Universidade Federal do Rio Grande
Instituto de Matemática, Estatística e Física

Produção de Charginos no ILC

Fábio Köpp Nóbrega

Dissertação de Mestrado realizada sob orientação do Prof. Dr. Cristiano Brenner Mariotto apresentada ao Instituto de Matemática, Estatística e Física da FURG em preenchimento de requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física.

Rio Grande
2015

Köpp, Fábio Nóbrega
2015 ; 56 páginas
Dissertação (Mestrado) - Instituto de Matemática, Estatística e Física da Universidade Federal do Rio Grande. Departamento de Física

1. Charginos
2. Fenomenologia de Supersimetria
3. Processos Além do Modelo Padrão

I. Universidade Federal do Rio Grande. Instituto de Estatística, Matemática e Física. Departamento de Física.

Comissão Julgadora:

Prof. Dr. Carsten Hensel

Prof. Dr. Werner Krambeck Sauter

Prof. Dr. Cláudio Masumi Maekawa

Prof. Dr. Cristiano Brenner Mariotto (Presidente)

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE - FURG

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

- HTTP://www.pgfisica.furg

"Produção de charginos no ILC"

"FÁBIO KÖPP NÓBREGA"

Orientador: Prof. Dr. Cristiano Brenner Mariotto

Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Matemática, Estatística e Física, da Universidade Federal do Rio Grande - FURG, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Física.

Aprovada por:

Prof. Dr. Cristiano Brenner Mariotto (Presidente)

Dr. Carsten Hensel

Prof. Dr. Werner Krambeck Sauter

Prof. Dr. Cláudio Masumi Maekawa

Rio Grande, 14 de abril de 2015.

Dedico esta dissertação à minha mãe, Elzira Köpp Nóbrega, que não pôde realizar o seu sonho de fazer mestrado, pois escolheu criar e dar a mim e ao meu irmão, Thales Köpp Nóbrega, uma estrutura de vida melhor da qual ela não teve.

‘‘Em física de partículas, você cria uma teoria há 20 anos e pode levar todo esse tempo para você saber se está correta. Ir de fracasso em fracasso com o mesmo entusiasmo é o grande segredo do sucesso.’’

Savas Dimopoulos

‘‘While you’re talking, you’re not learning anything.’’

Richard P. Feynman

"The more the universe seems comprehensible, the more it also seems pointless."

Steven Weinberg

‘‘Sentir sa vie, sa révolte, sa liberté, et le plus possible, c’est vivre et le plus possible. Là où la lucidité règne, l’échelle des valeurs devient inutile... Le présent et la succession des présents devant une âme sans cesse consci ente, c’est l’idéal de l’homme absurde.’’

Albert Camus

‘‘Money is not required to buy one necessity of the soul.’’

Henry David Thoreau

‘‘A man provided with paper, pencil, and rubber, and subject to strict discipline, is in effect a universal machine.’’

Alan Turing

‘‘A thinker sees his own actions as experiments and questions--as attempts to find out something. Success and failure are for him answers above all.’’

Friedrich Nietzsche

"La vie est la somme de tous vos choix."

Albert Camus

Agradecimentos

- Agradeço ao meu orientador e amigo, Prof. Dr. Cristiano Brenner Mariotto, pela dedicação e paciência empregadas durante esta dissertação.

- Aos professores, Cláudio M. Maekawa pelas conversas que tivemos fora de sala de aula, sem as quais não teria uma visão mais ampla da física; Otávio Socolowski Junior, por exigir mais de mim e por ter se preocupado com a minha formação acadêmica e por ensinar, embora indiretamente, a paz de espírito digna de um mestre Zen Budista; Marcos Cardoso Rodriguez, sem o qual não teria seguido nesta profissão tão divertida. Sua dedicação e conhecimento sobre física teórica sempre serviram como inspiração para enfrentar algumas falhas provenientes da minha formação básica; André R. Rocha da Silva, pelas excelentes aulas de mecânica analítica e clássica; Luiz Fernando Mackedanz, por dividir a sua sala comigo, pela orientação inicial que durou 3 anos, por arrumar desentendimentos devido a minha conduta no ano em que participei do PIBID-Física e pela grande amizade que temos.

- Aos meus colegas e amigos, Sony Martins, Jeferson Dias Gonçalves e Glauber Sampaio dos Santos pelas discussões durante a minha formação acadêmica e diversões nos eventos em que participamos juntos.

- Aos meus pais, Carlos Alberto M. Nóbrega e Elzira Köpp Nóbrega, por me darem condições de realizar esse trabalho.

- A CAPES por financiar este trabalho.

Resumo

O principal objetivo desta dissertação é a produção de charginos (partículas supersimétricas carregadas) leves no futuro acelerador internacional linear de e^+e^- (ILC) para diferentes cenários de quebra de supersimetria. Charginos são partículas constituídas pela mistura do campo Wino carregado com o Higgsino carregado. A principal motivação para se estudar teorias supersimétricas deve-se ao grande número de problemas do Modelo Padrão (SM) que esta consegue solucionar, entre eles: massa dos neutrinos, matéria escura fria e o ajuste-fine (fine tuning). Além disso, estudamos os princípios fundamentais que norteam a física de partículas, isto é, o princípio de gauge e o mecanismo de Higgs.

Palavras-chave: Charginos, Fenomenologia de Supersimetria, Fenomenologia de Partículas.

Abstract

The main goal of this thesis is to study the production of light charginos (supersymmetric particles) at the International Linear Collider (ILC - electron-positron collider), for differents scenarios of SUSY breaking. Charginos (fermions) are charged particles made of the mixing of charged winos with the charged higgsinos. The main motivation to study supersymmetric theories are the problems that it solves, like neutrinos masses, dark matter and fine-tuning. Moreover, we begin with some principles that guide us in particle physics, i.e, we introduce the gauge principle and shows how that principle gives rise naturally to the interaction lagrangian of the Standard Model. Furthermore, we show how to generate the particles masses by the Higgs Mechanism, also in Standard Model, to maintain the theory renormalizable. All these principles should be present in supersymmetric theories.

Keywords: Chargino production, Sparticles, Supersymmetry

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Sumário

Introdução

O Modelo Padrão (SM) descreve com grande precisão os processos envolvendo as três forças (forte, fraca e eletromagnética), mas a partícula (bóson) de Higgs (excitação do campo de Higgs) era a última peça do SM a ser descoberta. Em 2012, os experimentos ATLAS e CMS do Centro Europeu de Pesquisas Nucleares (CERN) encontraram um bóson com todas as características previstas pelo SM. Apesar do sucesso do SM, sabemos que este possui algumas inconsistências, como divergências no setor escalar, não explica a massa dos neutrinos, a matéria escura fria, a assimetria matéria-antimatéria entre outros. Motivados por essas inconsistências e problemas não explicados pelo SM, os físicos buscam um modelo que resolva em parte ou todos estes problemas. A teoria que vem sendo estudada há mais de trinta anos e que resolve parte dessas inconsistências é conhecida como Supersimetria (SUSY). Essa teoria relaciona a cada partícula do SM uma partícula parceira que difere no spin por $\pm 1/2$. Por exemplo, o elétron (férmion - spin $1/2$) tem uma partícula parceira, o selétron (bóson - spin 0). No caso dos bósons de gauge, temos os gauginos, que são férmions. A teoria supersimétrica com o menor número de partículas é conhecida por Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MSSM). Essa teoria contém tanto a quebra de simetria eletrofraca quanto a própria quebra de supersimetria, visto que se SUSY não fosse quebrada, as partículas superparceiras teriam a mesma massa das partículas do SM, e os experimentos excluem essa possibilidade. Ainda, o MSSM prevê a existência de partículas carregadas com spin $1/2$ conhecidas por charginos. Os charginos são constituídos pelas misturas dos campos carregados winos com os higgsinos carregados, em que a diagonalização é necessária para levar essa mistura dos campos aos estados de massa.

Nesta dissertação, abordamos os princípios que norteam a física de partículas como o princípio de gauge e os mecanismos de geração de massa. Além disso, estudamos a produção de charginos para o futuro colisor linear (e^+e^-) em vários cenários de quebra de supersimetria, bem como o cálculo do número de eventos. Estruturamos esta dissertação da seguinte forma: no capítulo 1, apresentamos uma revisão do Modelo Padrão de Física de Partículas, com ênfase no setor eletrofraco e nos mecanismos de geração de massa. No capítulo 2, apresentamos uma visão sucinta do Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo (MSSM), supersimetria e sua quebra, com ênfase no setor eletrofraco, que contém os charginos e suas interações. No capítulo 3, apresentamos nossos estudos e resultados para a produção de charginos no futuro acelerador ILC (International Linear Collider), que irá colidir elétrons e pósitrons, e será construído provavelmente no Japão, com o intuito de descobrir nova física além do Modelo Padrão, bem como medidas de precisão no âmbito do Modelo Padrão.

Os resultados obtidos neste trabalho foram apresentados em dois eventos internacionais [1,2] e no XXXVII Congresso Paulo Leal Ferreira de Física (IFT-UNESP/2014), e fazem parte de um artigo em fase de elaboração.

Capítulo 1

O Modelo Padrão das Partículas Elementares

1.1 O Modelo Padrão (Standard Model)

O Modelo Padrão (Standard Model ou SM) é uma teoria de gauge baseada no grupo G$\equiv SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ que descreve as interações fortes, fracas e eletromagnéticas via troca de bósons de gauge de spin 1. Para a força forte, as partículas mediadoras são os glúons (sem massa). No caso da força fraca, são os bósons massivos de gauge carregados $W^{\pm}$ e o neutro Z^0. A força eletromagnética é mediada pelo fóton (γ) que, como sabemos, não possui massa. A Cromodinâmica Quântica (QCD) é descrita pelo sub-grupo $SU(3)_c$, em que três está associado ao número de cores (números quânticos de cor: vermelho, verde e azul), assim os bósons de gauge mediadores não-massivos portam carga de cor. O Modelo Padrão Eletrofraco é baseado no sub-grupo H $\equiv SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, tendo como números quânticos o isospin (T_3) e a hipercarga leptônica (Y).

Em 1968, Weinberg [3] e Salam [4] independentemente empregaram a quebra espontânea de simetria e o mecanismo de Higgs para gerar massa aos bósons eletrofracos ($W^{\pm}$ e Z^0), preservando, assim, a invariância de gauge. Em 1971, Gerardus 't Hooft mostrou no seu artigo [5] que a invariância de gauge resulta numa teoria renormalizável, ou seja, os resultados eram finitos (sem divergências). Gell-Mann - Nishijima criaram o operador carga elétrica ($Q = T_3 + \frac{Y}{2}$) empiricamente, depois perceberam que este operador descrevia o grupo do SM. O grupo do SM requer quatro bósons de gauge: um tripleto (w^1, w^2, w^3) associado ao geradores de $SU(2)_L$ e um campo neutro B, associado ao gerador de $U(1)_Y$. A sugestão de reunir $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ foi feita por Glashow [6] para acomodar a força eletromagnética e fraca num mesmo grupo. Entretanto, o SM contém alguns problemas, apesar de descrever as interações fundamentais com bastante precisão, este tem dificuldades com a massa dos neutrinos, divergências no setor escalar, assimetria matéria-antimatéria, energia escura, confinamento dos quarks dentro dos núcleons, espectro hadrônico e matéria escura.

Um dos maiores problemas de física enfrentados pelos físicos desde Einstein, é a tentativa de unificar as três forças que conhecemos (forte, fraca e eletromagnética). Essa teoria é conhecida por Teoria de Grande Unificação [7] (GUT: Grand Unified Theory), pois em uma dada escala de energia, essas três forças seriam descritas por apenas um grupo de simetria. Além dessa teoria, também temos a Super Teoria de Grande Unificação, em que desta vez, a força gravitacional é adicionada. Entretanto, a teoria que melhor descreve as interações forte, fraca e eletromagnética é o Modelo Padrão. O Modelo Padrão é uma das teorias físicas mais bem sucedidas do século XXI.

Podemos resumir o estado atual do SM como:

- As partículas elementares são quarks e léptons, os quais são férmions[1];
- A estrutura matemática para a dinâmica das forças(no limite assintótico) é dada pela teoria de Gauge.

Neste modelo, as partículas que constituem a matéria são os léptons e quarks, com spin $\frac{1}{2}$. Os portadores das forças são as partículas de gauge de spin 1 (bóson[2] vetoriais). O bóson de Higgs, partícula proveniente da excitação do campo de Higgs, possui spin 0 (bóson escalar). Em 4 de Julho de 2012 o CERN-LHC [8] (Experimento Atlas [9] e CMS [10]) anúnciou a descoberta de uma partícula com as características do bóson de Higgs. Esse bóson tem uma massa de aproximadamente de 125.3 GeV e, até agora, todas as evidências indicam que este é o bóson de Higgs do SM. Outras teorias além do Modelo Padrão (por exemplo, a Supersimetria), também predizem o bóson de Higgs, entretanto, este Higgs teria características distintas a do MP. Na figura 1.1 ilustramos o desenvolvimento das teorias clássicas e quânticas, rumo a teorias de GUT e SGUT (a menos das teorias quânticas não relativísticas). Na parte superior dessa figura, as forças são diferenciadas, enquanto na parte esquerda, vemos o tipo de teoria: clássica ou quântica. Em 1933, haviam somente teorias clássicas, como a teoria da relatividade geral e as equações de Maxwell. Entretanto, em meados de 1934, aparecem as teorias quânticas, inicialmente com a teoria de Fermi sobre o decaimento beta e, em seguida, a teoria de Yukawa usada para descrever as interações entre os núcleons. A partir desta época, as teorias quânticas de campos evoluíram na direção de uma teoria unificada, em que um grupo de simetria descreveria todas as interações.

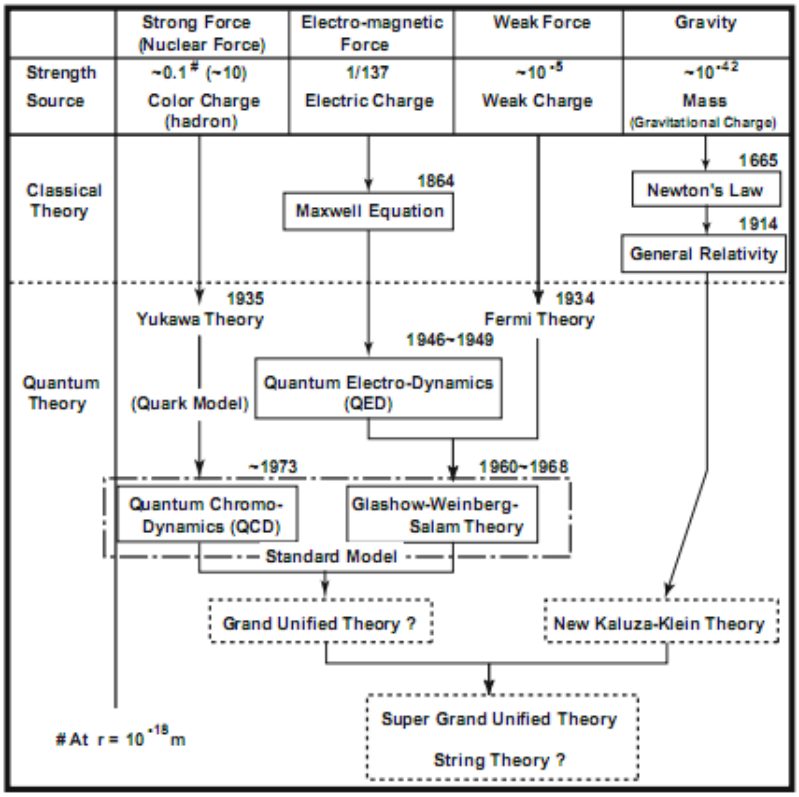

Figura 1.1: Entendimento sobre as forças fundamentais da Natureza [7].

[1]Partículas que não podem ocupar o mesmo estado quântico são descritas pela estatística de Fermi-Dirac e de spin semi-inteiro.

[2]Partículas que podem estar no mesmo estado quântico, de spin inteiro e descritas pela estatística de Bose-Einstein.

Na figura (desconsidera teorias quânticas não relativísticas e se baseia apenas nas dinâmicas assintoticamente fracas) 1.2, apresentamos os grandes aceleradores de partículas da atualidade, em ordem cronológica. Para cada acelerador é mostrado a sua correspondente faixa de energia de centro de massa (lado esquerdo) e do lado direito, a resolução destes aceleradores, isto é, o que estes conseguem "ver". Por exemplo, no caso do Cíclotron, conseguimos somente investigar a estrutura nuclear.

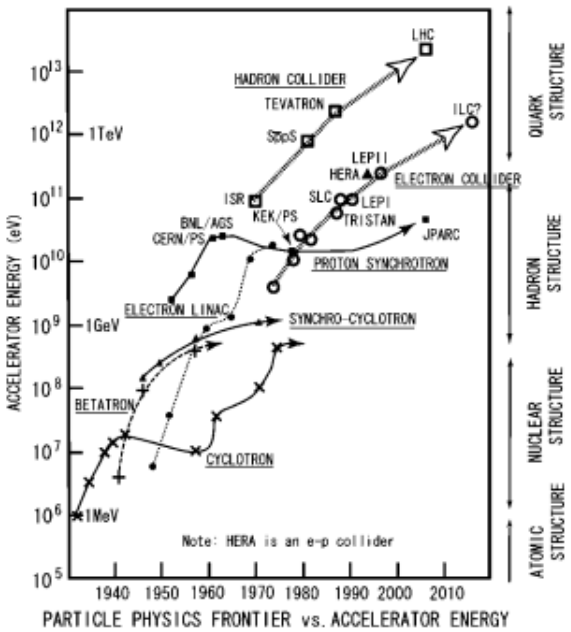

Figura 1.2: Evolução cronológica dos aceleradores de partículas e suas respectivas energias de funcionamento. [7]

Além disso, ao aumentarmos a energia de centro de massa, conseguimos produzir partículas mais "pesadas". Ainda espera-se que a altas energias uma nova física se faça presente. Atualmente, os dados do LHC (Grande Colisor de Hádrons, em inglês: Large Hadron Collider) ainda não descobriram sequer uma evidência de nova física, embora a matéria escura e a massa dos neutrinos exijam uma teoria BSM (Beyond the Standard Model).

1.2 Constituintes do Modelo Padrão

As partículas do Modelo Padrão estão ilustradas na figura 1.3.

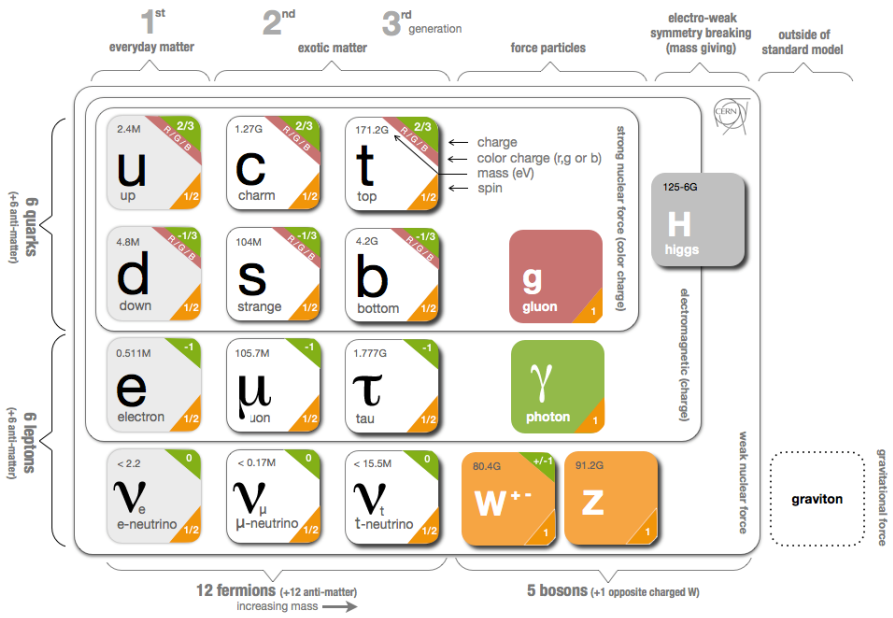

Figura 1.3: Constituintes do Modelo Padrão das Partículas Elementares - SM

Na primeira coluna da figura 1.3, temos os quarks up (u), down (d) e os léptons: elétron (e^-) e neutrino do elétron (ν_e); estas partículas constituem a matéria ordinária que vemos no dia-a-dia. Na segunda coluna, temos os quarks charm (c), strange (s) e léptons: múon (μ) e o neutrino do múon (ν_μ). Na terceira coluna estão as partículas mais "pesadas"do Modelo Padrão: os quarks top (t), bottom (b) e léptons: tau (τ) e o neutrino do tau (ν_τ). A primeira coluna descreve as partículas estáveis, enquanto as outras duas colunas descrevem as partículas instáveis, ou seja, que decaem até alcançar as estáveis. Na quarta coluna temos as partículas portadoras de força (bósons de gauge): glúons (g), os bósons $W^\pm$, fótons γ e o bóson Z^0. Já na parte inferior das partículas, há indicado o spin. Podemos perceber que as partículas das três famílias possuem spin 1/2 (férmions), e as portadoras de força possuem spin 1 (bósons vetoriais). Na quinta coluna temos somente o bóson de Higgs, responsável por gerar massa a todas as partículas e pela quebra de simetria. Por fim, na última coluna há o gráviton, partícula mediadora das interações gravitacionais. No entanto, o gráviton não faz parte do SM.

No parágrafo seguinte, veremos como a invariância de gauge leva aos lagrangeanos de interação.

