

Fernando Luiz de Campos Carvalho

Produção de escalares

em Modelos com 1 e 2 dubletos de Higgs

Tese de Mestrado

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro

Março de 1991

*A beach is a place where a man can feel
He's the only soul in the world that's real ...
- P. Townshend -*

Agradecimentos

- Ao Simões pela orientação e tranquilidade.
- À minha família e aos amigos, pelo apoio e estímulo.
- Ao CNPq, pelo apoio financeiro.

Resumo

Estudamos uma extensão do Modelo Padrão de Interações Eletrofracas baseada na introdução de mais um dubleto de escalares resultando no aparecimento de dois escalares neutros, um pseudoescalar e dois escalares carregados. A introdução do dubleto possibilita a implementação de vínculos fornecidos pela Supersimetria, restringindo a massa destes escalares. Outro aspecto estudado na extensão foi a introdução de um singlete direito neutro no setor leptônico, gerando massa tipo Dirac para os neutrinos.

Calculamos então a produção real e virtual destes escalares via aniquilação $e^+ e^-$, considerando dois casos específicos: o primeiro baseado nos vínculos supersimétricos e o segundo caso no qual a massa destes escalares assim como os ângulos de mistura não estão vinculados.

A partir dos resultados obtidos, comparamos a produção de escalares supersimétricos com o escalar do Modelo Padrão em regiões de energia possíveis de serem atingidas em aceleradores como o LEP II.

Sumário

Resumo	iv
Lista de Figuras	viii
Lista de Tabelas	x
Introdução	11
1 O Lagrangeano de Fermi e a descrição das interações fracas	14
1.1 Uma rápida apresentação de Teorias de Gauge	18
2 Quebra de simetrias e Mecanismo de Higgs	22
2.1 Introdução	22
2.2 Quebra de Simetrias	22
2.3 Quebra Explícita de Simetria	23
2.4 A Quebra Espontânea de Simetria	23
2.5 Um exemplo local: O Mecanismo de Higgs	31
3 O Modelo Padrão de Interações Eletrofracas	36
3.1 Introdução	36
3.2 A quebra espontânea de simetria no Modelo Padrão	42

3.3	A massa dos fermions	46
3.4	O boson de Higgs	47
4	Uma extensão do Modelo Padrão	52
4.1	Introdução de novos campos	52
4.2	Larguras de decaimentos dos novos escalares	67
4.3	Possibilidade de novos vínculos no modelo estendido	69
5	Limites experimentais	72
5.1	Introdução	72
5.2	Limites experimentais para o escalar no Modelo Padrão	72
5.3	Limites experimentais para escalares no Modelo Estendido	73
5.3.1	Limites para os esclares neutros	74
5.3.2	Limites para os escalares carregados	75
6	Produção de escalares	78
6.1	Introdução	78
6.2	Vínculos Teóricos	79
6.3	Efeito da produção direta e virtual de escalares	80
6.3.1	O escalar no Modelo Padrão	81
6.3.2	Escalares no Modelo Estendido	84
6.4	Sobre a massa dos neutrinos	104
7	Conclusão	108

Apêndice A

112

Bibliografia

114

æ

Lista de Figuras

2.1	Configuração de mínimo para o caso $\mu^2 > 0$	25
2.2	Configuração de mínimo para o caso $\mu^2 < 0$	26
2.3	Configuração de mínimo no caso de $\mu^2 > 0$	28
6.1	Região inferior permitida de acordo com a Supersimetria	80
6.2	Aniquilação elétron-pósitron em muons	81
6.3	Largura de decaimento do Higgs em função da massa	82
6.4	Decaimento em escalar no Modelo Padrão via processo de Bjorken	83
6.5	Aniquilação elétron-pósitron em Higgs- $b\bar{b}$	85
6.6	Aniquilação elétron-pósitron em Higgs- $b\bar{b}$	86
6.7	Largura de decaimento do escalar leve em função da massa	88
6.8	Decaimento em escalar no Modelo Estendido	88
6.9	Aniquilação elétron-pósitron em Higgs leve- $b\bar{b}$ em função da energia do centro de massa	91
6.10	Aniquilação elétron-pósitron em Higgs leve- $b\bar{b}$ em função da energia do centro de massa	92
6.11	Aniquilação elétron-pósitron em Higgs leve- $b\bar{b}$ em função da energia do centro de massa	93

6.12 Razão entre as seções de choque para o escalar leve para a) $m_{H_2^0} = 50 \text{ GeV}$ e b) $m_{H_2^0} = 90 \text{ GeV}$	94
6.13 Largura de decaimento do pseudoescalar em função da massa	98
6.14 Decaimento em pseudoescalar no Modelo Estendido	98
6.15 Aniquilação elétron-pósitron em pseudoescalar- $b\bar{b}$ em função da energia do centro de massa	99
6.16 Aniquilação elétron-pósitron em pseudoescalar- $b\bar{b}$ em função da energia do centro de massa	100
6.17 Aniquilação elétron-pósitron em pseudoescalar- $b\bar{b}$ em função da energia do centro de massa	101
6.18 Aniquilação elétron-pósitron em Higgs carregado- $\tau^-\bar{\nu}_\tau$ para $m_{H^\pm} =$ a) 40 GeV , b) 50 GeV e c) 60 GeV	103

Lista de Tabelas

4.1	Auto-valores dos férmions e escalares	54
5.1	Limites da massa do escalar Padrão	76
5.2	Limites da massa do escalar leve e pseudoescalar	76
5.3	Limites da massa do pseudoescalar	76
5.4	Limites da massa do escalar carregado	77
7.1	Limites gerais das massas dos escalares	108

Introdução

Os trabalhos desenvolvidos na área de Física de Partículas, especialmente em Física de Altas Energias, vêm se tornando cada vez mais urgentes em função dos novos aceleradores tais como o LEP II(CERN) e o SSC, que testarão a validade de modelos desenvolvidos recentemente. O Modelo Padrão de Interações Eletrofracas proposto por Glashow, Weinberg e Salam será novamente o principal alvo a partir da procura do boson de Higgs. No Modelo Padrão temos um escalar neutro como resultado da quebra espontânea de simetria. Além deste escalar, a possibilidade de detecção de partículas previstas em extensões do Modelo Padrão será possível. Estas extensões tem grande importância no que diz respeito às tentativas de unificação das interações. A última das tentativas, através de Modelos Grande Unificados não atingiu o objetivo mas, mesmo assim, nos deixou a possibilidade de considerarmos aspectos das extensões que poderiam servir de base para a elaboração de uma teoria de partículas elementares mais completa. Neste sentido desenvolvemos o nosso trabalho baseado na extensão do setor escalar do Modelo Padrão através da introdução de mais um dubleto de escalares resultando assim na origem de cinco escalares, dentre os quais dois deles são carregados, dois neutros e um pseudoescalar além da introdução de um singlete direito neutro no setor dos leptons para os neutrinos gerando massa tipo Dirac para os neutrinos. A introdução de mais um

dubleto de escalares no Modelo Padrão do ponto de vista da Supersimetria é fundamental pois, de acordo com esta, o novo dubleto possibilita o cancelamento de divergências que aparecem já no Modelo Padrão. Também com a introdução de mais um dubleto podemos analisar como fica a origem de massa dos leptons no Modelo. Já a introdução do singlete direito neutro no setor fermiônico gerando massa para os neutrinos é uma tentativa de estudar as consequências da massa no setor leptônico como um todo.

No desenvolvimento do trabalho, a partir da imposição de vínculos da Supersimetria consegue-se delimitar a região de busca dos escalares de Higgs apesar de não se considerar a influência dos parceiros supersimétricos neste calculos. Possivelmente estes parceiros supersimétricos têm uma escala de massa da ordem de W^\pm ou Z^0 ficando assim fora do objetivo do trabalho.

Desta forma, comparamos a produção de escalares reais ou virtuais nos modelos Extendido sem vínculos, Supersimétrico e Padrão bem como a possibilidade da observação em aceleradores tais como o LEP II ou o SSC.

Os capítulos estão divididos da seguinte forma:

Capítulo 1: fazemos um breve apanhado da teoria de Fermi e uma introdução às teorias de gauge.

Capítulo 2: introduzimos o fenômeno de quebra espontânea de simetria através de exemplos.

Capítulo 3: estabelecemos o Modelo Padrão de forma simplificada e apontamos a possibilidade de realização de extensões.

Capítulo 4: desenvolvemos a extensão baseada na introdução de mais um dubleto

de escalares e calculamos as larguras de decaimento dos novos escalares.

Capítulo 5: os resultados experimentais são apresentados, considerando essencialmente dois detectores: ALEPH e DELPHI.

Capítulo 6: calculamos a produção de escalares virtuais e reais e discutimos seus limites de produção e decaimento assim como a possibilidade de detecção destes.

Capítulo 7: Conclusão.

Capítulo 1

O Lagrangeano de Fermi e a descrição das interações fracas

O objetivo de descrever de maneira unificada as interações conhecidas na Natureza (interações forte, fraca, eletromagnética e gravitacional) é um dos principais pontos perseguidos pela Física desde o início do século. Particularmente, a idéia de descrever as interações eletromagnética e fraca teve um grande impulso a partir do modelo de Fermi. Neste modelo, ambas as forças são descritas a partir de características comuns apesar das diferenças fundamentais entre elas. Na base desta descrição encontra-se a eletrodinâmica quântica que por muito tempo foi a única teoria considerada coerente e, baseada na possibilidade de separação do Hamiltoniano em duas partes, uma solúvel exatamente e a outra suficientemente pequena a ponto de a expansão em série de seus termos ser convergente, e serem realizados cálculos com a precisão necessária para a comparação com os dados experimentais. A ordem de grandeza deste termo no Hamiltoniano é associada à uma constante cuja característica é o fato desta ser muito menor que 1 e, na QED, a constante associada é a constante de estrutura fina $\alpha = 1/137$. A tentativa de aplicar a mesma técnica às interações forte e fraca não correspondeu à expectativa e então uma maneira complementar de desenvolver a teoria de Fermi para as interações

fracas tornou-se necessária. A principal delas foi o modelo do boson vetorial a partir do qual se chegou à estrutura atualmente conhecida como Modelo Padrão tendo como suporte as teorias de gauge, mais precisamente as teorias de Yang-Mills. Como veremos, as teorias de gauge respondem algumas das questões formuladas sobre as interações fracas e fornecem resultados compatíveis com as características experimentais destas interações.

O Lagrangeano proposto por Fermi, até o início da década de sessenta, era considerado o melhor meio de descrever as interações fracas. A estrutura era parecida com a da eletrodinâmica a partir da definição de um operador de corrente $J_{\mu}(x)$.

$$L_F = \frac{G}{\sqrt{2}} J^{\mu}(x) J_{\mu}(x) \quad (1.1)$$

no qual, a constante G é a constante de acoplamento de Fermi cuja ordem de grandeza é igual a $10^{-5} m_{\text{próton}}^{-2}$, e o operador de corrente é definido a partir de dois termos: um correspondente ao setor leptônico e o outro correspondente ao setor hadrônico com a mesma característica V-A. A parte leptônica pode ser escrita da seguinte forma:

$$l_\rho(x) = \bar{e}(x) \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \nu_e(x) + \bar{\mu}(x) \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \nu_\mu(x) + \bar{\tau}(x) \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \nu_\tau(x) \quad (1.2)$$

na qual as letras representam os operadores de campo das partículas correspondentes. No caso da parte hadrônica, nenhuma expressão tão simples como a fornecida acima existe. As várias tentativas resultaram no estabelecimento do grupo $SU(3) \otimes SU(3)$ de simetria quiral das interações fortes. De forma ilustrativa, suponhamos os quarks representados pelas campos $p(x)$, $n(x)$ e $\lambda(x)$. A corrente hadrônica pode ser escrita da seguinte maneira:

$$h_\rho(x) = \bar{p}(x) \gamma_\rho (1 - \gamma_5) [\cos \theta n(x) + \sin \theta \lambda(x)] \quad (1.3)$$

onde θ é o ângulo de Cabibbo.

O Lagrangeano proposto por Fermi conseguia conter a maioria dos resultados experimentais e resumir princípios como os da corrente vetorial conservada (CVC) e a propriedade de leptons e quarks terem a mesma característica nas interações (universalidade). Portanto, o ajuste entre dados experimentais e princípios teóricos era satisfatório o suficiente. O estudo posterior de teorias de gauge, segundo J. Iliopoulos [1], é devido à necessidade de construção de uma teoria que contivesse estes princípios e ajustasse os dados obtidos até então. O primeiro passo na construção de tal teoria foi dado com a construção do modelo do boson vetorial intermediário, baseado na QED. O Lagrangeano proposto neste modelo foi:

$$L_W = g J^\mu(x) W_\mu(x) + h.c. \quad (1.4)$$

no qual W_μ é o campo de um boson vetorial carregado que nas interações fracas assume o mesmo papel que o fóton na eletrodinâmica. A relação entre a constante g e a constante de Fermi é dada por:

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \simeq \frac{g^2}{m_W^2} \quad (1.5)$$

onde m_W é a massa do boson.

Como sabemos, não só bosons carregados existem mas temos um neutro, o que favoreceu as teorias de gauge nas quais estes bosons apareciam naturalmente.

Como havíamos dito, a base do desenvolvimento das teorias de interações fracas foi a QED apesar das diferenças existentes entre estas. Os principais pontos são:

A interação eletromagnética é de longo alcance enquanto as interações fracas são de curto alcance.

A corrente eletromagnética é conservada enquanto a corrente fraca não o é.

O fóton é neutro e os bosons aparecem em três estados de carga.

Estas diferenças se refletem em aspectos como o propagador do fóton e do boson. No primeiro caso, o propagador, no gauge de Feynman, é dado por $g^{\mu\nu}/k^2$ e a altas energias decresce na razão de $1/k^2$. No caso do boson vetorial, pelo fato de ter massa não nula, o propagador é dado por:

$$\frac{1}{k^2 - m_W^2} \left(g^{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_W^2} \right)$$

e tende a uma constante a altas energias. O problema da divergência aparece quando calculamos o espalhamento fermion-fermion a partir da troca de dois bosons. Considerando apenas os fótons trocados, a integral é do tipo

$$\int \frac{d^4 k}{k^6}$$

cujo valor é finito, enquanto a contribuição dos bosons carregados resulta numa integral do tipo

$$\int \frac{d^4 k}{k^2}$$

que diverge quadraticamente.

Note que utilizamos a correção de ordem mais baixa possível. A solução deste tipo de problema é dado pelas teorias de Yang-Mills, que apresentaremos rapidamente.

1.1 Uma rápida apresentação de Teorias de Gauge

Como ponto de partida consideremos o lagrangeano para o elétron livre:

$$L_0 = \bar{\psi}(x)(i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x)$$

que é invariante sob a transformação

$$\psi(x) \longrightarrow e^{i\theta} \psi(x)$$

$$\partial_\mu \psi(x) \longrightarrow e^{i\theta} \partial_\mu \psi(x)$$

no qual θ é arbitrário, independente de x . Podemos ver que a derivada do campo se transforma da mesma maneira que o próprio campo.

Consideremos agora uma transformação na qual o parâmetro depende de x e vejamos qual a consequência no Lagrangeano.

$$\psi(x) \longrightarrow e^{i\theta(x)} \psi(x)$$

e o operador derivada deve ser redefinido como

$$\partial_\mu \psi(x) \longrightarrow e^{i\theta(x)} \partial_\mu \psi(x) + e^{i\theta(x)} \psi(x) \partial_\mu \theta(x)$$

isto é, a derivada não se transforma como o próprio campo e, como resultado, o Lagrangeano não é invariante sob transformações ditas locais. Para restaurar a invariância, é necessário redefinir o operador derivada de tal modo que a propriedade de transformação seja mantida. Assim,

$$D_\mu \psi(x) \longrightarrow e^{i\theta(x)} D_\mu \psi(x)$$

Para esta redefinição foi necessária a introdução de um novo campo, A_μ , que então deve se transformar da seguinte maneira:

$$A_\mu(x) \longrightarrow A_\mu(x) + \frac{1}{e} \partial_\mu \theta(x)$$

sendo e uma constante.

A definição de D_μ é então:

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + i e A_\mu$$

e a invariância sob a transformações locais é recuperada. Porém, é necessário introduzirmos um termo cinético para o campo A_μ que agora também aparece no Lagrangeano

e como resultado final chegamos ao Lagrangeano invariante que nada mais é senão o Lagrangeano da QED.

$$L = \bar{\psi}(x) (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x) - e \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \psi(x) A^\mu(x) - \frac{1}{4} F^{\mu\nu}(x) F_{\mu\nu}(x)$$

Como podemos notar, não existe termo proporcional à massa, indicando que a invariância de gauge obriga o fóton a não ter massa.

Até agora mencionamos apenas transformações Abelianas; aplicando o mesmo procedimento para grupos não-Abelianos, a derivada será redefinido e conterá um termo dependente do produto entre o campo introduzido e um parâmetro associado, isto é:

$$D_\mu \longrightarrow \partial_\mu - i g \frac{\tau \cdot A_\mu}{2}$$

e

$$A_\mu^j \longrightarrow A_\mu^j + \eta^{jkl} \theta^k A_\mu^l - \frac{1}{g} \partial_\mu \theta^j$$

Note que agora no Lagrangeano teremos termos não lineares na parte cinética do campo A_μ . Este termo é, de acordo com a definição anterior, escrito a seguir:

$$L_{cin.} = F^{\mu\nu a} F_{\mu\nu}^a$$

no qual

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g C^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

e os termos não lineares correspondem à auto-interação dos campos de gauge não-Abelianos introduzidos na redefinição do operador derivada. Note que neste caso os campos

não têm termo de massa tal qual o caso da QED, o que nos leva a procurar uma forma de introduzir massa sem destruir a invariância de gauge.

Capítulo 2

Quebra de simetrias e Mecanismo de Higgs

2.1 Introdução

Neste capítulo fazemos uma breve exposição do mecanismo de quebra espontânea de simetria global e apresentamos alguns exemplos para o caso $U(1)$ global assim como o caso $SU(2)$, além disso, a partir de exemplos apresentados procuramos introduzir dois resultados importantes: o teorema de Goldstone [4] e o Mecanismo de Higgs [2] [3].

2.2 Quebra de Simetrias

A quebra de uma simetria pode ocorrer de várias maneiras: quebra explícita, quebra espontânea, quebra dinâmica e quebra por anomalia. No primeiro caso -quebra explícita- supõe-se que o Lagrangiano contenha um ou mais termos que destruam a invariância do mesmo frente a uma certa transformação de simetria. Isto ocorre, por exemplo, se adicionarmos um termo de interação eletromagnética do tipo $e A_\mu J_{proton}^\mu$ no Lagrangeano invariante de isospin ou termos de massa numa teoria tipo Yang-Mills.

No caso de quebra espontânea, o Lagrangeano é invariante sob certa transformação nos campos mas o estado fundamental não o é. É o caso da supercondutividade e do inã

de Heisenberg e também, a princípio, nos fenômenos envolvendo partículas elementares.

A quebra dinâmica e a quebra por anomalia ocorrem em termos do tipo $\langle \Psi | \Psi \rangle$ e na medida de integração do funcional gerador, respectivamente.

2.3 Quebra Explícita de Simetria

Suponhamos um sistema descrito de Hamiltoniano

$$H = H_0 + \lambda * H_1 \quad (2.1)$$

no qual H_1 é o termo de quebra explícita de uma certa simetria e H_0 é o termo invariante sob esta dada simetria. Se λ for pequeno, $\lambda \ll 1$, teremos uma simetria aproximada para H .

2.4 A Quebra Espontânea de Simetria

Seja U um grupo de simetria o qual deixa H_0 invariante. Então

$$H'_0 = H_0 = U H_0 U^\dagger$$

e os estados devem se transformar de acordo com

$$|\phi'\rangle = U |\phi\rangle$$

de tal maneira que

$$E'_0 = \langle \phi' | H'_0 | \phi' \rangle = \langle \phi | U^\dagger U H_0 U^\dagger U | \phi \rangle = \langle \phi | H_0 | \phi \rangle = E_0$$

Desse modo $|\phi\rangle$ e $|\phi'\rangle$ devem estar ligados ao vácuo através de operadores de criação

$$|\phi'\rangle = \widehat{\phi}' |0\rangle, \quad |\phi\rangle = \widehat{\phi} |0\rangle$$

tal que

$$\widehat{\phi}' = U \widehat{\phi} U^\dagger$$

Desse modo

$$\widehat{\phi}' |0\rangle = U \widehat{\phi} U^\dagger |0\rangle = U \widehat{\phi} |0\rangle$$

$$|\phi'\rangle = U |\phi\rangle$$

Para isto, supusemos que $U |0\rangle = |0\rangle$.

Neste caso, o vácuo da teoria é invariante frente à transformação U . Se esta relação não for satisfeita teremos uma quebra espontânea de simetria. Note que o Hamiltoniano (e o Lagrangeano) continuam invariantes.

Um artifício utilizado para se quebrar espontaneamente a simetria é a introdução de um termo do tipo $\lambda \phi^4$. Considere o seguinte exemplo:

Seja o Lagrangeano

$$L = \frac{1}{2} \left[(\partial_\mu \phi)^2 - \mu^2 \phi^2 \right] - \frac{\lambda}{4!} \phi^4 \quad (2.2)$$

O Hamiltoniano será:

$$H = \frac{1}{2} (\dot{\phi}^2 + |\nabla \phi|^2) + \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{\lambda}{4!} \phi^4 \quad (2.3)$$

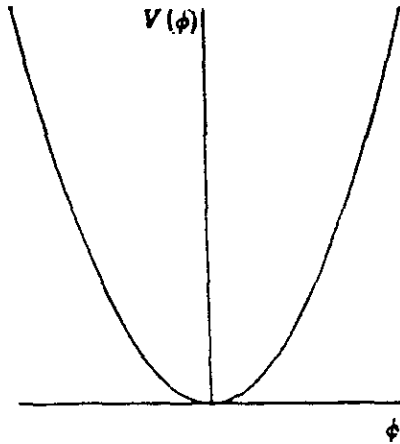


Figura 2.1: Configuração de mínimo para o caso $\mu^2 > 0$

Observe que a simetria é discreta. $\phi \rightarrow \phi' = -\phi$.

