à minha mãe e ao meu anjo

Agradecimentos

Ao professor Leandro de Paula pela orientação, amizade, paciência e disponibilidade.

Aos professores Simões e Anibal pela paciência nos diversos esclarecimentos prestados.

A todos os membros do grupo de Altas Energias pela amizade e companheirismo.

Ao professor Barcelos pela força em todos os momentos difíceis.

Este trabalho foi parcialmente financiado pela Comunidade Européia.

Resumo

São apresentados os resultados da procura realizada por um novo lépton pesado carregado previsto por alguns modelos estendidos. Foram analisados os dados coletados pelo detetor DELPHI/LEP em 1994, operando com uma energia do centro de massa em torno da massa do Z^0, correspondendo a uma luminosidade de 40 pb^{-1}. Foram estabelecidos limites para a existência desta nova partícula. É descrito também como foi implementada a simulação dos calorímetros no programa de simulação rápida de detetores SGV.

Abstract

In this thesis we present the results of a search for a new charged heavy lepton predicted by some extended models. The data collected by the detector DELPHI/LEP at 1994, operating with a center of mass energy near the Z^0 mass, with a total luminosity of 40 pb^{-1} were analysed. We establish limits for the existence of this new particle. This thesis also describes how the calorimeters simulation was implemented in a fast detector simulation software, SGV.

Índice

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Capítulo 1

Introdução

Este trabalho de tese se constituiu basicamente de duas partes. A primeira parte consistiu em uma colaboração no desenvolvimento de um programa de simulação rápida de detetores (SGV). A segunda, e maior, parte consistiu na procura por uma nova partícula nos dados experimentais do DELPHI/LEP.

A partícula procurada é um novo lépton carregado, com massa maior do que a dos léptons conhecidos, cuja existência é prevista por diversos modelos fenomenológicos. Embora muitas das suas previsões estejam em ótimo acordo com os dados experimentais, o modelo de Weinberg-Salam-Glashow, parte do Modelo Padrão, que descreve as interações fracas e eletromagnéticas, baseado no grupo de simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, não é aceito como sendo uma teoria fundamental. Isto se deve por ele não ser capaz de fornecer uma explicação teórica satisfatória para vários aspectos destas interações e por vários dos seus parâmetros fundamentais serem introduzidos de forma fenomenológica. Esta incapacidade do Modelo Padrão deu margem ao surgimento de várias extensões. Estes modelos têm origem em grupos de simetria maiores e diferem muito entre si, mas possuem em comum os fatos de que devem reproduzir os resultados do Modelo Padrão, nas escalas de energia atualmente acessíveis, introduzindo no máximo pequenos desvios, e de que predizem a existência de novas partículas.

Neste trabalho foram considerados três modelos de extensão: *Vector Doublet* (VDM), *Vector Singlet* (VSM) e *Fermion-Mirror-Fermion* (FMF). Estes três modelos adicionam, de diferentes modos, através de misturas com os férmions usuais, novos férmions em cada uma das três famílias em que estão agrupadas as partículas previstas pelo Modelo Padrão. A atenção foi focalizada no setor leptônico, onde são acrescidos novos léptons carregados e neutros e em especial no lépton carregado, que possui assinaturas mais claras.

Os modelos estudados permitem um modo adicional de produção dos novos léptons, além da tradicional produção de pares. Eles permitem que o novo lépton seja produzido juntamente com um lépton usual. No LEP, para energias do centro de massa em torno da massa do Z^0, já foram efetuadas buscas sem sucesso por novos léptons produzidos aos pares. Este fato impõe limites inferiores para a massa destes novos léptons em torno de 45 GeV. O mecanismo de produção de um lépton pesado e um lépton leve faz com que a massa deste novo lépton possa atingir toda a energia disponível, estendendo assim a região cinemática permitida.

Trabalhos de simulação mostraram que algumas distribuições do lépton usual, produzido juntamente com o novo lépton pesado, permitem que se faça uma distinção entre os modelos. Além disso, a energia deste lépton está relacionada cinematicamente com a massa do lépton pesado.

