha contínua), $B-L$ *Flipped* (linha tracejada) e $B-L$ *Secluded* (linha pontilhada).

Na Figura 7.12, mostramos o comportamento dos modelos $B-L$ Flipped e Secluded através do observável $A_{FB,Pol}$ para $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$. Mais uma vez, o modelo $B-L$ *Flipped* tem comportamento distindo do ruído do MP, podendo ser facilmente separado e o *Secluded*, novamente, pode se aproximar do MP. Essa assimetria, basicamente, fornece a mesma informação que pode ser obtida na assimetria *Left-Right*. No caso de $\tau^+\tau^-$ no estado final, e considerando os valores absolutos para $A_{FB,Pol}$, conclui-se, também, que a mesma fornece a mesma informação que a A_{Pol} e que a assimetria mista $A_{LR,FB}$.

Na Tabela 7.2, apresentamos um resumo das assimetrias até então consideradas para o colisor ILC no processo $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$. O subíndice 0 denota as assimetrias no pico de Z'. Nesta tabela, consideramos a polarização absoluta.

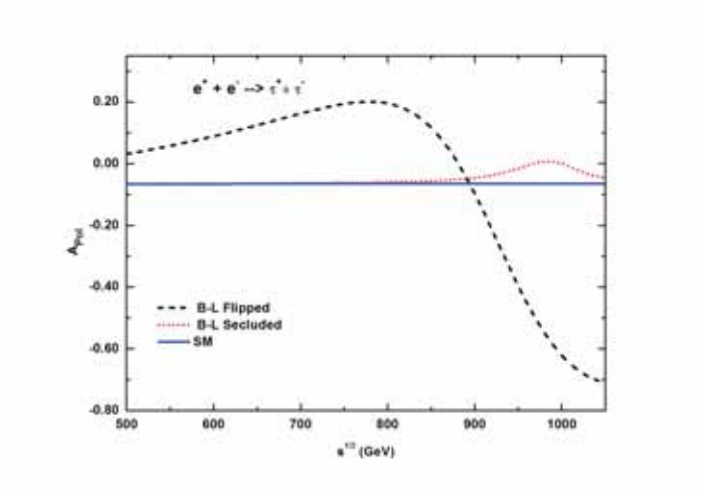


Figura 7.8: Assimetria de polarização considerando o canal $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ nos modelos padrão (linha contínua), $B-L$ *Flipped* (linha tracejada) e $B-L$ *Secluded* (linha pontilhada).

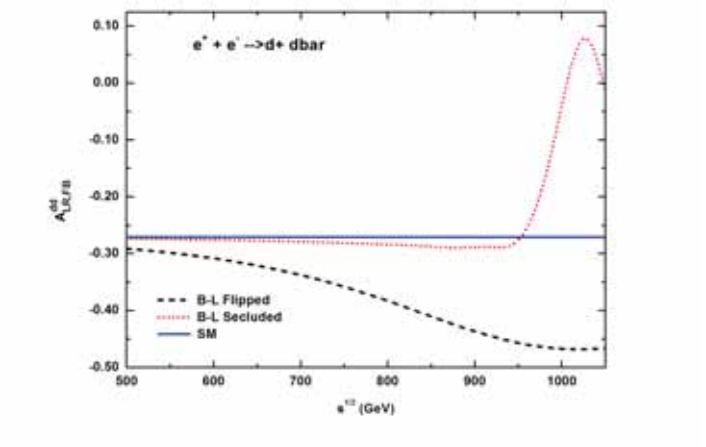


Figura 7.9: Assimetria mista *forward-backward* e *left-right*, considerando o canal $e^+e^- \to f\overline{f}$ com $f = d$ nos modelos padrão (linha contínua), $B-L$ *Flipped* (linha tracejada) e $B-L$ *Secluded* (linha pontilhada).

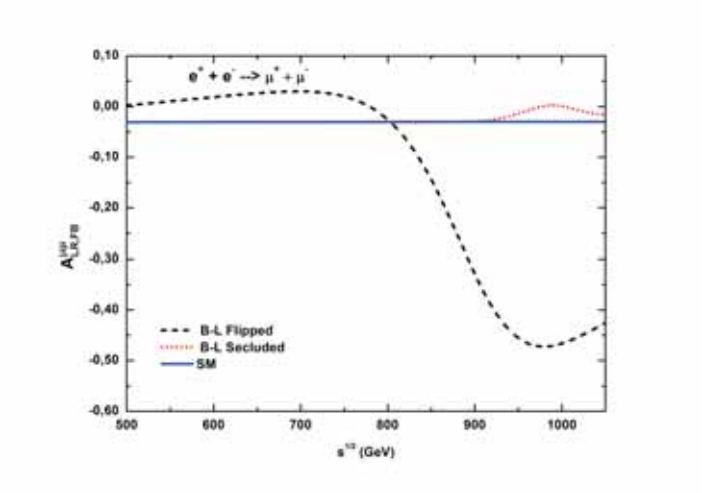


Figura 7.10: Idem à figura anterior, considerando $f = \mu$.

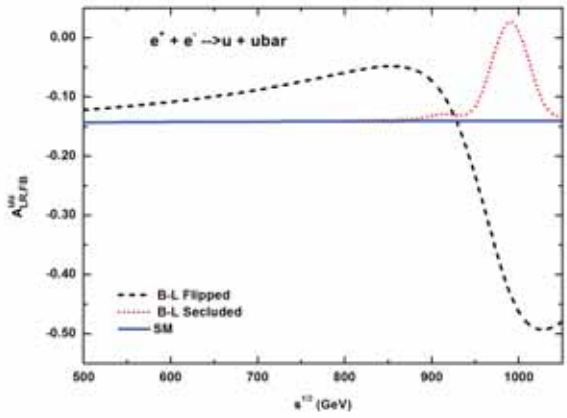


Figura 7.11: Idem à figura anterior, considerando $f = u$.