1.3 O Lagrangeano do Modelo Padrão

Na seção anterior vimos o conteúdo de partículas do SM. Nessa seção veremos os lagrangeanos [12] que constituem o SM. O lagrangeano $\mathcal{L}_{\mathbf{EW}}$ será desenvolvido em detalhe nas seções seguintes. Já o lagrangeano $\mathcal{L}_{\mathbf{QCD}}$, não o desenvolveremos devido à ausência da força forte nos processos presentes neste trabalho. O lagrangeano do Modelo Padrão é escrito como:

$$\mathcal{L}_{\mathbf{SM}} = \mathcal{L}_{\mathbf{QCD}} + \mathcal{L}_{\mathbf{EW}}, \tag{1.1}$$

em que $\mathcal{L}_{\mathbf{QCD}}$ descreve as interações fortes e é dado por

$$\mathcal{L}_{\mathbf{QCD}} = -\frac{1}{4}G_{A\nu\mu}G_A^{\nu\mu} + \sum_{i=sabores} \bar{q}_i(i\not{D} - m_i)q_i, \tag{1.2}$$

Sendo $G_{A\nu\mu}$ o campo dos glúons e D_μ a derivada covariante, dados por:

$$G_{A\nu\mu} = \partial_\mu G_{A\nu} - \partial_\nu G_{A\mu}, -gf_{ABC}G_{B\mu}G_{c\nu} \tag{1.3}$$

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s\tfrac{\lambda_A}{2}G_{A\mu}. \tag{1.4}$$

O lagrangeano do setor eletrofraco, $\mathcal{L}_{\mathbf{EW}}$, pode ser escrito como:

$$\mathcal{L}_{\mathbf{EW}} = \mathcal{L}_{\mathbf{Gauge}} + \mathcal{L}_{\mathbf{matéria}} + \mathcal{L}_{\mathbf{Higgs}} + \mathcal{L}_{\mathbf{Yukawa}}, \tag{1.5}$$

onde

$$\mathcal{L}_{\mathbf{Gauge}} = -\frac{1}{4}W_{A\nu\mu}W_A^{\nu\mu} - \frac{1}{4}B_{\nu\mu}B^{\nu\mu} \tag{1.6}$$

$$\mathcal{L}_{\mathbf{Matéria}} = \sum_{\text{gerações}} [i\bar{L}\not{D}L + i\bar{Q}\not{D}Q + i\bar{u_R}\not{D}u_R + i\bar{d_R}\not{D}d_R + i\bar{e_R}\not{D}e_R] \tag{1.7}$$

$$\mathcal{L}_{\mathbf{Higgs}} = |D_\mu\phi|^2 + \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \tag{1.8}$$

$$\mathcal{L}_{\mathbf{Yukawa}} = \sum_{\text{gerações}} [-C_{Y_e}\bar{L}\phi e_R - C_{Y_d}\bar{Q}\phi d_R - C_{Y_\mu}\epsilon^{ab}\bar{Q}_a\phi^\dagger u_R + h.c]. \tag{1.9}$$

Os dubletos de mão-esquerda são dados por

$$L = \begin{pmatrix}\nu_L\\ e_L\end{pmatrix} \quad , \quad Q = \begin{pmatrix}u_L\\ d_L\end{pmatrix} \quad , \quad \phi = \begin{pmatrix}\phi^+\\ \phi^0\end{pmatrix}, \tag{1.10}$$

e os singletos por

$$e_R \qquad , d_R \qquad , u_R, \tag{1.11}$$

onde o campo L corresponde aos léptons, Q aos campos dos quarks e ϕ ao campo escalar de Higgs.

1.4 Invariância Local de Gauge $U(1)$ e QED

A eletrodinâmica quântica (QED-Quantum Electrodynamics) é a teoria que rege todos os fenômenos eletromagnéticos, por exemplo: ondas de rádio, eletrônicos e computadores. Além disso, é uma teoria Abeliana, ou seja, os campos de gauge comutam entre si ($[A_\mu, A_\nu] = 0$). Nesta seção, obteremos o lagrangeano de interação da QED através do princípio de Gauge, que

nos diz: *"A equação de movimento é invariante sob uma transformação de Gauge local"*. O lagrangeano para partícula livre de spin 1/2 (Dirac) é dado por

$$\mathcal{L}_{\mathbf{Dirac}} = \bar{\psi}(i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m)\psi. \tag{1.12}$$

A transformação abaixo é conhecida como transformação de Gauge local, pois enquanto que transformações globais a α é constante, em transformações locais $\alpha(x)$ depende das coordenadas do espaço-tempo. Os campos $\psi^{(}x)$ e $\psi'\bar{(}x)$ se transformam como

$$\psi^{'}(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x) \text{ e } \bar{\psi}^{'}(x) \rightarrow \bar{\psi}(x)e^{-i\alpha(x)} \tag{1.13}$$

Substituindo (1.13) em (1.12) e calculando a derivada parcial, obtemos:

$$\partial_{\mu}\psi^{'} \rightarrow e^{i\alpha(x)}\partial_{\mu}\psi(x) + ie^{i\alpha(x)}\psi(x)\partial_{\mu}\alpha(x) \tag{1.14}$$

O segundo termo de (1.14) quebra a invariância de $\mathcal{L}_{\mathbf{Dirac}}$. Uma forma de contornar esse problema, é modificar a derivada parcial para derivada covariante de forma a satisfazer a invariância de gauge

$$\mathcal{D}^{'}_{\mu}\psi^{'} \rightarrow e^{i\alpha(x)}\mathcal{D}_{\mu}\psi, \tag{1.15}$$

em que definimos

$$\mathcal{D}^{'}_{\mu} \equiv \partial_{\mu} - ie\mathcal{A}^{'}_{\mu}, \tag{1.16}$$

onde $\mathcal{A}_{\mu}$ é um campo vetorial que transforma-se como:

$$\mathcal{A}^{'}_{\mu} \rightarrow \mathcal{A}_{\mu} + \frac{1}{e}\partial_{\mu}\alpha(x). \tag{1.17}$$

Refazendo o cálculo anterior, exceto por termos agora $\mathcal{D}_{\mu}$, obtemos

$$\mathcal{D}^{'}_{\mu}\psi^{'} = \mathcal{D}_{\mu}(e^{i\alpha(x)}\psi) = (\partial_{\mu} - ie\mathcal{A}^{'}_{\mu})(e^{i\alpha(x)}\psi). \tag{1.18}$$

Substituindo (1.17) em (1.18), vem

$$\mathcal{D}^{'}_{\mu}\psi^{'} = [\partial_{\mu} - ie(\mathcal{A}_{\mu} + \frac{1}{e}\partial_{\mu}\alpha(x)\ )\ ](e^{i\alpha(x)}\psi). \tag{1.19}$$

Desta forma, encontramos

$$\mathcal{D}^{'}_{\mu}\psi^{'} = e^{i\alpha(x)}(\partial_{\mu} - ie\mathcal{A}_{\mu})\psi = e^{i\alpha(x)}\mathcal{D}_{\mu}\psi. \tag{1.20}$$

Logo, a equação (1.20) satisfaz à condição (1.15). Vamos checar essa transformação a partir de:

$$\mathcal{L}_{\mathbf{QED\text{-}livre}} = \bar{\psi}^{'}(i\gamma^{\mu}\mathcal{D}^{'}_{\mu} - m)\psi^{'} \tag{1.21}$$

$$\mathcal{L}_{\mathbf{QED\text{-}livre}} = \bar{\psi}^{'}i\gamma^{\mu}\mathcal{D}^{'}_{\mu}\psi^{'} - m\bar{\psi}^{'}\psi^{'} \tag{1.22}$$

O primeiro termo é o da (1.20). Então:

$$\mathcal{L}_{\mathbf{QED\text{-}livre}} = i(e^{-i\alpha(x)}\bar{\psi}(x))\gamma^{\mu}(e^{i\alpha(x)}\mathcal{D}_{\mu}\psi) - m(e^{-i\alpha(x)}\bar{\psi}(x))(e^{i\alpha(x)}\psi(x)) \tag{1.23}$$

Com isso,

$\mathcal{L}_{\textbf{QED-interação}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m)\psi =$

$$\bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + e\bar{\psi}\gamma^\mu \mathcal{A}_\mu \psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{1.24}$$

O lagrangeano acima gera as equações de Maxwell

$$\partial\mu F^{\mu\nu} = J^\nu \ , \ J^\nu = e\bar{\psi}\gamma^\nu\psi, \tag{1.25}$$

em que J^ν é a corrente eletromagnética fermiônica. Vemos que o lagrangeano da partícula livre de Dirac é agora invariante sob transformações de $\mathcal{D}'_\mu \psi' \to e^{i\alpha(x)}\mathcal{D}_\mu\psi$, ou seja, sob transformações de Gauge do grupo $U(1)$. Esse grupo é Abeliano, isto é, a propriedade da multiplicação de grupos é comutativa[3].

O segundo termo da equação (1.24) é justamente o termo de interação, ou seja, como os campos fermiônicos (ou campos de matéria) se acoplam com o campo do bóson de gauge, o fóton. O último termo na equação (1.24) corresponde ao termo cinético do fóton que é dado por $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$. Cabe lembrar que um termo do tipo $\frac{1}{2}m^2\mathcal{A}_\mu\mathcal{A}^\mu$ quebra a invariância de gauge, bastando substituir (1.17) neste termo para perceber esta quebra. A forma como os termos de massa devem se apresentar na teoria é inspirado no lagrangeano da partícula livre de Klein-Gordon (campo escalar de spin 0) dado por $\mathcal{L}_{KG} = \frac{1}{2}\partial^\mu\phi\partial_\mu\phi - \frac{1}{2}m^2\phi^2$, considerando um campo ϕ real.

Antes de aplicarmos o princípio de gauge para teorias não-Abelianas, faremos uma pequena digressão sobre algumas propriedades dos estados de helicidade fermiônicos em altas energias (para E $\gg$ m) [13]. Os espinores de Dirac são:

$$u(p,s) \ \text{ e } \ v(p,s) \equiv C\bar{u}^T(p,s) = i\gamma_2 u^*,$$

que são autoestados da matriz γ^5. Os espinores de helicidade $+\frac{1}{2}$ (ou mão-direita) (R) e helicidade $-\frac{1}{2}$ (ou mão-esquerda) (L) satisfazem:

$$u_{R,L} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)u \ \ ; \ \ v_{R,L} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)v. \tag{1.26}$$

Podemos definir os projetores de helicidade como:

$$P_L \equiv \frac{1}{2}\left(1 - \gamma^5\right) \ , P_R \equiv \frac{1}{2}\left(1 + \gamma^5\right), \tag{1.27}$$

os quais satisfazem às seguintes propriedades:

$$P_L + P_R = 1 \ , \ P_L P_R = P_R P_L = 0 \ , \ P_L^2 = P_L \ \ , \ P_R^2 = P_R.$$

Para os espinores conjugados, temos:

$$\bar{\psi}_L = (P_L\psi)^\dagger\gamma_0 = \psi^\dagger P_L^\dagger\gamma_0 = \psi^\dagger P_L\gamma_0 = \psi^\dagger\gamma_0 P_R = \bar{\psi}P_R \tag{1.28}$$

$$\bar{\psi}_R = \bar{\psi}P_L. \tag{1.29}$$

Se somarmos $u_L + u_R = u$ e substituirmos em $(\bar{\psi}\psi)$[4], obtemos:

[3] $U(\alpha_1)U(\alpha_2) = U(\alpha_2)U(\alpha_1)$

[4] $\psi = \mathbf{u(p)e^{-ip\cdot x}}$ e lembrando que $(\gamma^5)^\dagger = \gamma^5$, pois é hermitiano.

$$\bar{\psi}\psi = (\bar{u_L} + \bar{u_R})(u_L + u_R) = \bar{u_L}u_L + \bar{u_R}u_L + \bar{u_R}u_R + \bar{u_L}u_R. \tag{1.30}$$

Substituindo as relações (1.26) em (1.30), vemos que:

$$\bar{\psi}\psi = \bar{\psi_R}\psi_L + \bar{\psi_L}\psi_R \tag{1.31}$$

A partir da relação (1.31), vemos a mistura dos campos fermiônicos, isto é, helicidade $+\frac{1}{2}$ vezes helicidade $-\frac{1}{2}$, enquanto para a corrente eletromagnética (vetor) isso não ocorre:

$$\bar{\psi}\gamma^\mu\psi = \bar{\psi_R}\gamma^\mu\psi_R + \bar{\psi_L}\gamma^\mu\psi_L \tag{1.32}$$

O segundo termo[5] da equação (1.32) pode ser escrito como:

$$\bar{\psi_L}\gamma^\mu\psi_L = \bar{\psi}P_R\gamma^\mu P_L\psi = \bar{\psi}\gamma^\mu P_L^2\psi = \bar{\psi}\gamma^\mu\psi = \frac{1}{2}\bar{\psi}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\psi \tag{1.33}$$

O termo acima corresponde à corrente fermiônica fraca (V-A), ressaltando a importância da mão esquerda na construção do Modelo Padrão. É por isso que temos o grupo $SU(2)_L$, ou seja, grupo especial unitário com matrizes M_{2x2} (matrizes de Pauli), de helicidade $-\frac{1}{2}$ ou mão esquerda (L). A forma da corrente fermiônica fraca deve ser (V-A), pois somente observamos este tipo nos experimentos e essa forma é responsável pela quebra de paridade.

Com isso, de acordo com 1.10 e 1.11, o termo de massa do lagrangeano de Dirac quebra a invariância de gauge, pois e_L é um dupleto de isospin e e_R um singleto e este produto não forma um estado singleto (necessário para as partículas massivas). A invariância de Gauge significa que o lagrangeano se transforma como um singleto sob transformações de cada grupo e deve ser neutro ($Q_1 + Q_2 + Q_3 + ... + Q_n = 0$), o que implica na conservação da carga elétrica. Por exemplo, $U(1)_{em}$ pode ter um termo no lagrangeano com produtos de campos $\phi_1, \phi_2 + ...\phi_n$ transformando-se da seguinte forma:

$$(\phi_1\phi_2.....\phi_n) \rightarrow e^{i\alpha(x)(Q_1+Q_2+Q_3+...+Q_n)}(\phi_1\phi_2.....\phi_n). \tag{1.34}$$

Os geradores da simetria $U(1)_{em}$ são:

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2} \tag{1.35}$$

O vácuo, como sabemos, é neutro. Desta forma,

$$Q\phi_0 = 0, \tag{1.36}$$

em que ϕ_0 é o valor esperado do vácuo. Além disso, ϕ_0 se transforma como:

$$\phi_0 \rightarrow \phi_0^{'} = e^{i\alpha(x)Q}\phi_0 = \phi_0 \tag{1.37}$$

para qualquer valor de $\alpha(x)$. Assim, o vácuo permanece invariante sob $U(1)_{em}$. Portanto, somente campos escalares neutros podem adquirir valor esperado do vácuo (VEV). Os conceitos aqui abordados serão detalhados nas seções Quebra Espontânea de Simetria e Mecanismo de Higgs.

[5]Usando a relação de anticomutação $\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}$.

1.5 Invariância Local de Gauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

O grupo que representa o Modelo Padrão Eletrofraco é H $\equiv SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Esse grupo é um pouco mais complicado do que o anterior, pois agora temos diferentes partículas e diferentes propriedades para partículas de mão-direita e mão-esquerda [14]. Como abordamos na seção anterior, os férmions de mão-esquerda devem aparecer sob a forma de dubletos, e precisamos de bósons de gauge massivos ($W^{\pm}$ e Z^0), enquanto que o fóton (γ) deve permanecer sem massa. O grupo que representa os dubletos é o $SU(2)$. Como queremos interações eletromagnéticas, devemos acrescentar o grupo U(1). Podemos introduzir a notação

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} \nu \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad , \quad \psi_2(x) = \nu_{eR} \quad , \quad \psi_3(x) = e^-_R, \tag{1.38}$$

sendo que esta mesma forma de construção é usada no setor quarkônico. Além disso, queremos que o lagrangeano da partícula livre de Dirac seja invariante local sob H no espaço de sabor, então:

$$\mathcal{L}_{\mathbf{Dirac}} = \sum_{j=1}^{3} i\bar{\psi}_i^L(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_j^L(x) \tag{1.39}$$

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &\rightarrow \psi_1^{'}(x)e^{i\frac{Y_1}{2}\beta(x)}U_L\psi_1(x) \\ \psi_2(x) &\rightarrow \psi_2^{'}(x)e^{i\frac{Y_2}{2}\beta(x)}\psi_2(x) \\ \psi_3(x) &\rightarrow \psi_3^{'}(x)e^{i\frac{Y_3}{2}\beta(x)}\psi_3(x) \end{aligned} \tag{1.40}$$

A transformação de $SU(2)_L$ é dada por:

$$U_L \equiv e^{i\frac{\sigma_i}{2}\alpha_i(x)}, \quad (i = 1, 2, 3) \tag{1.41}$$

em que σ_i são os geradores do grupo SU(2) e $\alpha_i(x)$ um parâmetro real dependente de x. Além disso, essa transformação atua somente no campo $\psi_1(x)$ (dubleto). O parâmetro Y_i corresponde à hipercarga. Nos campos $\psi_2(x)$ e $\psi_3(x)$ a transformação é idêntica à da QED, ou seja, Abeliana. Entretanto, a transformação U_L é não-Abeliana. Além disso, por termos quatros parâmetros de gauge (α_i e β), precisamos de quatro bósons de gauge ($W^{\pm}, Z^0$ e γ).

Como fizemos no caso anterior, precisamos de uma derivada covariante que se transforme como:

$$\mathcal{D}_\mu^{'}\psi_i^{'} = U_L\mathcal{D}_\mu\psi_i. \tag{1.42}$$

As derivadas covariantes são definidas como:

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_\mu\psi_1(x) &\equiv [\partial\mu - igW_\mu(x) - ig'\frac{Y_1}{2}\beta_\mu]\psi_1(x) \\ \mathcal{D}_\mu\psi_2(x) &\equiv [\partial\mu - ig'\frac{Y_2}{2}\beta_\mu]\psi_2(x) \\ \mathcal{D}_\mu\psi_3(x) &\equiv [\partial\mu - ig'\frac{Y_3}{2}\beta_\mu]\psi_3(x), \end{aligned} \tag{1.43}$$

de forma que os campos se transformam como

$$\psi^{'}(x) \rightarrow U_L\psi(x) \text{ e } \bar{\psi}^{'}(x) \rightarrow \bar{\psi}(x)U_L^{-1}. \tag{1.44}$$

O campo de gauge de $SU(2)_L$ é dado por

$$W_\mu(x) \equiv \frac{\sigma_i}{2}W_\mu^i(x) \tag{1.45}$$

A equação (1.42) nos mostra que

$$[\partial\mu^{'} - igW_\mu^{'}(x) - ig'Y_1\beta_\mu^{'}]\psi_1^{'}(x) = U_L[\partial\mu - igW_\mu(x) - ig'Y_1\beta_\mu]\psi_1(x) \tag{1.46}$$

Para acharmos o modo de transformação de $W^{'}$ e $\beta^{'}$, usamos a propriedade das matrizes unitárias[6]. Para $W_\mu(x)$, temos:

$$[\partial\mu^{'} - igW_\mu^{'}(x)]\psi_1^{'}(x) = U_L[\partial\mu - igW_\mu(x)](U_L^{-1}U_L\psi_1(x)) \tag{1.47}$$

A derivada parcial do lado esquerdo resulta em:

$$U_L\partial\mu(U_L^{-1}U_L\psi_1(x)) = U_L(\partial\mu U_L^{-1})\psi_1^{'} + \partial\mu\psi_1^{'} \tag{1.48}$$

Aplicando (1.48) em (1.47), obtemos:

$$-igW_\mu^{'}(x)\psi_1^{'}(x) = U_L(\partial\mu U_L^{-1})\psi_1^{'}(x) - igU_LW_\mu(x)U_L^{-1}\psi_1^{'}(x) \tag{1.49}$$

Assim,

$$W_\mu(x) \rightarrow W_\mu^{'}(x) = \frac{1}{-ig}U_L(\partial\mu U_L^{-1}) + U_LW_\mu(x)U_L^{-1}. \tag{1.50}$$

Multiplicando o primeiro termo de (1.50) por $\frac{i}{i}$ e substituindo[7] $U_L\partial\mu U_L^{-1} = -U_L^{-1}\partial\mu U_L$, encontramos:

$$W_\mu^{'}(x) = \frac{-i}{g}U_L^{-1}(\partial\mu U_L) + U_LW_\mu(x)U_L^{-1} \tag{1.51}$$

O termo $\beta_\mu(x)$ é referente a um grupo Abeliano[8]. Portanto, sua transformação sob H é

$$\beta_\mu \rightarrow \beta_\mu^{'} \equiv \beta_\mu(x) + \frac{1}{g'}\partial_\mu\beta(x) \tag{1.52}$$

Vamos determinar os tensores relacionados com a energia cinética dos campos $\beta_{\mu\nu}$ e $W_{\mu\nu}$. Usaremos a abordagem sugerida pela referência [15]:

$$[\mathcal{D}_\mu, \mathcal{D}_\nu]\Phi \equiv ifC_{\mu\nu}\Phi \tag{1.53}$$

Para o campo $\beta_{\mu\nu}$(1.43), por ser Abeliano, é fácil ver que:

$$[\mathcal{D}_\mu, \mathcal{D}_\nu]\Phi \equiv -ig'Y_1\beta_{\mu\nu}\Phi \tag{1.54}$$