Estes trabalhos mostraram também que, segundo os modelos teóricos, o lépton pesado possui vida curta, decaindo dentro do detetor, em vários estados finais com razões de decaimento que podem ser calculadas e que são aproximadamente iguais para os três modelos.

Estes trabalhos de simulação motivaram uma investigação sobre a produção em colisões e^+e^- de um novo lépton carregado, oriundo do decaimento do Z^0, juntamente com um lépton usual, previsto pelos modelos VSM, VDM e FMF. Como o novo lépton é instável, a procura será feita pelos produtos do seu decaimento.

Os dados obtidos pelo detetor DELPHI em 1994, ano de maior estatística no LEP I, foram analisados com o objetivo de encontrar um sinal deste novo lépton, ou de estabelecer um limite inferior para a sua massa.

Este trabalho está organizado da seguinte forma:

O Capítulo 2 apresenta alguns dos êxitos do Modelo Padrão, mas, comenta também algumas das questões não respondidas. Em seguida é mostrado como os modelos VSM, VDM e FMF introduzem os novos léptons. Este capítulo apresenta ainda a produção de um único lépton pesado em colisões e^+e^- e os seus modos de decaimento. Ele comenta também sobre os limites que alguns resultados experimentais impõem sobre os ângulos de mistura. O Capítulo 2 termina mostrando as seções de choque de produção dos léptons pesados, previstas pelos modelos considerados, e alguns resultados que demostram que, uma vez encontrado um sinal correspondente a um novo lépton pesado carregado produzido em colisões e^+e^-, com $\sqrt{s} = 91{,}25$ GeV, é possível fazer uma distinção entre os modelos teóricos que poderiam originá-lo.

O Capítulo 3 comenta sobre o aparato experimental usado na obtenção dos dados que serão analisados. É apresentado o detetor DELPHI, um dos quatro experimentos do LEP, localizado no CERN. São mostrados os princípios básicos de funcionamento dos seus principais subdetetores. Esta apresentação possui um caráter meramente introdutório porque o funcionamento do detetor DELPHI já foi descrito detalhadamente na literatura.

O Capítulo 4 apresenta os dois programas de simulação do DELPHI usados neste trabalho. O primeiro deles, SGV, faz a simulação rápida de detetores cilíndricos localizados em campos magnéticos solenoidais. O desenvolvimento das rotinas que fazem a simulação dos calorímetros deste programa constituiu a primeira parte deste trabalho de tese, e por este motivo, é mostrado com mais detalhes. O SGV foi usado para mostrar a viabilidade da detecção pelo DELPHI de uma nova partícula carregada com massa entre 45 e 90 GeV. O segundo programa de simulação utilizado foi o oficial do DELPHI, capaz de fazer a simulação completa do mesmo, o DELSIM, e que é apresentado brevemente. Este Capítulo apresenta ainda as principais características do gerador de um único lépton pesado, que foi modificado e adaptado às interfaces do SGV e do DELSIM. Foi feita a simulação completa para dois valores da massa do lépton pesado: 60 e 80 GeV.

O Capítulo 5 apresenta a análise dos dados. Os vários estados finais resultantes da produção, e posterior decaimento, de um novo lépton carregado são agrupados em quatro topologias. As características destas topologias são analisadas e são mostradas as distribuições de variáveis que permitem fazer a distinção entre o sinal desta nova partícula e outros eventos do Modelo Padrão. Os dados obtidos pelo DELPHI em 1994, operando a $\sqrt{s}$ = 91,25 GeV, com uma luminosidade integrada de 40 pb^{-1}, foram analisados procurando este novo lépton pesado.

O Capítulo 6 apresenta os limites obtidos sobre a existência do novo lépton. Este capítulo comenta que, no caso de uma busca por um novo fenômeno físico, a determinação de um limite superior para o sinal é um assunto ainda controverso, tratado em muitas publicações recentes. Neste trabalho de tese foi feita uma opção por uma abordagem Bayesiana, tendo sido feito um estudo comparativo de algumas variações do método de Bayes clássico. Os detalhes destas diferentes variações estão descritos no Apêndice A. O Capítulo 6 mostra ainda como, a partir do limite superior para o número de eventos do sinal, foram obtidos limites para as grandezas físicas relacionadas a esta nova partícula, e compara os valores obtidos com os obtidos por outras análises.