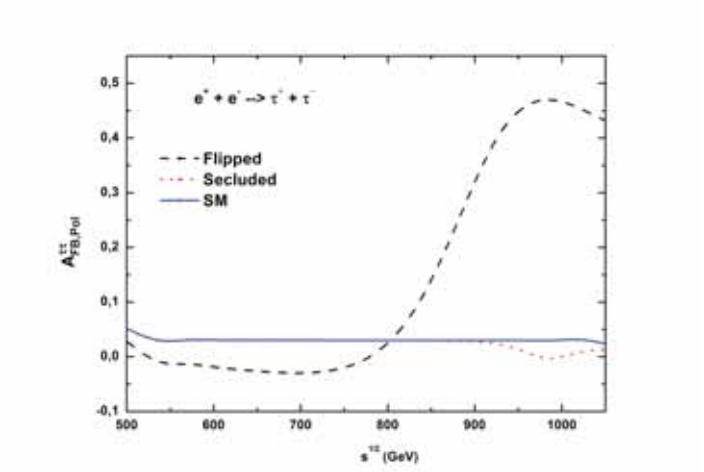


Figura 7.12: Idem à figura anterior, considerando $f = \tau$.

	$B-L$ *Flipped*	$B-L$ *Secluded*	MP
$A_{FB}^{(0,\mu)}$	0.293	2.65×10^{-4}	0.425
A_{LR}^{0}	0.621	3.16×10^{-4}	0.064
$A^{0}(pol)$	-0.621	-0.316×10^{-4}	-0.064
A_{LRFB}^{0}	-0.466	-0.148×10^{-4}	-0.030
$A_{FB}^{0}(pol)$	0.466	0.148×10^{-4}	0.030

Tabela 7.2: Valores previstos para várias assimetrias no pico de Z', $\sqrt{s} = 1$ TeV.

Nas Figuras 7.13 - 7.14, mostramos nossos resultados para as assimetrias A_{LR} e $A_{LR,FB}$ no canal envolvendo múons no estado final ($e^+e^- \to \mu^+\mu^-$). Ao contrário das assimetrias anteriores, onde a polarização absoluta de ambos os feixes é assumida, agora trabalhamos com valores de polarização otimizados previstos para o ILC ($P_{e^-} = |80\%|$ e $P_{e^+} = |60\%|$). Notamos, então, que as assimetrias anteriores (que envolvem polarização absoluta) contém termos que vêm das seções de choque σ_{RL} e σ_{LR}, onde os subíndices (L,R) denotam a polarização do elétron e pósitron, respectivamente. As assimetrias apresentadas nas Figuras 7.13 - 7.14 contêm todos os termos de seção de choque previstos, ou seja σ_{RL}, σ_{LR}, σ_{RR} e σ_{LL}. Lembramos que existem dois tipos de cálculo para A_{LR} e $A_{LR,FB}$. Um deles considera no denominador a seção de choque não polarizada; o outro considera as seções de choque polarizadas, mostrados nas Figuras 7.13 e 7.14. Enfatizamos tal comparação, de modo a evitar confusões com o fator 1/4, que pode surgir da má interpretação do denominador dessas assimetrias.

Os gráficos novamente destacam o modelo $B - L$ *Flipped* em relação ao modelo $B - L$ *Secluded*, visto que, este último, apresenta um comportamento quase linear, sofrendo um pequeno desvio em torno do pico.

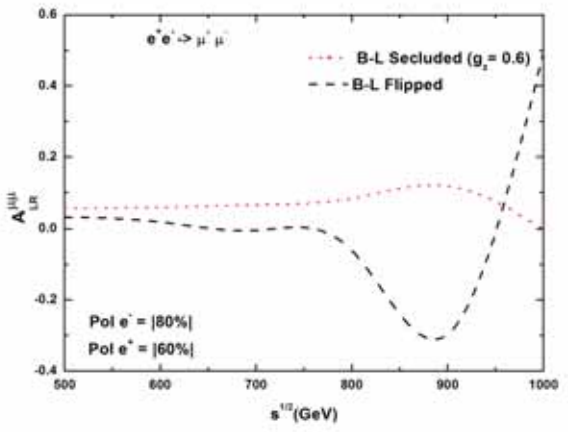


Figura 7.13: Assimetria *left-right* considerando o canal $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ com polarizações $P_{e^-} = |80\%|$ e $P_{e^+} = |60\%|$ nos modelos: padrão (linha contínua), $B - L$ *Flipped* (linha tracejada) e $B - L$ *Secluded* (linha pontilhada).

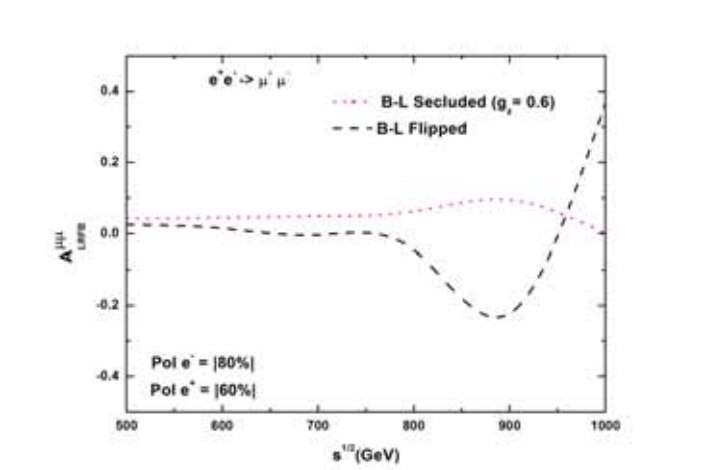


Figura 7.14: Assimetria mista *left-right* e *forward-backward*, considerando o canal $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ com polarizações $P_{e^-} = |80\%|$ e $P_{e^+} = |60\%|$ nos modelos: padrão (linha contínua), $B-L$ *Flipped* (linha tracejada) e $B-L$ *Secluded* (linha pontilhada).

Capítulo 8

Conclusão

Nesta tese, estudamos a fenomenologia do setor de bósons de gauge neutros (Z') em duas extensões bem motivadas do MP, que contêm um fator de gauge U_{B-L}. Procuramos, ao longo deste trabalho, discriminar o Z' de cada um dos modelos $B-L$, através de propriedades desse bóson, como: seção de choque, frações de largura de decaimento, largura de decaimento total etc. Concluímos que o Z', do modelo $B-L$ *Secluded* acopla-se preferencialmente a léptons. Apresentamos, também, um estudo detalhado do comportamento de ambos modelos diante de observáveis, como: seções de choque, distribuições de massa invariante, distribuição de *rapidity* e de momento transverso, e assimetrias para o LHC. Nosso trabalho contempla um dos primeiros cálculos de assimetrias para tais modelos. Em uma análise feita no pico de Z', verificamos a capacidade das assimetrias central (A_C) e de borda (A_E) em discriminar e aumentar os sinais assimétricos do Z' para ambos os modelos $B-L$. Concluímos, neste caso, que A_E apresenta, em módulo, valores maiores que A_C, porém a Significância é baixa para ambos modelos $B-L$. Em geral, em todos os observáveis estudados no LHC, o modelo $B-L$ *Secluded* foi menos distinto dos ruídos do MP em relação ao modelo $B-L$ *Flipped*, o que pode ser justificado pelo fato de que, no modelo $B-L$ *Secluded*, o Z' tem acoplamentos axiais nulos com férmions ($f_A^f = 0$). Em geral, o modelo $B-L$ *Flipped* apresentou sinais bem pronunciados nos observáveis aqui contemplados.