[6] $U_LU_L^{-1} = U_L^{-1}U_L = I$. Todas as matrizes de transformação do SM são unitárias.
[7] $\partial_\mu(U_LU_L^{-1}) = 0$
[8] $[\beta_\mu, \beta_\nu] = 0$, enquanto para não-Abelianos, $[W_\mu, W_\nu] \neq 0$.

onde

$$\beta_{\mu\nu} = \partial_\mu \beta_\nu - \partial_\nu \beta_\mu, \tag{1.55}$$

e

$$W_{\mu\nu} \equiv \frac{\sigma_i}{2} W^i_{\mu\nu} \ , \ W^i_{\mu\nu} = \partial_\mu W^i_\nu - \partial_\nu W^i_\mu + g\epsilon^{ijk} W^i_\nu W^j_\mu. \tag{1.56}$$

O último termo da (1.56) surge devido a $-ig[W_\mu, W_\nu] = -ig\frac{W^i_\nu W^j_\mu}{4}[\sigma_i, \sigma_j] = -ig\frac{W^i_\nu W^j_\mu}{4}$ e $(2i\epsilon^{ijk}\sigma_k) = g(\epsilon^{ijk} W^i_\nu W^j_\mu)_k$[9]$(\frac{\sigma_k}{2})$. Os termos σ_i correspondem as matrizes de Pauli. Os tensores $\beta_{\mu\nu}$ e $W_{\mu\nu}$ sob transformação de G, transformam-se como:

$$\beta_{\mu\nu} \to \beta'_{\mu\nu} \quad , \quad W_{\mu\nu} \to W'_{\mu\nu} = U_L W_{\mu\nu} U_L^{-1} \tag{1.57}$$

Logo, o lagrangeano do termo cinético é dado por:

$$\mathcal{L}_{\text{kin}} = -\frac{1}{4}\beta_{\mu\nu}\beta^{\mu\nu} - \frac{1}{2}Tr[W_{\mu\nu}W^{\mu\nu}] = -\frac{1}{4}\beta_{\mu\nu}\beta^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W^i_{\mu\nu}W_i^{\mu\nu} \tag{1.58}$$

Como queremos manter a simetria de gauge, não podemos acrescentar os termos de massa dos campos acima. O lagrangeano de interação para o $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (ψ_1) obtido em (1.43) é dado por:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = g\bar{\psi}^L_1(x)\gamma^\mu W_\mu(x)\psi^L_1(x) + g' Y_1 \beta_\mu \bar{\psi}_1(x)\gamma^\mu \psi_1 \tag{1.59}$$

O lagrangeano acima tem campos carregados e neutros. A corrente associada à terceira componente de isospin (T^3) e hipercarga (Y) são construídas da mesma maneira que a corrente eletromagnética. A corrente eletromagnética é dada por

$$j_\mu \equiv e j^{em}_\mu = e\bar{\psi}\gamma\mu Q\psi, \tag{1.60}$$

em que Q é um operador de carga com autovalor -1 para o elétron e +1 para o pósitron. O operador Q é o gerador do grupo de simetria $U(1)_{em}$. Assim, a corrente fraca da hipercarga é:

$$j^Y_\mu = \bar{\psi}\gamma^\mu Y\psi, \tag{1.61}$$

em que a hipercarga fraca (Y) é definida como:

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2}. \tag{1.62}$$

Portanto, a corrente eletromagnética é:

$$j^{em}_\mu = j^3_\mu + \frac{1}{2}j^Y_\mu, \tag{1.63}$$

onde $(T^3 = \frac{\sigma_3}{2})$ é o valor de isospin fraco associado a terceira componente (campo neutro) do campo W_μ e T é o isospin da partícula.

[9] $\epsilon^{ijk}W^i_\nu W^j_\mu = (W_\nu \times W_\mu)_k$

Lépton	T	T^3	Q	Y
ν_e	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	-1
e_L^-	$\frac{1}{2}$	-$\frac{1}{2}$	-1	-1
e_R^-	0	0	-1	-2

Quarks	T	T^3	Q	Y
u_L	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$
d_L	$\frac{1}{2}$	-$\frac{1}{2}$	-$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
u_R	0	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$
d_R	0	0	-$\frac{1}{3}$	-$\frac{2}{3}$

Tabela 1.1: Números quânticos dos léptons e quarks [16].

Na tabela (1.1), percebemos a diferença entre os valores de isospin fraco (T) e a terceira componente de isospin fraco (T^3) para dubletos (por exemplo, u_L) e os singletos (u_R). Para determinar a hipercarga fraca das partículas, basta usar a relação (1.63). Por exemplo, para o caso do elétron, temos:

$$\begin{aligned} j_\mu^Y &= 2(j_\mu^{em} - j_\mu^3) \\ j_\mu^Y &= 2((-\bar{e_R}\gamma^\mu e_R - \bar{e_L}\gamma^\mu e_L) - (\frac{1}{2}\bar{\nu_L}\gamma^\mu \nu_L - \frac{1}{2}\bar{e_L}\gamma^\mu e_L)) \\ j_\mu^Y &= -2\bar{e_R}\gamma^\mu e_R - 1(\bar{e_L}\gamma^\mu e_L + \bar{\nu_L}\gamma^\mu \nu_L) \\ j_\mu^Y &= -2\bar{e_R}\gamma^\mu e_R - 1(\bar{\psi_L}\gamma^\mu \psi_L) \end{aligned} \tag{1.64}$$

Logo, a hipercarga de elétrons singletos (e_R) é $Y_R = -2$ e para o dubleto (ψ_L)[10] é $Y_L = -1$. O mesmo é feito para os quarks, levando em conta que os singletos terão $T = 0$ e $T^3 = 0$; e para os dubletos, $T = \frac{1}{2}$ e $T^3 = \pm\frac{1}{2}$. Veremos que as partículas (elétron e quarks) de mão direita (singletos) ao interagir com o campo de Higgs escalar (h_0) sofrerão uma mudança de mão, sendo assim, por exemplo, as partículas de mão direita são transformadas em partículas de mão-esquerda. Para obtermos o lagrangeano carregado da interação eletrofraca, consideramos somente as componentes carregadas, isto é, dadas por

$$\mathcal{L}_{\text{int}^{cc}} = g\bar{\psi_1^L}(x)\gamma^\mu(W^1(x) + W^2(x))\psi_1^L(x). \tag{1.65}$$

Lembrando que $W^\mu = \frac{\sigma i}{2}W_i^\mu$ e somando as duas componentes (convenção de Einstein para índices repetidos), temos:

$$W^1(x) + W^2(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 & \frac{W_1 - iW_2}{\sqrt{2}} \\ \frac{W_1 + iW_2}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix}. \tag{1.66}$$

Podemos definir $W_\mu^\dagger(+) \equiv \frac{W^1 - iW^2}{\sqrt{2}}$ e $W_\mu(-) \equiv \frac{W^1 + iW^2}{\sqrt{2}}$. Portanto, usando as definições anteriores na (1.65), obtemos

$$\mathcal{L}_{\text{int}^{cc}} = \frac{g}{2\sqrt{2}}\left(\bar{\nu_e}\gamma^\mu(1-\gamma^5)W_\mu^\dagger e^- + \bar{e}^-\gamma^\mu(1-\gamma^5)W_\mu\nu_e + h.c.\right). \tag{1.67}$$

Este lagrangeano de interação implica nos vértices mostrados na figura (1.4), que ilustra as interações $W^+ + e^+ + \nu_e$ e $W^- + e^- + \bar{\nu_e}$.

[10] $\psi_L = \binom{\nu}{e^-}_L$ e para os quarks, $\psi_L = \binom{u}{d}_L$

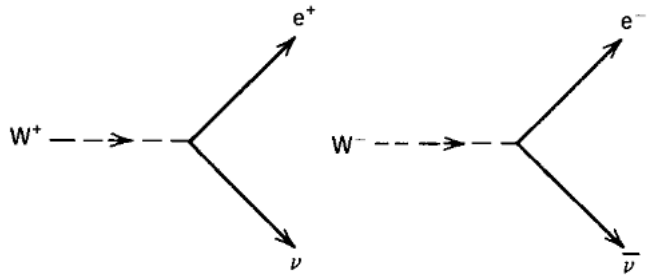

Figura 1.4: Vértices da corrente carregada ($W^{\pm}$) [16]

Para cada vértice é associado uma constante g, cujo valor desta será determinado ao analisarmos a corrente neutra. O lagrangeano de interação de corrente neutra é dada por

$$\mathcal{L}_{\text{int}^{\mathcal{N}c}} = g\bar{\psi}_f^L(x)\gamma^\mu W^3(x)\psi_f^L(x) + g'Y_1\beta_\mu\bar{\psi}_f(x)\gamma^\mu\psi_f. \tag{1.68}$$

Como estamos lidando com a corrente neutra, temos um férmion e um anti-férmion acoplando-se ao γ e ao Z^0, assim, mantemos a carga elétrica total $(Q_{Total}) = 0$, conservada. Ainda podemos reescrever o lagrangeano acima para usarmos a relação (1.63), logo

$$\mathcal{L}_{\text{int}^{\mathcal{N}c}} = gJ_\mu^3 W_\mu^3 + g'\frac{J_\mu^Y}{2}\beta_\mu. \tag{1.69}$$

Os campos de gauge W_3^μ e β_μ são neutros[11]. Buscamos uma forma de relacionar o Z^0 e o γ com estes campos neutros. Entretanto, como o fóton se acopla com férmions tanto de mão-direita quanto de mão-esquerda, o campo β_μ (singleto) não pode ser igual ao campo eletromagnético, visto que isso exigiria $y_1 = y_2 = y_3$ e $g'y_j = eQ_j$, os quais não podem ser satisfeitos simultaneamente. Para contornar isso, aplicamos uma rotação (mistura) nos campos do γ e do Z^0. Portanto,

$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ \beta_\mu \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} cos\theta_W & sen\theta_W \\ -sen\theta_W & cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}. \tag{1.70}$$

O ângulo θ_W é chamado de ângulo de mistura eletrofraco ou ângulo de Weinberg ($\theta_W = 28.9297\,^\circ$ obtido de [16]). Substituindo os campos W_μ^3 e β_μ na expressão (1.69), temos

$$\mathcal{L}_{\text{int}^{\mathcal{N}c}} = gJ_\mu^3(cos\theta_W Z_\mu + sen\theta_W A_\mu) + g'\frac{J_\mu^Y}{2}(-sen\theta_W Z_\mu + cos\theta_W A_\mu).$$

Agrupando o campo A_μ e Z_μ, obtemos:

$$\mathcal{L}_{\text{int}^{\mathcal{N}c}} = A_\mu\left[gsen\theta_W J_\mu^3 + g'cos\theta_W\frac{J_\mu^Y}{2}\right] + Z_\mu\left[gcos\theta_W J_\mu^3 - g'sen\theta_W\frac{J_\mu^Y}{2}\right]. \tag{1.71}$$

[11] $W^3 = \frac{\sigma_3}{2}W_\mu^3 = T^3 W_\mu^3$

Sabendo que o acoplamento da Eletrodinâmica quântica é proporcional à $c_{QED} = e$ (carga elétrica elementar), podemos impor a seguinte condição para o campo do fóton (A_μ):

$$gsen\theta_W = g'cos\theta_W = e. \tag{1.72}$$

Essa condição leva em conta o acoplamento do $SU(2)_L(g)$ e $U(1)_Y(g')$, isto é, ambos os produtos devem ser iguais ao acoplamento eletromagnético, resultando no lagrangeano de interação neutra,

$$\mathcal{L}_{\text{int}^{\mathcal{NC}(\mathcal{Z}')}} = Z_\mu \left[gcos\theta_W J^3_\mu - g'sen\theta_W \frac{J^Y_\mu}{2} \right] \tag{1.73}$$

Para encontrarmos o modo de acoplamento do Z_μ, usamos a condição (1.72), a relação (1.63) e as correntes abaixo na expressão (1.73):

$$J^3_\mu = \bar{\psi}^L_f(x)\gamma^\mu T^3 \psi^L_f(x) \quad , \quad J^Y_\mu = \bar{\psi}_f(x)\gamma^\mu Y \psi_f(x), \quad J^{em}_\mu = \bar{\psi}_f(x) Q^f \gamma^\mu \psi_f(x). \tag{1.74}$$

Desta forma, obtemos

$$c_{NC} J^{NC(Z^0)}_\mu = \frac{g}{cos\theta_W} \left[J^3_\mu - sen^2\theta_W J^{em}_\mu \right], \tag{1.75}$$

de forma que $c_{NC} = \frac{g}{cos\theta_W}$, sendo esta a constante de acoplamento da corrente neutra (NC), enquanto que para a corrente carregada (CC), como vimos, é dada por $c_{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}}$. Desta forma, aplicando a relação (1.72) nas duas constantes, obtemos

$$\begin{aligned} c_{CC} &= \frac{g}{\sqrt{2}} = \frac{e}{\sqrt{2}sen\theta_W} \\ c_{NC} &= \frac{g}{cos\theta_W} = \frac{e}{sen\theta_W cos\theta_W} \end{aligned} \tag{1.76}$$

Com isso, o lagrangeano de interação de corrente neutra é dado por:

$$\mathcal{L}_{\text{int}}{}^{NC(Z^0)} = \frac{e}{sen\theta_W cos\theta_W} J^{NC}_\mu Z_\mu, \tag{1.77}$$

em que,

$$J^{NC(Z^0)}_\mu = \bar{\psi}_f \gamma^\mu \frac{1}{2} \left[T^3 - T^3\gamma^5 - 2sen^2\theta_W Q^f \right] \psi_f. \tag{1.78}$$

Escrevendo de uma forma mais compacta e separando as contribuições axiais e vetoriais, vem

$$\begin{aligned} C^f_v &= T^3 - 2sen^2\theta_W Q^f \\ C^f_a &= T^3 \end{aligned} \tag{1.79}$$

As constantes acima dependem do tipo de partícula fermiônica (f) em questão, como é mostrado na tabela (1.2) abaixo:

Os fatores de vértice Z$\rightarrow f\bar{f}$, no Modelo Padrão (com $sen^2\theta_W = 0.234$)

f	Q_f	c_A^f	c_V^f
$\nu_e, \nu_\mu, ...$	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
$e^-, \mu^-, ...$	-1	- $\frac{1}{2}$	-$\frac{1}{2}$+$2sen^2\theta_W \simeq$ - 0.03
$u, c, ...$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$-$\frac{4}{3}sen^2\theta_W \simeq$ 0.19
$d, s, ...$	- $\frac{1}{3}$	-$\frac{1}{2}$	-$\frac{1}{2}$+$\frac{2}{3}sen^2\theta_W \simeq$ - 0.34

Tabela 1.2: Constantes axiais e vetoriais do acoplamento com o Z^0 [16].

Portanto, o lagrangeano de interação de corrente neutra para diferentes férmions tem a seguinte forma:

$$\mathcal{L}_{\text{int}^{\mathcal{NC}(Z')}} = \sum_f \frac{e}{sen\theta_W cos\theta_W} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \frac{1}{2} \left(C_v - C_a\gamma^5\right) \psi_f Z_\mu. \tag{1.80}$$

Concluímos que o lagrangeano total da corrente neutra é dado por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}^{\mathcal{NC}}} &= L_{\text{int}^{NC(QED)}} + L_{\text{int}^{NC(Z^0)}} \\ \mathcal{L}_{\text{int}^{\mathcal{NC}}} &= \sum_f e\bar{\psi}_f \gamma^\mu \mathcal{A}_\mu Q^f \psi_f + \sum_f \frac{e}{sen\theta_W cos\theta_W} \bar{\psi}_f \gamma^\mu \frac{1}{2} \left(C_v - C_a\gamma^5\right) \psi_f Z_\mu \end{aligned} \tag{1.81}$$

O lagrangeano da corrente neutra implica nos vértices mostrados na figura (1.5), onde tanto o fóton quanto o Z^0 acoplam-se ao par férmion-antiférmion.

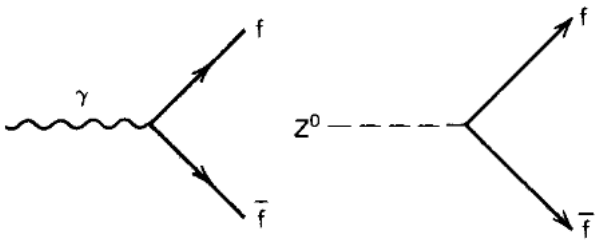

Figura 1.5: Vértices das correntes neutras (γ e Z^0) [16].

Uma das características das teorias não-Abelianas são as auto-interações dos bósons de gauge. Essas auto-interações surgem a partir do lagrangeano cinético (1.58) e são demonstradas na referência [17]. As auto-interações são cúbicas e quárticas, e estão ilustrados na figura 1.6.

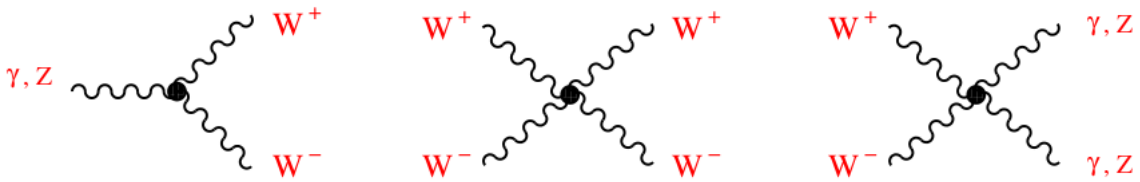

Figura 1.6: Auto-interação dos bósons de gauge (γ, Z^0 e $W^\pm$) [14].

O lagrangeano referente aos termos cúbicos é dado por:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}\text{int}_3 = igcos\theta_W \left[(\partial_\mu W_\nu^{(-)} - \partial_\nu W_\mu^{(-)})W^{\mu(+)}Z^\nu - (\partial_\mu W_\nu^{(+)} - \partial_\nu W_\mu^{(+)})W^{\mu(-)}Z^\nu\right] \\ -ie(\partial_\mu W_\nu^{(-)} - \partial_\nu W_\mu^{(-)})W^{\mu(+)}A^\nu + ie(\partial_\mu W_\nu^{(+)} - \partial_\nu W_\mu^{(+)})W^{\mu(-)}A^\nu + \\ igcos\theta_w(\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\nu)W^{\mu(+)}W^{\nu(-)} - ie(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)W^{\mu(+)}W^{\nu(-)}\end{aligned} \tag{1.82}$$

O lagrangeano das auto-interações quárticas é descrito por:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}\text{int}_4 = -g^2cos^2\theta_w(W_\mu^{(+)}W^{\mu(-)}Z_\nu Z^\nu - W_\mu^{(+)}W_\nu^{(+)}Z^\mu Z^\nu) - e^2(W_\mu^{(+)}W^{\mu(-)}A_\nu A^\nu \\ -W_\mu^{(+)}W_\nu^{(-)}A^\mu A^\nu) + egcos\theta_w(2W_\mu^{(+)}W^{\mu(-)}Z_\nu A^\nu - W_\mu^{(+)}W_\nu^{(-)}Z^\nu A^\nu \\ -W_\mu^{(+)}W_\mu^{(-)}Z^\nu A^\mu) + g^2(W_\mu^{(+)}W^{\mu(-)}W_\nu^{(+)}W^{\nu(-)} - W_\mu^{(-)}W^{\mu(-)}W_\nu^{(+)}W^{\nu(+)})\end{aligned} \tag{1.83}$$

Uma característica da álgebra do $SU(2)_L$ é que esta não gera vértices neutros contendo, unicamente, γ e Z^0. Por isso sempre há um par de bósons carregados associado aos vértices neutros. Todas as partículas e bósons de gauge são não-massivos. A geração de massa ocorrerá através do mecanismo de Higgs via quebra espontânea da simetria e invariância local de gauge de $SU(2)_L$.

1.6 Quebra Espontânea de Simetria

Definição: *A quebra espontânea de simetria ocorre quando o vácuo não compartilha a mesma simetria do lagrangeano.*

Caso de simetria discreta

O exemplo a seguir servirá como ilustração desse fenômeno. Supondo um campo ϕ escalar real descrito por

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial^\mu\phi\partial_\mu\phi + \frac{1}{2}\mu^2\phi^2 - \frac{1}{4}\lambda^2\phi^4 \tag{1.84}$$

Em que μ^2 (parâmetro de massa) e λ (parâmetro de interação) são constantes reais. O sinal do termo central está ao contrário (comparando com o lagrangeano de Klein-Gordon) o que resultaria numa massa imaginária. Além disso, no procedimento perturbativo, achamos um estado de vácuo e tratamos os campos como flutuações em torno deste estado. Com inspiração na mecânica clássica, podemos escrever a densidade lagrangeana como

$$\mathcal{L}'' = \mathcal{L} - \mathcal{U} \tag{1.85}$$

onde,

$$\mathcal{U} = -\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda^2\phi^4. \tag{1.86}$$

Ainda vemos que (1.84) é invariante sob simetria de reflexão ($\phi \to -\phi$). Vamos determinar o mínimo de $\mathcal{U}$ ($\frac{\partial \mathcal{U}}{\partial \phi} = 0$). Entretanto, temos dois casos: $\mu^2 > 0$ e $\mu^2 < 0$. No caso $\mu^2 > 0$, temos um mínimo (estado de vácuo) em $\phi = 0$, como mostra o gráfico abaixo, o qual descreve uma partícula de massa μ e acoplamento quártico λ(com o sinal - correto, como no lagrangeano de KG).