Para que a energia tenha limite inferior, λ deve ser sempre positivo e o estado de menor energia será dado ao minimizarmos o potencial

$$V(\phi) \equiv \frac{1}{2}\mu^2 \phi^2 + \frac{\lambda}{4!} \phi^4 \quad (2.4)$$

Logo

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} \Big|_{\langle \phi \rangle} = 0 \implies \phi \left(m^2 + \frac{\lambda}{6} \phi^2 \right) = 0$$

Se $\mu^2 > 0$, ver Fig. 2.1 a configuração de energia mínima mantém a simetria discreta pois temos como solução $\phi = 0$, logo, o valor esperado no vácuo do campo ϕ é $\langle \phi \rangle = 0$.

Caso $\mu^2 < 0$ o mínimo será degenerado, ou seja

$$\phi = \pm \sqrt{\frac{-6 \mu^2}{\lambda^2}} = \pm v \quad (2.5)$$

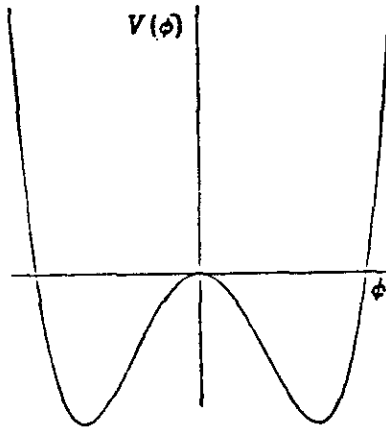


Figura 2.2: Configuração de mínimo para o caso $\mu^2 < 0$

Se impusermos a condição de haver um único vácuo em sistemas físicos, então

$$\phi_1 \longrightarrow \phi_1' = -\phi_1 = \phi_2 \quad (2.6)$$

$$\langle \phi_1 \rangle \longrightarrow \langle \phi_1 \rangle' = -\langle \phi_1 \rangle = \langle \phi_2 \rangle \quad (2.7)$$

ou seja, o vácuo da teoria não é invariante sob a transformação de simetria do Lagrangeano. Neste caso ocorre a quebra espontânea de simetria.

Fixado o vácuo, o campo ϕ será escrito como o valor do campo no vácuo mais uma oscilação local, ou seja,

$$\phi(x) = \langle \phi \rangle + \eta(x) \quad (2.8)$$

Neste caso $\eta(x)$ não reconhece a simetria do Lagrangeano que passa a ser escrito do seguinte modo:

$$L' = \frac{1}{2} \partial_\mu \eta \partial^\mu \eta + \mu^2 \eta^2 + \quad (2.9)$$

$$- \lambda v \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda \eta^4 + \frac{\mu^4}{4 \lambda}$$

e neste caso as partículas associadas terão parâmetro de massa real, $m_f = -2 \mu^2 > 0$, o que não ocorreria se partíssemos do Lagrangeano L pois teríamos $m_f = + \mu^2$.

No caso de dois campos reais(ou escalar complexo)

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi_1 \partial^\mu \phi_1 + \partial_\mu \phi_2 \partial^\mu \phi_2) - V(\phi^2) \quad (2.10)$$

onde

$$\phi^2 = \phi_1^2 + \phi_2^2$$

e

$$V(\phi^2) = \frac{\mu^2}{2} \phi^2 + \frac{\lambda}{4} \phi^4 \quad (2.11)$$

A simetria pode ser expressa como rotações contínuas. Numa transformação global

$$\begin{pmatrix} \phi'_1 \\ \phi'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

O mínimo do potencial é obtido fazendo

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_1} = \phi_1 [\mu^2 + \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)] = 0$$

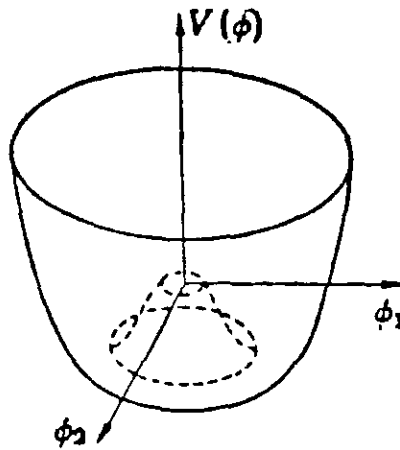


Figura 2.3: Configuração de mínimo no caso de $\mu^2 > 0$

$$\frac{\partial V}{\partial \phi_2} = \phi_2 [\mu^2 + \lambda (\phi_1^2 + \phi_2^2)] = 0$$

Da mesma maneira, quando $\mu^2 > 0$, o mínimo será a solução trivial $|\phi_1| = |\phi_2| = 0$.

Quando $\mu^2 < 0$, o mínimo é dado por

$$\phi_1^2 + \phi_2^2 = \frac{|\mu|^2}{\lambda} \equiv v^2 \quad (2.13)$$

O valor esperado no vácuo poderá ser escolhido

$$\langle \phi_1 \rangle = v \quad \langle \phi_2 \rangle = 0 \quad (2.14)$$

e os campos

$$\phi_1 = \langle \phi_1 \rangle + \phi'_1 \quad \phi_2 = \langle \phi_2 \rangle + \phi'_2 \quad (2.15)$$

Neste caso, ϕ'_2 corresponde ao que chamamos de "boson de Goldstone" [4] [5].

Fazendo a substituição em L , observe que

$$\begin{aligned}
 L' = & \frac{1}{2} \left(\partial_\mu \phi'_1 \partial^\mu \phi'_1 + \partial_\mu \phi'_2 \partial^\mu \phi'_2 \right) \\
 & - \mu^2 \phi_1'^2 + \frac{\lambda}{4} \phi_1'^4 + \frac{\mu^2 v^2}{4} + \lambda v \phi_1'^3 + \\
 & \frac{\lambda}{2} \phi_1'^2 \phi_2'^2 + \lambda v \phi_1' \phi_2'^2 + \frac{\lambda}{4} \phi_2'^4
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

no qual, só campo ϕ'_1 tem massa associada $m_f = -2 \mu^2$ e ϕ'_2 não possui massa. Este é um exemplo ilustrativo do Teorema de Goldstone o qual associa, a cada gerador de um grupo contínuo de simetria do Lagrangeano que não deixa o vácuo invariante, um boson sem massa [5].

Consideremos agora o caso não-Abeliano: um dublete de campos escalares complexos ϕ_1 e ϕ_2 cujo Lagrangeano se escreve

$$L = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \tag{2.17}$$

onde

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$$

Neste caso, o grupo de simetria é $SU(2) \otimes U(1)$ e a transformação nos campos é:

$$\phi \longrightarrow \phi' = e^{i g' \frac{Y}{2}} e^{i g \frac{\tau^a}{2} \epsilon^a} \phi \tag{2.18}$$

Assim podemos construir o operador de carga eletromagnética

$$\hat{Q} = \hat{T}^3 + \frac{1}{2}\hat{Y} \quad (2.19)$$

cuja simetria é mantida no Lagrangeano acima se $Y = 1$ e $Q = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

Novamente se $\mu^2 < 0$, o vácuo será degenerado e, fixando um valor, teremos a quebra espontânea de simetria. Suponhamos que

$$\phi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Assim, a simetria original $SU(2) \otimes U(1)$ é totalmente quebrada já que:

$$\tau_1 \phi_0 \neq 0$$

$$\tau_2 \phi_0 \neq 0$$

$$\tau_3 \phi_0 \neq 0$$

$$Y \phi_0 \neq 0$$

No entanto, $Q \phi_0 = 0$ e a simetria $U(1)_{emg}$ é mantida. Assim teremos três bosons de Goldstone associados às simetrias destruídas. Redefinindo os campos

$$\phi' \equiv \phi - \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi'_1 \\ \phi'_2 + v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

e separando os graus de liberdade, isto é:

$$\phi'_1 = a + i b$$

$$\phi'_2 = c + i d$$

verificamos que apenas c permanece com massa diferente de zero [6].

2.5 Um exemplo local: O Mecanismo de Higgs

Até agora discutimos apenas casos em que ocorre a quebra de uma simetria global no Lagrangeano e, neste caso, o resultado da quebra espontânea é o aparecimento de partículas escalares sem massa [7]. Porém, o objetivo do estudo da quebra espontânea é introduzir partículas que sirvam de mediadores nas interações eletromagnéticas, fracas e fortes e, no caso das interações fracas, estes mediadores devem ter massa não-nula o que representa um outro problema a ser solucionado. Examinando o caso de quebra espontânea de uma simetria local, verificaremos que ambos os problemas serão solucionados, isto é, a componente sem massa do campo escalar complexo é absorvida para gerar massa para o campo de gauge.

Como ilustração consideremos o caso abeliano $U(1)$. O Lagrangeano é:

$$L = \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} (D_\mu \phi)^* (D^\mu \phi) \quad (2.23)$$

$$-\frac{1}{2}\mu^2 \phi^* \phi - \frac{\lambda}{4} (\phi^* \phi)^2$$

no qual

$$D_\mu \phi = (\partial_\mu - i g A_\mu) \phi \quad (2.24)$$

e o termo de fixação de gauge é omitido. Os campos ϕ e A_μ são se transformam da seguinte maneira:

$$\phi'(x) = e^{i J \Lambda(x)} \phi(x) \quad (2.25)$$

$$A'_\mu = A_\mu(x) - \partial_\mu \Lambda(x) \quad (2.26)$$

Novamente se $\mu^2 < 0$, o valor mínimo do potencial corresponde a:

$$|\phi| = \pm v = \pm \sqrt{\frac{m^2}{\lambda}} \quad (2.27)$$

Fixando o valor esperado do vácuo $\langle \phi \rangle_0 = v$, quebramos espontaneamente a simetria $U(1)$.

Separando o campo em componentes reais

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_1 + i \phi_2) \quad (2.28)$$

escolhemos



$$\langle \phi_1 \rangle_0 = v \quad \langle \phi_2 \rangle_0 = 0 \quad (2.29)$$

e redefinindo, como anteriormente,

$$\phi'_1 = \phi_1 - v \quad \phi'_2 = \phi_2 \quad (2.30)$$

a substituição, no termo da derivada covariante, resultará

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left(\partial_\mu \phi'_1 + g A_\mu \phi'_2 \right)^2 + \left(\partial_\mu \phi'_2 + g A_\mu \phi'_1 \right)^2 \\ & - g v A^\mu \left(\partial_\mu \phi'_2 + g A_\mu \phi'_1 \right) + \frac{g^2 v^2}{2} A_\mu A^\mu \end{aligned} \quad (2.31)$$

Observe que neste caso temos um termo de massa para o campo A_μ (três graus de liberdade), além dos dois graus de liberdade do campo escalar complexo. A contagem destes revela uma 'inconsistência' pois começamos com quatro graus de liberdade: dois do campo A_μ e dois do campo escalar complexo. Para contornar esta "inconsistência", consideremos a parametrização complexa do campo escalar ϕ :

$$\phi = e^{i\xi(x)/v} (v + \eta(x)) \quad (2.32)$$

$$\phi' = [v + \eta(x) + i\xi(x) + \dots] \quad (2.33)$$

Logo, para pequenas oscilações, os campos $\eta(x)$ e $\xi(x)$ podem ser considerados os próprios ϕ'_1 e ϕ'_2 , o que não acaba com a inconsistência. Porém, como anteriormente

omitimos o termo de fixação de gauge, poderemos escolhê-lo, combinando-o à invariância da nova parametrização. Neste caso, o boson de Goldstone desaparece, absorvido pelo campo de gauge, no caso um campo vetorial, para gerar um boson com massa. Então

$$\phi'(x) = (v + \eta(x)) e^{iJ\Lambda(x) + \xi(x)/v} \quad (2.34)$$

$$A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \partial_\mu\Lambda(x) \quad (2.35)$$

Fixando o gauge, neste caso denominado Unitário :

$$\Lambda(x) = -\frac{\xi(x)}{g v} \quad (2.36)$$

Então

$$\phi' \longrightarrow v + \eta(x) \quad (2.37)$$

$$A'_\mu(x) \longrightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu\left(\frac{\xi(x)}{g v}\right) \quad (2.38)$$

$$D_\mu \longrightarrow \frac{1}{2}\partial_\mu - i g A'_\mu(v + \eta(x)) \quad (2.39)$$

O Lagrangeano será escrito como:

$$L = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)^2 - \frac{1}{2}\mu^2\eta^2 - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \frac{1}{2}(g v)^2 A'_\mu A'^\mu \quad (2.40)$$

$$+ \frac{1}{2} g A'_\mu A'^\mu \eta (2v + \eta) - \lambda v^2 \eta^3 - \frac{1}{4} \lambda \eta^4$$

E recuperamos o número inicial de graus de liberdade.

Note que as expressões para o Lagrangeano nos últimos dois casos descrevem o mesmo sistema físico. No entanto a forma explícita revela diferenças fundamentais tais como a invariância de gauge, quebra de simetria e diferentes graus de liberdade. No entanto a equivalência entre estes assegura que podemos trabalhar tanto com um como com outro Lagrangeano. Além disso, o principal problema teórico, o da renormalizabilidade, já foi resolvido de maneira geral por t'Hooft e Veltman [8] que demonstraram ser renormalizáveis as teorias com quebra espontânea de simetria.

Vejamos então o que acontece com a simetria $SU(2) \otimes U(1)$ no caso local e como a quebra espontânea resolve o problema da massa dos mediadores das interações fracas deixando ainda um parâmetro livre a ser detalhado tanto teórica como experimentalmente: o boson de Higgs.

Capítulo 3

O Modelo Padrão de Interações Eletrofracas

3.1 Introdução

De posse do mecanismo de Higgs voltemos às interações eletrofracas lembrando que a dificuldade inicial era a geração da massa dos bósons vetoriais intermediários. A fixação da forma das interações foi conseguida a partir da invariância de gauge local. Como não fixamos o grupo de simetria com o qual devemos construir o nosso modelo, lançamos mão do menor grupo que acomoda os dados experimentais. Este modelo é o chamado Modelo de Weinberg-Salam-Glashow de interações eletrofracas ou Modelo Padrão de Interações Eletrofracas.

A forma da interação fraca sugerida pelo modelo contendo o bóson intermediário no caso de correntes fracas carregadas, inicialmente proposta por Fermi e posteriormente melhorada, pode ser obtida a partir de um campo tipo esquerdo. Definimos assim um espaço de isospin fraco correspondente à transformação $SU(2)_L$ cujo multiplete é composto por um campo carregado e um neutro e é o exemplo mais simples de campo tipo esquerdo.

A representação fundamental se escreve

$$l_L = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L = L$$

sobre o qual impomos invariância frente à transformação $SU(2)$ global. Como não consideramos violação de número leptônico (eletrônico, muônico ou tauônico), cada setor será considerado isolado do outro. Neste caso tratamos apenas de uma família de leptons e uma família de quarks $((e \nu_e) \text{ e } (u d))$.¹ Consideremos então a transformação

$$L' = e^{i \xi_a \tau^a / 2} L$$

Observe que os campos associados tem espectro de massa degenerado. isto é, $m_{\nu_l} = m_l$.

Assim teremos a conservação das correntes

$$J_L^{\mu a} = \bar{L} \gamma^\mu \frac{\tau^a}{2} L$$

Redefinindo

$$\tau^- \equiv \frac{1}{2} (\tau^1 - i \tau^2)$$

a corrente fraca é incluída de forma a satisfazer a condição sugerida pelo modelo do boson vetorial intermediário [10]

$$l_\mu = 2 \bar{L} \gamma_\mu L$$

isto é

$$l_\mu^- = 2 \bar{L} \gamma^\mu \tau^- L$$

¹A inclusão de famílias de quarks foi realizada por Glashow, Iliopoulos e Maiani [9]

No entanto, a corrente

$$J_L^{\mu,3} = \frac{1}{2} \bar{L} \gamma^\mu \tau^3 L$$

não pode ser associada à corrente eletromagnética já que

$$J_{em}^\mu = \bar{e} \gamma^\mu e = \frac{1}{4} (\bar{e}_L \gamma^\mu e_L + \bar{e}_R \gamma^\mu e_R)$$

e

$$J_L^{\mu,3} = \frac{1}{2} (\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma^\mu e_L)$$

faltando assim o termo $\bar{e}_R \gamma^\mu e_R$ caso queiramos que a paridade seja conservada, o que é o caso. Há ainda uma corrente neutra para os neutrinos que não é a corrente eletromagnética. Assim é necessário uma extensão do grupo de simetria. Neste caso a maneira mais simples de fazê-lo é a partir do produto direto com outro grupo. Baseado na relação de Gellman-Nishijima

$$Q = T_3 + \frac{1}{2} Y \tag{3.1}$$

os números quânticos resultantes serão aqueles associados ao elétron e ao neutrino se $Y_L = -1$.

A extensão mais simples baseia-se então, na inclusão de um grupo $U(1)$ de hipercarga fraca, chegando assim ao grupo mínimo de simetria: $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Incluímos desse modo um singlete $R = e_R$ (frente a $SU(2)$) com hipercarga fraca igual a -2.

Note que a partir da inclusão da relação 3.1, fixamos os números quânticos no modelo. Este fato está relacionado ao problema da quantização da carga eletromagnética.

Esta relação funciona como um vínculo para que cheguemos ao grupo de simetria para as interações eletrofracas. No caso de modelos de grande unificação como $SU(5)$, esta relação é obtida como uma consequência [11] [12]. Com a forma das interações fixada pela invariância de gauge, resta agora definirmos as transformações nos campos sobre $SU(2)$ e $U(1)$. Como são grupos independentes, teremos duas constantes de acoplamento, uma para cada grupo, que serão ajustadas indiretamente.

Considerando fermions sem massa, o Lagrangeano invariante de gauge se escreve

$$L_{leptons} = \bar{R} \gamma^\mu \left(i \partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) R +$$

$$\bar{L} \gamma^\mu \left(i \partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu - \frac{\tau^a}{2} A_\mu^a \right) L$$

no qual as representações R e L se transformam da seguinte maneira

$$R(x) \longrightarrow R'(x) = e^{i g' (Y/2) \theta(x)} R(x)$$

$$L(x) \longrightarrow L'(x) = e^{i g' (Y/2) \theta(x)} e^{i g (\tau^a/2) \xi^a(x)} L(x)$$

e os campos A_μ^a e B_μ se transformam como

$$B'_\mu(x) = B_\mu(x) - \partial_\mu \theta(x)$$

$$A'^a_\mu(x) = A_\mu^a(x) - \partial_\mu \xi^a(x) + g \epsilon_{abc} A_\mu^b \xi^c(x)$$

e podemos então separar o Lagrangeano em três termos respectivamente

$$L = L_{\text{neutro}} + L_{\text{carregado}} + L_{\text{leptons}}$$

no qual

$$L_{\text{leptons}} = \bar{R} i \gamma^\mu \partial_\mu R + \bar{L} i \gamma^\mu \partial_\mu L$$

$$L_{\text{neutro}} = g' \bar{R} \gamma^\mu B_\mu R + \frac{1}{2} g' \bar{L} \gamma^\mu B_\mu L - \frac{1}{2} g \bar{L} \gamma^\mu A_\mu^3 \tau^3 L$$

$$L_{\text{carregado}} = -\frac{g}{2} \bar{L} \left(\tau^1 \gamma^\mu A_\mu^1 + \tau^2 \gamma^\mu A_\mu^2 \right) L$$

O setor carregado por sua vez, pode ser reescrito a partir da definição dos campos W^\pm :

$$W^\pm \equiv \frac{A_\mu^1 \mp i A_\mu^2}{\sqrt{2}}$$

como

$$L_{\text{carregado}} = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{\nu}_L \gamma^\mu W_\mu^+ e_L + \bar{e}_L \gamma^\mu W_\mu^- \nu_L \right)$$

Já no setor neutro, não conseguimos associar A_μ^3 ou B_μ com o campo eletromagnético, já que estes se encontram misturados na interação com o lepton e seu respectivo neutrino. Neste caso devemos nos lembrar que teremos apenas bilineares nos campos são associados a observáveis e uma rotação é suficiente para separarmos as interações neste setor e acoplarmos apenas um dos campos ao neutrino. A rotação define um parâmetro θ_W (o ângulo de Weinberg).

$$\begin{pmatrix} B_\mu \\ A_\mu^3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & -\sin \theta_W \\ \sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix}$$

Reescrevemos o Lagrangeano neutro

$$L_{neutro} = g \sin \theta_W \bar{e} \gamma^\mu A_\mu e - \frac{1}{2} \frac{g}{\sin \theta_W} \bar{\nu}_L \gamma^\mu Z_\mu \nu_L - \frac{g}{4 \sin \theta_W} Z_\mu \left[(4 \sin^2 \theta_W - 1) \bar{e} \gamma^\mu e + \bar{e} \gamma^\mu \gamma^5 e \right]$$

no qual redefinimos uma das constantes de acoplamento a partir do ângulo de Weinberg:

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g}$$

Observe que o primeiro termo representa a corrente eletromagnética. Para que possamos recuperá-la da forma como conhecemos, basta que

$$g \sin \theta_W = |e|$$

Desse modo, a partir das duas constantes de acoplamento g e g' introduzimos uma constante de interação eletromagnética e um novo tipo de interação cuja relação entre os parâmetros expressa grandezas medidas experimentalmente:

$$|e| \longrightarrow \alpha = \frac{e^2}{4\pi}$$

$$\sin^2 \theta_W = 0.23 \pm 0.02 \quad [13]$$

Falta ainda adicionarmos o termo cinético dos campos de gauge:

$$L_{\text{cin}} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

no qual

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g \xi^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

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

A rotação introduzida anteriormente não altera a estrutura do modelo; apenas isola os respectivos campos envolvidos. Os termos de massa ainda não aparecem. Elas passarão a integrar o modelo após a quebra espontânea de simetria.