Em uma tentativa de prever resultados para um futuro colisor linear, fizemos, também, um estudo detalhado dos observáveis úteis para detecção do Z' no ILC,

no contexto dos modelos $B-L$. Confirmamos, assim, a eficiência do colisor e^+e^- em distinguir os modelos. Como previsto, devido à interferência entre os bósons Z e Z', os sinais assimétricos do Z' aparecem bem antes da ressonância. O conjunto de todas as assimetrias estudadas em reações $e^+e^- \to f\overline{f}$ pôde distinguir os dois modelos de maneira bem sucedida. Mais uma vez, o modelo $B-L$ *Flipped* apareceu em destaque, todavia, levando em conta a grande estatística disponível, limpeza do experimento e o grande número de observáveis previstos para o ILC, modelos com caracteríticas similares a do $B-L$ *Secluded* podem ser muito bem estudados e separados do MP. Uma das conclusões que queremos enfatizar diz respeito às relações entre as assimetrias mistas e as assimetrias simples, apresentadas nas Eqs. (1.9) e (1.10). Notamos um pequeno desvio em tais relações para modelos que possuem um dos acoplamentos (sejam eles f_V ou f_A) nulos. Em nosso trabalho, constatamos pequenas modificações em tais relações para o modelo $B-L$ *Secluded*. Assim, em um futuro, quando um novo colisor linear estiver funcionando, tais relações podem ser assinaturas de modelos desse tipo. As relações entre as assimetrias, descritas nas nas Eqs. (1.9) e (1.10), são exatas para o modelo $B-L$ *Flipped*. Os resultados obtidos aqui são válidos também para o Colisor CLIC, com a mudança apropriada da energia de centro de massa, grau de polarização e luminosidade.

O estudo realizado neste trabalho abrange apenas um setor de duas extensões $B-L$. Ressaltamos, ainda, que setores adicionais como o setor de férmions e de escalares, podem revelar outras características que permitirão delimitar o espaço de parâmetros permitidos para tais modelos. Nessa extensão $B-L$, na ordem dos TeV, o estudo de novas partículas pode tornar-se interessante por fornecer características peculiares de física nova. Dentre tais partículas, destacamos um escalar extra e neutrinos pesados. O decaimento de um Z', ou de um escalar em neutrinos pesados é uma das assinaturas dos modelos $B-L$.

O modelo $B-L$ *Secluded* foi muito bem estudado, apresentando uma vasta literatura de estudo fenomenológicos. O modelo $B-L$ *Flipped* ainda carece de maiores estudos de maneira a disseminá-lo, assim como o modelo $B-L$ Secluded e torná-lo alvo de maiores atenções.

Apêndice A

Expressões Analíticas para as Assimetrias

A.1 Espalhamento $e^+e^- \to f\overline{f}$

Apresentamos, nesta seção, as expressões para as assimetrias estudadas neste trabalho, considerando o processo $e^+e^- \to f\overline{f}$ com $f \neq e$.

$$A_{FB}^{f\bar{f}} = \frac{\int_0^1 dz(d\sigma^f/dz) - \int_{-1}^0 dz(d\sigma^f/dz)}{\int_{-1}^1 (d\sigma^f/dz)} = \frac{\sigma_F^f - \sigma_B^f}{\sigma^f}; \tag{A.1}$$

onde, nesta notação, os subíndices F e B significam *forward* e *backward*, respectivamente; σ^f denota a seção de choque total para $e^+e^- \to f\overline{f}$, $z = \cos\theta$, sendo θ o ângulo entre o elétron que chega e o férmion que sai.

Assim, a expressão completa para $A_{FB}^{f\bar{f}}$, no limite onde $m_f = 0$, é dada por:

$$A_{\mathrm{FB}}^{f\bar{f}} = \frac{A1 + B1 + C1 + D1 + E1}{F1 + G1 + H1 + I1 + J1 + K1}; \tag{A.2}$$

onde:

$$A1 = \frac{g^4 s}{64\pi} \frac{1}{c_W^2} \frac{1}{\left[\left(s - M_{Z_1}^2\right)^2 + M_{Z_1}^2 \Gamma_{Z_1}^2\right]} \; g_V^e g_A^e g_V^i g_A^i;$$

$$B1 = \frac{g^4 s}{64\pi} \frac{1}{c_W^2} \frac{1}{\left[\left(s - M_{Z_2}^2\right)^2 + M_{Z_2}^2 \Gamma_{Z_2}^2\right]} \; f_V^e f_A^e f_V^i f_A^i;$$

$$C1 = -\frac{1}{8}\frac{\alpha g^2 Q_i}{c_w}\frac{(s-M_{Z_1}^2)}{[(s-M_{Z_1}^2)^2+M_{Z_1}^2\Gamma_{Z_1}^2]}\ g_A^e g_A^i;$$

$$D1 = -\frac{1}{8}\frac{\alpha g^2 Q_i}{c_W}\frac{(s-M_{Z_2}^2)}{[(s-M_{Z_2}^2)^2+M_{Z_2}^2\Gamma_{Z_2}^2]}\ f_A^e f_A^i;$$

$$E1 = \frac{g^4 s}{128\pi}\frac{1}{c_W^2}\frac{(s-M_{Z_1}^2)(s-M_{Z_2}^2)+M_{Z_1}M_{Z_2}\Gamma_{Z_1}\Gamma_{Z_2}}{[(s-M_{Z_1}^2+M_{Z_1}^2\Gamma_{Z_1}^2][(s-M_{Z_2}^2)^2+M_{Z_2}^2\Gamma_{Z_2}^2]}\ (g_V^e f_A^e+g_A^e f_V^e)(g_V^i f_A^i+g_A^i f_V^i);$$