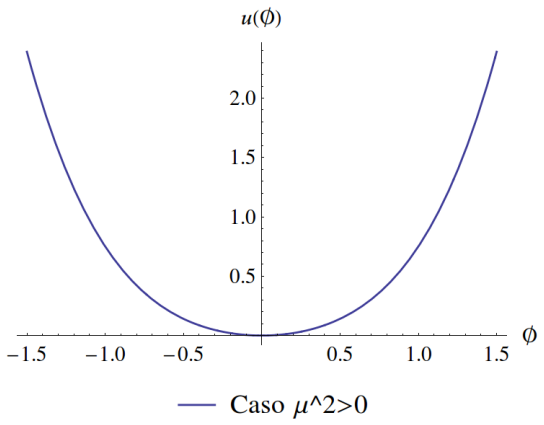

Figura 1.7: Caso do potencial $\mu^2 > 0$ e $\lambda > 0$.

No caso $\mu^2 < 0$ (por termos o sinal $+$ em μ^2, este não corresponde ao termo de massa): temos um máximo local (ponto instável) em $\phi = 0$ e dois mínimos locais (estados de vácuo)[12] em $\phi = \pm\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} = \pm v$, como mostra o gráfico abaixo.

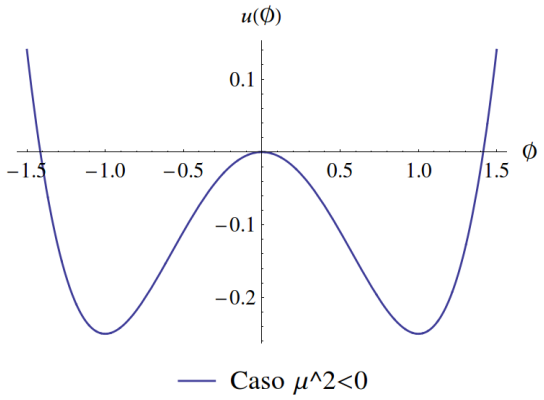

Figura 1.8: Caso do potencial $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$.

Definindo um novo campo ϕ' com uma pequena perturbação em torno do vácuo

$$\phi' \equiv \phi - v, \tag{1.87}$$

aplicando o novo campo (1.87) em (1.84) e considerando $\mu^2 = -\nu^2\lambda$[13], temos:

$$\mathcal{L}' = \frac{1}{2}\partial^\mu\phi'\partial_\mu\phi' - \lambda\nu^2\phi'^2 - \lambda\nu\phi'^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\phi'^4 + cte. \tag{1.88}$$

Notamos que o termo cúbico quebra a simetria de reflexão ($\mathcal{L}' \neq \mathcal{L}$) e dizemos que houve uma quebra espontânea (no sentido de não ter um agente externo) de simetria. A massa dessa

[12]Por termos somente 2 estados de vácuo, essa simetria é dita discreta.
[13]Há três termos constantes referentes ao campo ν, que são denotados por cte.

partícula (ϕ') é então dada por:

$$m\phi' = \sqrt{-2\mu^2} \tag{1.89}$$

Caso de simetria global de gauge U(1)

Neste exemplo temos um campo escalar complexo dado por $\phi = \frac{(\phi_1 + i\phi_2)}{\sqrt{2}}$, o qual é descrito pelo lagrangeano

$$\mathcal{L} = (\partial^\mu \phi)^*(\partial_\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2 \tag{1.90}$$

É fácil ver que o lagrangeano acima é invariante sob $\phi \to e^{i\alpha}\phi$, ou seja, é invariante sob transformação de gauge global U(1). Substituindo o campo escalar complexo no lagrangeano anterior, temos:

$$\mathcal{L}' = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_1)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi_2)^2 - \frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4}\lambda(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 \tag{1.91}$$

Procurando o estado fundamental do potencial acima, obtemos:

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = \nu^2 \quad \text{com} \quad \nu^2 = \frac{-\mu^2}{\lambda} \tag{1.92}$$

A figura abaixo mostra que o mínimo do potencial é descrito por uma círculo de raio ν.

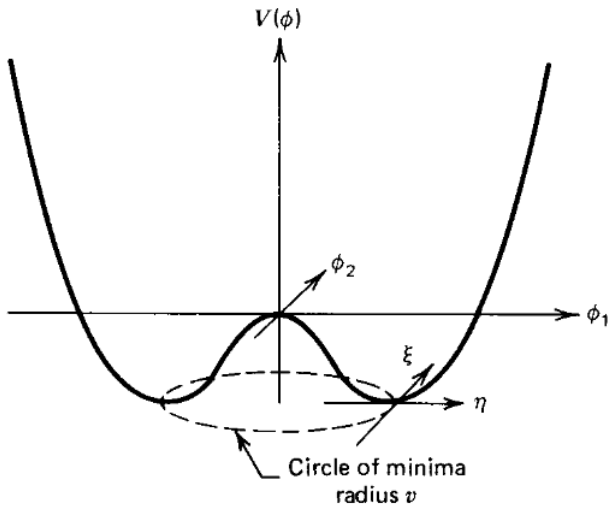

Figura 1.9: Caso do potencial $\mu^2 < 0$, $\lambda > 0$ com simetria global contínua [16].

Escolhemos o campo $\phi_1 = \nu$ e $\phi_2 = 0$, os quais mantém o mínimo do potencial. Podemos expandir o lagrangeano sobre o vácuo em termos dos campos η e ξ:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\nu + \eta(x) + i\xi(x)\right]. \tag{1.93}$$

Aplicando o campo acima no lagrangeano (1.90) e considerando $\lambda = \frac{-\mu^2}{\nu^2}$, encontramos:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}'' \;&= \left(\frac{(\partial_\mu \xi)^2}{2} + \frac{\xi^2\eta^2\mu^2}{2\nu^2} + \frac{\eta\xi^2\mu^2}{\nu}\right) + \left(\frac{(\partial_\mu \eta)^2}{2} + \eta^2\mu^2\right) + \partial_\mu\eta\partial_\mu\nu \\ &\quad + \frac{(\partial_\mu \nu)^2}{2} + \frac{\eta^4\mu^2}{4\nu^2} + \frac{\eta^3\mu^2}{\nu} + \frac{\mu^2\xi^4}{4\nu^2} - \frac{\mu^2\nu^2}{4}\end{aligned} \tag{1.94}$$

No lagrangeano acima (os termos $\partial_\mu \nu = 0$, pois ν é uma constante: valor esperado do vácuo), temos o termo de massa do campo η ($-\frac{1}{2}m_\eta^2\eta^2 = \eta^2\mu^2$) com massa $m_\eta = \sqrt{-2\mu^2}$,

enquanto que o campo ξ não possui um termo de massa, isto é, $m_\xi = 0$. Os termos cúbicos e quárticos serão explicados nas seções posteriores. Os termos restantes são constantes e não contribuem para a dinâmica.

Ao trabalhar com o campo escalar complexo, surge um campo escalar (ξ) sem massa. Isso se deve ao fato do potencial não oferecer resistência a excitações na direção tangencial em ξ. O surgimento da partícula ξ sem massa ocorre devido ao teorema de Goldstone.

Teorema de Golstone: *Toda vez que uma simetria contínua de um sistema físico for espontâneamente quebrada (mais precisamente, não é aparente no estado fundamental, surgirá uma partícula escalar sem massa.* A demonstração desse teorema pode ser encontrada em [18].

Como foi dito nas seções anteriores, o Mecanismo de Higgs ocorre através da transformação de gauge local juntamente com a quebra espontânea de simetria. A seguir veremos o caso mais simples: Mecanismo de Higgs em U(1).

1.7 Mecanismo de Higgs em U(1)

Usaremos o mesmo procedimento para gerar massa aos bósons de gauge. Temos um campo escalar complexo dado por $\phi = \frac{(\phi_1 + i\phi_2)}{\sqrt{2}}$ e descrito pelo lagrangeano abaixo

$$\mathcal{L} = (\partial^\mu \phi)^*(\partial_\mu \phi) - \mu^2 \phi^* \phi - \lambda(\phi^* \phi)^2. \tag{1.95}$$

O lagrangeano acima é invariante sob U(1), ou seja, sob transformações do tipo $\phi \to e^{i\alpha(x)}\phi$. Como vimos na seção 1.3, devemos substituir a derivada parcial pela covariante. A transformação do campo A_μ também deve sofrer uma modificação. Portanto:

$$\mathcal{D}'_\mu \equiv \partial_\mu - ie\mathcal{A}'_\mu, \tag{1.96}$$

$$\mathcal{A}'_\mu \to \mathcal{A}_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu \alpha(x). \tag{1.97}$$

Aplicando as duas substituições no lagrangeano, temos:

$$\mathcal{L}' = (\partial_\mu + ie\mathcal{A}_\mu)\phi^*(\partial_\mu - ie\mathcal{A}_\mu)\phi - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \tag{1.98}$$

Se considerarmos $\mu^2 > 0$, o lagrangeano acima descreve uma partícula carregada escalar com massa μ e com auto-interação (ϕ^4). Porém, queremos gerar a massa do bóson de gauge, logo temos que considerar o caso $\mu^2 < 0$. Novamente, consideramos

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\nu + \eta(x) + i\xi(x)\right]. \tag{1.99}$$

Portanto,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'' &= \frac{(\partial_\mu \xi)^2}{2} + \frac{(\partial_\mu \eta)^2}{2} - \nu^2\lambda\eta^2 + \frac{1}{2}e^2\nu^2 A_\mu A^\mu - e\nu A_\mu \partial^\mu \xi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ &+ \text{ termos de interação.} \end{aligned} \tag{1.100}$$

Como temos uma partícula vetorial de spin 1 com massa, usamos a equação de Proca para identificar o termo de massa (pois $\frac{1}{2}m^2 A_\mu A^\mu = \frac{1}{2}e^2\nu^2 A_\mu A^\mu$.).

$$m_\xi = 0, \qquad m_\eta = \sqrt{2\lambda\nu^2}, \qquad m_A = e\nu. \tag{1.101}$$

Conseguimos gerar a massa do fóton e de η dinamicamente, e ainda surgiu o bóson de Goldstone (ξ). No entanto, o termo $-e\nu A_\mu \partial^\mu \xi$ é não diagonal no campo ξ. Além disso, ao

gerarmos massa ao campo do fóton (A^μ), aumentamos o número de seus graus de liberdade de 2 para 3. Também sabemos que transladar os campos não cria novos graus de liberdade. Para solucionarmos esse problema, vamos alterar o nosso gauge da seguinte forma:

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\nu + \eta(x) + i\xi(x)\right] \rightarrow \phi(x) \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\nu + \eta(x)\right) e^{\frac{i\xi(x)}{\nu}}, \tag{1.102}$$

que é o mesmo que

$$\phi(x) \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\nu + h(x)\right) e^{\frac{i\theta(x)}{\nu}}, \tag{1.103}$$

onde ν é o valor esperado do vácuo (vev) e $h(x)$ é o campo escalar de Higgs. Aplicando o campo (1.7) em (1.98)($\partial_\mu \nu = \partial^\mu \nu = 0$ e considerando o gauge de Landau: $\theta(x) = 0$), encontramos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'' &= \frac{(\partial_\mu h)^2}{2} + \frac{1}{2}e^2\nu^2 A_\mu A^\mu + e^2\nu h A_\mu A^\mu + \frac{1}{2}e^2 h^2 A_\mu A^\mu - \lambda\nu^2 h^2 - h^3\lambda\nu \\ &- \frac{\lambda h^4}{4} + \frac{\nu^4\lambda}{4} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}. \end{aligned} \tag{1.104}$$

O termo $+\frac{\nu^4\lambda}{4}$ é apenas uma constante. Com essa escolha de gauge, eliminamos o bóson de Goldstone e geramos massa do bóson de gauge (γ) e da partícula escalar h, a qual é chamada de partícula de Higgs. O aparente grau de liberdade adicional é falso, porque ele corresponde somente à liberdade de escolha da transformação de gauge. Neste caso,

$$m_h = \sqrt{2\lambda\nu^2}, \qquad m_A = e\nu. \tag{1.105}$$

Como já vimos na seção 1.3, o fóton não tem massa, e este é o caso mais simples ainda que não físico do mecanismo de Higgs.

1.8 Mecanismo de Higgs em $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$

O lagrangeano a seguir descreve o modo de geração de massa dos bósons de gauge eletrofracos ($W\pm$ e Z^0) e as interações do campo de Higgs consigo mesmo e com os bósons de gauge eletrofracos. Os números quânticos do campo de Higgs são: $T = \frac{1}{2}$ (isospin), $T^3 = -\frac{1}{2}$(terceira componente de isospin) e $Y = +1$ (hipercarga). Inicialmente começamos com o campo escalar complexo escalar $SU(2)_L$ abaixo,

$$\mathcal{L} = (\partial\mu\phi - ig\frac{\sigma_i}{2}W^i_\mu\phi - \frac{ig'}{2}\beta_\mu\phi)^\dagger(\partial^\mu\phi - ig\frac{\sigma^i}{2}W^\mu_i\phi - \frac{ig'}{2}\beta^\mu\phi) - V(\phi^\dagger\phi), \tag{1.106}$$

em que

$$\phi = \begin{pmatrix}\phi^+\\ \phi^0\end{pmatrix}, \quad \phi^+ \equiv \frac{(\phi_1 + i\phi_2)}{\sqrt{2}}, \quad \phi^0 \equiv \frac{(\phi_3 + i\phi_4)}{\sqrt{2}}. \tag{1.107}$$

O potencial de Higgs é dado por:

$$V(\phi) = \mu^2(\phi^\dagger\phi) + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2. \tag{1.108}$$

O estado fundamental deste potencial para $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$ é obtido por

$$\frac{\partial V(\phi^\dagger\phi)}{\partial\phi} = 0 \rightarrow \frac{1}{2}(\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda}, \nu^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \tag{1.109}$$

Colocamos uma pequena perturbação em torno do estado fundamental, com isso, o campo ϕ torna-se

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h(x) \end{pmatrix}. \tag{1.110}$$

Parametrizando o dubleto escalar na forma mais geral, temos:

$$\phi(x) = e^{\left(i\frac{\sigma_i\theta^i(x)}{2}\right)}\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h(x) \end{pmatrix} \tag{1.111}$$

Podemos perceber a existência de quatro campos reais: ϕ_i e $h(x)$, sendo ϕ_i os bósons de gauge (Goldstone) associados a $W^\pm$ e Z^0, enquanto que h(x) é o campo de Higgs. A invariância local do lagrangeano de $SU(2)_L$ nos permite eliminar qualquer dependência angular em $\theta^i(x)$, isto é, considerando o gauge unitário ($\theta^i = 0$)[14]. Portanto,

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ \nu + h(x) \end{pmatrix}. \tag{1.112}$$

Obtemos o mesmo campo (1.110), porém, desta vez, incorporando a estrutura de $SU(2)_L$. Do primeiro termo do Lagrangiano (1.106), obtemos:

$$\begin{aligned}(D_\mu\phi)^\dagger(D_\mu\phi) \rightarrow & \frac{1}{2}(\partial_\mu h(x))^2 + \frac{(\nu + h(x))^2}{4}g^2\left(W_\mu^+ W_-^\mu\right) + \frac{(\nu + h(x))^2}{8}(g^2 W_3^\dagger W_3 \\ & - gg' W_3^\dagger\beta_\mu - gg' W_3\beta_\mu^\dagger + g'^2\beta_\mu^\dagger\beta_\mu)\end{aligned} \tag{1.113}$$

Considerando inicialmente apenas os termos com ν^2, obtemos:

$$M_{W^\pm} \rightarrow M_{W^\pm}^2 W_\mu^+ W_-^\mu = \frac{\nu^2 g^2}{4} W_\mu^+ W_-^\mu.$$

$$M_{W^\pm} = \frac{\nu g}{2}. \tag{1.114}$$

O terceiro termo de (1.113) pode ser escrito na forma matricial,

$$\frac{\nu^2}{8}\begin{pmatrix} W_3^\dagger & \beta_\mu^\dagger \end{pmatrix}\begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} W_3 \\ \beta_\mu \end{pmatrix}, \tag{1.115}$$

[14]Para maiores detalhes vide [13].

em que

$$M = \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}. \tag{1.116}$$

Os autovalores da matriz acima são $\lambda_1 = 0$ e $\lambda_2 = g^2 + g'^2$. Como um dos campos pode ser escrito como $\vec{a} = g'W_3 + g\beta_\mu$, escrevemos o outro vetor associado ao autovalor nulo, como perpendicular ao vetor $\vec{a}$. Desta forma, o vetor $\vec{b} = gW_3 - g'\beta_\mu$. Os vetores normalizados são:

$$\vec{a} = \frac{g'W_3 + g\beta_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad , \quad \vec{b} = \frac{gW_3 - g'\beta_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \tag{1.117}$$

Retornando à (1.115), temos

$$\frac{\nu^2}{8}\vec{b}M\vec{b} = \frac{\nu^2}{8}(\lambda_1\vec{a}\cdot\vec{a} + \lambda_2\vec{b}\cdot\vec{b}). \tag{1.118}$$

Considerando o vetor $\vec{a} = A_\mu$ e $\vec{b} = Z_\mu$, vemos que:

$$\frac{\nu^2}{8}\vec{b}M\vec{b} = \frac{\nu^2}{4}((\frac{1}{2}\times 0)A_\mu A^\mu + \frac{1}{2}(g^2 + g'^2)Z^\mu Z_\mu). \tag{1.119}$$

Percebemos claramente que a massa do fóton é nula e a do bóson Z^0 é dada por

$$M_{Z^0} = \frac{\nu\sqrt{g^2 + g'^2}}{2}. \tag{1.120}$$

Usando a relação entre as constantes g e g' dadas por:

$$tan\,\theta_W = \frac{g'}{g}, \text{ obtemos } \; cos\,\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \;\; , \; sen\,\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \tag{1.121}$$

Outra relação importante surge da divisão da massa do bóson $W^\pm$ pela massa do Z^0:

$$\frac{W^\pm}{M_{Z^0}} = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = cos\theta_W \quad \text{, o que implica em} \quad W^\pm = cos\theta_W M_{Z^0}. \tag{1.122}$$

A diferença entre as massas destes dois bósons ocorre por causa da mistura dos campos W_3 com o campo β_μ.

Considerando ($g = \frac{2M_{W^\pm}}{\nu}$) agora os termos com $H^2(x)$ e $2H(x)\nu$, temos:

$$\frac{1}{4}g^2(H^2(x) + 2H(x)\nu)W^+_\mu W^\mu_- = \frac{M_W^2}{\nu^2}H^2(x)W^+_\mu W^\mu_- + \frac{2M_W^2}{\nu}H(x)W^+_\mu W^\mu_-.$$

Esses são os termos de acoplamento entre o campo de Higgs e os $W^\pm$, ilustrados na figura 1.10.

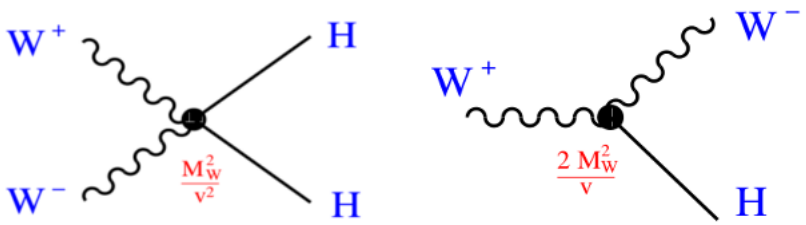

Figura 1.10: Acoplamentos entre $H(x)$ e $W^{\pm}$ [14]

O mesmo é feito para o (Z^0) $(g^2 + g'^2 = \frac{4M_{Z^0}^2}{\nu^2})$, ou seja:

$$\frac{1}{2}\frac{M_{Z^0}^2}{\nu^2}\left(H^2(x) + 2H(x)\nu\right) Z_\mu Z^\mu = \frac{1}{2}\left(\frac{M_{Z^0}^2}{\nu^2}\right) H^2 + \frac{1}{2}\left(2\frac{M_{Z^0}^2}{\nu}\right) H(x).$$

Estes acoplamentos estão ilustrados na figura 1.11.

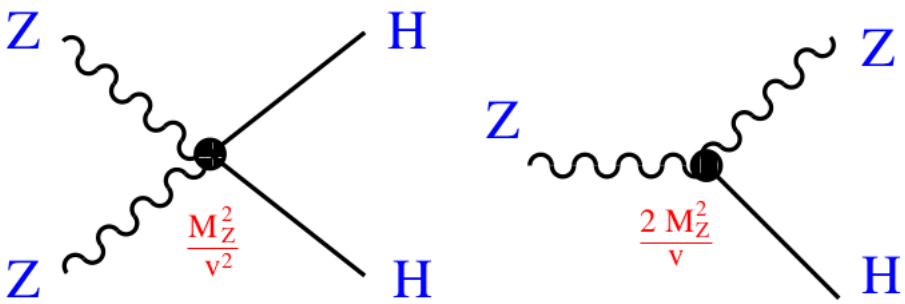

Figura 1.11: Acoplamentos entre $H(x)$ e Z^0 [14]

Analisando o potencial de Higgs, encontramos:

$$-V(\phi^\dagger\phi) = \mu^2 h^2 + \frac{1}{4}\nu^2\mu^2\left[\frac{4h^3}{\nu^3} + \frac{h^4}{\nu^4} - 1\right]. \tag{1.123}$$

A massa do Higgs[15] corresponde à $M_H = \sqrt{-2\mu^2}$. Reescrevendo (1.123) em termos de M_H, obtemos

$$-V(\phi^\dagger\phi) = -\frac{M_H^2}{2}H^2 - \frac{1}{2}\frac{M_H^2}{\nu}H^3 - \frac{1}{8}\frac{M_H^2}{\nu^2}H^4 - \frac{1}{8}M_H^2\nu^2. \tag{1.124}$$

O último termo do potencial acima é uma constante. O segundo e terceiro são os auto-acoplamentos do campo de Higgs H(x)[16], como ilustrado na figura 1.12.