3.2 A quebra espontânea de simetria no Modelo Padrão

Como vimos anteriormente, a introdução de massa nos campos é realizada via quebra espontânea de simetria com a introdução de campos escalares. A principal razão de os campos serem escalares vem da translação do campo na quebra espontânea. Se o campo introduzido tivesse spin, este seria 'perdido' após a translação já que o valor esperado no vácuo é um número e consequentemente o momento angular não se conservaria.

A escolha mais simples para o modelo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ seria um singleto isoescalar. Porém como $I = 0$ (isospin fraco), este campo não se acoplaria a W^\pm e, consequentemente na quebra espontânea não haveria geração de massa para este boson. A próxima escolha recai sobre o dubleto escalar

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}$$

cuja hipercarga é + 1.

Construamos então o Lagrangeano do setor escalar:

$$L_{escalar} = \left[\left(\partial_\mu + i g \frac{\tau^a}{2} A_\mu^a + i \frac{g'}{2} B_\mu \right) \phi \right]^2 + \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 + G_e [\bar{R} \phi^\dagger L + \bar{L} \phi R] \quad (3.2)$$

O último termo na equação acima corresponde à interação de Yukawa, invariante frente a $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, responsável pelo acoplamento dos escalares com fermions cuja característica será a geração de massa para os últimos.

No caso em que $\mu^2 < 0$, teremos a possibilidade de quebrar espontaneamente a simetria do vácuo em $U(1)_{emg}$. Isto é

$$\langle \phi_0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

onde

$$v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$$

e

$$Q \langle \phi_0 \rangle = 0$$

Do mesmo modo como no capítulo anterior, eliminamos os bosons de Goldstone e separamos os graus de liberdade

$$\phi' = e^{i \frac{\xi \cdot \tau}{2v}} \begin{pmatrix} 0 \\ (v + \sigma(x))/\sqrt{2} \end{pmatrix}$$

que permite fixarmos o gauge diante da transformação geral

$$\phi' = e^{i g \frac{\Lambda(x)\tau}{2}} \phi$$

No gauge Unitário

$$\Lambda(x) = -\frac{\xi(x)}{2vg}$$

e os graus de liberdade são absorvidos pelos campos A_μ^a e B_μ que dão origem às massas dos bosons Z e W^\pm . Assim o Lagrangeano passa a ser escrito

$$\begin{aligned} L_{\text{escalar}} = & \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m^2 \sigma^2 + M_W^2 W_\mu^+ W^{\mu-} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu^0 Z^{0\mu} \\ & - m_e \bar{e} e - \frac{G_e}{\sqrt{2}} \sigma \bar{e} e + \text{termos de inter. escalar-bosons} + \text{termos de auto-interação} \end{aligned} \quad (3.3)$$

com

$$M_Z^2 = \frac{v^2 (g^2 + g'^2)}{4}$$

$$M_W^2 = \frac{v^2 g^2}{4}$$

$$M_H^2 = -2\mu^2 \quad (> 0)$$

$$M_A^2 = 0$$

$$m_e = \frac{G_e v}{\sqrt{2}}$$

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1 \text{ relação de Weinberg}$$

. A relação de Weinberg é satisfeita e a unificação das interações eletromagnética e fraca ocorre no sentido de fóton e boson neutro serem combinações dos campos de gauge da simetria inicial. Dessa forma conseguimos descrever as interações com os campos vetoriais com massa e recuperamos a baixas energias a interação de Fermi

$$L = -\frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L \gamma^\mu W_\mu^- \nu_L) = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{e} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu W_\mu^-$$

se identificarmos

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8 M_W^2}$$

e ainda temos condições de obter, por via indireta, as constantes introduzidas tais como $|e|$, $\sin^2 \theta_W$, G_F , e enfim determinamos a massa dos bosons intermediários, cujos valores experimentais são:

$$M_Z = 91.18 \text{ GeV} \quad M_W = 80.6 \text{ GeV} \quad [14]$$

3.3 A massa dos fermions

A origem da massa dos fermions no Modelo Padrão é uma outra questão respondida pela quebra espontânea de simetria. O mesmo dubleto escalar responsável pela geração de massa dos bosons vetoriais intermediários é agora o suporte para a geração de massa dos fermions.

A partir do dubleto

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}$$

é possível definir seu conjugado de carga

$$\phi^c = i \tau_2 \phi^*$$

cuja hipercarga fraca é -1 . Escrevemos então o termo de interação do escalar com os fermions, introduzindo novos parâmetros a serem ajustados experimentalmente tal qual vimos no caso anterior 3.2 e 3.3. O mesmo procedimento é realizado quando introduzimos uma família de quarks. A extensão para um número maior de famílias é baseada em duas considerações fundamentais:-1) No modelo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ consideramos todos os fermions 'iguais', isto é, todos os fermions interagem da mesma forma e a carga é estabelecida a partir de 3.1.-2) Como os campos introduzidos não são necessariamente auto estados de massa e sim auto estados de gauge, não há razão a priori para que coincidam. Para encontrarmos os auto estados de massa é necessário realizarmos transformações que explicitem-nos. No caso de duas famílias, basta uma rotação a partir da introdução de um ângulo denominado ângulo de Cabibbo [15].

$$u \longrightarrow u$$

$$c \longrightarrow c$$

$$d_c \longrightarrow d \cos \theta_c + s \operatorname{sen} \theta_c$$

$$s_c \longrightarrow -d \operatorname{sen} \theta_c + s \cos \theta_c$$

e a generalização para três famílias (apesar do top ainda não ter sido detectado) pode ser feita a partir da introdução de uma fase responsável pela quebra de invariância C.P. dada na matriz de Kobayashi-Maskawa [16].

O mesmo procedimento é válido para os leptons. Porém, como os neutrinos associados tem massa nula, não existe diferença entre os auto estados de massa e os auto estados de gauge. A situação na qual os neutrinos são considerados de massa não nula será discutida posteriormente.

3.4 O boson de Higgs

O escalar com massa não nula resultante da introdução do dubleto escalar na quebra espontânea de simetria é, até o momento, uma das principais incógnitas do Modelo Padrão. Neste Modelo, o boson de Higgs não é considerado um estado ligado, mas um escalar neutro fundamental na teoria [47] [18], cujos acoplamentos com os bosons carregados e neutro são

$$g \phi \left(M_W W^+ W^- + \frac{M_Z}{2 \cos \theta_W} Z^\mu Z_\mu \right) + \frac{g^2}{4} \phi^2 W^+ W^-$$

$$+ \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z^\mu Z_\mu \phi^2$$

O acoplamento com férmions aparece devido à introdução do termo de Yukawa para gerar a massa destes.

$$L_{esc-fermion} = -\frac{g m_f}{2 m_W} \bar{f} f \phi$$

que conserva a paridade e no caso restrito a quarks também conserva sabor. O fato de os acoplamentos serem proporcionais às massas dos fermions significa que os possíveis decaimentos de escalares ocorrerão preferencialmente em fermions pesados e, de acordo com a massa do escalar, em bosons vetoriais, predominantemente Z^0 .

A partir dos acoplamentos do Higgs, podemos calcular as larguras de decaimento para prováveis valores de massa:

$$\Gamma (H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c G_F m_f^2}{4 \sqrt{2} \pi} M_H \beta^3$$

$$\Gamma (H \rightarrow W^+ W^-) = \frac{G_F M_W^2 M_H}{8 \pi \sqrt{2}} \frac{(1-x)^{1/2}}{x} (3x^2 - 4x + 4)$$

$$\Gamma (H \rightarrow Z^0 Z^0) = \frac{G_F M_Z^2 M_H}{16 \pi \sqrt{2}} \frac{(1-x')^{1/2}}{x'} (3x'^2 - 4x' + 4)$$

onde

$$N_c = \begin{cases} 1 & \text{para leptons} \\ 3 & \text{para quarks} \end{cases}$$

$$\beta = \left(1 - \frac{4 m_f^2}{M_H^2}\right)^{1/2}$$

$$x = \frac{4 M_W^2}{M_H^2} \quad x' = \frac{4 M_Z^2}{M_H^2}$$

no qual N_c é o número quântico de cor.

Como vimos anteriormente, a massa do boson de Higgs é:

$$m_\phi^2 = 2 \lambda v^2$$

no qual λ é a constante de acoplamento no potencial. O valor de v (V.E.V.) obtido indiretamente em experiências é de aproximadamente $250 GeV$, embora λ não seja definido além de $\lambda > 0$. É de se esperar que λ seja pequeno, pois caso contrário, ϕ deveria ter auto-interação forte e o potencial não apresentaria o comportamento tipo ϕ^4 . Além disso, o espalhamento W^+W^- deve ser meio de limitar a massa do escalar já que o modelo não deve apresentar violação de unitaridade [19]. Então é possível limitar a massa do Higgs em²

$$m_\phi < 900 GeV$$

Já as tentativas de definir um limite inferior para o escalar, partem de correções a 1-loop via metodo do potencial efetivo [12] cujo valor é de

$$m_\phi > 7 GeV$$

²Resultado obtido perturbativamente

No entanto, os cálculos são realizados considerando a massa dos fermions pequenas. No caso de modelos com fermions pesados, o cálculo perde a consistência.

Havíamos obtido anteriormente a relação de Weinberg, $\rho = 1$, cujo limite experimental se encontra dentro do previsto pelo Modelo Padrão, no qual apenas um dubleto foi introduzido na realização da quebra espontânea de simetria. Na verdade não existe nenhum vínculo restringindo o número de escalares a serem introduzidos no modelo.

No caso geral,

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{\sum_{T,Y} |v_{T,Y}|^2 \left[T(T+1) - \frac{Y^2}{4} \right]}{2 \sum_{T,Y} |v_{T,Y}|^2 \frac{Y^2}{4}}$$

onde v é o valor esperado no vácuo do campo escalar introduzido.

O vínculo $\rho = 1$ é satisfeito para os pares

$$T(T+1) = \frac{3}{4} Y^2$$

$$(T, Y) = \left(\frac{1}{2}, 1 \right), (3, 4) \dots$$

No caso de o Modelo conter apenas dubletos escalares, não teremos interações do tipo $Z^0 W^\pm H$ [58], e o modelo apresenta $(2n - 1)$ escalares neutros e $2(n - 1)$ escalares carregados, onde n é o número de dubletos escalares introduzidos no Modelo. Porém o acoplamento dos escalares com os fermions no caso $n > 2$ é restrito a dois dubletos, ficando os dubletos restantes interagindo somente com os bosons vetoriais.

No entanto com um ou mais dubletos escalares, o problema da divergência na massa dos escalares aparece em contribuições a 1-loop. É necessário então tentarmos estender

o Modelo ou procurarmos outro mecanismo que possa substituir com a mesma eficácia, a introdução de escalares. Como não existe vínculo sobre o número de dubletos, podemos introduzir um novo conjunto de escalares e analisar o efeito sobre o Modelo Padrão. Entretanto isto significa introduzir um novo conjunto de parâmetros sem restrição alguma, o que aumentaria a arbitrariedade do Modelo. Como veremos, de acordo com a classificação dos escalares, no caso de dois dubletos, isto pode ser contornado e será necessário apenas a introdução de um parâmetro e temos ainda a divergência na massa dos escalares cancelada.

Capítulo 4

Uma extensão do Modelo Padrão

4.1 Introdução de novos campos

Neste capítulo analizaremos uma extensão do Modelo Padrão baseada na introdução de mais um dubleto de Higgs [21] além da introdução de um singlete direito neutro (isto equivale à dizer que estamos gerando massa tipo Dirac para os neutrinos) [22]. Com a introdução deste novo dubleto, teremos agora não só escalares neutros mas escalares carregados. Nos cálculos posteriores, consideraremos apenas uma família de leptons e uma família de quarks; a extensão para um número maior de famílias é direta: para leptons basta adicionarmos dubletos esquerdos e singletos direitos na teoria; para os quarks, além da introdução de dubletos esquerdos e singletos direitos, é necessário um ângulo de mistura para duas famílias θ_c (ângulo de Cabibbo) ou para três famílias (considerando a existência do top), além do ângulo θ_c , uma fase δ formando uma matriz 3×3 (Kobaiashi-Maskawa).

Então para os leptons e quarks, mantém-se a representação anterior:

$$l_L^i = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$$

e e_R

$$l_L^q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$$

e d_R , u_R somando-se a ela ν_R .

Para o setor escalar teremos

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}$$

e

$$\Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix}$$

cujo VEV para cada dubleto escalar será

$$\langle \Phi_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$$

análogo ao Modelo Padrão e

$$\langle \Phi_2 \rangle_0 = e^{i\xi} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$$

Os auto-valores dos campos acima estão descritos na tabela a seguir:

	Y	T_3	Q
ν_L	-1	1/2	0
ν_R	0	0	0
e_L	-1	-1/2	-1
e_R	-2	0	-1
u_L	1/3	1/2	2/3
u_R	4/3	0	2/3
d_L	1/3	-1/2	-1/3
d_R	-2/3	0	-1/3
ϕ_1^+	1	1/2	1
ϕ_1^0	1	-1/2	0
ϕ_2^+	1	1/2	1
ϕ_2^0	1	-1/2	0

Tabela 4.1: Auto-valores dos fermions e escalares

na qual Y é a hipercarga fraca e T_3 o isospin fraco e Q a carga elétrica. Deste modo o setor de interação lepton-boson mantém-se inalterado já que o singlete introduzido além de ser neutro do ponto de vista do isospin fraco, tem hipercarga nula e basta reescrevermos a Lagrangeana de interação do Modelo Padrão. O setor de interação fermions-escalares muda completamente: mantendo-se a condição da não existência da troca de sabor em correntes neutras, cada dubleto só se acopla a um tipo de quark

[23], com o cuidado de definirmos um dubleto escalar com hipercarga fraca oposta ao primeiro. Logo o acoplamento de Yukawa entre os Higgs e fermions é dado por

$$\mathcal{L}_Y^{(l)} = g_1^e \bar{l}_L \Phi_1 e_R + g_2^{\nu_e} \bar{l}_L \widetilde{\Phi}_2 \nu_R + \text{h.c.} \quad (4.1)$$

para leptons e

$$\mathcal{L}_Y^{(q)} = g_2^u \bar{l}_u \widetilde{\Phi}_2 u_R + g_3^d \bar{l}_u \Phi_1 d_R + \text{h.c.} \quad (4.2)$$

para quarks. Nas expressões acima,

$$\widetilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^*$$

O setor escalar neste modelo será escrito do seguinte modo

$$\mathcal{L}_E = \sum_{i=1}^2 \left[(D_\mu \Phi_i) (D^\mu \Phi_i)^\dagger + V(\Phi_i) \right] \quad (4.3)$$

onde

$$V(\Phi_i) = \mathcal{V}(\Phi_i, \Phi_j) \quad (4.4)$$

o qual expresso em termos dos dubletos escalares se escreve

$$\begin{aligned} \mathcal{V} = & \lambda_1 \left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 - v_1^2 \right)^2 + \lambda_2 \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 - v_2^2 \right)^2 \\ & + \lambda_3 \left[\left(\Phi_1^\dagger \Phi_1 - v_1^2 \right) + \left(\Phi_2^\dagger \Phi_2 - v_2^2 \right) \right]^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \lambda_4 \left[(\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) - (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) \right] \\
& + \lambda_5 \left[\text{Re} (\Phi_1^\dagger \Phi_2) - v_1 v_2 \cos \xi \right]^2 \\
& + \lambda_6 \left[\text{Im} (\Phi_1^\dagger \Phi_2) - v_1 v_2 \sin \xi \right]^2 + \lambda_7
\end{aligned} \tag{4.5}$$

com λ_i , $i = 1, 7$ reais [26].

Duas observações importantes são necessárias: o potencial foi escrito de maneira a fornecer como valor mínimo λ_7 ; isto é necessário já que nossa intenção é impor, a posteriori, vínculos supersimétricos à teoria e o potencial deve ser positivo definido tendo como limite inferior $\mathcal{V} = 0$; em segundo lugar observamos que este potencial não é invariante com relação à conjugação de carga e paridade.

Assim, para λ_i , $i = 1, 7 > 0$, o mínimo ocorre em

$$\langle \Phi_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ v_1 \end{pmatrix}$$

e

$$\langle \Phi_2 \rangle_0 = e^{i\xi} \begin{pmatrix} 0 \\ v_2 \end{pmatrix}$$

quebrando a simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ em $U(1)_{em}$. A quebra de invariância de C.P. não será estudada nesta extensão, o que equivale a considerar $\xi = 0$.

Com a introdução de dois dubletos escalares, temos agora oito graus de liberdade 'sobrando' na teoria. De antemão sabemos que três deles devem ser absorvidos no sentido de gerar massa para os bosons vetoriais, o que nos deixa um saldo de cinco. É de se esperar que desta vez tenhamos bosons de Higgs carregados além do boson neutro

previsto pelo Modelo Padrão. O próximo passo é determinarmos estes bosons assim como as respectivas matrizes de massa.

Redefinimos os dubletos a seguir

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

$$\Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_5 + i\phi_6 \\ \phi_7 + i\phi_8 \end{pmatrix}$$

dessa forma $\phi_i = 0$ para $i = 1, 2, 4, 5, 6, 8$ e $\phi_3 = v_1$ $\phi_7 = v_2$ e o potencial $\mathcal{V}(\phi_1, \phi_2)$ para os campos transformados

$$\Phi_1 \longrightarrow \Phi_1 + \langle \Phi_1 \rangle_0$$

$$\Phi_2 \longrightarrow \Phi_2 + \langle \Phi_2 \rangle_0$$

A matriz de massa, dada a redefinição dos dubletos, pode ser escrita da seguinte maneira

$$(M^2)_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \mathcal{V}}{\partial \phi_i \partial \phi_j} \right)_{\phi_i=v_i}$$

onde $1/2$ aparece como fator de normalização.

Como havíamos considerado anteriormente o potencial invariante C.P., as matrizes de massa se desacoplam em matrizes 2×2 e a diagonalização é direta [24].

No setor carregado dos dubletos(índices 1,2,5 e 6) existem dois bosons com mas diferente de zero e dois com massa nula:

$$M^2 = \lambda_4 \begin{pmatrix} v_2^2 & -v_1 v_2 \\ -v_1 v_2 & v_1^2 \end{pmatrix}$$

$$G^\pm = \phi_1^\pm \cos \beta + \phi_2^\pm \sin \beta$$

$$\phi^- = (\phi^+)^*$$

$$m_{G^\pm}^2 = 0$$

$$H^\pm = -\phi_1^\pm \sin \beta + \phi_2^\pm \cos \beta$$

$$m_{H^\pm}^2 = \lambda_4 (v_1^2 + v_2^2)$$

O setor neutro será dividido em duas partes:

a parte complexa (índices 4 e 8) fornece uma matriz análoga à anterior com o parâmetro λ_4 substituído pelo parâmetro λ_6 cujos estados são expressos por

$$G^0 = \sqrt{2} [\text{Im } \phi_1^0 \cos \beta + \text{Im } \phi_2^0 \sin \beta]$$

$$m_{G^0}^2 = 0$$

$$H_3^0 = \sqrt{2} [-\text{Im } \phi_1^0 \sin \beta + \text{Im } \phi_2^0 \cos \beta]$$

$$m_{H_3^0}^2 = \lambda_6 (v_1^2 + v_2^2)$$

a parte real por sua vez nos dá(índices 3 e 7)

$$M^2 = \begin{pmatrix} 4 v_1^2 (\lambda_1 + \lambda_3) + v_2^2 \lambda_5 & (4 \lambda_3 + \lambda_5) v_1 v_2 \\ (4 \lambda_3 + \lambda_5) v_1 v_2 & 4 v_2^2 (\lambda_1 + \lambda_3) + v_1^2 \lambda_5 \end{pmatrix}$$

cuja diagonalização nos dá os estados físicos

$$H_1^0 = \sqrt{2} [(\text{Re}\phi_1 - v_1) \cos \alpha + (\text{Re}\phi_2 - v_2) \sin \alpha] \quad (4.6)$$

$$H_2^0 = \sqrt{2} [-(\text{Re}\phi_1 - v_1) \sin \alpha + (\text{Re}\phi_2 - v_2) \cos \alpha] \quad (4.7)$$

com massas

$$m_{H_{1,2}^0}^2 = \frac{1}{2} \left[(A + C) \pm \sqrt{(A - C)^2 + 4B^2} \right] \quad (4.8)$$

Os novos parâmetros estão escritos em função dos antigos a seguir

$$\tan \beta = v_2/v_1$$

$$A = 4 v_1^2 (\lambda_1 + \lambda_3) + v_2^2 \lambda_5$$

$$B = (4 \lambda_3 + \lambda_5) v_1 v_2$$

$$C = 4v_2^2 (\lambda_2 + \lambda_3) + v_1^2 \lambda_5 \quad (4.9)$$

$$\sin 2\alpha \equiv \frac{2B}{[(A - C) + 4B^2]^{1/2}}$$

$$\cos 2\alpha \equiv \frac{(A - C)}{[(A - C) + 4B^2]^{1/2}}$$

A massa de H_1^0 (H_2^0) corresponde ao sinal positivo(negativo) na expressão anterior. Os graus de liberdade não físicos se manifestam como G^\pm e G^0 os quais desaparecem com a fixação de calibre(Unitário), fornecendo vínculos que nos permite escrever os campos físicos em função daqueles introduzidos através dos dubletos e encontrar as massas dos bosons vetoriais assim como a massa dos fermions.