$$F1 = \frac{4\pi\alpha^2 Q_i^2}{3s};$$

$$G1 = \frac{4}{3}\xi[(g_V^e)^2+(g_A^e)^2][(g_V^i)^2+(g_A^i)^2];$$

$$H1 = \frac{4}{3}\zeta[(f_V^e)^2+(f_A^e)^2][(f_V^i)^2+(f_A^i)^2];$$

$$I1 = -\frac{1}{6}\frac{\alpha g^2 Q_i}{c_W}\frac{(s-M_{Z_1}^2)}{[(s-M_{Z_1}^2)^2+M_{Z_1}^2\Gamma_{Z_1}^2]}\ g_V^e g_V^i;$$

$$J1 = -\frac{1}{6}\frac{\alpha g^2 Q_i}{c_W}\frac{(s-M_{Z_2}^2)}{[(s-M_{Z_2}^2)^2+M_{Z_2}^2\Gamma_{Z_2}^2]} f_V^e f_V^i;$$

$$K1 = \frac{4}{3}\vartheta(g_V^e f_V^e + g_A^e f_A^e)\left[g_V^i f_V^i + g_A^i f_A^i\right].$$

sendo:

$$\xi = \frac{g^4 s}{256\pi}\frac{1}{c_W^2}\frac{1}{\left[\left(s-M_{Z_1}^2\right)^2+M_{Z_1}^2\Gamma_{Z_1}^2\right]}; \tag{A.3}$$

$$\zeta = \frac{g^4 s}{256\pi}\frac{1}{c_W^2}\frac{1}{\left[\left(s-M_{Z_2}^2\right)^2+M_{Z_2}^2\Gamma_{z_2}^2\right]}; \tag{A.4}$$

$$\vartheta = \frac{g^4 s}{128\pi}\frac{1}{c_W^2}\frac{(s-M_{Z_1}^2)(s-M_{Z_2}^2)+M_{Z_1}M_{Z_2}\Gamma_{Z_1}\Gamma_{Z_2}}{[(s-M_{Z_1}^2)^2+M_{Z_1}^2\Gamma_{Z_1}^2][(s-M_{Z_2}^2)^2+M_{Z_2}^2\Gamma_{Z_2}^2]}. \tag{A.5}$$

A assimetria *left-right* é definida como:

$$A_{LR} = \frac{\sigma(e^+e_L^- \to f_i\overline{f}_i) - \sigma(e^+e_R^- \to f_i\overline{f}_i)}{\sigma(e^+e^- \to f_i\overline{f}_i)} = \frac{\sigma_L^f - \sigma_R^f}{\sigma^f}; \tag{A.6}$$

onde $e_{(L,R)}^-$ denotam elétrons longitudinalmente polarizados à esquerda (direita).

Similarmente, a assimetria de polarização para o lépton τ é definida como:

$$A^{\tau}_{Pol} = \frac{\sigma^{\tau}_R - \sigma^{\tau}_L}{\sigma^{\tau}}. \tag{A.7}$$

As assimetrias mistas $A_{FB,LR}$ e $A_{FB,Pol}$ são definidas como:

$$A_{FB,LR} = \frac{(\sigma^f_F - \sigma^f_B)_L - ((\sigma^f_F - \sigma^f_B)_R}{\sigma^f}; \tag{A.8}$$

$$A_{FB,Pol} = \frac{(\sigma^f_R - \sigma^f_L)_F - ((\sigma^f_R - \sigma^f_L)_B}{\sigma^f}; \tag{A.9}$$

onde $(\sigma^f_L)_F$ denota a seção de choque para férmions polarizados à esquerda na direção *forward*.

Apresentamos nas Eqs. (A.17)- (A.13), as expressões analíticas para as assimetrias em função dos coeficientes g_V, g_A, f_V, f_A.

$$A^{f\bar{f}}_{LR} = 4 \cdot \frac{X_1}{Y_1}; \tag{A.10}$$

$$A^{\tau^+\tau^-}_{Pol} = -A^{\tau^+\tau^-}_{LR}; \tag{A.11}$$

$$A^{f\bar{f}}_{FB,LR} = -\frac{3}{4}\frac{X_2}{Y_2}; \tag{A.12}$$

$$A^{f\bar{f}}_{FB,Pol} = -A^{f\bar{f}}_{FB,LR}; \tag{A.13}$$

onde:

$$\begin{aligned} X_1 &= Bg^f_A g^e_V + Cf^f_A f^e_V + Dg^f_A g^f_V[(g^e_V)^2 + (g^e_A)^2] \\ &+Ef^f_A f^f_V[(f^e_V)^2 + (f^e_A)^2] + F(g^f_A f^f_V + g^f_V f^f_A)(g^e_A f^e_A + g^e_V f^e_V); \end{aligned} \tag{A.14}$$

$$\begin{aligned} Y_1 &= 2A + Bg^f_V g^e_V + Cf^f_V f^e_V + 2D[(g^e_V)^2 + (g^e_A)^2][(g^f_V)^2 + (g^f_A)^2] \\ &+2E[(f^e_V)^2 + (f^e_A)^2][(f^f_V)^2 + (f^f_A)^2] + F(g^f_A f^f_A + g^f_V f^f_V)(g^e_A f^e_A + g^e_V f^e_V); \end{aligned} \tag{A.15}$$

$$X_2 = Bg_A^e g_V^f + Cf_A^e f_V^f + 2 \cdot Dg_A^e g_V^e[(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2] \tag{A.16}$$
$$+2 \cdot Ef_A^e f_V^e[(f_V^f)^2 + (f_A^f)^2] + F(g_A^e f_V^e + g_V^e f_A^e)(g_A^f f_A^f + g_V^f f_V^f);$$

$$Y_2 = A + Bg_V^f g_V^e + Cf_V^f f_V^e + D[(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2][(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2] \tag{A.17}$$
$$+E[(f_V^f)^2 + (f_A^f)^2][(f_V^e)^2 + (f_A^e)^2] + F(g_A^f f_A^f + g_V^f f_V^f)(g_A^e f_A^e + g_V^e f_V^e);$$

com os coeficientes A, B, C, D, E, F definidos como:

$$A = \frac{\pi\alpha^2 Q_f^2}{2s}; \tag{A.18}$$

$$B = -\frac{\alpha Q_f}{4}\left(\frac{G_F M_Z^2}{\sqrt{2}}\right)\frac{(s - M_Z^2)}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2}; \tag{A.19}$$

$$C = -\frac{\alpha Q_f}{4}\left(\frac{G_F M_Z^2}{\sqrt{2}}\right)\frac{(s - M_{Z'}^2)}{(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2}; \tag{A.20}$$

$$D = \frac{G_F^2 M_Z^4 s}{16\pi}\frac{1}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2}; \tag{A.21}$$

$$E = \frac{G_F^2 M_Z^4 s}{16\pi}\frac{1}{(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2}; \tag{A.22}$$

$$F = \frac{G_F^2 M_Z^4 s}{16\pi}\frac{(s - M_Z^2)(s - M_{Z'}^2) + M_Z M_{Z'}\Gamma_Z\Gamma_{Z'}}{[(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2][(s - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2\Gamma_{Z'}^2]}. \tag{A.23}$$