[15] Lembrando que o termo de massa da equação de KG é dado por $-\frac{1}{2}m^2\phi^2$.
[16] Considere linha cheia igual à linha tracejada.

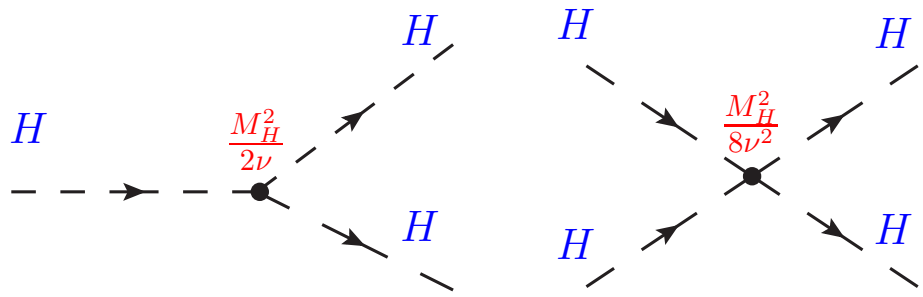

Figura 1.12: Auto-acoplamentos do campo de Higgs h(x).

1.9 Massas das Partículas

Como abordamos no início deste capítulo, o termo $m\bar{\psi}\psi$ quebra a invariância de gauge. A única forma de gerar massa às partículas e manter a teoria renormalizável é através do termo de interação de Yukawa. Este termo é descrito pelo lagrangeano de interação (Yukawa), o qual descreve a interação dos campos de matéria (férmions) com os campos escalares (bosônicos). Essa teoria foi proposta em 1935 [19] para descrever as interações entre núcleons (prótons ou nêutrons) via troca de mésons ($q\bar{q}$). Em 1947, o grupo liderado por G.F. Powell [20] (com a participação do físico brasileiro César Lattes) descobriu o méson π através de colisões de raios cósmicos com emulsões fotográficas, confirmando assim a teoria de Yukawa.

No contexto deste trabalho, os férmions ($\bar{\psi}\psi$) acoplam-se ao dubleto escalar de Higgs ϕ. Esse lagrangeano possui um parâmetro livre, chamado de constante de Yukawa C_Y, em que este é obtido do valor experimental das massas das partículas. Ademais, esse produto tensorial dos três campos resulta numa representação singleto (termo de massa) e outros termos que não são de massa.

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -C_Y Y \bar{\psi}\phi\psi \tag{1.125}$$

1.9.1 Massa do elétron e quark down

Para o elétron, teremos os seguintes campos:

$$\bar{\psi} = \begin{pmatrix} \bar{\nu_e} \ , & \bar{e} \end{pmatrix}_L \quad , \quad \phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + H(x) \end{pmatrix} \quad , \quad \psi = e_R \tag{1.126}$$

Substituindo os campos[17] acima em (1.125), temos:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa-elétron}} = \frac{-C_Y}{\sqrt{2}} \left[(\nu + h)(\bar{e_R} e_L + \bar{e_L} e_R) \right]. \tag{1.127}$$

O termo de massa do elétron corresponde a:

$$m_{e^-} = \frac{C_Y \nu}{\sqrt{2}} \tag{1.128}$$

Com isso, o lagrangeano (1.127) pode ser reescrito em termos da massa do elétron, sendo dado por

[17] Lembrando que $\bar{e}e = \bar{e_R} e_L + \bar{e_L} e_R$.

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa-elétron}} = -m_e\bar{e}e - \frac{m_e}{\nu}\bar{e}eH \tag{1.129}$$

Ainda podemos escrever o acoplamento do campo fermiônico com o escalar de Higgs em termos da massa do $W^{\pm}$ [18]

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa-elétron}} = -m_e\bar{e}e - \left(\frac{gm_e}{2W^{\pm}}\right)\bar{e}eH. \tag{1.130}$$

Para o quark d, usamos os seguintes campos:

$$\bar{\psi} = \begin{pmatrix}\bar{u} \ , \quad \bar{d}\end{pmatrix}_L \quad , \quad \phi = \begin{pmatrix}\phi^+ \\ \phi^0\end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}0 \\ \nu + H(x)\end{pmatrix} \quad , \quad \psi = d_R. \tag{1.131}$$

Desta forma, o lagrangeano de interação (Yukawa) para o quark d é:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa-quark d}} = -m_d\bar{d}d - \left(\frac{gm_d}{2W^{\pm}}\right)\bar{d}dH \tag{1.132}$$

A figura abaixo ilustra os dois casos estudados nesta seção.

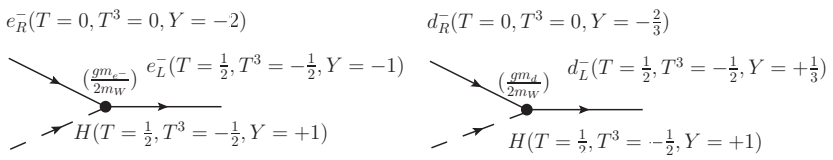

Figura 1.13: Interação dos férmions de mão-direita com o campo de Higgs H (Y=+1).

1.9.2 Massa do quark up

Para gerar a massa do quark u, alteramos o dubleto escalar de Higgs a fim de modificar sua hipercarga de $Y = +1$ para $Y = -1$. A transformação a seguir mantém a invariância de gauge graças às propriedades de SU(2),

$$\phi_c = -i\sigma_2\phi^* = \begin{pmatrix}-\bar{\phi}_0 \\ \phi^-\end{pmatrix}. \tag{1.133}$$

Quebrando a simetria do vácuo, temos:

$$\phi_c = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix}\nu + H'(x) \\ 0\end{pmatrix}. \tag{1.134}$$

O campo do dubleto escalar ϕ_c agora possui $Y = -1$. O lagrangeano de interação (Yukawa) para o quark u é dado por

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa-quark u}} = -m_u\bar{u}u - \left(\frac{gm_u}{2W^{\pm}}\right)\bar{u}uH'. \tag{1.135}$$

A figura abaixo 1.14 ilustra a interação do quark u de mão-direita com o campo escalar H'.

[18] $m_W = \frac{1}{2}\nu g$.

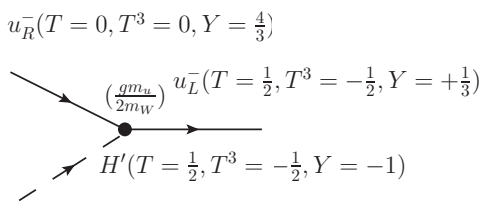

Figura 1.14: Interação do férmion (quark u) de mão-direita com o campo de Higgs H' (Y=-1).

Não abordaremos as misturas de sabores de quarks, pois este efeito não faz parte do escopo deste trabalho. O processo de geração de massa para as outras famílias é idêntico a este.

Como percebemos, o campo escalar de Higgs H tem os números quânticos adequados para reproduzir a carga elétrica dos quarks e léptons de mão-esquerda através da relação de Gell-Mann - Nishijima ($Q = T_3 + \frac{Y}{2}$).

1.10 Conclusões

Neste capítulo vimos as partículas que compõem o Modelo Padrão (SM), seus lagrangeanos e como o princípio de gauge dá origem aos lagrangeanos de interações. Além disso, obtemos os vértices cúbicos e quárticos do SM, bem como mostramos o mecanismo de Higgs gera as massas dos bósons de gauge e como a interação de Yukawa da origem a massa dos léptons e quarks. No próximo capítulo, apresentaremos a extensão supersimétrica mínima do modelo padrão.

Capítulo 2

Supersimetria

2.1 Supersimetria (SUSY)

Supersimetria é a teoria que sugere uma simetria mais fundamental entre as partículas - é a idéia de que as equações que representam as leis da natureza não mudam se certas partículas nas equações forem trocadas por outras [11]. Dito de outra forma, é a teoria que relaciona a cada férmion do SM uma partícula supersimétrica diferindo por spin 1/2 e a cada bóson (SM) um férmion. Essa relação é descrita pelo operador supersimétrico Q,

$$Q|\text{Boson}\rangle = |\text{Fermion}\rangle, \qquad Q|\text{Fermion}\rangle = |\text{Boson}\rangle. \tag{2.1}$$

Por exemplo, para o elétron (spin 1/2) temos o selétron (spin 0). No caso do bóson de gauge da força forte, o glúon (spin 1), temos o gluino (spin 1/2). A figura abaixo (2.1) mostra as partículas do SM (retângulo branco - legenda) e suas respectivas partículas supersimétricas.

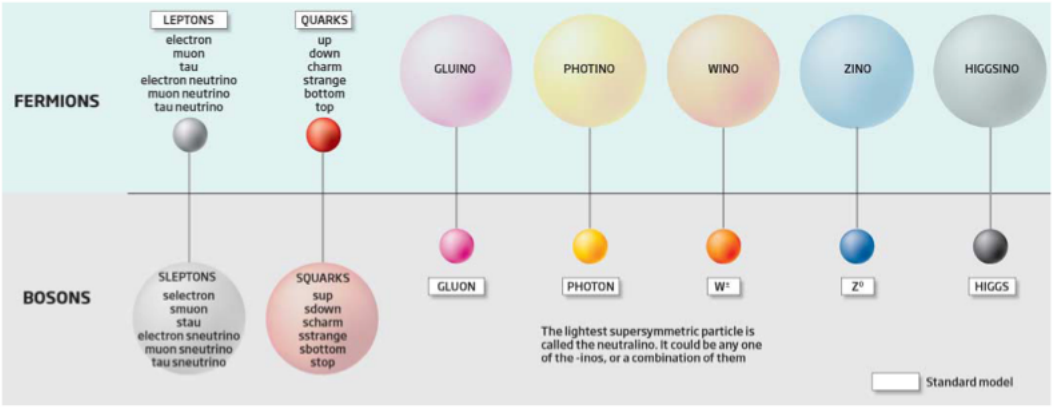

Figure 2 - Particles in supersymmetric theories
http://www.newscientist.com/data/images/archive/2734/27341202.jpg

Figura 2.1: Partículas nas teorias supersimétricas.

Por exemplo, para o bóson Z^0 temos como parceiro supersimétrico o Zino (férmion). Ademais, a SUSY é à melhor candidata a teoria além do Modelo Padrão, pois evita as divergências no setor escalar, unifica as "constantes"de acoplamento numa dada escala de energia [21], possui partículas supersimétricas candidatas à matéria escura fria (neutralinos), limita o valor superior para a massa do bóson de Higgs mais leve ($m_{H_{SM}}$) $\lesssim 135GeV$), enquanto que os experimentos LEP e LEP2 para o SM, limitaram a massa do Higgs para mH_{SM} de 114.4 GeV a 800 GeV.

Porém, medições precisas dos parâmetros eletrofracos sensíveis a massa deste bóson indicaram $mH_{SM} \sim 120$ GeV, com $mH_{SM} \lesssim 200$ GeV à 95% CL (nível de confiança).

Os argumentos mais atrativos da Supersimetria para muitos pesquisadores são: a unificação das constantes de acoplamento em uma dada energia (descritas por uma único grupo de gauge) e o cancelamento das divergências quadráticas no setor escalar. Na figura abaixo 2.2, vemos a evolução das três constantes de acoplamento com log Q (energia), em que α_1 corresponde à força eletromagnética, α_2 corresponde à força eletrofraca e α_3 corresponde à força forte. No caso do SM (à esquerda), a unificação das constantes de acoplamento não ocorre exatamente, mas apenas de forma aproximada. Já no MSSM, as constantes de acoplamento são unificadas exatamente na escala de $Q > 10^{15}$ GeV.

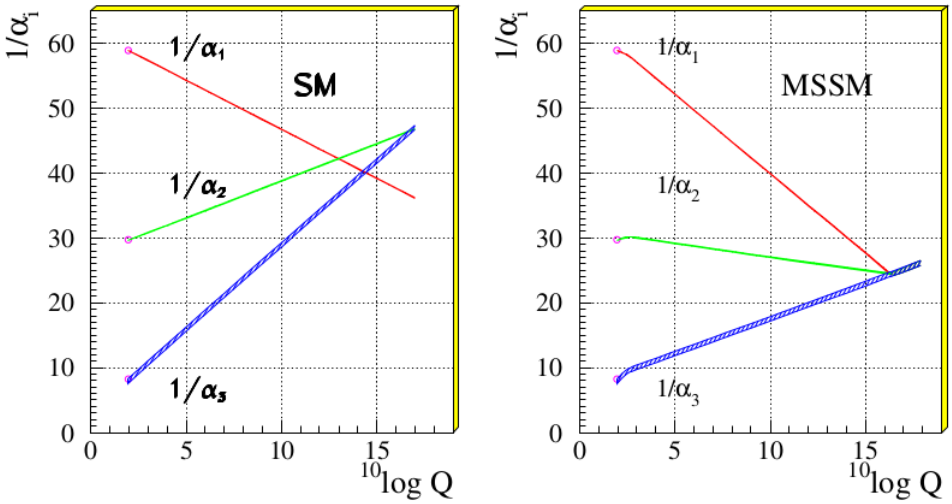

Figura 2.2: Inverso das constantes de acoplamento do SM e do MSSM [21]

As divergências no setor escalar podem ser evitadas se considerarmos uma partícula supersimétrica para cada partícula do SM, com os mesmo números quânticos e com o mesmo acoplamento, conforme mostrado na figura 2.3. Estes diagramas do SM produzem divergências que são canceladas pelos diagramas das partículas supersimétricas, pois diagramas envolvendo bósons e férmions tem sinais opostos. No setor fermiônico ocorre o mesmo problema, porém neste as divergências são logarítmicas [22].

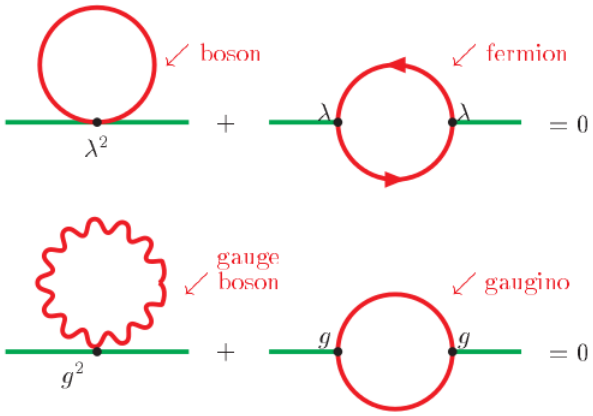

Figura 2.3: Cancelamento das divergências quadráticas

Na supersimetria também temos a quebra espontânea de simetria no setor eletrofraco e a quebra de supersimetria. Se a supersimetria fosse uma simetria exata, as massas das partículas supersimétricas seriam idênticas às do SM. Porém, os experimentos não encontraram nenhuma partícula supersimétrica com a massa das partículas do SM, logo a supersimetria deve ser quebrada. Os termos de quebra de supersimetria estão no Lagrangeano soft e existem alguns mecanismos propostos que reduzem o número de parâmetros livres. Os mecanismos de quebra de supersimetria mais estudados são:

- mSUGRA [23] (minimal supergravity): nesse tipo de quebra, a SUSY passa de simetria global para simetria local e essa quebra é mediada pela gravidade. Ainda, a massa do gravitino (parceiro supersimétrico do gráviton) é usualmente comparável à massa das partículas supersimétricas. Desta forma, o mSUGRA tem papel fundamental na cosmologia, além da física de colisores. Um fato favorável a este tipo de quebra é a redução de parâmetros livres que caem para cinco (5) parâmetros [12, 24], mais os dezoito (18) parâmetros livres do SM [24, 25].

- GMSB [23] (Gauge-mediated supersymmetry breaking models): Nessa quebra, as interações de gauge são responsáveis pela quebra de supersimetria. Esse tipo de quebra exerce um papel importante na física de colisores, pois o gravitino é um possível candidato à LSP (lightest supersymmetric particle) é muito mais leve que as outras partículas do MSSM(Minimal Supersimetric Standard Model). Portanto, todos os decaimentos envolveriam partículas do SM mais gravitinos. Nos modelos com conservação de paridade R, as partículas LSP são estáveis.

- AMSB [26] (Anomaly mediated supersymmetry breaking): Essa quebra surge devido à contribuição da gravidade mais anomalias e produz diferentes massas e assinaturas das partículas.

Para maiores informações sobre o desenvolvimento e história dos modelos supersimétricos, vide [27]. Ademais, existem três artigos [28–30] cujas análises são feitas também em todos os cenários de quebra de supersimetria, porém, para a produção de fotinos e gluinos [31].

2.2 Modelo Padrão Supersimetrico Mínimo (MSSM)

Neste modelo ($N = 1$ é o número de geradores supersimétricos) temos o menor número possível de parâmetros livres. O MSSM possui 124 parâmetros livres no Lagrangeano de termos *Soft*. Outra característica relevante é a conservação da paridade R. Essa paridade esta associada a uma simetria discreta que resulta na estabilidade da partícula supersimétrica mais leve do modelo em questão. Além disso, a paridade R elimina a possibilidade de violação do número leptônico e bariônico nos termos renormalizáveis do superpotencial [23]. Caso a paridade seja violada, o próton pode decair. Essa paridade também é conhecida como "paridade de matéria". A paridade R tem três consequências fenomenológicas importantes [23]:

1. A partícula supersimétrica mais leve (LSP) é estável. Se a LSP for eletricamente neutra, esta interage fracamente com a matéria ordinária, e portanto pode ser uma candidata atrativa à matéria escura não-bariônica, o que parece ser necessário pela cosmologia.

2. Cada partícula supersimétrica deve decair em um estado que contenha um número ímpar de LSP (normalmente um).

3. Nos experimentos com colisores, as partículas supersimétricas só podem ser produzidas em números pares (usualmente duas partículas por vez).

O MSSM possui cinco Higgs: três neutros e dois carregados. Diferentemente do SM, precisamos de dois dubletos de Higgs, pois o supercampo [23][1] não permite o complexo conjugado do campo de Higgs. Outrossim, o número de graus de liberdade de férmions é idêntico ao de bósons. A tabela abaixo 2.1 mostra o supermultipleto chiral do MSSM [23]:

Nomes		spin 0	spin 1/2	$SU(3)_C$, $SU(2)_L$, $U(1)_Y$
squarks, quarks	Q	$(\tilde{u}_L \;\; \tilde{d}_L)$	$(u_L \;\; d_L)$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
(×3 famílias)	$\bar{u}$	$\tilde{u}_R^*$	$u_R^\dagger$	$(\overline{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	$\bar{d}$	$\tilde{d}_R^*$	$d_R^\dagger$	$(\overline{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
sleptons, leptons	L	$(\tilde{\nu} \;\; \tilde{e}_L)$	$(\nu \;\; e_L)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
(×3 famílias)	$\bar{e}$	$\tilde{e}_R^*$	$e_R^\dagger$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Higgs, higgsinos	H_u	$(H_u^+ \;\; H_u^0)$	$(\tilde{H}_u^+ \;\; \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$
	H_d	$(H_d^0 \;\; H_d^-)$	$(\tilde{H}_d^0 \;\; \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

Tabela 2.1: Supermultipleto chiral no MSSM ($Q = T^3 + Y$) [23]

Além disso, temos o supermultipleto de gauge na tabela 2.2:

Nomes	spin 1/2	spin 1	$SU(3)_C$, $SU(2)_L$, $U(1)_Y$
gluino, gluon	$\tilde{g}$	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
winos, W bosons	$\tilde{W}^\pm \;\; \tilde{W}^0$	$W^\pm \;\; W^0$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino, B boson	$\tilde{B}^0$	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

Tabela 2.2: Supermultipletos de gauge no MSSM ($Q = T^3 + Y$) [23].

O espectro total das partículas do MSSM é mostrada na tabela abaixo [23]:

[1]Supercampo é uma função do superespaço, o qual é espaço-tempo de Minkowski mais componentes fermiônicas.

Nomes	Spin	P_R	Auto-estado de gauge	Auto-estado de massa
Bósons de Higgs	0	+1	H_u^0 H_d^0 H_u^+ H_d^-	h^0 H^0 A^0 $H^\pm$
squarks	0	−1	$\tilde{u_L}$ $\tilde{u_R}$ $\tilde{d_L}$ $\tilde{d_R}$ $\tilde{s_L}$ $\tilde{s_R}$ $\tilde{c_L}$ $\tilde{c_R}$ $\tilde{t_L}$ $\tilde{t_R}$ $\tilde{b_L}$ $\tilde{b_R}$	(idêntico) (idêntico) $\tilde{t_1}$ $\tilde{t_2}$ $\tilde{b_1}$ $\tilde{b_2}$
sleptons	0	−1	$\tilde{e_L}$ $\tilde{e_R}$ $\tilde{\nu_e}$ $\tilde{\mu_L}$ $\tilde{\mu_R}$ $\tilde{\nu_\mu}$ $\tilde{\tau_L}$ $\tilde{\tau_R}$ $\tilde{\nu_\tau}$	(idêntico) (idêntico) $\tilde{\tau_1}$ $\tilde{\tau_2}$ $\tilde{\nu_\tau}$
neutralinos	1/2	−1	$\tilde{B}^0$ $\tilde{W}^0$ $\tilde{H}_u^0$ $\tilde{H}_d^0$	$\tilde{N}_1$ $\tilde{N}_2$ $\tilde{N}_3$ $\tilde{N}_4$
charginos	1/2	−1	$\tilde{W}^\pm$ $\tilde{H}_u^+$ $\tilde{H}_d^-$	$\tilde{\chi_1}^\pm$ $\tilde{\chi_2}^\pm$
gluino	1/2	−1	$\tilde{g}$	(idêntico)
goldstino (gravitino)	1/2 (3/2)	−1	$\tilde{G}$	(idêntico)

Tabela 2.3: Espectro de partículas do MSSM (desconsiderando a mistura dos sférmions para as duas primeiras famílias).