Finalmente, no Capítulo 7 são apresentadas as conclusões deste trabalho.

Capítulo 2

Novos Léptons em Modelos Estendidos

2.1 O Modelo Padrão

Apesar do seu sucesso em descrever os dados experimentais disponíveis atualmente, o Modelo Padrão, que descreve as interações eletromagnéticas, fraca e forte baseado no grupo de simetria $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, não é capaz de responder a todas as questões. Além do fato de possuir muitos parâmetros incorporados a mão, o Modelo Padrão não unifica de uma maneira satisfatória as interações eletromagnéticas e fracas já que as constantes de acoplamento destas interações são diferentes e aparentemente independentes.

Acredita-se que exista uma teoria mais fundamental que descreva as três forças com um único grupo de gauge e, conseqüentemente, com uma única constante de acoplamento [1] [2]. Esta teoria unificada, baseada em um grupo de gauge que conteria $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ como um subgrupo e se reduziria a esta simetria para baixas energias, preveria a existência de outros férmions e bósons de gauge [3], além das partículas usuais do Modelo Padrão.

Será visto a seguir como o Modelo Padrão acomoda as partículas conhecidas, algumas de suas previsões e algumas das questões que permanecem em aberto.

2.1.1 As Três Gerações do Modelo Padrão

De acordo com o Modelo Padrão, os léptons e quarks conhecidos estão dispostos em famílias, com suas componentes esquerdas (L) e direitas (R) representadas do seguinte modo:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L (e)_R(u)_R(d)_R \quad (1^{\underline{a}} \text{ geração ou família})$$

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L (\mu)_R(c)_R(s)_R \quad (2^{\underline{a}} \text{ geração ou família})$$

$$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L (\tau)_R(t)_R(b)_R \quad (3^{\underline{a}} \text{ geração ou família})$$

Os férmions esquerdos são dubletos sob SU(2) enquanto que os férmions direitos são singletos.

2.1.2 Principais Previsões

Na teoria eletrofraca do Modelo Padrão existem duas constantes de acoplamento de gauge, chamadas usualmente de g_1 e g_2, uma para os bósons de gauge de $SU(2)_L$, W^+, W^- e W_3 e a outra para o bóson de gauge do $U(1)_Y$, B. A mistura entre W_3 e B dá origem ao bóson Z e ao fóton:

$$Z = W_3 cos\theta_w - B sen\theta_w$$

O ângulo θ_w é chamado de ângulo de Weinberg e está relacionado aos acoplamentos g_1 e g_2 via:

$$cos\theta_w = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$$

E a constante de acoplamento eletromagnética e está relacionada como:

$$e = \frac{g_1 g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$$

O Modelo Padrão tem obtido grande êxito na compreensão das interações fundamentais, com previsões sucessivamente confirmadas experimentalmente em um grau crescente de precisão. Algumas das principais previsões deste modelo são:

- Existência de um novo tipo de interação fraca neutra mediada pelo Z^0. Esta previsão foi verificada e a fenomenologia da interação fraca neutra fornece o resultado [4]:

$$sen^2\theta_w = 0,2253 \pm 0,0047$$

- Existência de bósons vetorias $W^{\pm}$, Z^0, cujas massas previstas são:

$$m_W \approx 80\, GeV$$

$$m_Z \approx 92\, GeV$$

em concordância com os valores experimentais [4]:

$$m_W = (80,26 \pm 0.16)\, GeV$$

$$m_Z = (91,1884 \pm 0.0022)\, GeV$$

- Existência da partícula de Higgs com massa arbitrária. Experiências realizadas no LEP [5] indicam que:

$$m_H > 65\, GeV \ \ (95\% C.L.)$$

2.1.3 Questões Não Respondidas

Alguns exemplos de questões para as quais o Modelo Padrão não é capaz de fornecer respostas satisfatórias são:

- Incapacidade de predizer as massas dos férmions, incluindo-se a ausência de uma explicação fundamental para o fato dos neutrinos possuírem massa zero.
- O porquê da existência de três famílias.
- A razão da assimetria esquerda-direita, introduzida no modelo ao diferenciarem-se as duas helicidades dos férmions frente às transformações sob o grupo de simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.
- Diversos parâmetros fenomenológicos, tais como por exemplo os presentes na matriz de Kobayashi-Maskawa são colocados a mão no modelo, em lugar de serem previstos pela teoria.
- O Modelo Padrão, na realidade, não representa exatamente uma unificação das interações eletromagnéticas e fracas, pois, possui duas constantes de acoplamento distintas.