A.1.1 Larguras Parciais de Z e Z'

Em ambos os modelos, as larguras parciais dos bósons vetoriais neutros Z_1 e Z_2 são expressas, respectivamente, por:

$$\Gamma_{Z_1 \to f\bar{f}} = \frac{N_c G_F M_{Z_1}^2}{6\pi\sqrt{2}}[(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2]\sqrt{1 - 4\frac{m_f^2}{M_{Z_1}^2}}\left[1 + 2\frac{m_f^2}{M_{Z_1}^2}\frac{[(g_V^f)^2 - 2(g_A^f)^2]}{[(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2]}\right]M_{Z_1}; \tag{A.24}$$

e

$$\Gamma_{Z_2\to f\bar{f}} = \frac{N_c G_F M_{Z_1}^2}{6\pi\sqrt{2}}[(f_V^f)^2 + (f_A^f)^2]\sqrt{1-4\frac{m_f^2}{M_{Z_2}^2}}\left[1+2\frac{m_f^2}{M_{Z_2}^2}\frac{[(f_V^f)^2-2(f_A^f)^2]}{[(f_V^f)^2+(f_A^f)^2]}\right]M_{Z_2}; \tag{A.25}$$

onde usamos: $M_{Z_1} \equiv M_Z$ and $M_{Z_2} \equiv M_{Z'}$. O parâmetro N_c denota o número de cor.

No modelo $B-L$ *Secluded*, $f_A = 0$, e logo, podemos reescrever a largura parcial de Z' com férmions, como:

$$\Gamma_{Z_2\to f\bar{f}}^{sec} = \frac{N_c G_F M_{Z_1}^2}{6\pi\sqrt{2}}(f_V^f)^2\sqrt{1-4\frac{m_f^2}{M_{Z_2}^2}}\left[1+2\frac{m_f^2}{M_{Z_2}^2}\right]M_{Z_2}. \tag{A.26}$$

Referências Bibliográficas

[1] Gargamelle Neutrino Collaboration, F. J. Hasert *et al.*, Phys. Lett. **B46** (1973) 138.

[2] UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B122** (1983) 103; UA2 Collaboration, M. Banner *et al.*, Phys. Lett. **B122** (1983) 476;

[3] UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B126** (1983) 398; UA2 Collaboration, P. Bagnaia *et al.*, Phys. Lett. **B129** (1983) 130;

[4] SLD Collaboration, M. J. Fero *et al.*, Nucl. Instrum. Meth **A367** (1995) 111; SLD Collaboration, D. Axen *et al.*, Nucl. Instrum. Meth **A328** (1993) 472; SLD Collaboration, K. Abe *et al.*, Nucl. Instrum. Meth **A343** (1994) 74; SLD Collaboration, S. C. Berridge *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **39** (1992) 1242.

[5] SLD Collaboration, K. Abe *et al.*, Nucl. Instrum. Meth **A400** (1997) 287; SLD Collaboration, A. C. Benvenuti *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A**276** (1989) 94.

[6] [ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL and SLD and LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak Group and SLD Heavy Flavour Group Collaborations], "Precision electroweak measurements on the Z resonance," Phys. Rept. **427**, 257 (2006) [hep-ex/0509008].

[7] A. Leike, "The Phenomenology of extra neutral gauge bosons," Phys. Rept. **317**, 143 (1999) [hep-ph/9805494].

[8] T. Appelquist, B. A. Dobrescu and A. R. Hopper, "Nonexotic neutral gauge bosons," Phys. Rev. D **68**, 035012 (2003) [arXiv:hep-ph/0212073].

[9] J. C. Montero and V. Pleitez, "Gauging U(1) symmetries and the number of sterile neutrinos," Phys. Lett. B **675**, 64 (2009) [arXiv:0706.0473 [hep-ph]].

[10] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], "Search for high mass dilepton resonances in pp collisions at sqrts=7 TeV with the ATLAS experiment," Phys. Lett. B **700**, 163 (2011) [arXiv:1103.6218 [hep-ex]].

[11] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], "Search for New Physics in Dijet Mass and Angular Distributions in pp Collisions at sqrt(s) = 7 TeV Measured with the ATLAS Detector," New J. Phys. **13**, 053044 (2011) [arXiv:1103.3864 [hep-ex]].

[12] http://www.linearcollider.org/

[13] http://clic-study.web.cern.ch/clic-study/

[14] W. Abdallah, A. Awad, S. Khalil and H. Okada, "Muon Anomalous Magnetic Moment and mu -¿ e gamma in B-L Model with Inverse Seesaw," arXiv:1105.1047 [hep-ph].

[15] A. Elsayed, S. Khalil and S. Moretti, "Higgs Mass Corrections in the SUSY B-L Model with Inverse Seesaw," arXiv:1106.2130 [hep-ph].

[16] L. Basso, S. Moretti and G. M. Pruna, "The Higgs sector of the minimal B-L model at future Linear Colliders," Eur. Phys. J. C **71**, 1724 (2011) [arXiv:1012.0167 [hep-ph]].

[17] L. Basso, S. Moretti and G. M. Pruna, "Phenomenology of the minimal $B-L$ extension of the Standard Model: the Higgs sector," Phys. Rev. D **83**, 055014 (2011) [arXiv:1011.2612 [hep-ph]].

[18] L. Basso, A. Belyaev, S. Moretti and G. M. Pruna, "Probing the Z' sector of the minimal $B-L$ model at future Linear Colliders in the $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ process," JHEP **0910**, 006 (2009) [arXiv:0903.4777 [hep-ph]].

[19] L. Basso, A. Belyaev, S. Moretti, G. M. Pruna and C. H. Shepherd-Themistocleous, "Phenomenology of the minimal B-L extension of the Standard Model," PoS E **PS-HEP2009**, 242 (2009) [arXiv:0909.3113 [hep-ph]].