Estes vínculos são respectivamente

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Im } \phi_1^0 \cos \beta = - \text{Im } \phi_2^0 \sin \beta \\ \\ \phi_1^+ \cos \beta = - \phi_2^+ \sin \beta \\ \\ \phi_1^- \cos \beta = - \phi_1^- \sin \beta \end{array} \right.$$

Os campos escalares se expressam como função dos campos físicos da seguinte maneira

$$\phi_1^\pm = - H^\pm \sin \beta$$

$$\phi_2^\pm = H^\pm \cos \beta$$

$$\phi_1^0 = v_1 + \frac{1}{\sqrt{2}} + \left(H_1^0 \cos \alpha - H_2^0 \sin \alpha - i H_3^0 \sin \beta \right)$$

$$\phi_2^0 = v_2 + \frac{1}{\sqrt{2}} + \left(H_1^0 \sin \alpha - H_2^0 \cos \alpha + i H_3^0 \cos \beta \right)$$

Determinamos a seguir a massa dos bosons vetoriais e a massa dos fermions. No caso dos bosons vetoriais, de modo análogo ao Modelo Padrão, somente o termo cinético do setor escalar com os termos bilineares nos campos W^\pm e Z^0 contribuem.

Assim,

$$\sum_{i=1}^2 (D_\mu \Phi_i) (D^\mu \Phi_i)^\dagger = \sum_{i=1}^2 \left[\begin{pmatrix} \partial_\mu - \frac{ig}{2} A_\mu^3 - \frac{ig'}{2} B_\mu & + \frac{1}{2} (A_\mu^1 - iA_\mu^2) \\ \frac{1}{2} (A_\mu^1 + iA_\mu^2) & \partial_\mu + \frac{ig}{2} A_\mu^3 - \frac{ig'}{2} B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_i^\mp \\ \phi_i^0 \end{pmatrix} \right] * \text{h.c.}$$

os termos que fornecem as massas dos bosons vetoriais são escritos abaixo

$$\begin{aligned} & \frac{v_1^2 g^2}{2} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{v_2^2 g^2}{2} W_\mu^+ W^{-\mu} \\ & + v_1^2 \left[\left(\frac{-ig}{2} A_\mu^3 + \frac{ig'}{2} B_\mu \right) \left(\frac{ig}{2} A^{3\mu} - \frac{ig'}{2} B^\mu \right) \right] \\ & + v_2^2 \left[\left(\frac{-ig}{2} A_\mu^3 + \frac{ig'}{2} B_\mu \right) \left(\frac{ig}{2} A^{3\mu} - \frac{ig'}{2} B^\mu \right) \right] \end{aligned} \tag{4.10}$$

$$\equiv M_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu^0 Z^{0\mu}$$

nos quais

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \pm iA_\mu^2)$$

$$M_W^2 = \frac{g^2}{2} (v_1^2 + v_2^2)$$

A massa de Z^0 é obtida a partir da diagonalização da matriz de massa

$$\frac{1}{4} (v_1^2 + v_2^2) \begin{pmatrix} A_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -g'g \\ -g'g & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^{3\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} =$$

$$\frac{1}{2} \begin{pmatrix} Z_\mu & A_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M^2 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix}$$

no qual

$$Z_\mu = A_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W$$

$$A_\mu = A_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W$$

com

$$\tan \theta_W = g'/g$$

θ_W : ângulo de Weinberg.

$$M_Z^2 = \frac{1}{2} (v_1^2 + v_2^2) (g^2 + g'^2)$$

$$M_A^2 = 0$$

A massa dos fermions é obtida a partir do acoplamento de Yukawa. Por substituição direta encontramos

$$m_u = g_2^u v_1 \quad m_{\nu_e} = g_2^{\nu_e} v_1$$

$$m_d = g_3^d v_2 \quad m_e = g_1^e v_2$$

Portanto, a extensão altera a estrutura escalar da teoria além de introduzir um termo novo para a massa dos bosons vetoriais que pode ser obtido por substituição direta de $v_{M.P.}^2 \rightarrow v_1^2 + v_2^2$ e a relação entre as massas dos bosons Z^0 e W^\pm mantém-se inalterada.

Nos resta agora encontrar os acoplamentos entre os bosons de Higgs e os bosons vetoriais assim como os acoplamentos com os fermions.

O acoplamento dos Higgs com Z^0 é obtido diretamente do termo em derivada co-variante

$$(\partial_\mu \phi_i^0)^\dagger Z_\mu^0 \phi_j^0$$

e

$$(\phi_i^0)^\dagger Z^{0\mu} \partial_\mu \phi_j^0$$

Os termos restantes fornecem os acoplamentos entre os Higgs e o campo eletromagnético assim como sua interação com os bosons vetoriais carregados W^\pm .

Explicitamente, o Lagrangeano é escrito da seguinte forma

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{B-E} = & \frac{1}{2} ig W_\mu^+ H^- \widehat{\partial}_\mu \left[H_1^0 \sin(\alpha - \beta) + H_2^0 \cos(\alpha - \beta) + i H_3^0 \right] + \text{h.c.} \\
& + \frac{ig}{2 \cos \theta_W} Z_\mu^0 \left\{ i H_3^0 \widehat{\partial}_\mu \left[H_1^0 \sin(\alpha - \beta) + H_2^0 \cos(\alpha - \beta) \right] \right\} \\
& - \frac{ig}{2 \cos \theta_W} Z_\mu^0 \left(2 \sin^2 \theta_W - 1 \right) H^- \widehat{\partial}_\mu H^+ - ie A_\mu H^- \widehat{\partial}_\mu H^+ \\
& - g m_W W_\mu^+ W^{-\mu} \left[H_1^0 \cos(\beta - \alpha) + H_2^0 \sin(\beta - \alpha) \right] \\
& - \frac{g m_Z}{2 \cos \theta_W} Z_\mu^0 Z^{0\mu} \left[H_1^0 \cos(\beta - \alpha) + H_2^0 \sin(\beta - \alpha) \right] \tag{4.11} \\
& + \frac{1}{4} g W_\mu^+ W^{-\mu} \left[(H_1^0)^2 + (H_2^0)^2 + (H_3^0)^2 + 2 H^+ H^- \right] \\
& + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu^0 Z^{0\mu} \left[(H_1^0)^2 + (H_2^0)^2 + (H_3^0)^2 + 2 \cos \theta_W H^+ H^- \right] \\
& + e^2 A_\mu A^\mu H^+ H^- - \frac{eg \cos 2\theta_W}{\cos \theta_W} A_\mu Z^\mu H^+ H^- \\
& + \frac{1}{2} g \left(\frac{g \sin^2 \theta_W}{\cos \theta_W} Z^{0\mu} - e A^\mu \right) * \\
& \left\{ W_\mu^+ H^- \left[H_1^0 \sin(\beta - \alpha) - H_2^0 \cos(\beta - \alpha) - i H_3^0 \right] + \text{h.c.} \right\}^\dagger
\end{aligned}$$

Os auto-acoplamentos dos Higgs são escritos a seguir

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{E-E-E} = & -gm_W H^+ H^- \left[H_1^0 \cos(\beta - \alpha) + H_2^0 \sin(\beta - \alpha) \right] \\
& - \frac{g m_Z}{4 \cos \theta_W} \left[H_1^0 \cos(\beta + \alpha) + H_2^0 \sin(\beta + \alpha) \right] * \\
& \left\{ \cos 2\alpha \left[(H_1^0)^2 - (H_2^0)^2 - 2 H_1^0 H_2^0 \sin 2\alpha \right] \right\} \quad (4.12) \\
& + \frac{g m_Z}{4 \cos \theta_W} \left[(H_3^0)^2 + 2 H^+ H^- \right] \cos 2\beta
\end{aligned}$$

Da mesma maneira os acoplamentos com os fermions podem ser obtidos por substituição direta dos campos escalares no potencial de Yukawa. O Lagrangeano de interação fermions-escalares, no caso de quarks se escreve

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{F-E} = & \frac{gm_u}{2m_W \sin \beta} \left[\bar{u}u \left(H_1^0 \sin \alpha - H_2^0 \cos \alpha \right) \right] \\
& - \frac{gm_u}{2m_W \sin \beta} \left(i \bar{u} \gamma_5 u H_3^0 \cos \beta \right) \\
& + \frac{gm_d}{2m_W \cos \beta} \left[\bar{d}d \left(H_1^0 \cos \alpha - H_2^0 \sin \alpha \right) \right] \\
& - \frac{gm_d}{2m_W \cos \beta} \left(i \bar{d} \gamma_5 d H_3^0 \sin \beta \right)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{g}{2\sqrt{2} m_W} \left[H^+ \bar{u} (m_d \tan \beta + m_u \cot \beta) d \right] & (4.13) \\
& - \frac{g}{2\sqrt{2} m_W} \left[H^+ \bar{u} (m_d \tan \beta - m_u \cot \beta) \gamma^5 d \right] \\
& - \frac{g}{2\sqrt{2} m_W} H^- \bar{d} [(m_d \tan \beta + m_u \cot \beta) u] \\
& - \frac{g}{2\sqrt{2} m_W} \left[H^- \bar{d} (m_u \cot \beta - m_d \tan \beta) \gamma^5 u \right]
\end{aligned}$$

No caso de leptons, obtemos o Lagrangeano por substituição direta do quark up(u) pelo neutrino do elétron (ν_e) e do quark down(d) pelo elétron(e). É importante observarmos a ausência de vértices do tipo $Z^0 H_1^0 H_2^0$, que é resultado da exigência da invariância C.P.: é também importante observarmos a ausência de acoplamentos $W^+ Z^0 H^+$ a nível árvore, que é uma característica de modelos nos quais os escalares só aparecem como dubletos [58]. No Lagrangeano acima aparece a primeira consequência da introdução do singlete direito neutro: além de gerar massa tipo Dirac para o neutrino, é necessário uma matriz tipo Kobaiashy-Maskawa no caso de três famílias leptônicas [25] que não aparece no Modelo Padrão e, como consequência, evidencia a não conservação do número leptônico para decaimentos envolvendo neutrinos cuja massa é gerada dessa maneira.

4.2 Larguras de decaimentos dos novos escalares

As novas larguras de decaimentos dos Higgs em fermion-antifermion ficam escritas como

$$\begin{aligned}
\Gamma(H_1^0 \rightarrow \bar{u}u) &= \frac{3G_F m_u^2 M_{H_1^0}}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_u^2}{m_{H_1^0}^2}\right)^{3/2} \frac{\sin^2 \alpha}{\sin^2 \beta} \\
\Gamma(H_1^0 \rightarrow \bar{d}d) &= \frac{3G_F m_d^2 M_{H_1^0}}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_d^2}{m_{H_1^0}^2}\right)^{3/2} \frac{\cos^2 \alpha}{\cos^2 \beta} \\
\Gamma(H_2^0 \rightarrow \bar{u}u) &= \frac{3G_F m_u^2 M_{H_2^0}}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_u^2}{m_{H_2^0}^2}\right)^{3/2} \frac{\cos^2 \alpha}{\sin^2 \beta} \\
\Gamma(H_2^0 \rightarrow \bar{d}d) &= \frac{3G_F m_d^2 M_{H_2^0}}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_d^2}{m_{H_2^0}^2}\right)^{3/2} \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \beta} \\
\Gamma(H_3^0 \rightarrow \bar{u}u) &= \frac{3G_F m_u^2 M_{H_3^0}}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_u^2}{m_{H_3^0}^2}\right)^{1/2} \cot^2 \beta \\
\Gamma(H_3^0 \rightarrow \bar{d}d) &= \frac{3G_F m_d^2 M_{H_3^0}}{4\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{4m_d^2}{m_{H_3^0}^2}\right)^{1/2} \tan^2 \beta
\end{aligned} \tag{4.14}$$

no caso de leptons, basta suprimirmos o valor 3 (referente ao número quântico de cor) e substituímos a massa do quark d pela massa do elétron, o mesmo valendo para a substituição do quark u pelo neutrino e sua respectiva massa.

Se considerarmos escalares pesados presentes na teoria, isto é, massa maior que $2m_Z$, as contribuições dos decaimentos em bosons neutro e carregado devem ser levadas em conta. Neste caso as larguras se escrevem

$$\begin{aligned}
\Gamma(H_1^0 \rightarrow W^+W^-) &= \frac{G_F m_W^2 H_1^0 (1-x)^{1/2}}{8\pi\sqrt{2} x} \\
&\quad (3x^2 - 4x + 4) \cos^2(\beta - \alpha)
\end{aligned} \tag{4.15}$$

$$\Gamma(H_1^0 \rightarrow Z^0 Z^0) = \frac{G_F m_W^2 H_1^0 (1 - x')^{1/2}}{4\pi\sqrt{2} x'} \frac{1}{(3x'^2 - 4x' + 4) \cos^2(\beta - \alpha)} \quad (4.16)$$

nos quais

$$x = \frac{4m_W^2}{m_{H_1^0}^2} \text{ e } x' = \frac{4m_Z^2}{m_{H_1^0}^2}$$

Para o escalar H_2^0 , basta substituírmomos $\cos(\beta - \alpha)$ por $\sin(\beta - \alpha)$ e a massa de H_1^0 pela massa de H_2^0 .

4.3 Possibilidade de novos vínculos no modelo estendido

Até agora não fizemos nenhuma restrição sobre o número de parâmetros introduzidos ou sobre a ordem de grandeza dos mesmos. No entanto é necessário considerarmos um problema formulado no Modelo Padrão e verificarmos se a extensão oferece alguma possibilidade para a solução deste.

Os cálculos realizados até o momento não levam em conta contribuições de ordem mais alta na teoria; no entanto é sabido que a contribuição a 1-loop para a massa do Higgs no Modelo Padrão diverge quadraticamente [12]. Este fato nos leva à seguinte pergunta: o bosons de Higgs é realmente uma partícula fundamental e neste caso é necessário introduzirmos uma simetria mais "ampla" na teoria para solucionar este problema de divergência ou este seria uma partícula composta e, neste caso a sua estrutura poderia ser estabelecida de tal modo a anular esta divergência? A pergunta é

síntese do que se conhece como o problema da hierarquia [12] e sua resposta ainda não é definitiva. Se por um lado considerarmos o boson de Higgs como uma partícula composta, a estrutura do escalar é desenvolvida nos modelos conhecidos como Tecnicolor. Por outro lado, a manutenção do Higgs como escalar fundamental nos obriga a tentar estender o Modelo de maneira a anular a divergência na massa deste escalar. Uma das soluções encontradas foi a introdução de uma nova simetria conhecida como Supersimetria [12]. No desenvolvimento do trabalho adotamos este último ponto de vista e comparamos os resultados já obtidos no Modelo Padrão com a extensão levando em conta os vínculos fornecidos pela imposição desta simetria e com a extensão sem qualquer restrição no que diz respeito à introdução de mais dubletos na teoria.

Nos modelos supersimétricos, temos associados parceiros bosônicos para campos fermiônicos e vice-versa através da introdução de supermultipletes [27] [12]. As restrições sobre a estrutura dos multipletes escalares resulta na imposição de dois dubletos, diferente do Modelo Padrão quando somente um dubleto era suficiente para gerar a massa dos fermions além de fornecer informações sobre a massa destes escalares; estas são obtidas através da comparação do potencial escalar no caso Padrão com o potencial no caso supersimétrico. Estes vínculos estão escritos a seguir:

$$\left\{ \begin{array}{l} m_{H_3^0}^2 = m_{H^\pm}^2 - m_W^2 \\ \tan 2\alpha = \tan 2\beta \left(\frac{m_{H_1^0}^2 + m_{H_2^0}^2}{m_{H_3^0}^2 - m_Z^2} \right) \\ m_{H_{1,2}^0}^2 = \frac{1}{2} \left[m_{H_3^0}^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_{H_3^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_{H_3^0}^2 \cos^2 2\beta} \right] \end{array} \right.$$

Donde obtemos as seguintes relações:

$$m_{H_1^0}^2 + m_{H_2^0}^2 = m_{H_3^0}^2 + m_Z^2$$

$$m_{H^\pm}^2 > m_W^2$$

$$m_{H_1^0}^2 > m_Z^2$$

$$m_{H_2^0}^2 < m_Z^2$$

Nossas considerações sobre os resultados nos quais a supersimetria funciona como um vínculo entre os parâmetros introduzidos serão restritos a estes limites assim como os ângulos definidos anteriormente.

Capítulo 5

Limites experimentais

5.1 Introdução

Neste Capítulo apresentamos os principais resultados experimentais que limitam inferiormente a massa do escalar no Modelo Padrão e dos escalares no Modelo Estendido ou Modelo Padrão Supersimétrico. Estes resultados foram obtidos fundamentalmente nos detectores DELPHI, ALEPH e L3. Apresentamos ainda outros resultados vindos do OPAL e TOPAZ.

5.2 Limites experimentais para o escalar no Modelo Padrão

A produção do escalar no DELPHI [29] foi considerada a partir do processo de Bjorken [44]

$$e^+ e^- \rightarrow \phi Z^{0*} \rightarrow \phi f \bar{f} \quad (5.1)$$

no qual o asterisco indica que o boson neutro não está na camada de massa.

A região de massa entre 210 *MeV* e 14 *GeV* foi excluída a partir de dados obtidos anteriormente. A região inferior foi varrida considerando possíveis decaimentos do boson

neutro num par de leptons ou neutrinos e excluída a possibilidade da existência de um escalar com massa até 210 MeV , a busca passou a ser realizada na região acima de 14 GeV . Neste caso os decaimentos em leptons de alta energia foram considerados e o limite atual atinge o valor de 34 GeV .

No caso do OPAL [31], a região de massa na qual tentou-se detectar o escalar foi acima de 3 GeV . Isto porque, abaixo desse valor, o mecanismo de hadronização depende do modelo considerado. Assim, para a região de energia do centro de massa variando de 88.3 a 95.0 GeV , concentrando as buscas nos decaimentos do escalar em quarks e $\tau^+ \tau^-$, limitou-se a massa do escalar em 19.3 GeV .

Já o ALEPH [32] realizou a busca ao escalar produzido na reação 5.1 e os resultados são os seguintes: Considerando somente o canal de decaimento do boson neutro em neutrinos, o limite inferior obtido foi 39.3 GeV . Considerando todos os canais combinados, este limite subiu para 41.8 GeV , o qual, a partir das considerações sobre a precisão experimental baixa para 41.6 GeV . Resultados anteriores podem ser encontrados em [33] [34] e, em especial, resultados para um escalar com massa abaixo de 3 GeV podem ser encontrados em [35] [36].

5.3 Limites experimentais para escalares no Modelo Extendido

A procura de escalares no Modelo Padrão Extendido limita-se ao caso Mínimo Supersimétrico e os resultados estão sistematizados a seguir.

5.3.1 Limites para os escalares neutros

Dos escalares neutros no Modelo Mínimo, um deles está previamente excluído da busca de detecção já que, de acordo com os resultados do Cap.4, a massa deste se encontra acima do valor atingido pelas experiências em curso para o caso de aniquilação elétron-pósitron.

Os decaimentos considerados no ALEPH [46] foram:

$$e^+ e^- \longrightarrow H_2^0 f \bar{f} \quad (5.2)$$

e

$$e^+ e^- \longrightarrow H_2^0 H_3^0 \quad (5.3)$$

cuja energia do centro de massa variou em torno da massa de Z^0 .

Os parâmetros considerados livres foram v_2/v_1 e $m_{H_2^0}$ e, considerando qualquer valor para a razão v_2/v_1 , o limite inferior estabelecido para o escalar foi de 3.1 GeV . Para $v_2/v_1 \gg 1$ combinado a $m_{H_2^0} \sim m_{H_3^0}$, este limite está fixado em 33.3 GeV .

No DELPHI [29], os mesmos processos de decaimento foram considerados e, para os escalares leves, o primeiro dos decaimentos acima pode ser aproximado por

$\sin^2(\beta - \alpha) \sigma_{Mod.Pad.}$ enquanto o segundo pode ser aproximado para $0.5 \cos^2(\beta - \alpha) \sigma_{\nu\bar{\nu}}$

e os ângulos de mistura considerados foram $\alpha \approx -\beta$. Os limites estabelecidos para o escalar H_2^0 foram:

$$m_{H_2^0} > 42 \text{ GeV} \text{ para } m_{H_2^0} \simeq m_{H_3^0};$$

$$m_{H_2^0} > 32 \text{ GeV} \text{ para } \tan \beta > 1 \text{ e}$$

$m_{H_2^0} > 28 \text{ GeV}$ considerando qualquer valor para $\tan \beta$.

Outro resultado é fornecido pelo L3 [38] considerando canais de decaimento dos escalares em quarks e/ou leptons combinado à procura direta dos escalares H_2^0 e H_3^0 . O limite fornecido neste caso é de 41.5 GeV .

5.3.2 Limites para os escalares carregados

No caso dos carregados, os resultados disponíveis são:

De acordo com o L3 [39], os canais de decaimento considerados:

$$H^+ H^- \longrightarrow \tau^+ \nu \tau^- \bar{\nu} \quad (5.4)$$

$$H^+ H^- \longrightarrow \tau^+ \nu c s \quad (5.5)$$

e

$$H^+ H^- \longrightarrow c \bar{s} \bar{c} s \quad (5.6)$$

independente das taxas de decaimento consideradas, limitaram inferiormente a massa dos escalares em 36.5 GeV .

O ALEPH [40] fornece limites definidos de acordo com diferentes valores considerados das taxas de decaimento a partir dos mesmos canais considerados anteriormente. Considerando $\text{BR}(H^+ \rightarrow \nu\tau)=100\%$, a região de massa excluída é de 7.6 a $43. \text{ GeV}$. No caso de $\text{BR}(H^+ \rightarrow \nu\tau)=\text{BR}(H^+ \rightarrow cs)=50\%$, a região varia de 8.3 a 40.6 GeV e no caso de $\text{BR}(H^+ \rightarrow cs)=100\%$ temos os limites inferior igual a 14.4 e o superior igual a 35.4 GeV . Outros resultados podem ser encontrados em [41].