2.2 Extensões do Modelo Padrão

As diversas questões deixadas em aberto pelo Modelo Padrão deram margem ao surgimento de diversos modelos de extensão. Estas extensões podem ser através da introdução de grupos de simetria maiores, o que acarreta na existência de novos bósons vetoriais [6] ou extensões mais imediatas que preservam o grupo de simetria $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ mas introduzem novos férmions.

A idéia mais simples de extensão do Modelo Padrão é simplesmente o acréscimo de uma outra família (Modelo Sequencial ou 4ª geração), mas experiências realizadas no LEP [5] para medir os parâmetros de decaimento do Z^0 mostraram que existem apenas 3 neutrinos leves.

Outros modelos de extensão introduzem férmions que possuem os números quânticos leptônicos e bariônicos usuais do Modelo Padrão, mas que se transformam sob o grupo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ diferentemente das partículas usuais, isto é, as componentes esquerdas podem estar em singletos e/ou as componentes direitas em dubletos. São, por este motivo, chamados de férmions exóticos. Segundo estes modelos de extensão, estes novos férmions apareceriam na natureza misturados com os férmions que possuem as propriedades de transformações usuais (férmions ordinários).

Existem duas maneiras de se procurar estes léptons exóticos: diretamente (a sua produção em colisões e^+e^- será vista com mais detalhes) ou indiretamente, através da sua mistura com os férmions ordinários, o que acarretaria em desvios em várias previsões do Modelo Padrão.

A seguir serão vistos os resultados experimentais sobre o número de neutrinos leves e o modo como os modelos de extensão mais estudados introduzem os férmions exóticos. Apenas por razões didáticas será apresentado brevemente o Modelo Sequencial ou Quarta Geração. Logo após serão discutidos os modelos de extensão que serão usados neste trabalho: *Vector Singlet*, *Vector Doublet*, e *Fermion-Mirror-Fermion*. Estes três modelos apresentam várias características comuns e reproduzem o Modelo Padrão nos limites de energia atuais. Os três modelos têm como grupo final de simetria o $SU(2) \otimes U(1)$. O

Vector Doublet tem como grupo de origem o E_6, enquanto que o FMF se origina no SO(n) e o VSM vem do *see-saw* mais simples.

O estudo será restrito de agora em diante apenas ao setor leptônico, que é o de interesse.

2.2.1 O Número de Neutrinos

Experiências realizadas no LEP, a energias do centro de massa em torno da massa do Z^0, mediram com grande precisão diversos parâmetros relacionados ao decaimento deste bóson. Da forma das seções de choque em torno do pico do Z^0 foram obtidos valores precisos para sua massa, sua largura total e suas larguras parciais de decaimento hadrônico e leptônico. Destes dados sobre as larguras de decaimento é possível extrair-se o número de espécies de neutrinos leves, isto é, com massa menor do que $M_Z/2$. A largura de decaimento invisível do Z^0 é dada por:

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_{had} - 3\Gamma_l$$

onde Γ_Z á largura de decaimento total, Γ_{had} á largura de decaimento hadrônica e Γ_l é a largura em um par de léptons carregados.