A quebra espontânea de supersimetria faz com que os campos winos carregados e higgsinos carregados se misturem para formar os charginos ($\tilde{\chi_1}^\pm$ e $\tilde{\chi_2}^\pm$). O mesmo ocorre para os neutralinos ($\tilde{N}_i$), porém desta vez os campos são neutros e há uma componente neutra do bino. O parâmetro de massa dos Winos pode ser relacionado com $M1(\tilde{W}\tilde{W}) = \frac{5}{3}\, tan^2(\theta_{\text{Wein}}) \cdot M2(\tilde{B}\tilde{B})$. Devido a essas misturas, devemos diagonalizar as matrizes de massa para obtermos os auto-estados de massa (partículas). O Lagrangeano Supersimétrico é descrito por:

$$\mathcal{L}_{\textbf{SUSY}} = \mathcal{L}_{\textbf{SM}} + \mathcal{L}_{\textbf{Supersimétrico}} + \mathcal{L}_{\textbf{Termos de quebra soft}} \tag{2.2}$$

O Lagrangeano $\mathcal{L}_{\textbf{Supersimétrico}}$ descreve partículas sem massa. A massa dessas partículas é gerada a partir dos termos contidos em $\mathcal{L}_{\textbf{Termos de quebra soft}}$, os quais quebram a supersimetria "suavemente".

2.3 Regras de Feynman para os Charginos

A partir do lagrangeano do MSSM, pode-se obter as regras de Feynman para os propagadores e interações entre os constituintes do MSSM. Para o estudo desenvolvido neste trabalho, as regras de Feynman mais relevantes são as envolvendo as interações dos charginos com o fóton, o Z^0, elétrons, pósitrons e sneutrinos, como ilustrado na figura 2.4.

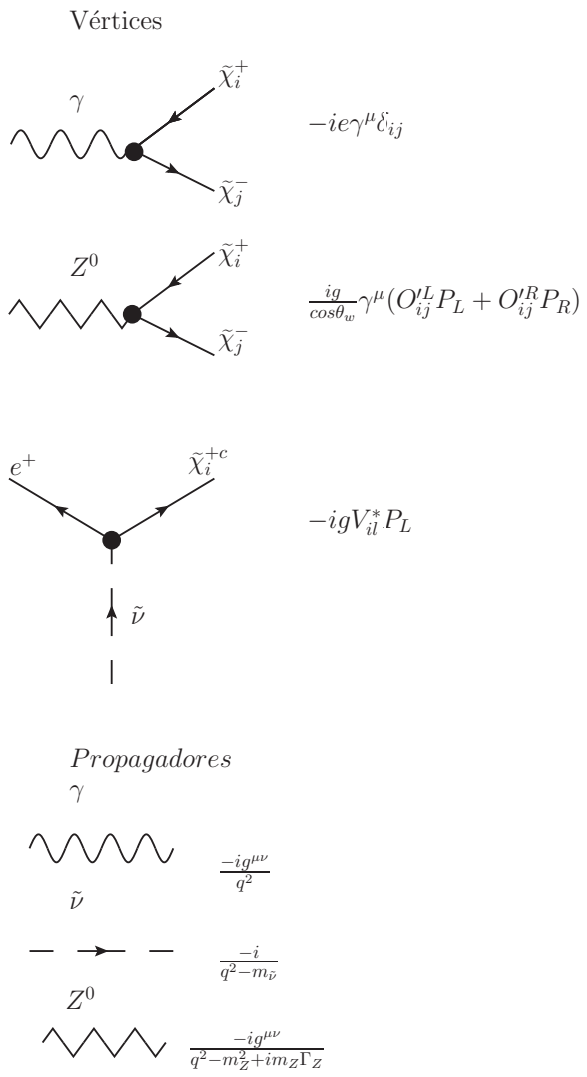

Figura 2.4: Regras de Feynman envolvendo interações de charginos e propagadores.

No capítulo seguinte, veremos como os três parâmetros (M_1, $\tan(\beta)$ e μ) de quebra de SUSY geram a massa dos charginos. Para o espectro de todas as partículas e parâmetros (ângulos de mistura, massa e etc) do MSSM, vide [32].

2.4 Conclusões

Neste capítulo apresentamos uma visão geral do Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo, o seu espectro de partículas, a necessidade de quebra de supersimetria e os cenários mais conhecidos de quebra (mSUGRA, GMSB e AMSB). Apresentamos também as regras de Feynman do MSSM que serão relevantes para o nosso estudo da produção de charginos em colisões elétron-pósitron, desenvolvido no próximo capítulo.

Capítulo 3

Produção de Charginos em Colisões e^+e^- no ILC

3.1 Introdução

Neste capítulo, realizamos cálculos e um estudo fenomenológico da produção de charginos no futuro colisor elétron-pósitron linear ILC (International Linear Collider). Para mais detalhes sobre este experimento, vide apêndice B. Os resultados aqui obtidos foram apresentados em eventos científicos e os desdobramentos deste trabalho fazem parte de um artigo em andamento.

3.2 Charginos

Charginos são partículas de spin 1/2 (férmions) carregadas da Supersimetria e são constituídos pela mistura dos campos Winos carregados com os Higgsinos carregados. A mistura destes campos ocorre devido à quebra de Supersimetria. As partículas do Modelo Padrão que se assemelhariam aos charginos (a menos do spin), seriam o fóton (γ) e o Z^0, visto que as duas partículas anteriores são, na verdade, uma mistura dos campos de gauge neutros $W_3^{\mu 1}$ e $B^{\mu 2}$. No SM, essa mistura é dada pelo Ângulo de Weinberg (θ_W). Assim, tanto no SM quanto no MSSM, essas misturas determinam a intensidade de cada acoplamento. O ângulo de Weinberg usado aqui serve apenas para fins ilustrativos, pois este ângulo é o mesmo para o MSSM.

Além disso, as constantes de interação $(O'_L)_{ij}$ e $(O'_R)_{ij}$ são calculadas usando os elementos das matrizes que diagonalizam a matriz de massa dos Charginos.

Por não sabermos o modo como a SuperSimetria é quebrada, convencionou-se diferentes cenários. Para cada cenário de quebra, temos diferentes características. Existem três mecanismos de quebra de SuperSimetria: minimal supergravity (mSUGRA), gauge-mediated SUSY breaking (GMSB) e Anomaly-mediated SUSY breaking (AMSB). O modo de quebra mSUGRA corresponde aos cenários SPS1a até SPS6, GMSB aos cenários SPS7 até SPS8 e AMSB corresponde ao cenário SPS9. Essa quebra é realizada por 3 parâmetros: μ corresponde ao parâmetro de massa (mistura) dos dois dubletos de Higgs, M é o parâmetro de massa do gaugino (M2) e $\tan(\beta) = \frac{\nu_u}{\nu_d}$ (valor esperado do vácuo para o Higgsino, que gera a massa do quark up / valor esperado do vácuo para o Higgsino, que gera a massa do quark down).

[1]Relacionado ao grupo $SU(2)_L$.

[2]Relacionado ao grupo $U(1)_Y$.

3.3 Diagramas de Feynman

Os diagramas [33] em ordem dominante (LO) que contribuem para a produção de charginos em colisões e^+e^- estão ilustrado na figura 3.1.

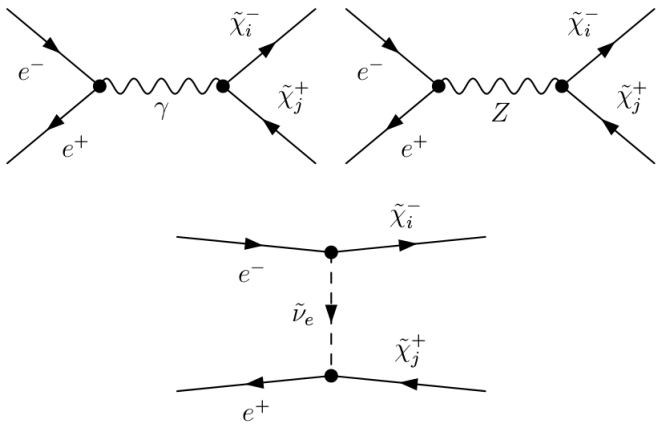

Figura 3.1: Diagramas associados a produção de Charginos

Temos dois diagramas no canal s (aniquilação) e um diagrama no canal t (espalhamento). No segundo diagrama no canal s, vemos a presença de um bóson de gauge massivo (Z^0), enquanto que no diagrama inferior, vemos um bóson ($\tilde{\nu_e}$) também massivo. É natural esperarmos uma contribuição maior na seção de choque total para E_{cm} próximas às massas do Z^0 e do $\tilde{\nu_e}$.

3.4 Lagrangeanos de interação

De acordo com o diagramas acima, os lagrangeanos de interação [33] relevantes para este processo são:

$$\mathcal{L}_{\tilde{\chi}\tilde{\chi}\gamma} = -e\overline{\tilde{\chi}^+}_i\gamma^m\tilde{\chi}_j^+\delta_{ij}A_m, \tag{3.1}$$

$$\mathcal{L}_{\tilde{\chi}\tilde{\chi}Z} = \frac{g}{\cos\theta_W}\overline{\tilde{\chi}^+}_i\left(O'_LP_L + O'_RP_R\right)\gamma^m\tilde{\chi}_j^+\delta_{ij}Z_m, \tag{3.2}$$

$$\mathcal{L}_{l\tilde{\nu}\tilde{\chi}} = -g\left(U_{1i}^*\overline{\tilde{\chi}^+}_iP_L\nu\tilde{e}_L^* + V_{1i}^*\overline{\tilde{\chi}^+}_i^cP_Le\tilde{\nu}^* + hc\right), \tag{3.3}$$

em que:

$$P_{R,L} = \frac{(1\pm\gamma^5)}{2}, \tag{3.4}$$

$$\begin{aligned}
L_e &= -\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W, \\
R_e &= \sin^2\theta_W, \\
(O'_L)_{ij} &= -V_{i1}V_{j1}^* - \frac{1}{2}V_{i2}V_{j2}^* + \delta_{ij}\sin^2\theta_W, \\
(O'_R)_{ij} &= -U_{i1}^*U_{j1} - \frac{1}{2}U_{i2}^*U_{j2} + \delta_{ij}\sin^2\theta_W,
\end{aligned} \tag{3.5}$$

onde $(O'_L)_{ij}$ e $(O'_R)_{ij}$ são as constantes de interação.

3.5 Lagrangeano de Massa

O Lagrangeano referente à massa dos charginos é dado por [33]:

$$\mathcal{L}_m = -\frac{1}{2}(\Psi^+\Psi^-)\begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \Psi^+ \\ \Psi^- \end{pmatrix} + h.c, \tag{3.6}$$

em que

$$X = \begin{pmatrix} M & \sqrt{2}\ cos(\beta)m_w \\ \sqrt{2}\ sen(\beta)m_w & \mu \end{pmatrix} \tag{3.7}$$

$$\Psi_j^+ = \left(-iW^+, \Psi_{H2}^1\right)\ ,\ \Psi_j^- = \left(-iW^-, \Psi_{H1}^2\right)\ ,\ J = 1,2 \tag{3.8}$$

sendo Ψ_j o campo espinorial de duas componentes, em que W corresponde ao Wino carregado e Ψ_H ao Higgsino carregado. Os auto-estados de massa dos charginos são definidos como:

$$\tilde{\chi}_i^+ = V_{ij}\Psi_j^+\ ,\ \tilde{\chi}_i^- = V_{ij}\Psi_j^-,\ i = 1,2 \tag{3.9}$$

Sendo U e V matrizes unitárias que diagonalizam a matriz de massa X, a matriz diagonalizada é dada por:

$$M_i\delta_{ij} = U_{im}^* V_{jn} X_{mn}. \tag{3.10}$$

3.6 Seção de choque total

A seção de choque total para a produção de charginos $(\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-)$ é dada pela soma de seis seções de choque [33]:

$$\sigma_{total} = \sigma_\gamma + \sigma_{Z^0} + \sigma_{\tilde{\nu}} + \sigma_{\gamma Z^0} + \sigma_{\gamma\tilde{\nu}} + \sigma_{Z^0\tilde{\nu}}, \tag{3.11}$$

onde

$$\sigma_\gamma = \frac{e^4 q\sqrt{s}}{2\pi s^3}\delta_{ij}(E_iE_j + \frac{q^2}{3} + M_iM_j) \tag{3.12}$$

$$\begin{aligned} \sigma_{Z^0} &= \frac{g^4 q}{8\pi cos(\theta_W)^4\sqrt{s}}|D_{Z^0}|^2[(|(O'_L)_i j|^2 + |(O'_R)_{ij}|^2) + (L_e^2 + R_e^2)(E_iE_j + \frac{q^2}{3}) \\ &+ 2(L_e^2 + R_e^2)(O'_R)_{ij}(O'_L)_{ij}\eta_i\eta_j M_iM_j] \end{aligned} \tag{3.13}$$

$$\sigma_{\tilde{\nu}} = \frac{g^4|V_{i1}|^2|V_{j1}|^2 q}{32\pi m_{\tilde{\nu}}^4\sqrt{s}}\left[\frac{E_iE_j + q^2 - q\sqrt{s}\frac{a_L}{b_L}}{a_L^2 - b_L^2} + \frac{2q^2}{b_L^2} + \frac{1}{2b_L^2}(q\sqrt{s} - 2q\frac{a_L}{b_L})\ln|\frac{a_L+b_L}{a_L-b_L}|\right]$$

(3.14)

$$\sigma_{\gamma Z^0} = \frac{g^2e^2q\sqrt{s}}{4\pi cos^2(\theta_W)s^2}Re(D_Z)\delta_{ij}(L_e+R_e)\cdot((O'_L)_{ij} + (O'_R)_{ij})[E_iE_j + \frac{q^2}{3} + M_iM_j]$$

(3.15)

$$\sigma_{\gamma\tilde{\nu}} = -\frac{g^2e^2|V_{i1}|^2\delta_{ij}}{16\pi s^2}(h + M_iM_j\ln|\frac{a_L+b_L}{a_L-b_L}|) \tag{3.16}$$

$$\sigma_{Z^0\tilde{\nu}} = -\frac{g^4|V_{i1}||V_{j1}|Re(D_Z)}{16\pi cos^2(\theta_W)s}L_e((O'_L)_{ij}\cdot h + (O'_R)_{ij}\eta_i\eta_jM_iM_j\ln|\frac{a_L+b_L}{a_L-b_L}|).$$

(3.17)

Nas expressões acima, temos os seguintes parâmetros definidos por
$a_L = \frac{1}{2m^2\tilde{\nu}}(2m^2\tilde{\nu} + s - M_i^2 - M_i^2)(i=j)$; $D_{Z^0} = \frac{1}{(S-M_{Z^0}^2)+iM_{Z^0}\Gamma_{Z^0}}$
$b_L = \frac{q\sqrt{s}}{m_\nu^2}$; $L_e = \frac{-1}{2} + sen^2(\theta_W)$
$h = 2q\sqrt{s} - 2q^2\frac{a_L}{b_L} + (E_iE_j + q^2\frac{a_L^2}{b_L^2} - q\sqrt{s}\frac{a_L}{b_L})$; $R_e = sen^2(\theta_W)$;
$g = \frac{e}{sen(\theta_W)}$, $E_1 = \sqrt{q^2+m_1^2}$, $E_2 = \sqrt{q^2+m_2^2}$
em que q
$q = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\lambda}{s}}$, $\lambda(s,m_1,m_2) = (s-(m_1+m_2)^2)(s-(m_1-m_2)^2)^3$, $s = E_{cm}^2$.

O produto $\eta_i\eta_j = \pm$ depende dos autovalores da matriz de massa, isto é, se são negativos ou positivos. Aplicamos aqui a convenção em que U_{ik},V_{ik}, $(O'_R)_{ij}$, $(O'_R)_{ij}$ são reais e todos os fatores de fases provenientes dos autovalores negativos da matriz de massa podem ser absorvidos nos fatores $\eta_i\eta_j$.

3.7 Massas nos Cenários de quebra de Supersimetria

Os valores de tan (β), M, μ e $\tilde{\nu}$ foram obtidos do artigo [32], com o gerador de espectro supersimétrico ISAJET 7.58. Os três parâmetros iniciais estão relacionados com os termos quebra de supersimetria. Essa quebra resulta em diferentes massas para os charginos e sneutrinos, bem como diferentes matrizes de diagonalização. Os valores para a massa dos charginos e sneutrinos para diferentes cenários de quebra de supersimetria estão na tabela abaixo.

[3] $\lambda(x,y,z) = x^2+y^2+z^2-2xy-2yz-2zx = (x-(y+z)^2)(x-(y-z)^2)$.

cenários	tan(β)	M(GeV)	μ(GeV)	$\tilde{\nu_e}$(GeV)	$\tilde{\chi}_1$(GeV)
SPS1a	10	192.7	352.4	186.0	176.350
SPS2	10	234.1	124.8	1454.2	104.078
SPS3	10	311.4	508.6	276.0	296.852
SPS4	50	233.2	377.0	441.2	218.071
SPS5	5	234.6	639.8	244.5	226.291
SPS6	10	232.1	393.9	252.8	215.378
SPS7	15	326.8	300	249.1	256.423
SPS8	15	271.8	398.3	347.6	252.046
SPS9	10	-175.5	869.9	309.7	175.478

Tabela 3.1: Cenários SPS - A massa dos charginos está entre os valores obtidos por [35].

Como veremos nos resultados abaixo, as massas dos sneutrinos e dos charginos são os principais parâmetros que influenciam nos valores da seção de choque.

3.8 Assinaturas da produção de charginos - decaimentos

Assinaturas são características de um determinado evento. No nosso caso, as assinaturas dos charginos estão relacionadas com a energia faltante ($\not{E}$), lépton carregado (l^+) e jatos. No decaimento dos charginos há duas assinaturas distintas: $\not{E} + l^+$ e $\not{E} + jatos$. Para o primeiro caso, temos os possíveis decaimentos:

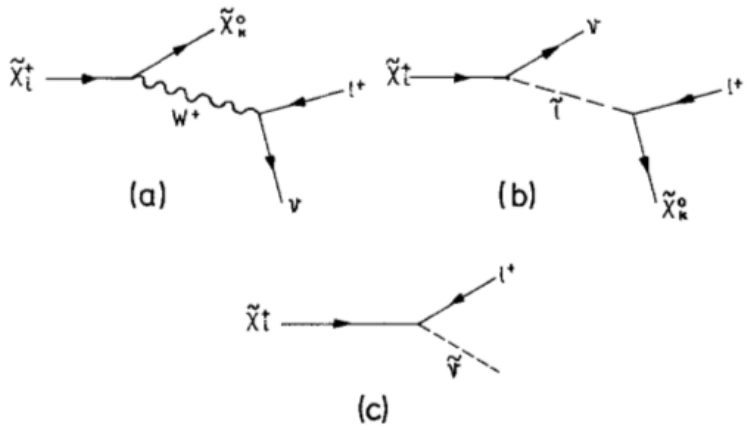

Figura 3.2: Decaimentos associados à $\not{E} + l^+$

Por fim, temos:

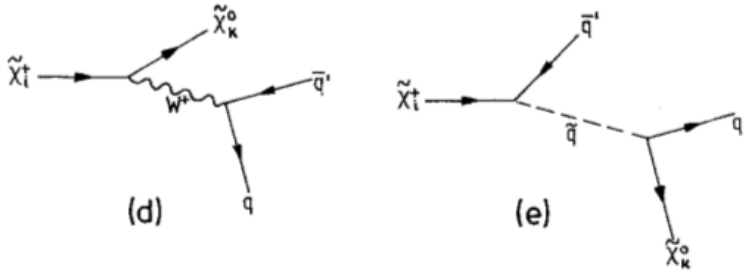

Figura 3.3: Decaimentos associados à $\not{E} + jatos$

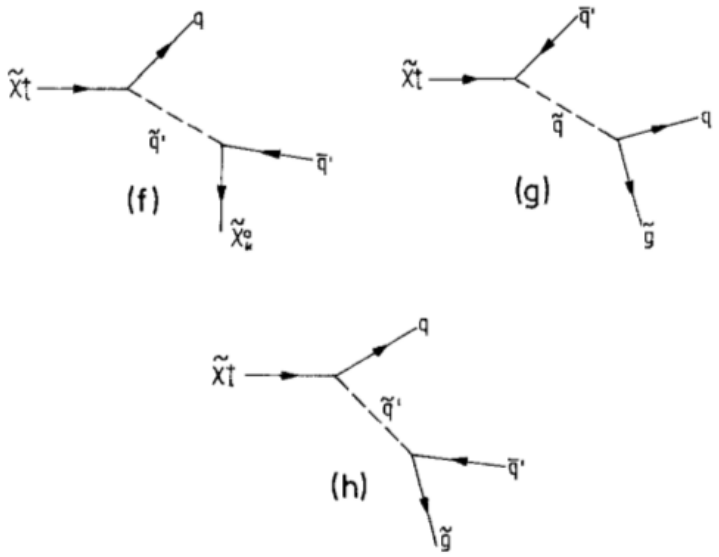

Figura 3.4: Decaimentos associados à $\not{E} + jatos$

3.9 Produção de Charginos no ILC - Resultados

Para obtermos nossos resultados para a produção de charginos, usamos os parâmetros $\tan(\beta)$, M e μ dos cenários SPS, e inicialmente variamos as massas dos charginos, a fim de ver a sua dependência na seção de choque total. Resultados para a dependência da seção de choque total com a massa dos charginos estão ilustrados na figura 3.5, para energia de centro de massa do ILC de 1 TeV.