[20] M. Fukugita and T. Yanagida, "Baryogenesis Without Grand Unification," Phys. Lett. B **174**, 45 (1986).

[21] M. Ibe, S. Matsumoto and T. T. Yanagida, "The GeV-scale dark matter with B-L asymmetry," arXiv:1110.5452 [hep-ph].

[22] S. Khalil, H. Okada and T. Toma, "Right-handed Sneutrino Dark Matter in Supersymmetric B-L Model," JHEP **1107**, 026 (2011) [arXiv:1102.4249 [hep-ph]].

[23] T. Li and W. Chao, "Neutrino Masses, Dark Matter and B-L Symmetry at the LHC," Nucl. Phys. B **843**, 396 (2011) [arXiv:1004.0296 [hep-ph]].

[24] S. Khalil and H. Okada, "Dark Matter in B-L Extended MSSM Models," Phys. Rev. D **79**, 083510 (2009) [arXiv:0810.4573 [hep-ph]].

[25] J. C. Montero and B. L. Sanchez-Vega, "Neutrino masses and the scalar sector of a B-L extension of the standard model," Phys. Rev. D **84**, 053006 (2011) [arXiv:1102.0321 [hep-ph]].

[26] Esse modelo foi construido por muitos autores. Sendo melhor citar J. L. Rosner, The Standard Model and Beyond, Am. J. Phys. 71, 302 (2003), hep-ph/0206176, onde encontram-se as principais referências que se remetem ao MP conhecido atualmente.

[27] F. J. Hasert *et al.*, Phys. Lett. B **46**, 121 (1973); idem, B **46**, 138 (1973).

[28] *et al.* [ALEPH Collaboration], "Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model," arXiv:1012.2367 [hep-ex].

[29] H. B. Newman, "Quantum chromodynamics and the discovery of gluon jets at PETRA," CALT-68-2011.

[30] C. Glasman [H1 and ZEUS Collaboration], "Jet substructure at HERA," Nucl. Phys. Proc. Suppl. **191**, 121 (2009) [arXiv:0812.0757 [hep-ex]].

[31] T. Han, "Collider phenomenology: Basic knowledge and techniques," hep-ph/0508097.

[32] Y. Peters [D0 and CDF and Atlas and CMS Collaborations], "Top Quark Properties," arXiv:1112.0451 [hep-ex].

[33] C. Campagnari and M. Franklin, "The Discovery of the top quark," Rev. Mod. Phys. **69**, 137 (1997) [hep-ex/9608003].

[34] E. Accomando *et al.* [CLIC Physics Working Group Collaboration], "Physics at the CLIC multi-TeV linear collider," hep-ph/0412251.

[35] T. Omori, "A Polarized positron beam for linear colliders," KEK-PREPRINT-98-237.

[36] T. Omori, "A Concept of a polarized positron source for a linear collider," KEK-PREPRINT-99-188.

[37] D. Schulte, "Some thoughts on e- e-collisions in CLIC," Int. J. Mod. Phys. A **18**, 2851 (2003).

[38] R. Barate *et al.* [LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL Collaborations], "Search for the standard model Higgs boson at LEP," Phys. Lett. B **565**, 61 (2003) [hep-ex/0306033].

[39] T. Aaltonen *et al.* [CDF and D0 Collaboration], "Combination of Tevatron searches for the standard model Higgs boson in the W+W- decay mode," Phys. Rev. Lett. **104**, 061802 (2010) [arXiv:1001.4162 [hep-ex]].

[40] [ATLAS Collaboration], "Search for the Standard Model Higgs boson in the decay channel H-¿ZZ(*)-¿4l with 4.8 fb-1 of pp collisions at sqrt(s)=7 TeV with ATLAS," arXiv:1202.1415 [hep-ex].

[41] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], "Search for the Standard Model Higgs boson in the decay channel $H- > ZZ(*)- > 4l$ with the ATLAS detector," Phys. Lett. B **705**, 435 (2011) [arXiv:1109.5945 [hep-ex]].

[42] [ATLAS Collaboration], "Search for a Standard Model Higgs boson in the $H- > ZZ- > l^+l^-\nu\bar{n}u$ decay channel with the ATLAS detector," Phys. Rev. Lett. **107**, 221802 (2011) [arXiv:1109.3357 [hep-ex]].

[43] V. M. Abazov *et al.* [The D0 Collaboration], "Search for the Standard Model Higgs Boson in the $H \to WW \to \ell\nu q'\bar{q}$ Decay Channel," Phys. Rev. Lett. **106**, 171802 (2011) [arXiv:1101.6079 [hep-ex]].

[44] T. C. Collaboration, "Search for the standard model Higgs boson in the H to ZZ to 2l 2nu channel in pp collisions at sqrt(s) = 7 TeV," arXiv:1202.3478 [hep-ex].

[45] E. Accomando *et al.* [CLIC Physics Working Group Collaboration], "Physics at the CLIC multi-TeV linear collider," hep-ph/0412251.

[46] G. Aarons *et al.* [ILC Collaboration], "International Linear Collider Reference Design Report Volume 2: Physics At The Ilc," arXiv:0709.1893 [hep-ph].

[47] G. Moortgat-Pick, T. Abe, G. Alexander, B. Ananthanarayan, A. A. Babich, V. Bharadwaj, D. Barber and A. Bartl *et al.*, "The Role of polarized positrons and electrons in revealing fundamental interactions at the linear collider," Phys. Rept. **460**, 131 (2008) [hep-ph/0507011].

[48] T. Maruyama *et al.*, Phys. Rev. B**46** (1992) 4261-4264; T. Maruyama *et al.*, Phys. Rev. B**66** (1991) 2376-2379; T. Nakanish *et al.*, Phys. Lett. **A158** (1991) 345-349.

[49] ICFA, *Parameter for the Linear Collider*, see webpage: www.interactions.org/linearcollider/documents/index.htm.

[50] E. Accomando *et al.* [CLIC Physics Working Group Collaboration], "Physics at the CLIC multi-TeV linear collider," hep-ph/0412251.

[51] D.V. Schroeder, Ph.D. thesis, Stanford University [Institution Report No. SLAC-371, 1990 (unpublished)].

[52] $http://lhc.web.cern.ch/lhc/LHC_Experiments.htm$

[53] G. Weiglein *et al.* [LHC/LC Study Group Collaboration], "Physics interplay of the LHC and the ILC," Phys. Rept. **426**, 47 (2006) [hep-ph/0410364].