A seguir apresentamos um resumo dos limites experimentais sob a forma de tabela.

	Limite de m_ϕ (GeV)	Observação
ALEPH	41.6	[32]
DELPHI	34	[29]
OPAL	19.3	[31]

Table 5.1: Limites da massa do escalar Padrão

	Limite de $m_{H_2^0}$ (GeV)	Limite de $m_{H_3^0}$ (GeV)	Observação
ALEPH	38.8	38.8	[46]
DELPHI	42	*	$m_{H_2^0} \simeq m_{H_3^0}$
	32	*	$\tan \beta > 1$
	28	*	$\forall \tan \beta$ [29]
L3	41.5	41.5	[38]

Table 5.2: Limites da massa do escalar leve e pseudoescalar

	Limite de $m_{H_3^0}$ (GeV)	Observação
ALEPH	38.8	decaimento escalar-pseudoescalar e processo de Bjorken[46]
L3	41.5	decaimento escalar-pseudoescalar[38]

Table 5.3: Limites da massa do pseudoescalar

	Limite de m_{H^+} (GeV)	Observação
ALEPH	43	BR em $\nu\tau = 100\%$
	40.6	BR em $\nu\tau = \text{BR em } cs = 50\%$
	35.4	BR em $cs = 100\%$
	35.7	BR em $cb = 100\%$
	40.7	BR em $cb = \text{BR em } \nu\tau = 50\%$ [40]
L3	36.5	decaimentos em hadrons ou leptons [39]

Table 5.4: Limites da massa do escalar carregado

Capítulo 6

Produção de escalares

6.1 Introdução

Como vimos no Capítulo anterior, os dados experimentais fornecem limites sobre a massa do escalar no Modelo Padrão e no Modelo Estendido essencialmente a partir de dois processos de produção e decaimento do escalar e do bóson neutro. O resultado mais recente (L3 Collaboration) combina a detecção direta de escalar-pseudoescalar com a possibilidade do decaimento destes em hadrons, leptons ou em processos combinados e estabelece o limite inferior de 41.8 GeV para a massa de ambas as partículas. Considerando os limites teóricos citados no Cap. 3, temos uma vasta região de massa na qual o escalar pode ser encontrado. No entanto, como veremos, combinando ambos os limites experimental e teórico sobre o Modelo Estendido podemos restringir os limites a valores que serão atingidos pelo LEP II. O mecanismo de produção destes escalares pode ser analisada de formas diferentes: uma delas é a busca direta destes escalares através da observação direta ou a partir de decaimentos em leptons pesados. A outra via é a produção virtual destes escalares cuja observação também se faz a partir de leptons pesados ou hadrons. A nossa preocupação recai neste último caso apesar de também considerarmos no decaimento a produção direta do escalar.

6.2 Vínculos Teóricos

A partir da introdução da supersimetria através dos vínculos dados no Cap. 4 consegue-se o cancelamento da divergência na massa do escalar e obtém-se um conjunto de restrições sobre a massa destes. Estas restrições se somam ao fato de supormos neste caso a geração de massa de quarks tipo u e d a partir de dubletos diferentes. Neste caso o parâmetro atingido é o ângulo de mistura β . De acordo com a razão $m_d/m_u \gg 1$ restringimos o valor de β a uma variação de 10 a 20 pois, como ilustra a figura a seguir, para grandes valores de β o limite da massa do escalar ultrapassa o limite estabelecido experimentalmente¹.

O ângulo definido a partir das constantes introduzidas no potencial também é restrito a uma região bem definida.

A partir dos vínculos sobre as massas dos escalares, o gráfico a seguir ilustra a região definida por $\tan \beta$ e $M_{H_2^0}$ considerando como limite os dados obtidos experimentalmente

Cabe lembrarmos que além do modelo estendido com vínculos supersimétricos temos o modelo no qual os dubletos são introduzidos porém a supersimetria não aparece como um vínculo. Neste caso as relações de massa se invertem, ou seja, o escalar leve no caso estendido com vínculos ($m_{H_2^0}$) passa a ser o escalar pesado já que

$$m_{H_2^0}^2 = \frac{1}{2} \left[(A + C) - \sqrt{(A - C)^2 + 4B^2} \right] \quad (6.1)$$

¹ Este argumento também é apresentado para a razão de massa entre os quarks t (top-ainda não detectado) e b (bottom) [47] [48]

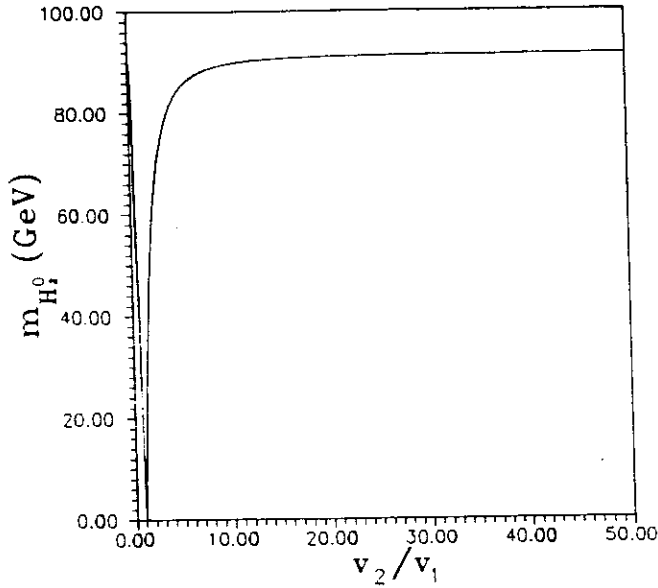


Figura 6.1: Região inferior permitida de acordo com a Supersimetria

$$m_{H_1^0}^2 = \frac{1}{2} \left[(A + C) + \sqrt{(A - C)^2 + 4B^2} \right]$$

e de acordo com os ângulos definidos no Cap. 4, considerando a relação $v_2/v_1 \gg 1$, $\alpha \rightarrow 0$ e a massa do escalar H_1^0 será menor do que a massa de H_2^0 .

Entretanto, os parâmetros neste modelo não tem qualquer vínculo a não ser limites estabelecidos a partir de considerações de unitariedade da teoria, já contidos no modelo vinculado, além da desvantagem destes parâmetros terem de ser ajustados para conseguirmos o congelamento da divergência na massa dos escalares. Apesar do ajuste, neste modelo não há necessidade de introduzirmos novas partículas que o Modelo Supersimétrico introduz, o que pode simplificar a análise do decaimento dos escalares.

6.3 Efeito da produção direta e virtual de escalares

Nos processos de interação eletrofraca, a previsão de correntes neutras foi uma das principais contribuições do Modelo Padrão à descrição das interações fracas. Em especial, os processos de produção de partículas virtuais possibilitaram a verificação indi-

reta do boson neutro através da aniquilação elétron-pósitron em muons. Este processo contém duas contribuições: uma da troca de um fóton e outra do bóson neutro, como ilustrado na figura a seguir.

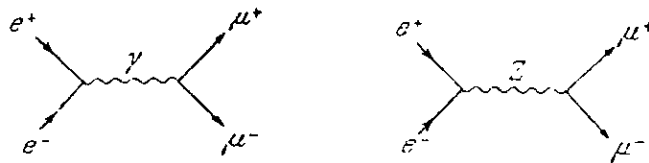


Figura 6.2: Aniquilação elétron-pósitron em muons

A partir de processos com produção virtual de partículas é possível verificarmos a existência de intermediários da interação ou, como no nosso caso, de escalares em regiões de energia abaixo do limiar para a produção direta. Passemos então ao estudo do mecanismo de produção destes escalares e suas consequências.

6.3.1 O escalar no Modelo Padrão

Como os limites estabelecidos experimentalmente ilustram, o boson de Higgs deve ser uma partícula pesada ($O(GeV)$) e a detecção, como vimos, é baseada no seu decaimento em partículas mais leves. É importante então estabelecer possíveis larguras de decaimentos para estes escalares. De acordo com o Cap 3, a figura abaixo mostra as larguras de decaimento do escalar no Modelo Padrão² para massa até $160GeV$.

A região abaixo de $41.9GeV$ já está excluída e das possibilidades de decaimento em

²Os dados conhecidos estão de acordo com [42]

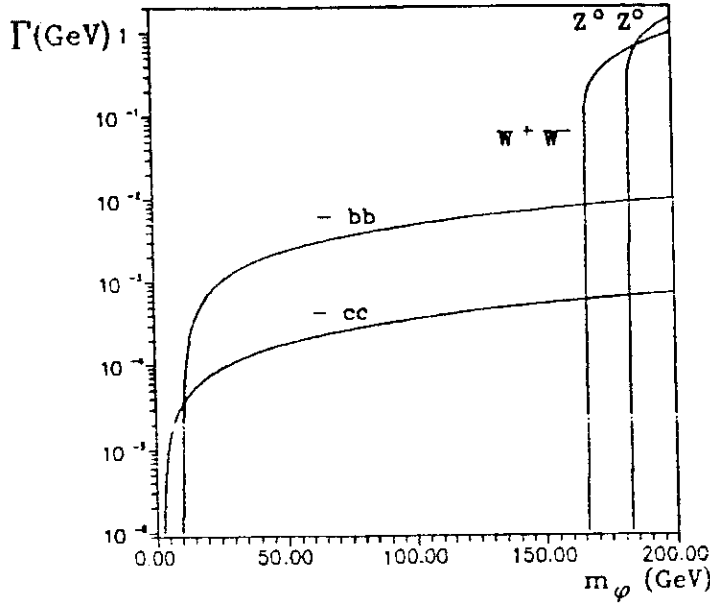


Figura 6.3: Largura de decaimento do Higgs em função da massa

fermions temos como preferenciais os pares $b\bar{b}$ ou $\tau^+\tau^-$ pois, como o acoplamento do escalar com os fermions é diretamente proporcional à massa destes, o decaimento do escalar é favorecido para fermions pesados. A preferência das medidas experimentais na detecção destes fenômenos em elétrons e muons é devido ao fato destes serem medidos diretamente, não sofrendo nenhum processo de decaimento. Porém no caso do lepton τ isto não acontece, e o decaimento em $b\bar{b}$ é facilitado [43].

O decaimento em $b\bar{b}$ dá origem a dois jatos hadrônicos bem definidos, o que facilita a reconstrução do decaimento. Vejamos então a relação entre os acoplamentos com os férmions e bósons e quais decaimentos são favorecidos. Entre férmions e o bóson carregado, a razão dos acoplamentos com os escalares é:

$$\frac{C_f}{C_{W^\pm}} = \frac{m_f}{2m_W^2} \ll 1 \quad (6.2)$$

No caso do boson neutro teremos

$$\frac{C_f}{C_{Z^0}} = \frac{m_f \cos \theta_W}{m_W m_Z} \ll 1 \quad (6.3)$$

E finalmente a razão entre os acoplamentos dos bosons vetoriais com o escalar é:

$$\frac{C_{W^\pm}}{C_{Z^0}} = \frac{m_W \cos \theta_W}{m_Z} < 1 \quad (6.4)$$

Logo, o acoplamento preferencial é com o boson neutro e, atualmente, as buscas estão direcionadas para a aniquilação elétron-pósitron em regiões de energia intermediária³, próxima à massa de Z^0 através do processo de Bjorken [44] [45].

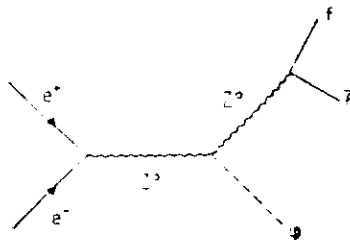


Figura 6.4: Decaimento em escalar no Modelo Padrão via processo de Bjorken

Neste processo,

$$e^+ e^- \longrightarrow Z \longrightarrow \phi Z \longrightarrow \phi f \bar{f}$$

o primeiro boson vetorial está na camada de massa, enquanto o segundo é virtual; porém pode ocorrer o inverso, ou seja, o primeiro boson é virtual, o segundo na ca-

³A região de energia intermediária citada aqui está de acordo com [49] que define duas regiões para a procura do Higgs: intermediária e alta

mada de massa e o processo ocorre a energia da ordem de $m_Z + m_\phi$ (decaimento Bremsstrahlung).

A seção de choque no caso Padrão se escreve [45]:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi f\bar{f}) = \frac{4m_Z^8 G_F^3}{3\sqrt{2}\pi^3} (Q_L^2 + Q_R^2)_e (Q_L^2 + Q_R^2)_f \times \\ \times \frac{I\{s, m_Z^2, m_\phi^2, \Gamma_Z^2\}}{[(s - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma_Z^2]} \quad (6.5)$$

O fator $I\{s, m_Z^2, m_\phi^2, \Gamma_Z^2\}$ é dado pela integral abaixo

$$I = \int_{m_\phi}^{(s+m_\phi^2)/2\sqrt{s}} dE_\phi \frac{(E_\phi^2 - m_\phi^2)^{1/2} \left(s + \frac{1}{3}E_\phi^2 + \frac{2}{3}m_\phi^2 - 2\sqrt{s}E_\phi\right)}{(s - 2\sqrt{s}E_\phi + m_\phi^2 - m_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 m_Z^2}$$

Apresentamos a seguir as seções de choque para diferentes valores de massa do escalar e posteriormente comentaremos o comportamento destas. Nestes gráficos, a massa do escalar assume dos seguintes valores: a)40 GeV, b)45 GeV, c)50 GeV, d)60 GeV, e)70 GeV e f)90 GeV.

6.3.2 Escalares no Modelo Estendido

Como vimos anteriormente, a necessidade de ampliarmos o setor escalar apareceu de dois fatores fundamentais: 1-) A divergência a 1-loop na massa do escalar, 2-)acoplamento de Yukawa no caso dos quarks, gerando massas diferentes para os componentes de um mesmo dubleto.

Para o modelo estendido as possibilidades de decaimento se ampliam já que contamos agora com cinco escalares, três dos quais são neutros e dois carregados.

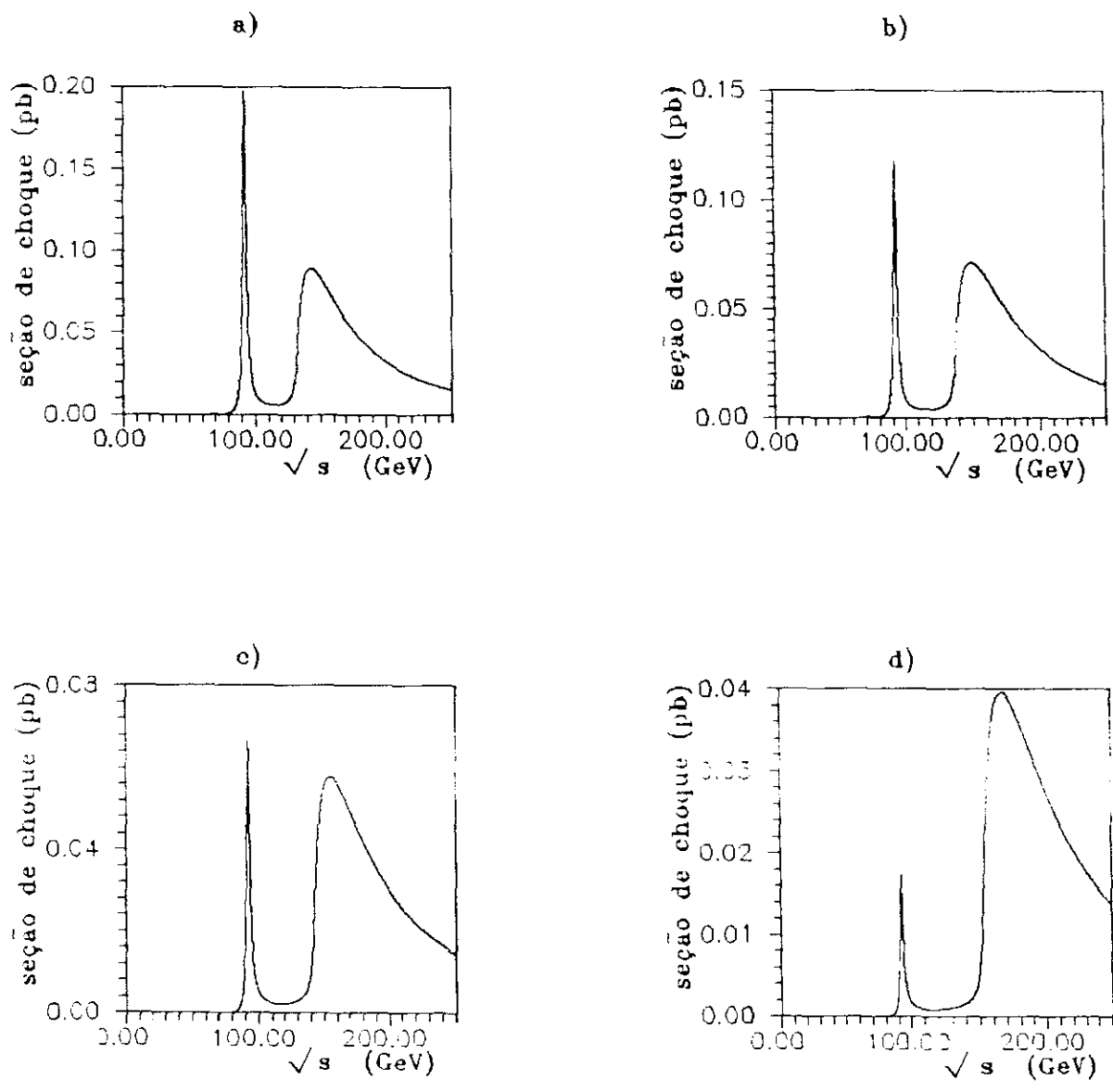


Figura 6.5: Aniquilação eletrôn-positrôn em Higgs- $b\bar{b}$

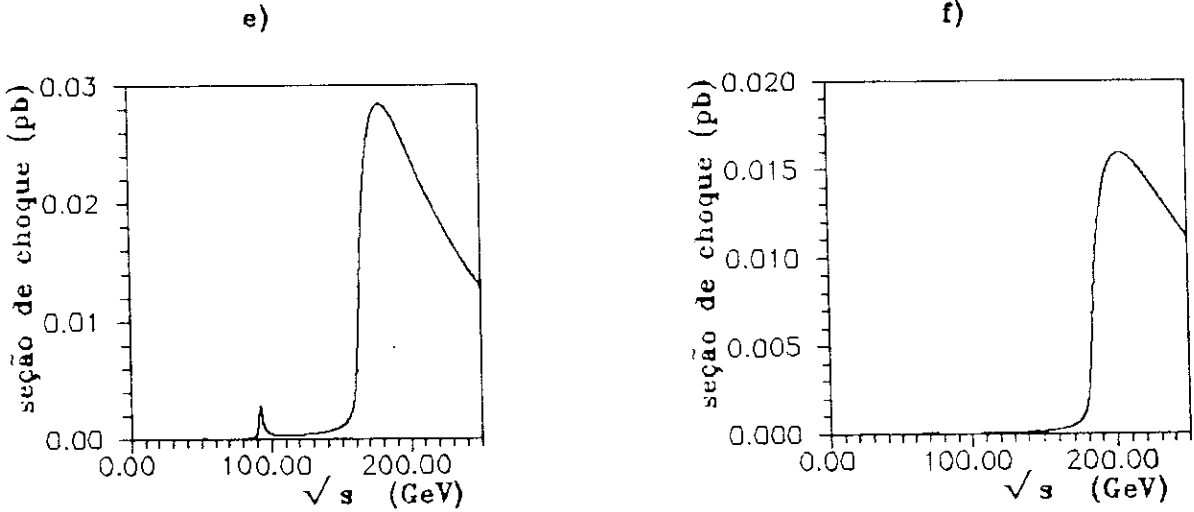


Figura 6.6: Aniquilação elétron-pósitron em Higgs- $b\bar{b}$

Os acoplamentos apresentados do Cap. 4 nos dão uma idéia do que acontece dentro da região definida nas figuras anteriores.

Escalares neutros no Modelo Estendido

A razão entre os acoplamentos dos escalares no caso Padrão e neste modelo é dada pelos ângulos de mistura α e β e de acordo com as considerações no início da seção 6.3 o decaimento do escalar também será preferencial em $b\bar{b}$. Com relação à massa dos escalares, como a região de interesse vincula $m_{H_2^0} < m_{H_1^0}$, e de acordo com os vínculos sobre as constantes A, B e C, definidas no Cap. 4, o ângulo α fica definido a partir $-\frac{\pi}{2}$. No caso limite, $v_2 \rightarrow v_1$, ou seja, $\tan \beta \rightarrow 1$, e a massa do escalar H_3^0 tende a zero. Considerando o limite inferior para α e combinando-o a $m_{H_3^0} \rightarrow m_{Z^0}$, $\tan \beta > 5$ e, à medida que $\tan \beta$ aumenta, o acoplamento $H_2^0 Z Z$ é suprimido por um fator $\sin(\beta - \alpha)$ e o acoplamento $H_3^0 Z Z$ é favorecido por um fator $\cos(\beta - \alpha)$. Se

mantivermos fixa a razão v_2/v_1 , o fator de supressão do acoplamento $H_2^0 Z Z$ aumenta à medida que $m_{H_2^0}$ aumenta. No limite $\tan \beta \rightarrow 1$, $m_{H_2^0} \rightarrow m_{Z^0} |\cos 2\beta|$ e o escalar H_2^0 comporta-se como o escalar no Modelo Padrão. O valor de $m_{H_2^0}$ assim como $m_{H_1^0}$ tendem a m_{Z^0} no limite acima, isto é, a razão v_2/v_1 define a degenerescência no espectro de massa dos escalares a partir do aumento desta combinada a $m_{H_3^0}$. Um outro fator limitante para a massa dos escalares, é a largura invisível de Z^0 , ou seja, a quantidade proporcional ao decaimento em neutrinos. No caso de escalares leves, a relação pode ser escrita como:

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow H_2^0 H_3^0)}{\Gamma(Z^0 \rightarrow \nu \bar{\nu})} = 0.5 \cos^2(\alpha - \beta) \quad (6.6)$$

que é complementar ao acoplamento do escalar leve com dois bosons neutros. A largura de decaimento invisível do boson neutro é de aproximadamente 20% a largura total [42] e, considerando o Modelo Padrão, a razão acima seria $< 1/20$ e teríamos dois processos de decaimento, no caso em neutrinos e em escalares leves contribuindo para a largura invisível de Z^0 que poderiam ser identificados [46], porém os resultados encontrados até agora não identificam este fator.