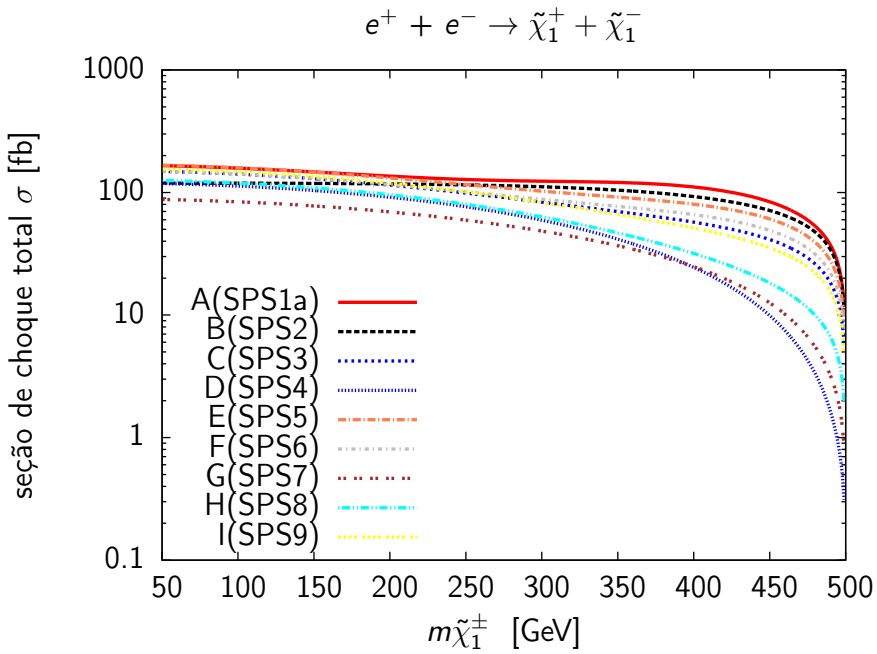

Figura 3.5: Seção de choque total em função da massa dos charginos para valores fixos das massas dos sneutrinos.

A figura 3.5 possui uma dependência cinemática em q (ver seção 3.6), isto é, à medida que variamos a massa do chargino (m_1) o parâmetro q decresce. Os parâmetros de entrada como tan(β), M e μ e a massa dos sneutrinos são dados pelos cenários SPS. As diferentes curvas correspondem a diferentes valores de massa do sneutrino, obtidas em cada cenário SPS. Por variarmos a massa do chargino, esta análise não se enquadra dentro do estudo de cenários de quebra de supersimetria, bem como a variação da massa do sneutrino, como veremos a seguir. A dependência cinemática pode ser vista se considerarmos $E_{cm} = 1\ TeV$, $m_1 = m_2$, encontramos o seguinte gráfico:

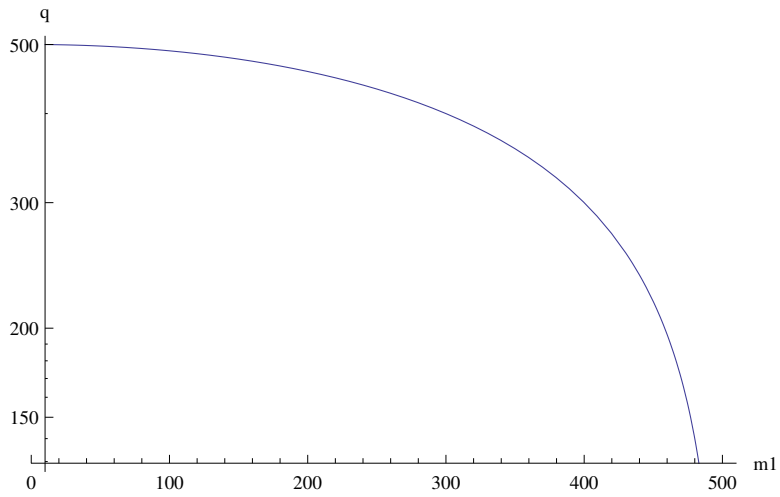

Figura 3.6: Dependência cinemática de q com relação a m1.

Na figura 3.6, vemos o parâmetro q decrescer conforme aumentamos a massa do chargino m_1.

O mesmo procedimento é feito para a análise do sneutrinos, isto é, usamos a massa do chargino dada pelo cenário SPS e variamos a massa do sneutrino. A curva de alguns "cenários"foram desconsideradas por assemelharem-se às curvas presentes abaixo.

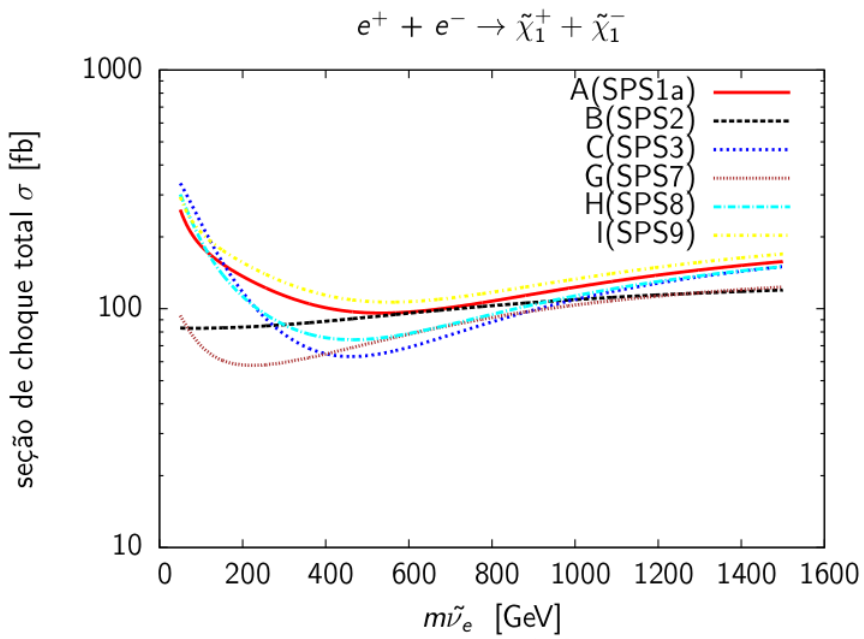

Figura 3.7: Seção de choque total em função da massa dos sneutrinos, para valores fixos das massas dos charginos.

Na figura 3.7, variamos a massa do sneutrino mantendo a massa do chargino fixa. Conforme podemos observar, para um dado valor de massa dos charginos (dado pelo cenário), a seção de choque apresenta um mínimo para um certo valor da massa dos sneutrinos. Por exemplo, para o cenário dado pela curva C, este mínimo é em torno de 500 GeV. Para os outros cenários, este efeito ocorre em torno de outros valores. Ao aumentarmos essa massa a partir desse mínimo, a seção de choque começa a crescer. Esse comportamento ocorre devido as seções de choque contendo o termo de interferência $(\gamma\tilde{\nu}_e)$ e $(Z^0\tilde{\nu}_e)$. Os dois resultados anteriores são compatíveis com os apresentados em [12].

Para entendermos como as diferentes seções de choque contribuem para o comportamento da curva, geramos os gráficos das seções de choques individuais e em conjunto com a seção de choque total. As seções de choque com valores negativos não correspondem a processos físicos quando analisadas isoladamente, isto é, ao somarmos todas as seções de choque, o resultado deve ser positivo, como mostra a figura abaixo.

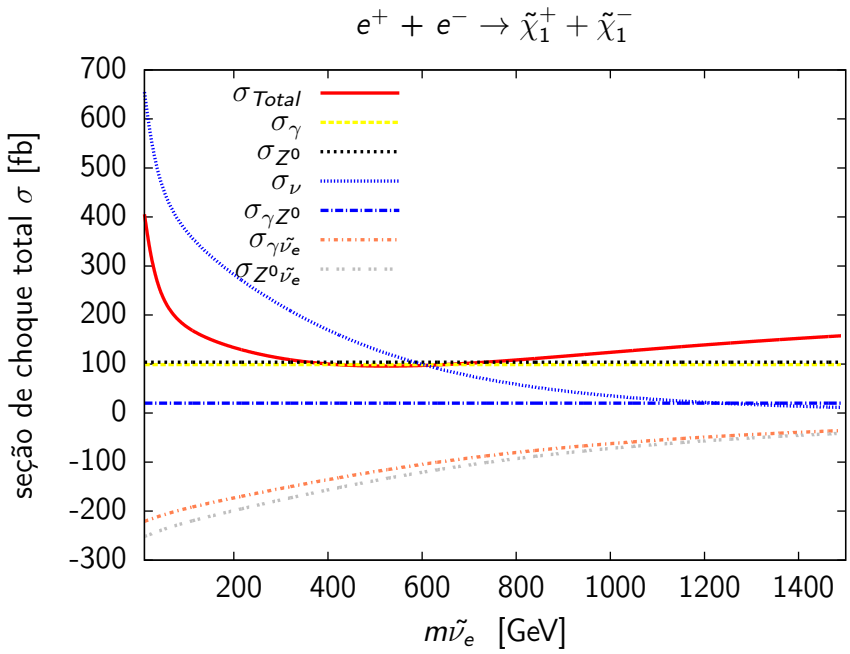

Figura 3.8: Seções de choque individuais e a total em que a massa do sneutrino é variável(parâmetros de entrada obtido de sps1a).

Na figura 3.9, mostramos nossos resultados para a seção de choque de produção de charginos no ILC a 1 TeV, em todos os cenários SPS. Como podemos verificar, o cenário SPS 1a é o mais favorável à produção e detecção dos charginos, enquanto que o cenário SPS7 é o menos favorável.

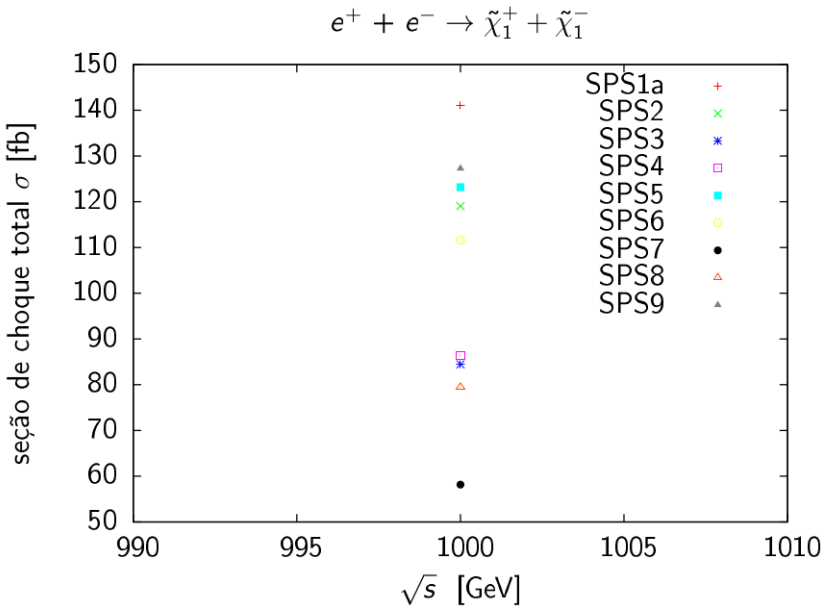

Figura 3.9: Seção de choque total para $\sqrt{s} = 1000$ GeV.

Na figura 3.10, apresentamos os nossos resultados para a seção de choque total em todos os cenários SPS em função da energia de centro de massa do futuro colisor linear e^+e^- (ILC). Observando o comportamento da curva com relação a energia, podemos notar que para certos cenários, ocorre o cruzamento entre as curvas de cenários diferentes, portanto o comportamento da seção de choque com a energia não é o mesmo em geral. Assim, diferentes mecanismos de quebra de supersimetria podem ou não ser distinguidos dependendo do cenário. Além disso, as curvas na figura 3.10 apresentam formas distintas e para ($350\ GeV < \sqrt{s} < 850\ GeV$) o cenário SPS2 é o mais promissor. Para valores acima de $\sqrt{s} > 850\ GeV$, os cenários SPS1a, SPS9 (linha amarela) e SPS5 se mostraram os mais favoráveis a produção de charginos leves.

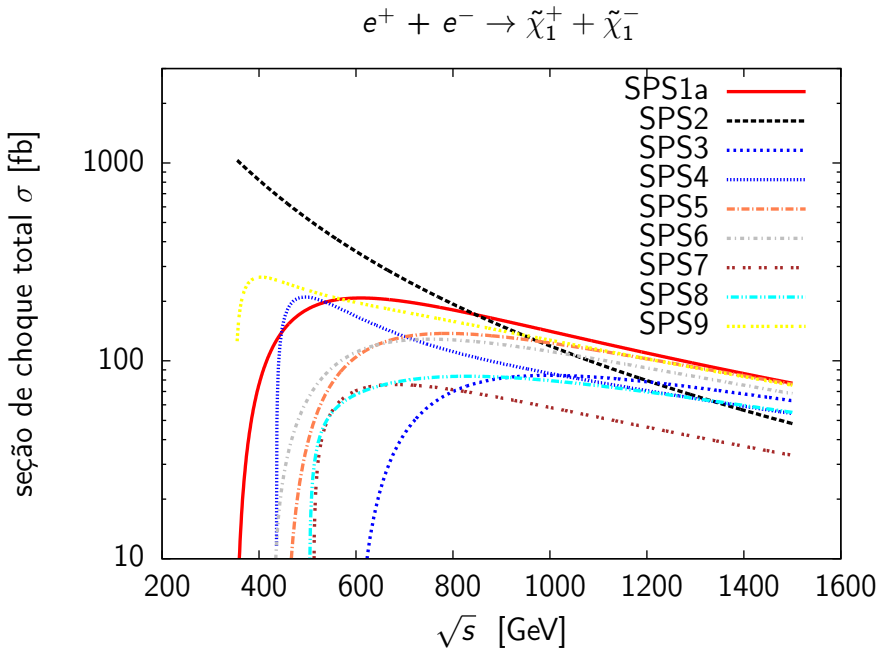

Figura 3.10: Seção de choque total em função de $\sqrt{s}$.

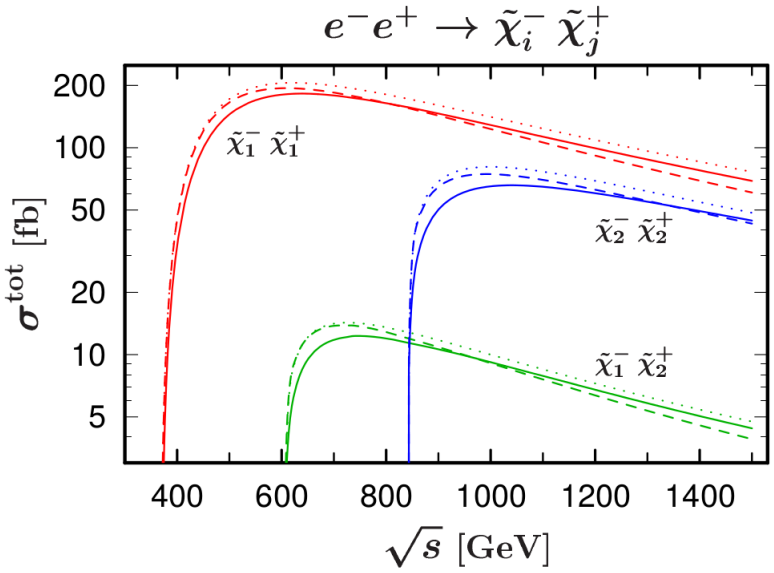

Figura 3.11: Seção de choque total (LO e comparável a NLO) em função de $\sqrt{s}$ para charginos "leves"e "pesados" [36].

Na figura 3.11 mostramos a fim de comparação os resultados da referência [36], que incluem tanto o resultado em ordem dominante (linhas pontilhadas), quanto incluindo correções fracas (linhas tracejadas) e a nível de um laço (NLO) (linhas contínuas). Nossos resultados são comparáveis aos das linhas vermelhas pontilhadas, que são para os charginos mais leves. Não faz parte do escopo de nosso trabalho o estudo da produção dos charginos mais pesados.

Também estudamos o número de eventos previstos para o ILC. Para isso, usamos a luminosidade prevista para o ILC a $\sqrt{s} = \ 500\ GeV$, que é de $\mathcal{L} = 3,6 \cdot 10^{34} cm^{-2} s^{-1}$. Com essa informação [35], podemos estimar o número de eventos[4] relacionados a produção de charginos. Como vimos nos resultados obtidos, o cenário mais favorável é o SPS1a. Logo, usaremos a seção de choque total deste cenário para esta análise.

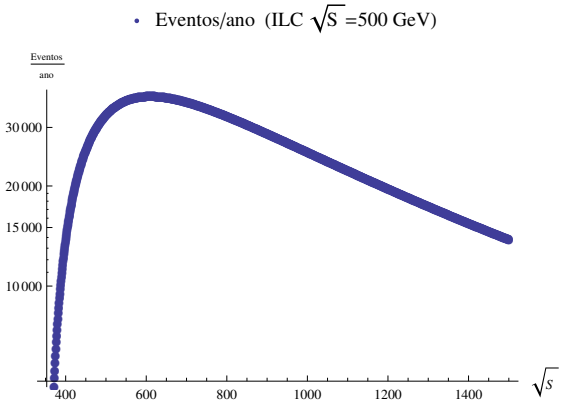

Figura 3.12: Eventos previstos no ILC para $\sqrt{s} = \ 500\ GeV$.

Vemos na figura 3.12 que o chargino tendo uma massa de 600 GeV, o número de eventos por ano seria relevante. Essa produção aumentará de um fator de 1.8 para 3.6 quando o ILC fizer o upgrade de $E_{cm} = \ 1\ TeV$.

[4] Número de Eventos $L\sigma$, onde L é a luminosidade integrada.

3.10 Conclusões

Na figura 3.9, o cenário que favorece a produção de charginos para ($350\ GeV < \sqrt{s} < 850\ GeV$) é o cenário SPS2. Para valores acima de $\sqrt{s} > 850\ GeV$, os cenários SPS1a, SPS9 e SPS5 se mostraram os mais favoráveis a produção de charginos leves. Ademais, como mostra a figura 3.11, a diferença entre a seção de choque a nível de árvore e a nível de um laço é considerável e, futuramente, devemos incluir essa correção para termos uma precisão maior na seção de choque total. Vimos também que esse processo não é sensível unicamente às massas dos charginos e sneutrinos, mas também aos valores de M, μ e tan (β), que caracterizam cada cenário de quebra de supersimetria.

Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho de dissertação de Mestrado, estudamos o mecanismo de geração de massa dentro do SM, obtemos os Lagrangeanos de interação do Modelo Padrão Eletrofraco a partir do princípio de gauge, apresentamos uma visão geral do MSSM e calculamos a produção de charginos (leves) para o futuro acelerador ($e^+ + e^-$) linear internacional (ILC). O próximo passo é estudarmos a produção de charginos em colisões hadrônicas, para o LHC e o Futuro Colisor Circular (FCC), a ser construído na era pós-LHC, agora em fase de projeto, para alcançar 100 TeV de energia de centro de massa. Além disso, pretendemos estudar a produção de neutralinos para o ILC, LHC e FCC.

Os resultados presentes nessa dissertação, no que diz respeito à produção de charginos, foram apresentadas em dois eventos internacionais [1, 2], no XXXVII Congresso Paulo Leal Ferreira de Física (IFT-UNESP/2014) e fazem parte de um artigo em andamento contendo os resultados acima citados.

As buscas por supersimetria e as massas das partículas supersimétricas estão sendo fortemente restringidas pelos dados do LHC, mas espera-se que com o funcionamento do LHC na energia de centro de massa máxima de 14 TeV, novas descobertas venham a ampliar o nosso conhecimento a respeito da Natureza das partículas.

Apêndice A

Matrizes de diagonalização do Lagrangeano de Massa

As matrizes de diagonalização são usadas para diagonalizar os auto-estados dos charginos para os seus auto-estados de massa. Os valores abaixo correspondem ao cenário de quebra de SUSY SPS1a

$$\text{Matriz U} = \begin{pmatrix} 0.912712 & 0.408603 \\ 0.408603 & 0.912712 \end{pmatrix} \tag{A.1}$$

$$\text{Matriz V} = \begin{pmatrix} 0.971917 & 0.235326 \\ 0.235326 & 0.971917 \end{pmatrix} \tag{A.2}$$

$$O'_L 11 = -0.732612 \ , \ O'_L 22 = -0.28799 \tag{A.3}$$

$$O'_R 11 = -0.676823 \ , \ O'_R 22 = -0.343779 \tag{A.4}$$

Apêndice B

O Colisor Linear Internacional (ILC)

O ILC [35] é um colisor linear de elétron-pósitron que operará, no regime máximo, com $\sqrt{s} = 1000\ GeV$. Uma das grandes vantagens de colisores de léptons está no sinal mais "limpo[1]"dos processos eletrofracos. Os principais objetivos do ILC são,

Energy	Reaction	Physics Goal
91 GeV	$e^+e^- \to Z$	ultra-precision electroweak
160 GeV	$e^+e^- \to WW$	ultra-precision W mass
250 GeV	$e^+e^- \to Zh$	precision Higgs couplings
350–400 GeV	$e^+e^- \to t\bar{t}$	top quark mass and couplings
	$e^+e^- \to WW$	precision W couplings
	$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}h$	precision Higgs couplings
500 GeV	$e^+e^- \to f\bar{f}$	precision search for Z'
	$e^+e^- \to t\bar{t}h$	Higgs coupling to top
	$e^+e^- \to Zhh$	Higgs self-coupling
	$e^+e^- \to \tilde{\chi}\tilde{\chi}$	search for supersymmetry
	$e^+e^- \to AH, H^+H^-$	search for extended Higgs states
700–1000 GeV	$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}hh$	Higgs self-coupling
	$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}VV$	composite Higgs sector
	$e^+e^- \to \nu\bar{\nu}t\bar{t}$	composite Higgs and top
	$e^+e^- \to \tilde{t}\tilde{t}^*$	search for supersymmetry

Figura B.1: Objetivos do ILC

Na figura abaixo, temos a estrutura do ILC,

[1]Em colisores hadrônicos, a taxa de processos da QCD é relativamente maior que os processos envolvendo a interação fraca.