[54] M. Dittmar, A. S. Nicollerat and A. Djouadi, "Z' studies at the LHC: An update," Phys. Lett. B **583**, 111 (2004) [arXiv:hep-ph/0307020].

[55] R. Cousins, J. Mumford and V. Valuev, "Forward-backward asymmetry of simulated and reconstructed Z' –¿ mu+ mu- events in CMS,"

[56] M. S. Carena, A. Daleo, B. A. Dobrescu and T. M. P. Tait, "Z-prime gauge bosons at the Tevatron," Phys. Rev. D **70**, 093009 (2004) [arXiv:hep-ph/0408098].

[57] K. Abe *et al.* [SLD Collaboration], "An improved measurement of the left-right Z0 cross-section asymmetry," Phys. Rev. Lett. **78**, 2075 (1997) [arXiv:hep-ex/9611011].

[58] K. Abe *et al.* [SLD Collaboration], "A high-precision measurement of the left-right Z boson cross-section asymmetry," Phys. Rev. Lett. **84**, 5945 (2000) [arXiv:hep-ex/0004026].

[59] K. Abe *et al.* [SLD Collaboration], "First measurement of the left-right charge asymmetry in hadronic Z boson decays and a new determination of sin**2(Theta(W)(eff))," Phys. Rev. Lett. **78**, 17 (1997) [arXiv:hep-ex/9609019].

[60] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], "Search for additional neutral gauge bosons," Phys. Lett. B **385**, 471 (1996).

[61] B. Abbott *et al.* [D0 Collaboration], "Measurement of the high-mass Drell-Yan cross section and limits on quark-electron compositeness scales," Phys. Rev. Lett. **82**, 4769 (1999) [arXiv:hep-ex/9812010].

[62] J. Alcaraz *et al.* [ALEPH Collaboration and DELPHI Collaboration and L3 Collaboration and], "A Combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the standard model," arXiv:hep-ex/0612034.

[63] J. Abdallah *et al.* [DELPHI Collaboration], "Search for doubly charged Higgs bosons at LEP2," Phys. Lett. B **552**, 127 (2003) [arXiv:hep-ex/0303026].

[64] R. Barate *et al.* [LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH Collaboration and and], "Search for the standard model Higgs boson at LEP," Phys. Lett. B **565**, 61 (2003) [arXiv:hep-ex/0306033].

[65] G. Abbiendi *et al.* [OPAL Collaboration], "Search for Charged Higgs Bosons in e^+e^- Collisions at $\sqrt{s}$=189-209 GeV," arXiv:0812.0267 [hep-ex].

[66] D. Horvath [OPAL Collaboration], "Search for charged Higgs bosons with the OPAL detector at LEP," Nucl. Phys. A **721**, 453 (2003).

[67] V. Radescu [NuTeV Collaboration], "New results from NuTeV," *Prepared for 15th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS2007), Munich, Germany, 16-20 Apr 2007*

[68] D. Mason [NuTeV Collaboration], "NuTeV strange / antistrange sea measurements from neutrino charm production," AIP Conf. Proc. **792**, 851 (2005).

[69] T. Takeuchi and W. Loinaz, "Phenomenology of not-so-heavy neutral leptons: The NuTeV anomaly, lepton universality, and non-universal neutrino-gauge couplings," arXiv:hep-ph/0410201.

[70] A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], "Search for charged Higgs bosons from top quark decays in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.96-TeV," Phys. Rev. Lett. **96**, 042003 (2006) [arXiv:hep-ex/0510065].

[71] T. M. Dorland, "Search for the Standard Model Higgs Boson in Missing Transverse Energy and b-quark Final States Using Proton-Antiproton Collisions at 1.96 TeV,"

[72] O. Stelzer-Chilton [CDF and D0 Collaboration], "High-Mass Resonances Decaying to Leptons and Photons at the Tevatron," arXiv:0810.4754 [hep-ex].

[73] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102**, 251801 (2009) [arXiv:0903.4800 [hep-ex]].

[74] J. Zhu [CDF and D0 Collaboration], AIP Conf. Proc. **1182**, 152 (2009) [arXiv:0907.3239 [hep-ex]].

[75] E. Torrence [SLD Collaboration], "Determination of electroweak parameters at the SLC," arXiv:hep-ex/9610001.

[76] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], "A Search for new gauge bosons in anti-p p collisions at S**(1/2) = 1.8-TeV," Phys. Rev. Lett. **68**, 1463 (1992).

[77] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], "Search for new gauge bosons decaying into dielectrons in anti-p p collisions at s**(1/2) 1.8-TeV," Phys. Rev. D **51**, 949 (1995).

[78] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], "Search for new gauge bosons decaying into dileptons in anti-p p collisions at s**(1/2) = 1.8-TeV," Phys. Rev. Lett. **79**, 2192 (1997).

[79] G. Rodrigo and P. Ferrario, "Charge asymmetry: A Theory appraisal," Nuovo Cim. C **33**, 04 (2010) [arXiv:1007.4328 [hep-ph]].

[80] J. H. Kuhn and G. Rodrigo, "Charge asymmetries of top quarks at hadron colliders revisited," arXiv:1109.6830 [hep-ph].

[81] T. Aaltonen *et al.* [The CDF Collaboration], "Measurement of the Top Pair Production Cross Section in the Dilepton Decay Channel in ppbar Collisions at sqrt s = 1.96 TeV," Phys. Rev. D **82**, 052002 (2010) [arXiv:1002.2919 [hep-ex]].

[82] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "Measurement of the t anti-t production cross section and top quark mass extraction using dilepton events in p anti-p collisions," Phys. Lett. B **679**, 177 (2009) [arXiv:0901.2137 [hep-ex]].

[83] [ATLAS Collaboration], ATLAS-CONF-2011-140, ATLAS-CONF-2011-121, ATLAS-CONF- 2011-119, ATLAS-CONF-2011-108, ATLAS-CONF-2011-100.

[84] [CMS Collaboration], CMS-PAS-TOP-11-007, CMS-PAS-TOP-11-006, CMS-PAS-TOP-11-005, CMS-PAS-TOP-11-003.

[85] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], "Evidence for a Mass Dependent Forward-Backward Asymmetry in Top Quark Pair Production," Phys. Rev. D **83**, 112003 (2011) [arXiv:1101.0034 [hep-ex]].

[86] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], "First measurement of the forward-backward charge asymmetry in top quark pair production," Phys. Rev. Lett. **100**, 142002 (2008) [arXiv:0712.0851 [hep-ex]].