Foi medida a razão entre a largura de decaimento invisível do Z^0 e a sua largura de decaimento leptônica, dada por [7]:

$$\frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_l} = (\sqrt{\frac{12\pi R_l}{M_Z^2 \sigma_{had}}} - R_l - 3) \tag{2.1}$$

onde $R_l \equiv \dfrac{\Gamma_{had}}{\Gamma_l}$

De acordo com o Modelo Padrão a razão $\dfrac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu}$ pode ser escrita como:

$$\frac{\Gamma_l}{\Gamma_\nu} = \frac{1}{2}(1 + (\frac{g_{Vl}}{g_{Al}}^2))(1 + \frac{3\alpha}{4\pi})(1 + \delta_\nu) \tag{2.2}$$

onde δ_ν é uma correção de vértice e a razão $\dfrac{g_{Vl}}{g_{Al}}^2$ é obtida dos valores medidos para as assimetrias.

Resultando em :

$$\frac{\Gamma_l^{previsto}}{\Gamma_\nu} = 0,5022 \pm 0,0001 \tag{2.3}$$

O número de neutrinos leves é então (Figura 2.1):

$$N_\nu = \frac{\Gamma_{inv}^{medido}}{\Gamma_l} \times \frac{\Gamma_{\mathrm{l}}^{\mathrm{previsto}}}{\Gamma_\nu} = 2,992 \pm 0,011 \tag{2.4}$$

Este resultado não garante a existência de apenas três gerações de quarks e léptons. Ele apenas afirma que, se existe uma quarta família, o lépton neutro associado deve possuir massa maior do que $M_Z/2$. Seria preciso então entender por que as três primeiras gerações têm neutrinos (aproximadamente) sem massa, enquanto que a $4^{\underline{a}}$ geração teria um membro neutro pesado, caso ela exista.

Um mecanismo de geração de massas para o neutrino que poderia fornecer uma resposta a esta pergunta é o chamado mecanismo *seesaw* [8], que se baseia no fato de que apenas o neutrino esquerdo interage fracamente. É possível então introduzir um neutrino

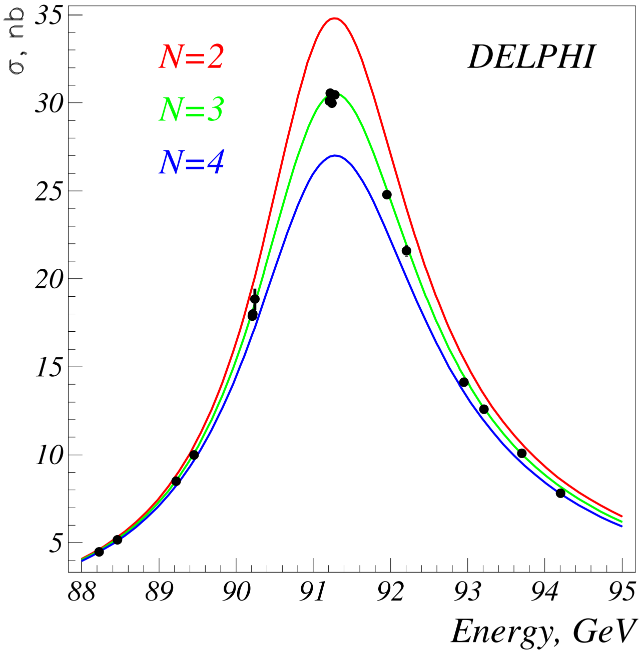

Figura 2.1: Largura do Z^0 determinando o número de neutrinos leves. As três curvas representam ajustes teóricos aos dados experimentais, para $\sigma_{hadronico}$, supondo a existência de 2, 3 ou 4 neutrinos leves.

direito N_R de forma que a massa do neutrino esquerdo ν_L é da ordem de $\frac{m_e^2}{4M}$ e a massa do N_R é da ordem de M, onde M é um parâmetro de escala muito grande, relacionado a uma nova física.

Dependendo de M, um neutrino poderia ser muito leve e o outro muito pesado, tal que:

$$m_{N_R} >> m_{\nu_L} \tag{2.5}$$

2.2.2 Modelo Sequencial ou Quarta Geração

Neste modelo os novos férmions são introduzidos em uma quarta família, que ainda é permitida pelos resultados experimentais desde que o lépton neutro seja suficientemente massivo, da forma:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R, \nu_R, ... \begin{pmatrix} N \\ L \end{pmatrix}_L, L_R, N_R$$

onde apenas a primeira e a quarta famílias estão representadas.