Para a região entre os limites, ou seja, para $\tan \beta = 10-20$ e as massas dos escalares limitadas de acordo com o parágrafo anterior, determinamos as prováveis larguras de decaimento do escalares H_1^0 e H_2^0 encontradas no Cap. 4.

Vimos que à medida que $\tan \beta$ aumenta, o acoplamento $H_2^0 H_3^0 Z$ é favorecido não só por um fator $\cos(\beta - \alpha)$ como por um fator proporcional ao quadri-momento dos escalares. Assim, o processo favorecido para a produção de escalares é:

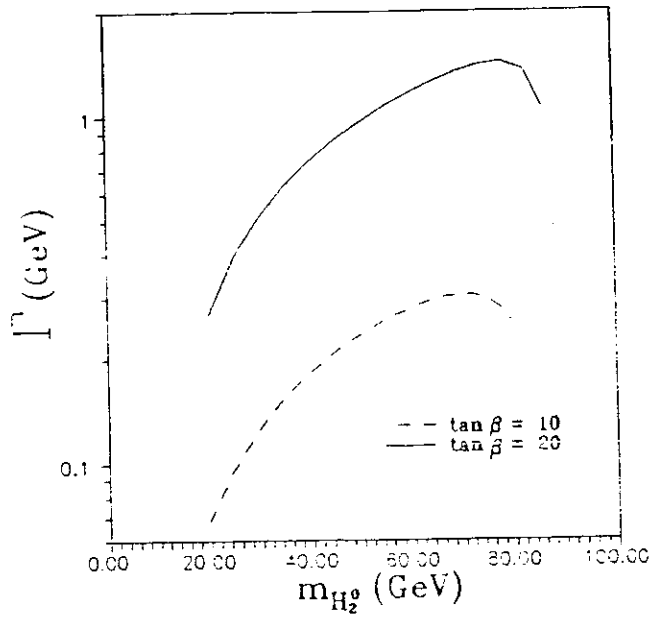


Figura 6.7: Largura de decaimento do escalar leve em função da massa

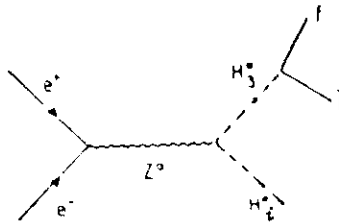


Figura 6.8: Decaimento em escalar no Modelo Estendido

$$e^+ e^- \longrightarrow 'Z^0' \longrightarrow H_i^0 'H_j^0' \longrightarrow H_i^0 f \bar{f} \quad (6.7)$$

no qual a massa do boson vetorial neutro ou a massa do Higgs H_3^0 podem ou não estar na camada de massa. Calculamos então a seção de choque para este decaimento, na qual a massa dos fermions foi desprezada já que a região de energia considerada varia de 50 a 200 GeV; além disso os propagadores foram modificados de maneira a incluir

a largura de decaimento total dos escalares incluídos no processo.

$$\begin{aligned}
 \sigma(e^+ e^- \rightarrow H_i f \bar{f}) &= \frac{N_c m_Z^4 G_F^3 m_f^2}{3 \pi^3 \sqrt{2} [(s - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma_Z^2]} (Q_L^2 + Q_R^2) e \times \\
 &\times \int_{m_{H_i}}^{(s+m_{H_i}^2)^{1/2} \sqrt{s}} dE_{H_i} \left[\frac{(E_{H_i}^2 - m_{H_i}^2)^{1/2} (s + m_{H_i}^2 - 2 \sqrt{s} E_{H_i})}{(s - 2 \sqrt{s} E_{H_i} + m_{H_i}^2 - m_{H_3}^2)^2 + \Gamma_{H_3}^2 m_{H_3}^2} \times \right. \\
 &\left. \times Fm(i) (E_{H_i}^2 - m_{H_i}^2) \right] \quad (6.8)
 \end{aligned}$$

no qual $Fm(i)$ agora depende não só do escalar final mas do acoplamento com um segundo escalar (H_3^0) que agora cumpre o papel do segundo boson vetorial no decaimento considerado anteriormente. O índice i refere-se ao escalar final .

$$F(1) = \sin(\alpha - \beta)^2 \tan(\beta)^2$$

$$F(2) = \cos(\alpha - \beta)^2 \tan(\beta)^2$$

Temos duas opções para análise:

O caso do decaimento no escalar H_1^0 , de acordo com os vínculos supersimétricos, mais pesado que o escalar H_2^0 e o próprio H_2^0 . Para a região definida anteriormente, as buscas se concentram sobre o escalar leve já que, no caso do escalar pesado, a energia no C.M. necessária para a criação deste estaria acima da disponível nos atuais aceleradores.

Obervamos que, assim como no caso Padrão, o acoplamento com fermions é proporcional à massa e os acoplamentos favorecidos são aqueles em fermions pesados.

A seguir apresentamos os gráficos para a seção de choque com os respectivos ângulos de mistura e massa do escalar. O ângulo considerado no caso sem vínculos foi de 0.001 rad. Os valores para a massa do escalar leve são a)40 GeV , b)45 GeV , c)50 GeV , d)60 GeV , e)70 GeV e f)90 GeV .

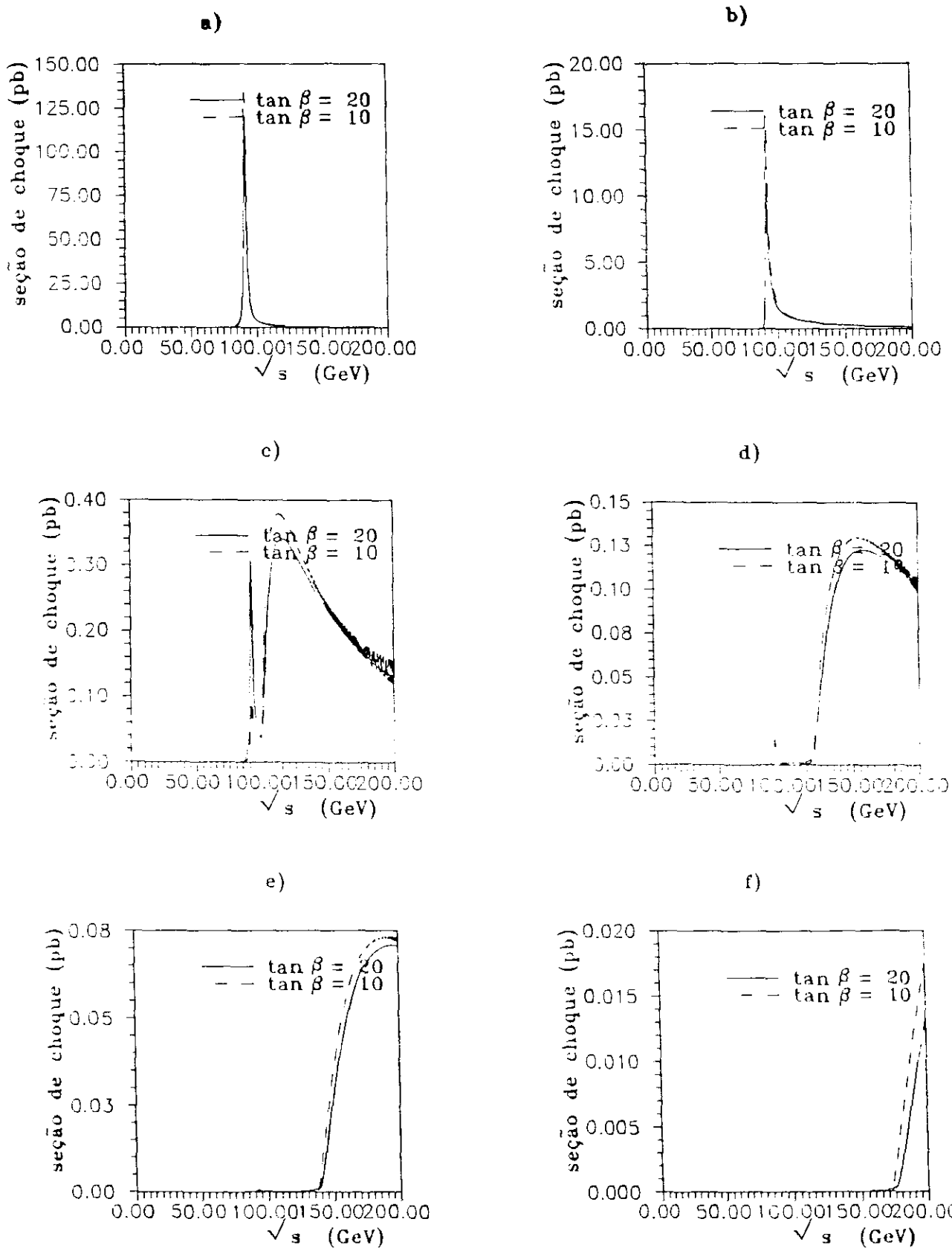


Figura 6.9: Aniquilação elétron-pósitron em Higgs leve- $b\bar{b}$ em função da energia do centro de massa

No caso estendido sem os vínculos supersimétricos, como havíamos dito antes, o escalar leve passa a ser H_1^0 e, neste caso, o limite $\alpha \rightarrow 0$ é utilizado para encontrarmos a seção de choque para massa do escalar entre a) 40 GeV, b) 50 GeV e c) 60 GeV e a massa do escalar trocado em 80 GeV e d) 40 GeV, e) 50 GeV e f) 60 GeV e a massa do escalar trocado em 100 GeV

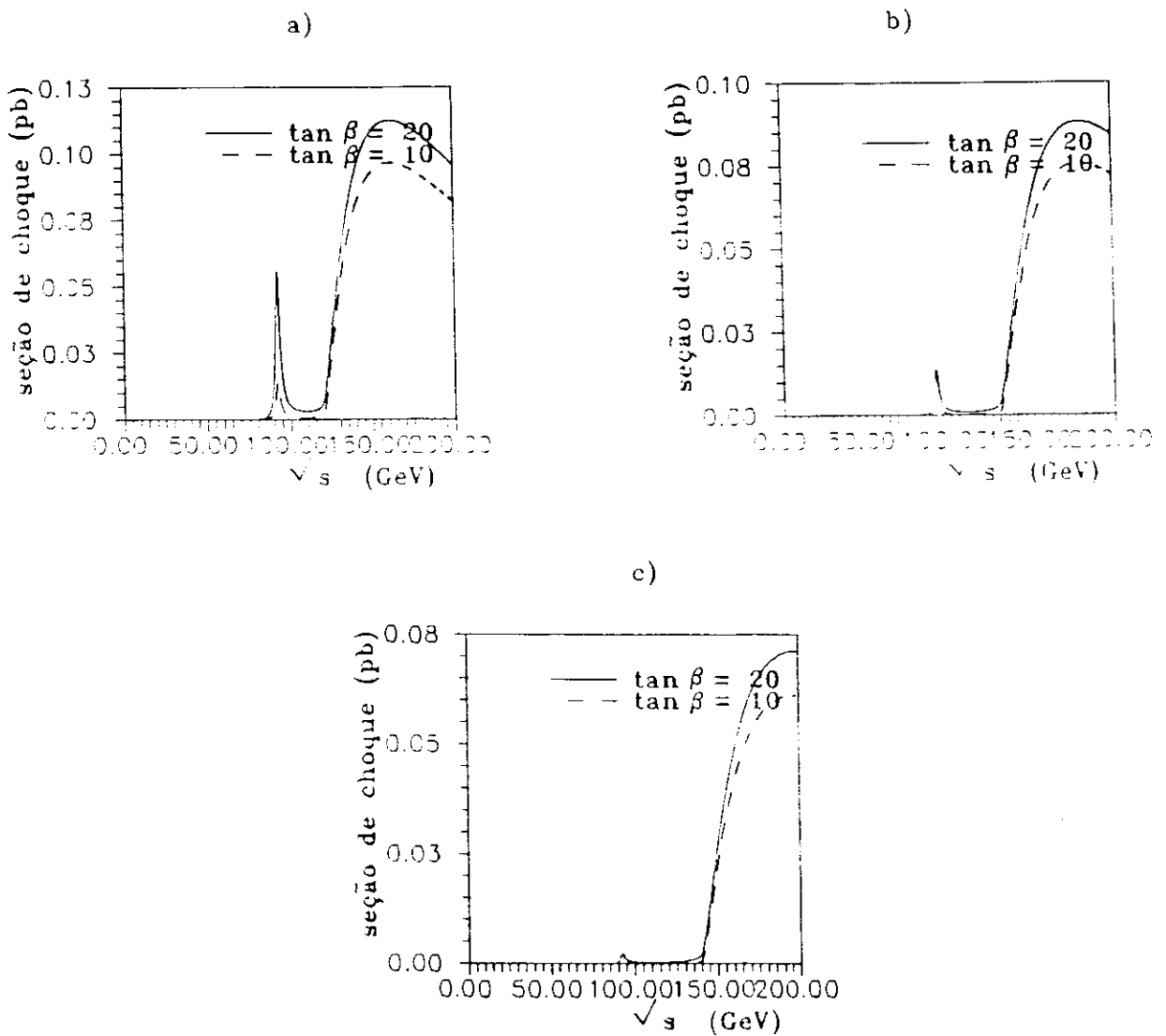


Figura 6.10: Aniquilação elétron-pósitron em Higgs leve- $b\bar{b}$ em função da energia do centro de massa

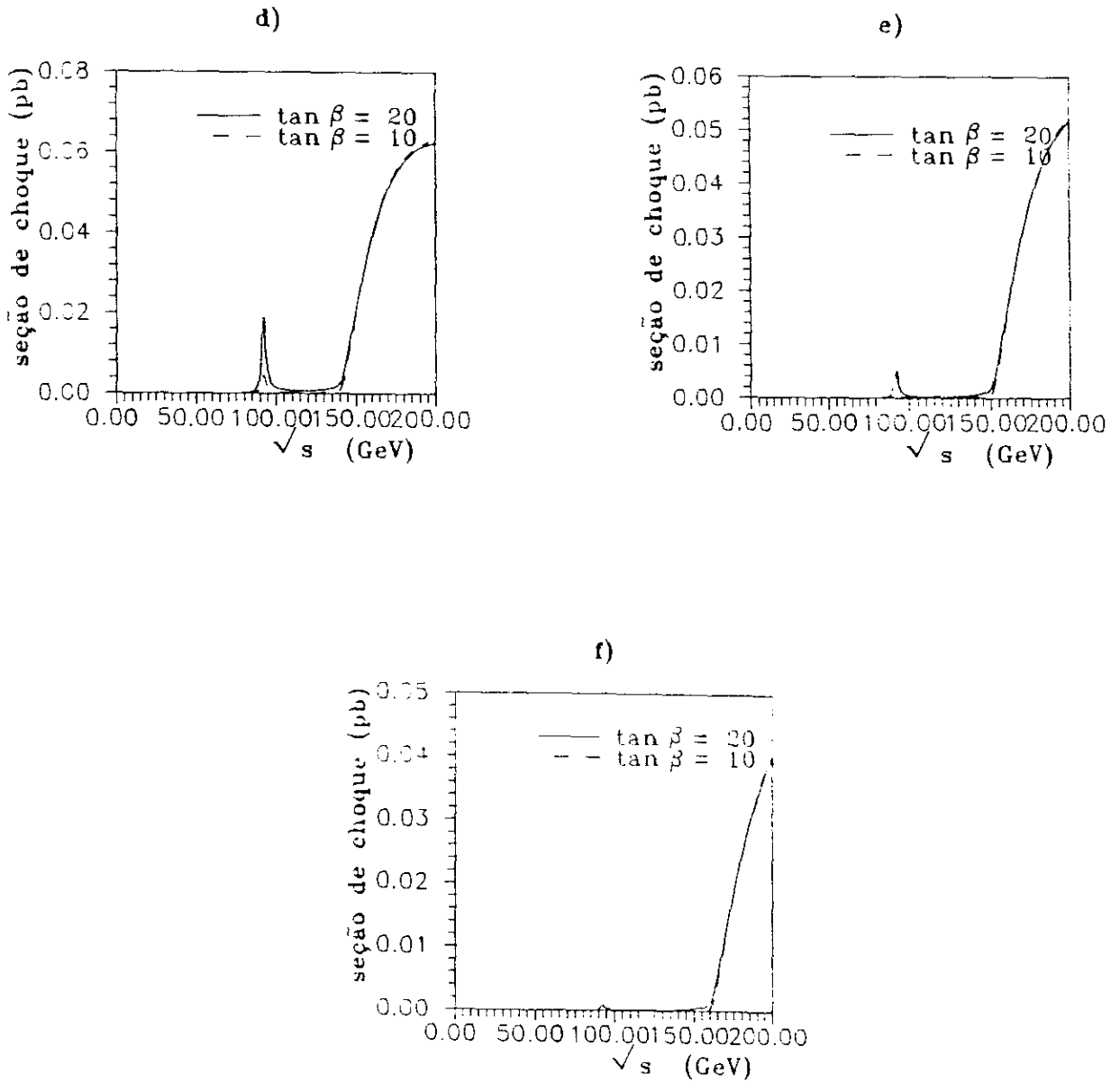


Figura 6.11: Aniquilação elétron-pósitron em Higgs leve- $b\bar{b}$ em função da energia do centro de massa

A partir das expressões para a seção de choque do decaimento do escalar no Modelo Padrão e do escalar leve no Modelo Extendido (Eq. 6.5 e Eq. 6.8) podemos investigar a relação entre os decaimentos destes. Identificando as integrais das Eq. 6.5 e 6.8 como I_1 e I_2 respectivamente, escrevemos a razão entre as seções de choque a seguir:

$$R = \frac{\sigma(e^+ e^- \rightarrow H_i^0 f \bar{f})}{\sigma(e^+ e^- \rightarrow \phi f \bar{f})} = \frac{N_c m_f^2 Fm(i)}{4 m_Z^4 (Q_L^2 + Q_R^2)_f} \frac{I_2}{I_1} \quad (6.9)$$

Comparamos então duas situações específicas para o escalar Padrão e o escalar leve no caso extendido supersimétrico. Aqui, a comparação deve ser considerada não só na massa do escalar leve como também na massa do escalar trocado e sua largura de decaimento que no caso (a) vale 0.25 para H_3^0 com $\tan \beta = 10$ e 1.00 para H_3^0 com $\tan \beta = 20$ e em (b) 0.46 para H_3^0 com $\tan \beta = 10$ e 1.84 para H_3^0 com $\tan \beta = 20$.

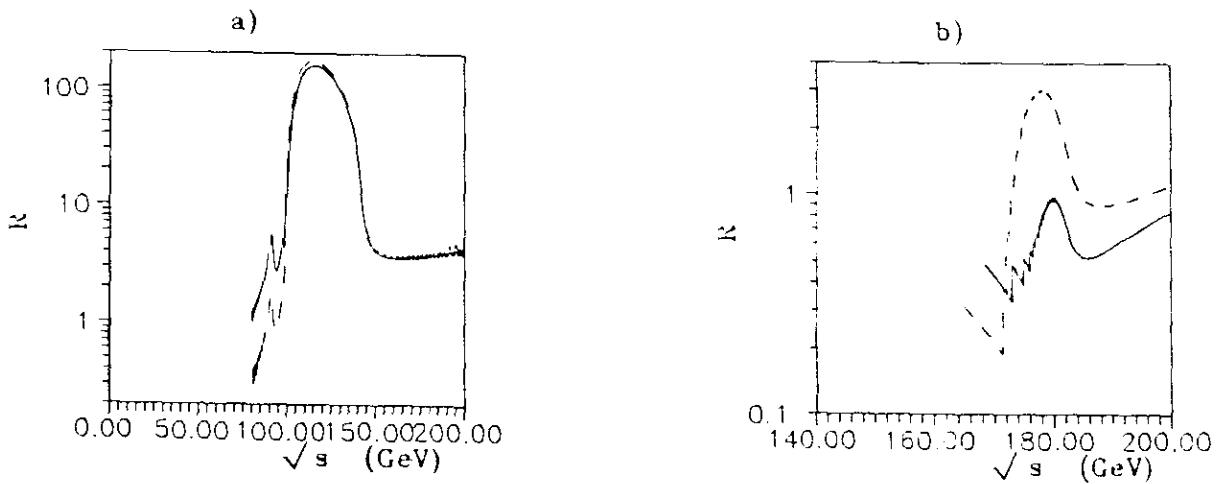


Figura 6.12: Razão entre as seções de choque para o escalar leve para a) $m_{H_3^0} = 50 \text{ GeV}$ e b) $m_{H_3^0} = 90 \text{ GeV}$

Para $m_{H_2^0} = 50 \text{ GeV}$, observamos a predominância do decaimento no par de escalares na região de energia do centro de massa entre 100 e 110 GeV , que será acessível ao LEP II. Esta predominância se deve ao fato de haver um deslocamento da contribuição da seção de choque no caso estendido com vínculos em direção à região de menor energia. A partir de 150 GeV , o Padrão volta a ser comparável em relação à extensão. No caso de $m_{H_2^0} = 90 \text{ GeV}$ a região na qual a extensão é superior ao caso Padrão aproxima-se da região na qual a contribuição à seção de choque no caso Padrão para o escalar aumenta, embora esta região esteja na faixa de 170 a 200 GeV . Considerando decaimentos em $b \bar{b}$, esta razão indica que, para energia no C.M. acima de 200 GeV , somente a alta energia o decaimento de escalares no Modelo Estendido com vínculos tende a ser comparável ao caso Padrão para massa em torno de 90 GeV .