[87] P. Ferrario and G. Rodrigo, "Constraining heavy colored resonances from top-antitop quark events," Phys. Rev. D **80**, 051701 (2009) [arXiv:0906.5541 [hep-ph]].

[88] P. Ferrario and G. Rodrigo, "Heavy colored resonances in t t-bar + jet at the LHC," JHEP **1002**, 051 (2010) [arXiv:0912.0687 [hep-ph]].

[89] P. Ferrario, PhD thesis, Universitat de València, July 2010.

[90] I. Dorsner, S. Fajfer, J. F. Kamenik and N. Kosnik, "Light colored scalars from grand unification and the forward-backward asymmetry in t t-bar production," Phys. Rev. D **81**, 055009 (2010) [arXiv:0912.0972 [hep-ph]].

[91] J. Shu, T. M. P. Tait and K. Wang, "Explorations of the Top Quark Forward-Backward Asymmetry at the Tevatron," Phys. Rev. D **81**, 034012 (2010) [arXiv:0911.3237 [hep-ph]].

[92] A. Arhrib, R. Benbrik and C. -H. Chen, "Forward-backward asymmetry of top quark in diquark models," Phys. Rev. D **82**, 034034 (2010) [arXiv:0911.4875 [hep-ph]].

[93] D. -W. Jung, P. Ko, J. S. Lee and S. -h. Nam, "Model independent analysis of the forward-backward asymmetry of top quark production at the Tevatron," Phys. Lett. B **691**, 238 (2010) [arXiv:0912.1105 [hep-ph]].

[94] S. Jung, H. Murayama, A. Pierce and J. D. Wells, "Top quark forward-backward asymmetry from new t-channel physics," Phys. Rev. D **81**, 015004 (2010) [arXiv:0907.4112 [hep-ph]].

[95] T. Aaltonen *et al.* [CDF Collaboration], "Search for Maximal Flavor Violating Scalars in Same-Charge Lepton Pairs in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$-TeV," Phys. Rev. Lett. **102**, 041801 (2009) [arXiv:0809.4903 [hep-ex]].

[96] A. K. Alok, S. Baek and D. London, "Neutral Gauge Boson Contributions to the Dimuon Charge Asymmetry in B Decays," JHEP **1107**, 111 (2011) [arXiv:1010.1333 [hep-ph]].

[97] G. Buchalla, A. J. Buras and M. E. Lautenbacher, "Weak decays beyond leading logarithms," Rev. Mod. Phys. **68**, 1125 (1996) [arXiv:hep-ph/9512380].

[98] A. Ali, G. Kramer and C. -D. Lu, HEP :: Pesquisar :: Ajuda Powered by Invenio v1.0.0-rc0+ Problems/Questions to feedback@inspirehep.net

[99] A. G. Dias, J. C. Montero and V. Pleitez, "Closing the SU(3)(L) x U(1)(X) symmetry at electroweak scale," Phys. Rev. D **73**, 113004 (2006) [hep-ph/0605051].

[100] Z. -q. Zhou, B. Xiao, Y. -k. Wang and S. -h. Zhu, "Discriminating Different Z's via Asymmetries at the LHC," Phys. Rev. D **83**, 094022 (2011) [arXiv:1102.1044 [hep-ph]].

[101] B. Xiao, Y. -K. Wang, Z. -Q. Zhou and S. -h. Zhu, "Edge Charge Asymmetry in Top Pair Production at the LHC," Phys. Rev. D **83**, 057503 (2011) [arXiv:1101.2507 [hep-ph]].

[102] Y. -k. Wang, B. Xiao and S. -h. Zhu, "One-side forward-backward asymmetry at the LHC," Phys. Rev. D **83**, 015002 (2011) [arXiv:1011.1428 [hep-ph]].

[103] Y. A. Coutinho, E. C. F. S. Fortes and J. C. Montero, "Z'_{B-L} phenomenology at LHC," Phys. Rev. D **84**, 055004 (2011) [Erratum-ibid. D **84**, 059901 (2011)] [arXiv:1102.4387 [hep-ph]].

[104] E. C. F. S. Fortes, J. C. Montero and V. Pleitez, "Asymmetries in $e^+e^- \to f\bar{f}$ processes at ILC for models with an extra neutral vector boson Z'," Phys. Rev. D **82**, 114007 (2010) [arXiv:1005.2991 [hep-ph]].

[105] A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], "Search for $Z' \to e^+e^-$ using dielectron mass and angular distribution.," Phys. Rev. Lett. **96**, 211801 (2006) [hep-ex/0602045].

[106] J. Erler, P. Langacker, S. Munir and E. Rojas, "Improved Constraints on Z-prime Bosons from Electroweak Precision Data," JHEP **0908**, 017 (2009) [arXiv:0906.2435 [hep-ph]].

[107] G. Cacciapaglia, C. Csaki, G. Marandella and A. Strumia, "The Minimal Set of Electroweak Precision Parameters," Phys. Rev. D **74**, 033011 (2006) [hep-ph/0604111].

[108] E. Salvioni, G. Villadoro and F. Zwirner, "Minimal Z-prime models: Present bounds and early LHC reach," JHEP **0911**, 068 (2009) [arXiv:0909.1320 [hep-ph]].

[109] F. del Aguila, J. de Blas and M. Perez-Victoria, "Electroweak Limits on General New Vector Bosons," JHEP **1009**, 033 (2010) [arXiv:1005.3998 [hep-ph]].

[110] Thomas A. Müller, Master Dissertation, "Investigation of the High Mass Drell Yan Spectrum with ATLAS", July 2010.

[111] R. Diener, S. Godfrey and T. A. W. Martin, "Unravelling an Extra Neutral Gauge Boson at the LHC using Third Generation Fermions," Phys. Rev. D **83**, 115008 (2011) [arXiv:1006.2845 [hep-ph]].

[112] J. H. Kuhn and G. Rodrigo, "Charge asymmetry in hadroproduction of heavy quarks," Phys. Rev. Lett. **81**, 49 (1998) [hep-ph/9802268].

[113] J. H. Kuhn and G. Rodrigo, "Charge asymmetry of heavy quarks at hadron colliders," Phys. Rev. D **59**, 054017 (1999) [hep-ph/9807420].

[114] H. Yamamoto, "Physics at International Linear Collider (ILC)," J. Phys. Soc. Jap. **76**, 111014 (2007) [arXiv:0709.0899 [hep-ph]].