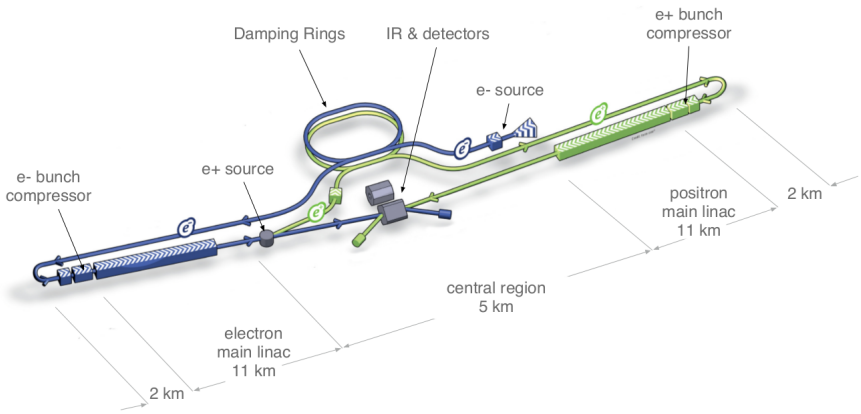

Figura B.2: Estrutura do ILC

Na linha verde, temos o compressor de feixe pósitrons e na linha azul, o compressor de feixe de elétrons. Os elétrons e pósitrons são enviados por essas linhas e colidem no ponto central (IR & Detectors).

Da tabela B.1, vemos que não é só a medida ultra-precisa dos parâmetros eletrofracos constituem o objetivo do ILC, mas também a busca por teorias além do SM, como por exemplo: Supersymmetry, extended Higgs States, Composite Higgs Sector, Composite Higgs and Top. Além disso, alguns pesquisadores [35] fizeram a predição das massas dos charginos, gluinos, seletrons,s-quark u, s-quark d para um limite superior de $\sqrt{s} = 500\ GeV$, como é ilustrado na tabela B.3

	$\widetilde{\chi}_1^+$	$\widetilde{g}$	$\widetilde{e}_R$	$\widetilde{u}$, $\widetilde{d}$
Barbieri-Giudice [48]	110	350	250	420
Ross-Roberts [49]	110	560	200	520
de Carlos-Casas [50]	250	1100	450	900
Anderson-Castano [51]	270	750	400	900
Chan-Chattopadhyay-Nath [52]	250	930	550	900
Giusti-Romanino-Strumia [53]	500	1700	600	1700
Feng-Matchev-Moroi [54]	240/340	860/1200	1700/2200	2000/2300

Figura B.3: Predições de Massa das partículas supersimétricas

Na tabela abaixo, vemos algumas características de funcionamento do ILC. Um parâmetro relevante para os experimentos em física de partícula é a luminosidade do colisor. A luminosidade nos informa quantos eventos por segundo o colisor é capaz de produzir.

Table 3.1. Summary table of the 250–500 GeV baseline and luminosity and energy upgrade parameters. Also included is a possible 1st stage 250 GeV parameter set (half the original main linac length)

			Baseline 500 GeV Machine			1st Stage	L Upgrade	E_{CM} Upgrade	
								A	B
Centre-of-mass energy	E_{CM}	GeV	250	350	500	250	500	1000	1000
Collision rate	f_{rep}	Hz	5	5	5	5	5	4	4
Electron linac rate	f_{linac}	Hz	10	5	5	10	5	4	4
Number of bunches	n_{b}		1312	1312	1312	1312	2625	2450	2450
Bunch population	N	$\times 10^{10}$	2.0	2.0	2.0	2.0	2.0	1.74	1.74
Bunch separation	Δt_{b}	ns	554	554	554	554	366	366	366
Pulse current	I_{beam}	mA	5.8	5.8	5.8	5.8	8.8	7.6	7.6
Main linac average gradient	G_{a}	MV m^{-1}	14.7	21.4	31.5	31.5	31.5	38.2	39.2
Average total beam power	P_{beam}	MW	5.9	7.3	10.5	5.9	21.0	27.2	27.2
Estimated AC power	P_{AC}	MW	122	121	163	129	204	300	300
RMS bunch length	σ_{z}	mm	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.250	0.225
Electron RMS energy spread	$\Delta p/p$	%	0.190	0.158	0.124	0.190	0.124	0.083	0.085
Positron RMS energy spread	$\Delta p/p$	%	0.152	0.100	0.070	0.152	0.070	0.043	0.047
Electron polarisation	P_{-}	%	80	80	80	80	80	80	80
Positron polarisation	P_{+}	%	30	30	30	30	30	20	20
Horizontal emittance	$\gamma\epsilon_{\mathrm{x}}$	µm	10	10	10	10	10	10	10
Vertical emittance	$\gamma\epsilon_{\mathrm{y}}$	nm	35	35	35	35	35	30	30
IP horizontal beta function	β_{x}^{*}	mm	13.0	16.0	11.0	13.0	11.0	22.6	11.0
IP vertical beta function	β_{y}^{*}	mm	0.41	0.34	0.48	0.41	0.48	0.25	0.23
IP RMS horizontal beam size	σ_{x}^{*}	nm	729.0	683.5	474	729	474	481	335
IP RMS veritcal beam size	σ_{y}^{*}	nm	7.7	5.9	5.9	7.7	5.9	2.8	2.7
Luminosity	L	$\times 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1}	0.75	1.0	1.8	0.75	3.6	3.6	4.9
Fraction of luminosity in top 1%	$L_{0.01}/L$		87.1%	77.4%	58.3%	87.1%	58.3%	59.2%	44.5%
Average energy loss	δ_{BS}		0.97%	1.9%	4.5%	0.97%	4.5%	5.6%	10.5%
Number of pairs per bunch crossing	N_{pairs}	$\times 10^{3}$	62.4	93.6	139.0	62.4	139.0	200.5	382.6
Total pair energy per bunch crossing	E_{pairs}	TeV	46.5	115.0	344.1	46.5	344.1	1338.0	3441.0

Figura B.4: Características do ILC

Apêndice C

Relações dos σ nas Descobertas de Novas Partículas [39]

C.1 Distribuição Gaussiana

Em física de partículas as descobertas de novas partículas estão relacionadas a um desvio padrão (σ), quanto maior for esse desvio maior é a chance de ser uma nova partícula. Usualmente, o valor mínimo desse desvio é de cinco sigmas (5σ). Isso significa que a probabilidade de ser um ruído (desvio estatístico) equivale a 1 em 3500000, isto é, $P = 2.857142 \cdot 10^{-7} = 0.000028514$ por cento[1]. Os valores de σ estão mais detalhados a seguir. Em uma distribuição Gaussiana temos associada a esta os valores-p, os quais nos dizem a probabilidade de uma dada medida ser um erro estatístico[2].

σ	Valores-p[%]
1σ	15.85
2σ	2.28
3σ	0.135
4σ	0.003165
5σ	0.00002865

Dessa forma, podemos interpretar os cinco sigmas como uma probabilidade de 0.00002865% ser um erro estatístico.

[1] No caso de lançarmos uma moeda para cima, sabemos que a probabilidade de uma moeda cair com uma das faces pra cima é $P = 0.5$ ou 50 por cento.

[2] Os valores-p da tabela abaixo estão associados a apenas um lado da Gaussiana.

Apêndice D

Exclusões de Intervalos de Massa dos Charginos - CMS [CERN]

D.1 Exclusões CMS

Nas duas figuras abaixo, vemos as faixas de exclusão de massa dos charginos leves.

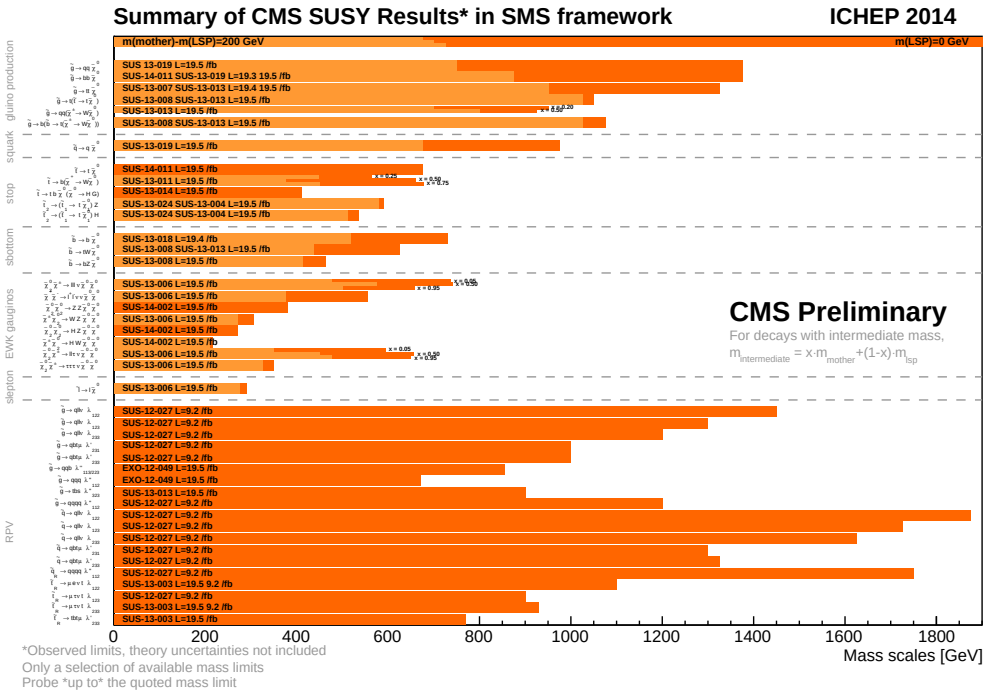

Tabela D.1: Tabela de exclusões de massa dos charginos - CMS

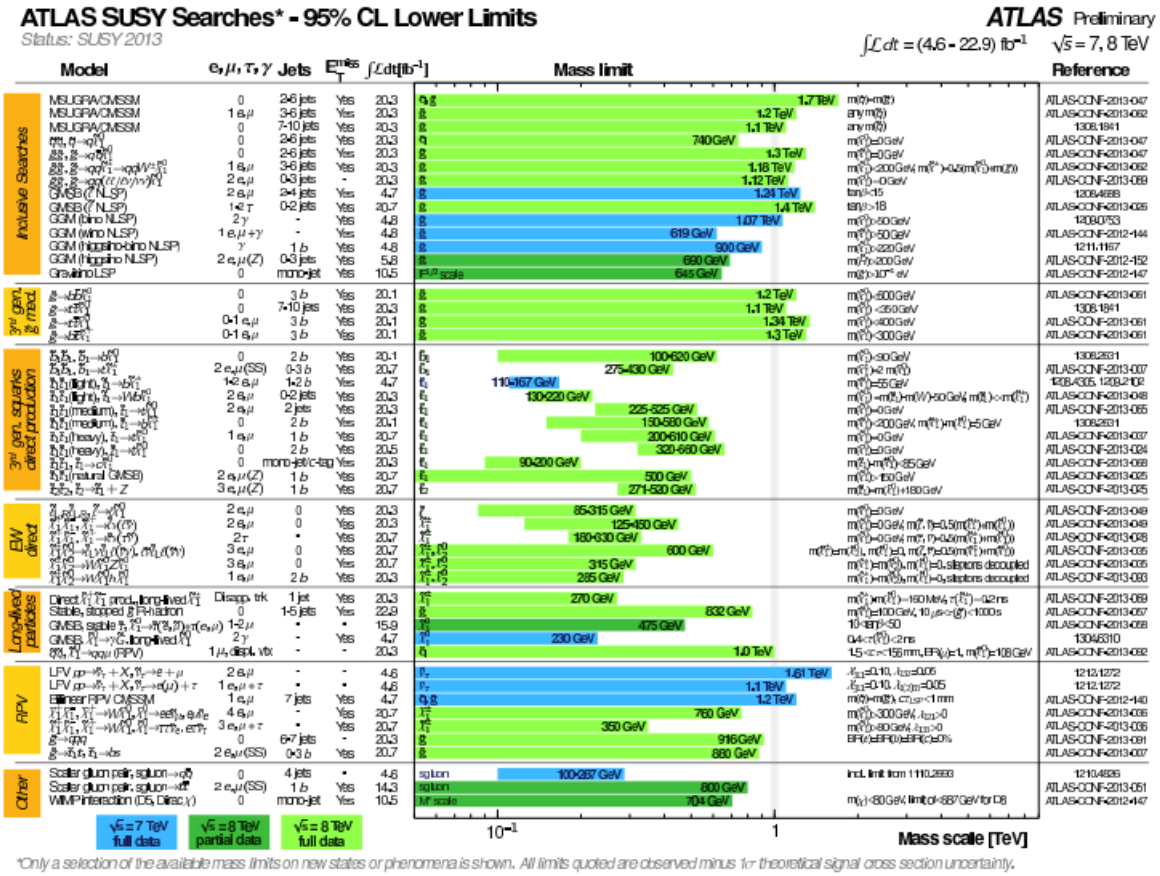

Tabela D.2: Tabela de exclusões de massa dos charginos -ATLAS

Referências Bibliográficas

[1] Production of Charginos at the ILC; Summer School and Workshop On High Energy Physics At The LHC: New Trends In High Energy Physics; Natal; Brazil; 2014. `http://iip.ufrn.br/eventsdetail?inf===gTUVVP`.

[2] Production of Charginos and Neutralinos on the MSSM; Going On After the LHC8 (GOAL) Workshop (ICTP-SAIFR / UNESP); São Paulo; Brazil; 2014. `http://www.ictp-saifr.org/?page_id=5313`.

[3] WEINBERG, S. *Phys. Rev. Lett.*, 19, 1264 (1967).

[4] SALAM, A. in "Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analyticity"(Nobel Symposium No. 8), edited by N. Svartholm (Almqvist and WIksell, Stockholm, 1968), p. 367.

[5] T'HOOFT, G. *Nucl. Phys.*, B33, 173 (1971); idem, B35, 167 (1971).

[6] GLASHOW, S. L. *Nucl. Phys.*, 22, 579 (1961).

[7] NAGASHIMA, Y. *Elementary Particle Physics; Volume 1: Quantum Field Theory and Particles*; Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2010.

[8] `http://home.web.cern.ch/topics/higgs-boson`, Acesso em: 1 fev. 2015.

[9] G. AAD et al. [ATLAS Collaboration], *Phys. Lett.*, B 716 (2012) 1.

[10] CHATRCHYYAN, S. et al. *Phys. Lett.*, B 716 (2012) 30.

[11] KANE, G. *Supersymmetry: Unveiling The Ultimate Laws and Nature*. Perseus, 2000.

[12] BAER, H.;TATA, X. *Weak Scale Supersymmetry: From Superfields to Scattering Events*. Cambridge: Cambridge University Press, 2006.

[13] NOVAES, S. F. Standard Model: An Introduction; Proceedings of the X J. A. Swieca Summer School (World Scientific, Singapore, 2000),`http://arxiv.org/abs/hep-ph/0001283v1`. Acesso em: 10 ago. 2014.

[14] PICH, A. The standard Model of Electroweak Interactions. *CERN-2012-001, pp.1-50.*

[15] DONOGHUE, J. F.;GOLOWICH, E.;HOLSTEIN, B. R. *Dynamics of the Standard Model.* Cambridge: Cambridge University Press, 1996.

[16] HALZEN, F.; MARTIN, A. D.*Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. New York: John Wiley, 1984.

[17] GREINER W., MÜLLER, B. *Gauge Theory of Weak Interactions*. 2. ed. Berlin: Springer, 1996.

[18] DESAI. P. B. *Quantum Mechanics with Basic Field Theory.*Cambridge: Cambridge University Press, 2010.

[19] YUKAWA, H. Proc. Phys.-Math. SOc.Japan, 17 (1935) 48; YUKAWA, H.; SAKATA, S. ibid., I9 (1937) 1084.

[20] LATTES, C. M. G.; OCCHIALINI G. P. S., POWELL C. F. "Observations on the Tracks of Slow Mesons in Photographic Emulsions." Nature, 160, 453 (1947). LATTES, C. M. G; MUIRHEAD, H.; OCCHIALINI, G. P. S., and POWELL, C. F., Nature, 159, 694 (1947).

[21] AMALDI, U.; de BOER, W.; FURSTENAU, H. Comparison of grand unified theories with electroweak and strong coupling constants measured at LEP. Phys. Lett. B, v. 260, n. 3-4, p. 447-455, May 1991.

[22] ELLIS, J. R.; Beyond the standard model for hill walkers. Disponível em: <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9812235v1>. Acesso em: 27 fev. 2015.

[23] MARTIN, S. P. A supersymmetry primer. Disponível `http://arxiv.org/abs/hep-ph/9709356v5`. Acesso em: 27 fev. 2015.

[24] OLIVE, K. A. et al. (Particle Data Group), Chin. Phys. C, 38, 090001 (2014).

[25] CAHN, R. N. The Eighteen Arbitrary Parameters of the Standard Model in your Everyday Life. *Rev. Mod. Phys.* 68, 951 (1996).

[26] PAIGE, F. E.; WELLS, J. Anomaly mediated SUSY breaking at the LHC. Disponível `http://arxiv.org/abs/hep-ph/0001249`. Acesso em: 27 fev. 2015.

[27] RODRIGUEZ, M. C. History of supersymmetric extensions of the standard model. *Int. J. Mod. Phys. A*, v. 25, n. 6, p. 1091-1121, Mar. 2010.

[28] BRENNER MARIOTTO, C.;RODRIGUEZ, M. C.; Investigating gluino production at the LHC. *Braz. J. Phys.*, v. 38, n. 3B, p. 503-506, Sept. 2008.

[29] BRENNER MARIOTTO, C.; ESPINDOLA, D. B.; RODRIGUEZ, M. C. Gluino production in ultrarelativistic heavy ion collisions and nuclear shadowing. *Phys. Rev. C*, v. 83, n. 6, 064902 6p., June 2011.

[30] ESPINDOLA, D. B.; RODRIGUEZ, M. C.; BRENNER MARIOTTO, C. (2013).Photino and Gluino Production in SQED and SQCD. *Brazilian Journal of Physics, 43(1-2) 105-120.*

[31] Produção de Fotinos e Gluínos nas extensões Supersimétricas da Eletrodinâmica Quântica e da Cromodinâmica Quântica; Danusa Bueno Espíndola ; Dissertação de Mestrado; Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre: 2011.

[32] GHODBANE, N.; MARTYN, H. U.; Compilation of SUSY particle spectra from Snowmass 2001 benchmark models; January 2002. Disponível em `http://arxiv.org/abs/hep-ph/0201233`. Acesso em: 27 out. 2014.

[33] BARTL, A.; FRAAS, H.; MAJEROTTO, W. Signatures of Chargino Production In e^-e^+ Collisions; *Z.Phys.* C30 (1986) 441.

[34] `http://www.ippp.dur.ac.uk/~georg/sps/sps.html` Acesso em: 5 jan 2015.

[35] ILC Technical Design Report
`http://www.linearcollider.org/ILC/Publications/Technical-Design-Report`
Acesso em: 1 jan 2015.

[36] ÖLLER, W.; EBERL, H.; MAJEROTTO, W. Precise predictions for chargino and neutralino pair production in e^-e^+ ; *Phys.Rev.* D71 (2005) 115002.

[37] DÍAZ, M. A.; RIVERA, M. A; ROSS, D. A. NLO Polarized Chargino pair Production in Electron Positron Annihilation; *JHEP 1004:098*,(2010).

[38] PAUCAR, M. G. Production of long lived charginos at the LHC. *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 485. No. 1. IOP Publishing, 2014.

[39] BEHNKE, O.; KRÖNINGER,Kröninger K., SCHOTT, G., Schörner-Sadenius, *Data Analysis in High Energy Physics: A Practical Guide to Statistical Methods*. Weinheim: WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2013.

[40] DRESS, M.; GODBOLE, R.; ROY, P. *Theory and Phenomenology of Sparticles: An Account of four-dimensional N=1 Supersymmetry in High Energy Physics*. Singapore: World Scientific, 2004.

[41] ALLANACH, B.C. et al. The Snowmass Points and Slopes: Benchmarks for SUSY Searches, hep-ph/0202233v1.

[42] CHENG, T.; LI, L. *Gauge Theory of Elementary Particles*. Oxford: Oxford University Press, 1984.

[43] GRIFFITHS, D. *Introduction to Elementary Particles*. 2. ed. Weinheim: WILEY-VCH, 2008.