Observamos também que o decaimento em $b \bar{b}$ (dando origem a dois jatos hadrônicos) é amplamente favorecido em relação ao decaimento em leptons, e mais, o decaimento é dominante em relação ao escalar do Modelo Padrão. Este é um resultado exclusivo do modelo estendido devido ao aparecimento de mais de um escalar neutro acoplado a Z^0 .

A partir da energia no C.M. de 30 GeV , no caso Padrão, o primeiro pico resultante da região de ressonância em Z^0 , dá lugar a um aumento na seção de choque que aparece deslocado da região de massa de Z^0 , resultante desta vez, do decaimento do segundo boson neutro e aumenta até que o primeiro desapareça pois no canal s não observamos decaimentos de Z^0 em $\phi f \bar{f}$ cuja massa m_ϕ seja maior que m_{Z^0} . Comparando os gráficos 6.6.c e 6.10.c observamos que além do favorecimento da produção do escalar neutro H_1^0 , a energia do C.M. necessária para detectá-lo está abaixo daquela no caso Padrão. Esta

diferença continua se aumentarmos a massa do escalar até 50 GeV , quando as seções de choque passam a ter valores próximos até 90 GeV , a partir da qual o decaimento no escalar Padrão predomina.

Para o Modelo Extendido sem os vínculos supersimétricos, uma comparação com o caso Supersimétrico indica a predominância do segundo, no caso de escalares leves. Entretanto quando comparamos o decaimento do escalar leve em relação ao Modelo Padrão para a mesma região de massa em que este é menor que a extensão supersimétrica, observamos que a extensão predomina sobre o Modelo Padrão, embora a energia do C.M. necessária para identificar a contribuição do escalar trocado aumente a medida que aumentamos a massa deste escalar. A produção de escalares com massa próxima a 50 GeV é então favorecida no caso Supersimétrico em relação ao Modelo Padrão ou o Modelo Extendido. Como também podemos verificar, o Higgs trocado H_3^0 com massa igual a 100 GeV restringe a comparação ao caso Padrão já que esta região está excluída no caso Supersimétrico.

No decaimento em $H_2^0 f \bar{f}$ tanto para muons como para quarks ($b \bar{b}$) o primeiro pico é reduzido, em relação ao segundo, em função da largura de decaimento de H_3^0 e há um deslocamento deste em função das massas dos escalares. A detecção de escalares viria resolver não só o problema da geração de massa dos intermediários das interações fracas como também revelaria o esquema de decaimento destes e a consistência dos acoplamentos considerados. Os picos considerados aparecem numa região que começa a ser explorada pelo LEP II e abrange uma faixa de energia do C.M. que vai de 90 a 200 GeV . Os escalares poderiam então ser detectados nesta faixa de energia,

em especial, $m_{H_2^0} \sim 50 \text{ GeV}$, favorecendo $m_{H_1^0} \sim 92.2 \text{ GeV}$ para $\tan \beta \sim 20$ e $m_{H_1^0} \sim 92.7 \text{ GeV}$ para $\tan \beta \sim 10$. Assim, para massas $m_{H_2^0} + m_{H_3^0} < E_{\text{C.M.}}$, o mecanismo ilustrado acima é dominante. Acima deste limite um outro processo passa a dominar o cenário de decaimento de escalares [50] [51].

A região de massa dos escalares como vimos, é bem próxima à do boson neutro Z^0 . Isto significa que poderia haver uma dificuldade na identificação do(s) escalar(es), caso se encontre nesta faixa, a partir do sinal medido. Entretanto, pode-se mostrar que apesar do número de eventos ser menor no caso do acoplamento do(s) escalar(es), a distribuição angular dos leptons ou hadrons a partir do decaimento do Z^0 é suficientemente diferente para que os sinais sejam identificados corretamente [52].

O Pseudoescalar no Modelo Extendido

Além dos escalares neutros, a extensão apresenta um boson de Higgs pseudoescalar (com relação à interação com fermions[49]) que chamamos de H_3^0 . Este 'escalar' foi considerado anteriormente porém não mencionadas suas características. Os acoplamentos do pseudoescalar são vinculados aos escalares H_2^0 e H_1^0 . Acoplamentos do tipo $H_3^0 H_3^0 Z^0$ ou $H_3^0 W^- W^+$ são proibidos pela simetria de Bose. Os acoplamentos do pseudoescalar também foram escritos no Cap. 4

As larguras de decaimentos são formalmente diferentes das larguras de decaimento dos escalares e para diferentes valores de massa; o gráfico a seguir mostra as larguras com dois valores de $\tan \beta = 10$ e $\tan \beta = 20$.

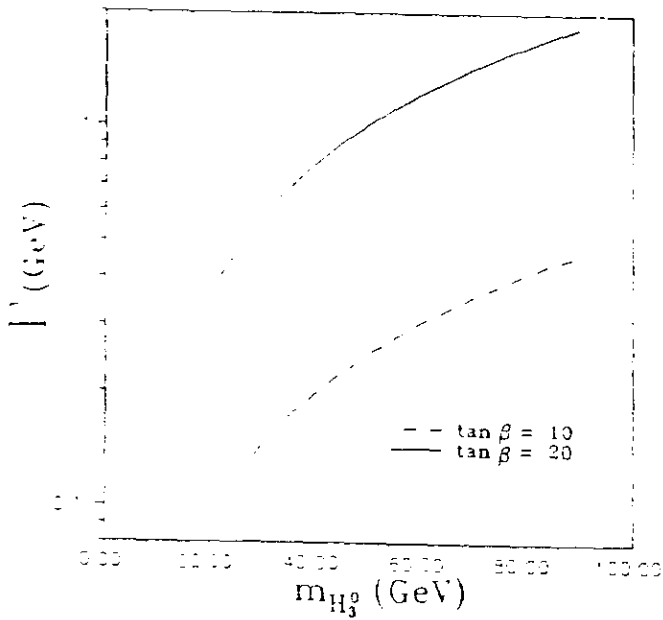


Figura 6.13: Largura de decaimento do pseudoescalar em função da massa

É importante então estabelecer um mecanismo de observação do pseudoescalar além da já conhecida [56]. A partir do mecanismo anterior, a seção de choque pode ser 'transformada' para o decaimento do escalar H_2^0 no par fermion-antifermion e temos assim um esquema de decaimento para H_3^0 .

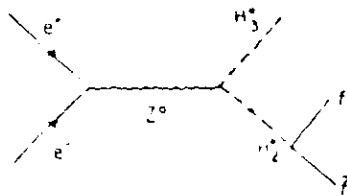


Figura 6.14: Decaimento em pseudoescalar no Modelo Extendido

Os resultados estão nos gráficos a seguir, com $m_{H_3^0} =$ a)40 GeV, b)45 GeV, c)50 GeV, d)60 GeV, e)70 GeV e f)90 GeV.

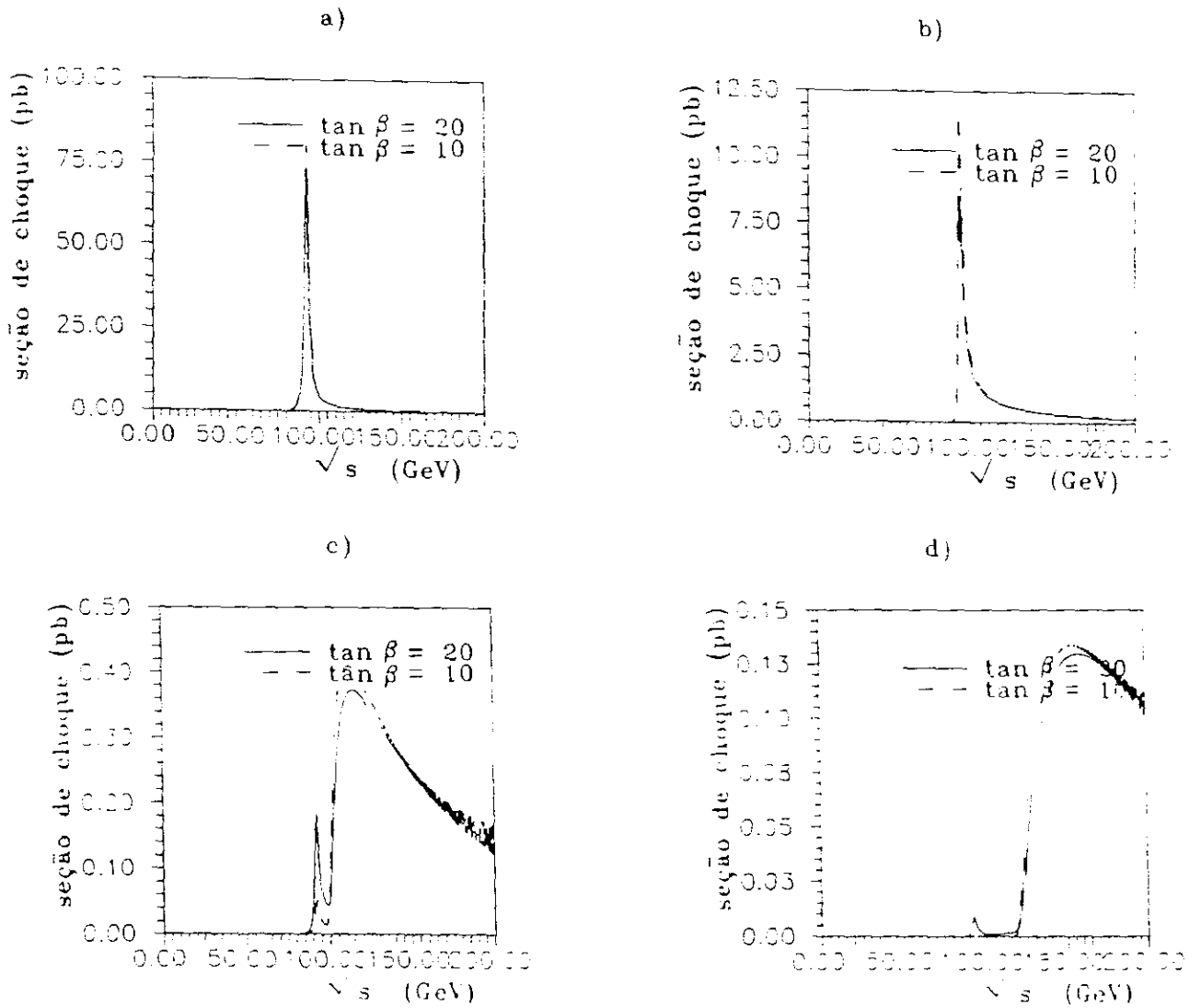


Figura 6.15: Aniquilação elétron-pósitron em pseudoescalar- $b\bar{b}$ em função da energia do centro de massa

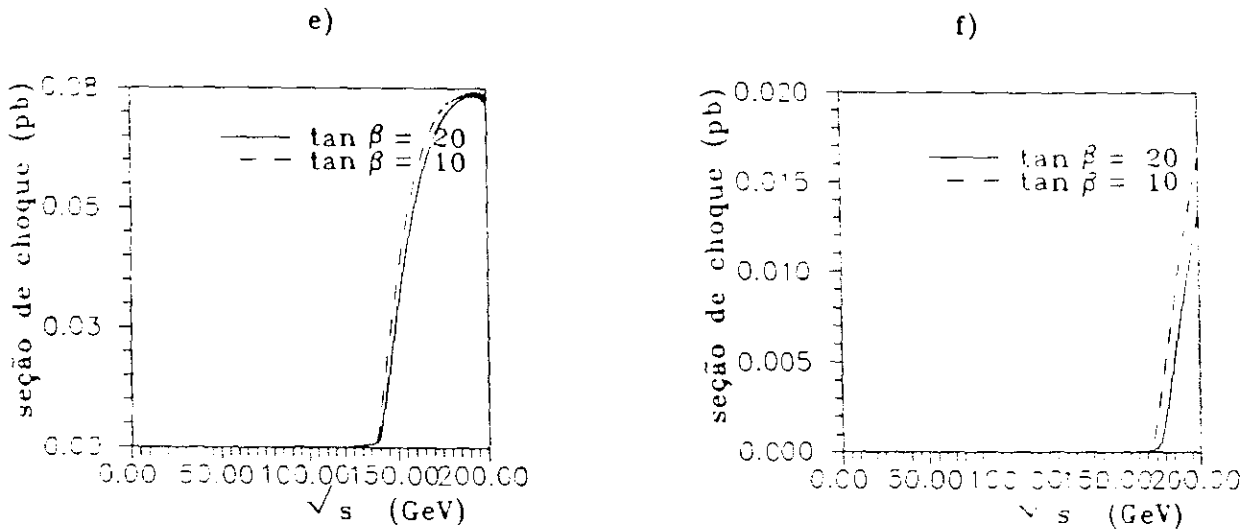


Figura 6.16: Aniquilação elétron-pósitron em pseudoescalar- $b\bar{b}$ em função da energia do centro de massa

Os gráficos a seguir mostram a seção de choque no caso estendido sem os vínculos com a massa do escalar trocado assumindo os respectivos valores: a), c) 40 GeV e b), d) 60 GeV e a massa do pseudo-escalar a), b) 80 GeV e c), d) 100 GeV .

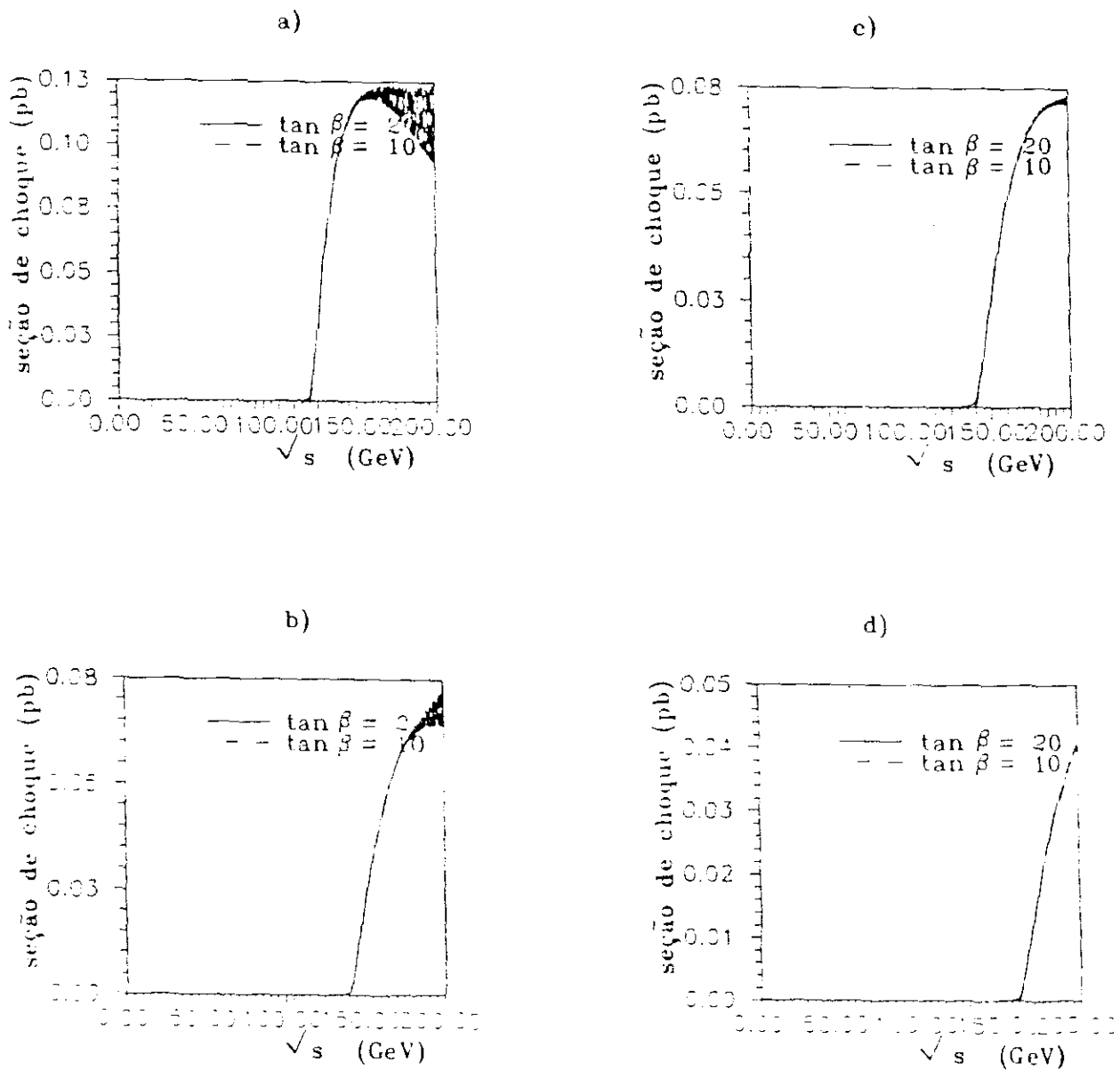


Figura 6.17: Aniquilação elétron-pósitron em pseudoescalar- $b\bar{b}$ em função da energia do centro de massa

Para a região de massa definida anteriormente, observamos que as seções de choque neste caso tem a mesma ordem de grandeza dos decaimentos escalares, isto é, os mecanismos $H_2^0 f \bar{f}$ e $H_3^0 f \bar{f}$ concorrem na produção de dois jatos (muônicos ou hadrônicos). Além disso, dada a simetria na expressão para o decaimento $H_3^0 f \bar{f}$, as considerações anteriores também são válidas aqui, valendo também a relação entre as seções de choque assim como as considerações sobre a região favorável à detecção do escalar H_2^0 .

Escalares carregados

Resta-nos analisar o modo preferencial de decaimento dos escalares carregados. Os trabalhos desenvolvidos até agora em sua maioria conta com a análise de decaimento em escalares carregados [57] [58] [59] via troca de um boson carregado ou decaimento em escalar carregado mais um par de leptons. Os acoplamentos dos escalares carregados com fermions tipo up ou down estão escritos abaixo:

$$\frac{i g}{2 \sqrt{2} m_W} \left[(m_d \tan \beta + m_u \cot \beta) + (m_d \tan \beta - m_u \cot \beta) \gamma^5 \right] \quad (6.10)$$

$$\frac{i g}{2 \sqrt{2} m_W} \left[(m_d \tan \beta + m_u \cot \beta) - (m_d \tan \beta - m_u \cot \beta) \gamma^5 \right]$$

A seção de choque para o decaimento

$$e^+ e^- \longrightarrow Z \longrightarrow H^+ H^- \longrightarrow H^+ \tau \bar{\nu}_\tau \quad (6.11)$$

é inferior comparada ao caso escalar neutro ou pseudoescalar considerando os limites estabelecidos com os vínculos supersimétricos.

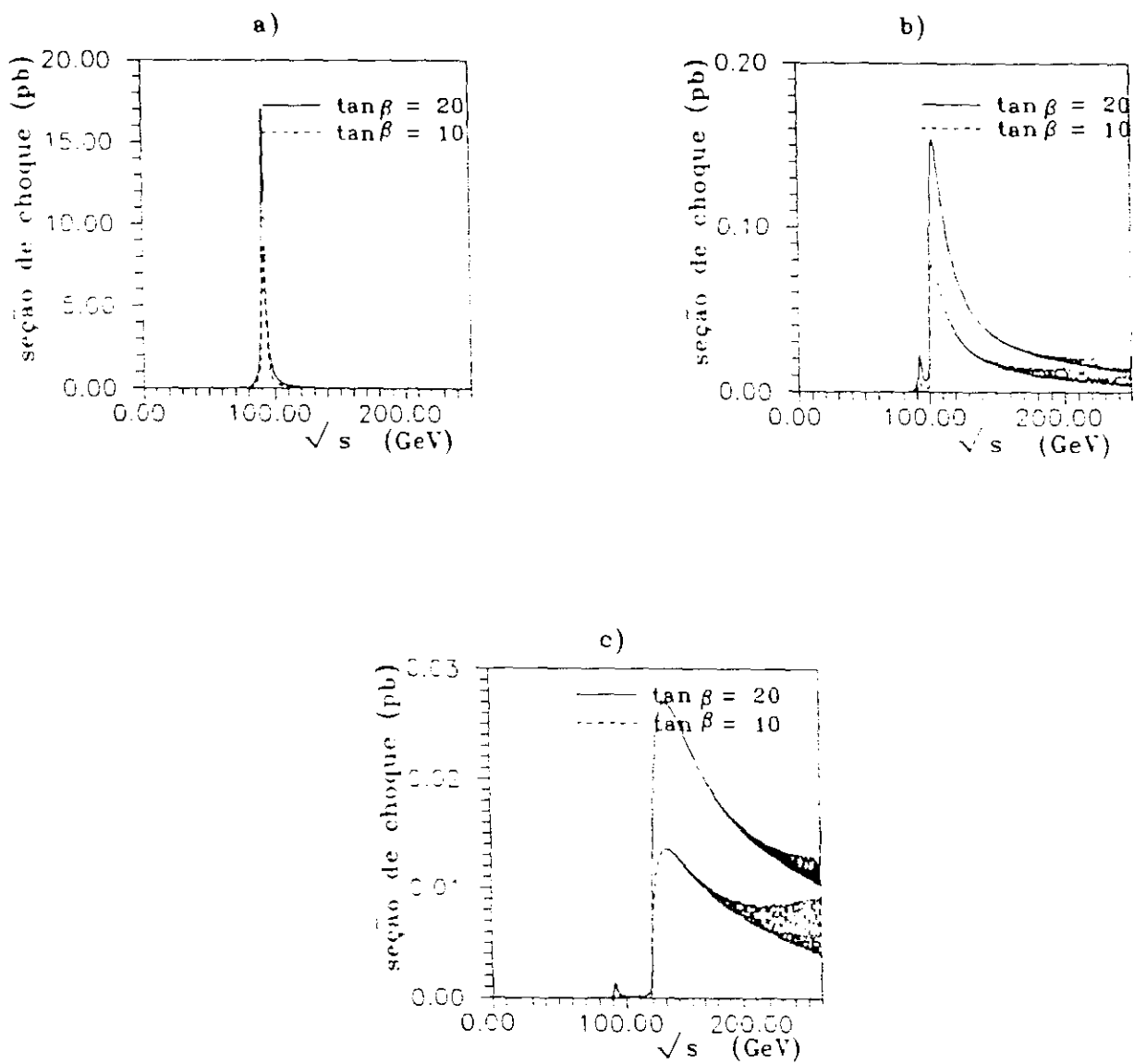


Figura 6.18: Aniquilação elétron-pósitron em Higgs carregado- $\tau^- \bar{\nu}_\tau$ para $m_{H^\pm} =$
a) 40 GeV, b) 50 GeV e c) 60 GeV

No Modelo Extendido com vínculos, o limite inferior para a massa do escalar carregado é de 90 GeV para $m_{H_3^0} = 40 \text{ GeV}$ e $m_{H_2^0} = 39 \text{ GeV}$ [51](região já excluída experimentalmente) e aumenta à medida que uma das duas massas aumenta. A medida que a massa do escalar carregado aumenta, a região acessível fica mais distante e a seção de choque diminui à ordem de fb. Neste caso, não existe possibilidade de identificá-lo, a não ser que consideremos o caso extendido sem os vínculos no qual a massa considerada do carregado pode estar acima de 35 GeV ⁴.

A seção de choque para o decaimento 6.11, considerando a massa do escalar carregado $m_{H_{\pm}} = 40 \text{ GeV}$ atinge um pico na região de ressonância de Z^0 da ordem 10 pb e decai a ordem de 0.01 pb para $m_{H_{\pm}} = 60 \text{ GeV}$, apresentando um comportamento semelhante ao do escalar neutro no caso supersimétrico.

Estes escalares também são exclusivos de modelos extendidos e apesar de seu limite estabelecido no caso supersimétrico, o limite experimental não exclui a extensão para que, no LEP II poderão ser observados caso a massa esteja na região de 45 GeV .

6.4 Sobre a massa dos neutrinos

Como vimos no Cap. 3, o Modelo Padrão simplesmente ajusta a massa dos fermions carregados de acordo com o acoplamento de Yukawa fixando o neutrino como uma partícula sem massa. O limite de massa pequena ou mesmo a possibilidade da não existência de massa dos neutrinos não é discutida. A extensão realizada no Cap. 4 considerou a introdução de singletos direito neutros para os neutrinos como forma de gerar-lhes massa tipo Dirac; isto é, o parâmetro de massa associado é um termo análogo áquele

⁴A região abaixo deste valor está excluída experimentalmente [60]

na equação de Dirac. A introdução de um singlete associado a cada um dos neutrinos nas três famílias de leptons traz uma complicação extra ao modelo.

Como dissemos anteriormente, o fato de não necessitarmos introduzir uma transformação no setor de leptons no Modelo Padrão vinha exatamente da suposição de massa nula para os neutrinos. No nosso caso, porém, a transformação é necessária e, se considerarmos duas famílias de leptons, a matriz associada à transformação é análoga à matriz de rotação para os quarks cujo parâmetro associado é o ângulo de Cabbibo, fato análogo ocorrendo para três famílias e a matriz de Kobayashi-Maskawa. Isto quer dizer novos parâmetros baseados na relação de massa considerada para os neutrinos. Além disso teremos oscilações entre neutrinos e leptons da mesma família e leptons de famílias diferentes, o que nos leva a abandonar a conservação do número leptônico a priori e, no caso das oscilações entre diferentes famílias nos leva a uma inconsistência com relação às considerações sobre neutrinos e dados obtidos experimentalmente a não ser que consideremos transformações diagonalizáveis e ainda assim teremos de considerar oscilações entre neutrinos e leptons correspondentes.

Um modo de analisarmos a diferença de massa entre os neutrinos e os leptons correspondentes é também a partir da razão v_2/v_1 considerada anteriormente. Este mecanismo, especificamente com relação à massa dos neutrinos, lembra o mecanismo see-saw, utilizado em teorias $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)$, no qual a suposição da existência de um lepton pesado na teoria é suficiente para explicar a ordem de grandeza da massa dos neutrinos a partir da relação:

$$m_\nu = \frac{m_{\text{out}}^2}{m_N} \quad (6.12)$$

onde N é o lepton pesado, q especifica um dos quarks e l um dos leptons.

A suposição de massa para os neutrinos nos leva a outro fenômeno também possível de ser observado: oscilações de neutrinos. Neste caso, a probabilidade de que eles oscilem uns nos outros é diferente de zero e está diretamente associada à diferença de massa entre eles. O comprimento de oscilação entre dois neutrinos quaisquer é dado por [61]:

$$L_{\nu_1 \nu_2} = 2\pi \frac{2 p_\nu}{|m_{\nu_1}^2 - m_{\nu_2}^2|} \quad (6.13)$$

As últimas medidas [62] mostram que é possível que este mecanismo seja consistente com o comportamento dos neutrinos.

Note que o fato de estas oscilações existirem ou não está associado somente à condição de existência de massa e não do mecanismo de origem desta. Os trabalhos mais recentes sobre neutrinos partem do princípio de que a massa dos neutrinos é obtida via introdução de singletos direito neutros cujo parâmetro de massa é do tipo Majorana [63] [64] e a detecção associada à contagem destes em função do acoplamento com o boson neutro.

É importante lembrarmos que a massa dos neutrinos também pode ser gerada sem a introdução de singletos neutros. Basta lembrarmos que a anti-partícula de um fermion do tipo direito é \bar{f}_L^c . Esta substituição não é permitida para quarks devido às pro-

priedades de transformação sob $SU(2) \otimes U(1)$. Porém como os neutrinos são neutros eletricamente e considerados invariantes sob $SU(2)$, o termo de massa escrito é denominado tipo Majorana desde que permita a não conservação do número leptônico. De maneira análoga ao caso de massa tipo Dirac, onde também temos violação de número leptônico, o Modelo Padrão não permite tal característica aos neutrinos. Entretanto as teorias de Grande Unificação ($SU(5)$) acomodam esta propriedade.

A origem de massa tipo Dirac sempre é questionada a partir da relação de massa entre os leptons e neutrinos associados. Porém com a introdução de dois dubletos dando origem, separadamente, às massas dos leptons e neutrinos, não é necessário associar o singlete à teorias $SU(5)$, nem considerarmos a existência de uma matriz de massa com termos tipo Dirac e Majorana. O ajuste pode ser feito a partir da relação $v_2 \ll v_1$, o que seria um mecanismo inicial para estabelecer a relação $m_\nu / m_l \ll 1$.

Capítulo 7

Conclusão

Apresentamos a seguir uma tabela com os dados obtidos experimental e teóricamente além dos resultados obtidos no Cap. 6

	Resultado Experim.	Limite Teo.	Região sugerida
$m_\phi(\text{GeV})$	mín. 19.3	mín 7	50
	máx. 41.6	máx 1000	70
$m_{H_2^0}(\text{GeV})$	mín 23	$m_{H_2^0} < m_Z$	Região
	máx 42		definida
$m_{H_3^0}(\text{GeV})$	mín 38.8	Vinculado a	nas
	máx 41.5	$m_{H_2^0}$	figuras
$m_{H^\pm}(\text{GeV})$	mín 35.4	$m_{H^\pm} > m_{W^\pm}$	6.9
	máx 43		6.15 e 6.18

Table 7.1: Limites gerais das massas dos escalares

Temos assim valores bem definidos para compararmos com os dados obtidos em aceleradores.

Os principais mecanismos para a observação de escalares a partir de correntes neu-

tras, assim como a provável região de energia para a sua produção foram apresentados. De acordo com a Fig. 6.13, como resultado da comparação entre as seções de choque no decaimento de escalares ou pseudoescalares virtuais, observamos uma região favorável à detecção destes abaixo da região na qual o Modelo Padrão favorece a produção do escalar. A região de energia do C.M. entre 100 e 150 GeV pode determinar um vínculo mais restrito sobre os escalares supersimétricos já que a possibilidade de produção destes escalares é muito maior. Além deste fato, até a faixa de massa do escalar H_2^0 ou de H_3^0 em 50 GeV, o decaimento é favorecido em relação ao caso Padrão para $\tan \beta \gg 1$. Uma observação importante a ser feita diz respeito ao processo dominante de acordo com a região de energia. A partir da Fig. 6.11 e 6.12, o Modelo Estendido sem os vínculos encontra-se numa faixa intermediária, isto é, para certos valores da massa do escalar trocado a ordem de grandeza das seções de choque se comparam e ultrapassa o Modelo Padrão embora a região considerada se encontre fora do limite de comparação com o caso Supersimétrico ($m_{H_3^0} = 100 \text{ GeV}$). O decaimento do pseudo-escalar tem a mesma ordem de grandeza do escalar e a região de energia do C.M., na qual ambas contribuições são praticamente as mesmas. Assim, podemos dizer que o decaimento do pseudo-escalar concorre na produção de hádrons ou léptons pesados com o escalar leve para massa até 50 GeV.

No caso carregado, a possibilidade de produção está restrita ao caso da extensão pura para massa próxima de 40 GeV que poderá ser observada no LEP II (Fig. 6.19).

Para os cálculos realizados, os aceleradores em atual funcionamento (em especial o LEP) poderão ser capazes de fornecer dados suficientes que comprovem ou não os

resultados que obtivemos. Tendo como referência o LEP, para uma luminosidade de 5 pb^{-1} , o número de eventos no caso estendido com vínculos, para $M_{H_2^0} = 50 \text{ GeV}$, atinge um total de 11, que é pelo menos, três vezes maior que o previsto no caso Padrão.

Das motivações da realização do estudo de um modelo estendido tivemos a possibilidade de verificar uma possível origem da quebra de isospin nos dubletos de $SU(3)$ a partir da razão v_2/v_1 e obter assim maiores informações sobre o acoplamento tipo Yukawa utilizado em todos os modelos de Física de Partículas. É importante lembrar também que a possível existência de escalares neutros ou de escalares carregados e pseudoescalar como no Modelo Estendido, não confirma plenamente a realização física da supersimetria. A verificação experimental desta deve ou deveria passar pela observação dos parceiros supersimétricos introduzidos na teoria porém não abordados neste trabalho. Além, é claro, da observação do responsável pela quebra da supersimetria.

Um outro problema que apresentamos no início do trabalho foi a possibilidade de massa para os neutrinos. A introdução de um singlete direito neutro para cada família de leptons gerando massa tipo Dirac para os neutrinos, como vimos, exige um estudo mais cuidadoso e mais detalhado e ficando como objetivo do desenvolvimento do trabalho; porém, de imediato podemos afirmar que a possibilidade da geração de massa dos neutrinos a partir da introdução de um único singlete direito é objeto de estudo recente, assim como a introdução de massa tipo Majorana e experiências que busquem verificar a existência de oscilações de neutrinos.

Como dissemos anteriormente, os aceleradores irão proporcionar a possibilidade de verificação de extensões do Modelo Padrão, e provavelmente fornecerão dados os quais

sejam suficientes para começarmos a responder perguntas deixadas em aberto pelo Modelo Padrão tais como: é possível que o número de famílias para leptons não se limite a três e qual a relação entre este número para leptons e para quarks? A possibilidade de existirem oscilações de neutrinos deve ser levada em consideração? Qual a região de massa do quark ainda não detectado (top)?

Dentro desta perspectiva é que se ampliam as possibilidades de continuarmos o estudo de modelos estendidos tendo como base o Modelo Padrão. Extensões tais como a introdução de uma quarta geração de leptons pesados, a introdução de tripletos de escalares duplamente carregados ou modelos nos quais os escalares tenham uma estrutura interna (Technicolor) e posterior comparação com o modelo supersimétrico, desta vez com os parceiros incluídos em decaimentos ou com o Modelo Estendido sem os vínculos supersimétricos para uma possível identificação com modelos já estudados.

Apêndice A

A ausência de acoplamentos do tipo $Z^0 W H$ pode ser constatada da seguinte maneira:

Suponhamos N dubletos escalares

$$\begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix} \dots \quad (7.1)$$

com $\langle \phi_i^0 \rangle = v_i$.

Fazendo uma rotação nos dubletos de modo que apenas o primeiro deles tenha valor esperado no vácuo diferente de zero:

$$\phi'_i = \sum_j R_{ij} \phi_j \text{ tal que } \begin{cases} \langle \phi'_1 \rangle \neq 0 \\ \langle \phi'_{i \neq 1} \rangle = 0 \end{cases} \quad (7.2)$$

teremos a invariância de $(D_\mu \phi_j)^\dagger (D_\mu \phi_j)$ sob R . Como os acoplamentos considerados surgem a partir dos termos de quarta ordem do tipo $ZW\phi_i^{\prime 0}\phi_i^{\prime \pm}$ com o escalar neutro adquirindo o V.E.V., todos os termos deste tipo são nulos exceto para $i = 1$, que é o próprio dubleto do Modelo Padrão, e como neste caso os escalares carregados são bosons de Goldstone, estes não aparecem a nível árvore acoplados a $Z W$. Como consequência, acoplamentos de escalares carregados com boson neutro, não serão, como

no caso Padrão, uma fonte de produção de tais partículas na aniquilação $e^+ e^-$ [58] [66]

Bibliografia

- [1] Iliopoulos, J. (1976) **An Introduction to Gauge Theories** CERN 76-11
- [2] Higgs, P.W. (1964) *Phys. Lett.* **12**, 132–133.
- [3] Englert, L. and Brout, R. (1964) *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321–323.
- [4] Goldstone, J. (1961) *Il Nuovo Cimento* **19**, 154–164.
- [5] Cheng, T. and Li, F. (1984) *Gauge Theories of Elementary Particle Physics*, Clarendon Press, Oxford, 141–151, 240–248.
- [6] Quigg, C. (1983) *Gauge Theories of Strong, Weak and Electromagnetic Interactions*, The Benjamin/Cummings Publishing Company, Inc., 66–78.
- [7] Klein, A. and Lee, W. (1964) *Phys. Rev. Lett.* **12(9)**, 266–268.
- [8] t'Hooft, G. (1971) *Nucl. Phys.* **B33**, 173–199.
- [9] Glashow, S.L., Iliopoulos, I. and Maiani, L. (1981) *Phys. Rev.* **D3**, 1043.
- [10] Hung, P.Q. and Quigg, C. (1980) *Science* **210**, 1205.
- [11] Ross, G. (1984) *Proceedings of the Trieste School on Supersymmetry and Supergravity* World Scientific, 191–211.

- [12] Kounas,C., Masiero,A., Nanopoulos,D.V. and Olive,K.A.(1983) *International School for Advanced Studies Lectures Series n.2.*
- [13] Adeva,B. et al.(1990) *Phys.Lett.B250(1,2)*, 183–192.
- [14] Renton,P.B.(1990) preprint Oxford Univ. OUNP-90-18.
- [15] Shrock,R.E. and Wang,L.-L.(1978) *Phys.Rev.Lett.41*, 1692.
- [16] Kobayashi,M. and Maskawa,T.(1973) *Prog.theor.Phys.49*, 652–657.
- [17] Ellis,J.(1977) *Nucl.Phys.B109*, 216.
- [18] Cahn,R,N.(1989) *Rep.Prog.Phys.52*, 389–438.
- [19] Lee,B.W., Quigg,C. and Thacker,H.B.(1977) *Phys. Rev.D* **16**,1519–1531.
- [20] Grifols,J.A . and Méndez,A.(1980) *Phys.Rev.D22(7)*,1725–1728.
- [21] Gunion,J.F. and Haber,H.E.(1986) *Nucl.Phys. B(278)*, 449–492.
- [22] Jarlskog,C.(1990) preprint CERN TH-5656/90.
- [23] Glashow,L.S. and Weinberg,S.(1977) *Phys.Rev. D15(7)*,1958–1965.
- [24] Haber,H.E. et al (1979) *Nucl.Phys.B161*, 493.
- [25] Jarlskog,C.(1990) preprint CERN TH-5657/90.
- [26] Gerogi,H. (1978) *Hadronic Journal* **1**,155–168.
- [27] Gunion,J.F. and Haber,H.E.(1986) *Nucl.Phys. B272*, 1–76.

- [28] Ellis,J. and Peccei,R. (1986) *Physics at LEP, CERN 86-02.*
- [29] Renton,P.B.(1990) preprint OUNP-90-18.
- [30] Bjorken,J.D.(1976) SLAC Report 198, 1–42.
- [31] Akrawy,M.Z. et al.(1990) *Phys.Lett.B236(2)*, 224–232.
- [32] Decamp,D. et al.(1990) *Phys.Lett.B246(1, 2)*, 306–314.
- [33] Decamp,D. et al(1990) *Phys.Lett.B(1)*, 141–149.
- [34] Decamp,D. et al(1990) *Phys.Lett.B236(2)*, 233–244.
- [35] Decamp,D. et al(1990) *Phys.Lett.B245(2)*, 289–297.
- [36] Adeva,B. et al(1990) L3 Preprint # 19.
- [37] Decamp,D. et al.(1990) *Phys.Lett.B237(2)*, 291–302.
- [38] L3 Collaboration, Adeva,B. et al.(1990) L3 Preprint # 15.
- [39] L3 Collaboration, Adeva,B. et al.(1990) L3 Preprint # 18.
- [40] Decamp,D. et al.(1990) *Phys.Lett.B241(4)*, 623–634.
- [41] Adachi,I. et al(1990) *Phys.Lett.B240(3,4)*, 513–518.
- [42] Renton,P.B.(1990) preprint OUNP-90-19.
- [43] Cahan,R.N.(1985) *$e^+ e^-$ Annihilation: New Quarks and Leptons*, Special Collections Program, The Benjamin/Cummings Publishing Company,Inc., 295–331.

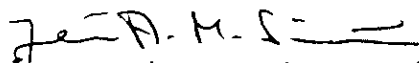
- [44] Bjorken, J.D. (1976) SLAC Report 198, 1–42.
- [45] Glashow, S.L. and Jenkins, E.E. (1988) *Phys. Lett. B* 206(3), 522–526.
- [46] Decamp, D. et al. (1990) *Phys. Lett. B* 237(2), 291–302.
- [47] Ellis, J. and Fogli, G.L. (1990) *Phys. Lett. B* 249(3, 4), 543–550.
- [48] Gunion, J.F. and Grzadkowski, B. (1990) *Phys. Lett. B* 243(3), 301–307.
- [49] Gunion, J.F. and Haber, H.E. (1987) *Int. J. Mod. Phys. A* 2(4), 957–984.
- [50] Kalinowski, J. and Nilles, H.P. (1990) preprint MPI-PAE/PTh 60/90.
- [51] Kalinowski, J. and Pokorski, S. (1989) *Phys. Lett. B* 219(1), 116–120.
- [52] Kunszt, Z. and Stirling, W.J. (1990) *Phys. Lett. B* 242(3, 4), 507–511.
- [53] Kalinowski, J., Grzadkowski, B. and Pokorski, S. (1990) *Phys. Lett. B* 241(4), 534–540.
- [54] Giudice, G.F. (1988) *Phys. Lett. B* 208(2), 315–318.
- [55] Barnett, R.M. and Gamberini, G. (1990) *Phys. Lett. B* 241(4), 541–546.
- [56] Grigoryan S.G. and Chatrchyan S.A. (1988) *Sov. J. Nucl. Phys.* 47(4), 682–684.
- [57] Abbott, L., Sikivie, P. and Wise, M.B. (1980) *Phys. Rev. D* 21(5), 1393–1403.
- [58] Georgi, H. and Machacek, M. (1985) *Nucl. Phys. B* 262, 463–477.
- [59] Deshpande, N.G., Tata, X. and Dicus, D. (1984) *Phys. Rev. D* 29(7), 1527–1530.
- [60] Particle Data Group, *Phys. Lett. B* 239.

- [61] Kayser,B.(1989) *The Physics of massive neutrinos*, World Scientific Lecture Notes in Physics vol 25, World Scientific.
- [62] Pierre,F.(1990) preprint DPhPE 90-19.
- [63] Jarslkog,C.(1990) preprint CERN-TH-5656/90.
- [64] Valle,J.W.F.(1990) preprint CERN TH-5878/90.
- [65] Jarslkog,C.(1990) *Phys.Lett.B*240, 579–583.
- [66] Méndez,A. (1989) preprint UAB-FT-233.

"PRODUÇÃO DE ESCALARES EM MODELOS COM 1 E 2 DUBLETOS DE HIGGS"

FERNANDO LUIZ DE CAMPOS CARVALHO

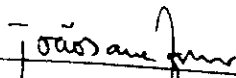
Tese de Mestrado apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da banca examinadora os seguintes professores:



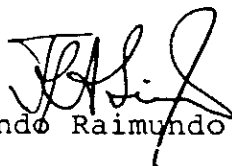
José Antonio Martins Simões - Presidente



Fernando Marroquim Leão de Almeida Junior



João Barcelos Neto



Fernando Raimundo Aranha Simão



José Abdalla Helayel-Neto - Suplente

Rio de Janeiro, 26 de abril de 1991