Os novos léptons são introduzidos de maneira análoga às 3 primeiras famílias, exceto pela inclusão do neutrino direito N_R, necessário para gerar a sua massa. Este léptons possuem as propriedades de transformação usuais sob SU(2) e os números quânticos normais do Modelo Padrão.

2.2.3 Modelo *Vector Singlet* (V.S.M.)

No V.S.M. [9] os léptons exóticos são introduzidos como singletos para ambas as helicidades, da seguinte forma:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R, \nu_R, E_L, E_R, N_L, N_R.$$

Foi representada aqui apenas a primeira família de léptons, a introdução dos léptons exóticos nas outras famílias é exatamente análoga. Este modelo permite uma simples realização do mecanismo *see-saw*, com neutrinos praticamente sem massa, paralelamente a outros, de massa grande.

2.2.4 Modelo *Vector Doublet* (V.D.M)

No V.D.M. [10] os novos léptons são introduzidos como dubletos para ambas as helicidades, da forma:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R, \nu_R, \begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix}_R$$

Estes dubletos são inspirados nos novos dubletos que surgem em determinadas representações fundamentais dos grupos de simetria maiores, no caso a representação 27 do grupo E_6 das teorias superunificadas.

2.2.5 Modelo *Fermion-Mirror-Fermion* (F.M.F.)

No F.M.F. [11] os novos léptons possuem propriedades de transformação opostas às dos léptons ordinários, isto é, as componentes direitas estão em dubletos e as componentes esquerdas estão em singletos. Estes léptons são introduzidos de forma a restaurar a simetria esquerda-direita, de acordo com:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, e_R, \nu_R, \begin{pmatrix} N \\ E \end{pmatrix}_R, N_L, E_L$$

2.3 Limites sobre os Ângulos de Mistura

Vários fatos experimentais impõem limites sobre a mistura entre férmions ordinários e férmions exóticos [12]. Em geral, a mistura entre férmions ordinários e exóticos leva ao surgimento de correntes neutras com troca de sabor (FCNC), cuja ausência experimental coloca limites sobre as possíveis misturas entre os férmions. Para os férmions carregados, para que não haja FCNC, cada férmion pode se misturar apenas com seu proprio férmion exótico. Desta forma a mistura é parametrizada por um ângulo para cada férmion ordinário (L ou R). Para os neutrinos, a situação é mais complicada, devido à possibilidade de massas de Dirac e Majorana, e também ao fato de que não existe evidência empírica exigindo a ausência de FCNC entre espécies de neutrinos. Mas, ainda assim, é possível parametrizar a mistura por um ângulo efetivo, mais um parâmetro auxiliar, por espécie de neutrino. Em resumo, os ângulos de mistura são os seguintes:

$$\theta_L^e, \theta_L^\mu, \theta_L^\tau, \theta_L^{\nu_e}, \theta_L^{\nu_\mu}, \theta_L^{\nu_\tau}$$

$$\theta_R^e, \theta_R^\mu, \theta_R^\tau$$

e ângulos análogos para o setor de quarks.

Várias medidas experimentais impõem limites sobre estes ângulos de mistura. Como já foi dito anteriormente, estas misturas alterariam diversas previsões do Modelo Padrão em relação aos acoplamentos entre os bósons de gauge e os quarks e léptons conhecidos. Estes acoplamentos foram bem determinados no LEP I (através da medida das larguras de decaimento total e parcial do Z^0 e das assimetrias de polarização e *forward-backward*) e os valores encontrados concordam com as previsões do Modelo Padrão com um desvio da ordem de um por cento. Isto resulta nos limites para os ângulos de mistura que estão mostrados na Tabela 2.1 [13].

2.4 Produção de Léptons Pesados em colisões e^+e^-

Colisores e^+e^- são bastante apropriados ao estudo dos léptons exóticos. Argumentos teóricos [14] sugerem que as massas destes novos léptons não podem ser maiores do que algumas centenas de GeV. Se a soma das suas massas for menor do que a energia do

	Individual	Conjunto		Individual	Conjunto
$(s_L^e)^2$	0,0016	0,0054	$(s_L^u)^2$	0,0022	0,012
$(s_R^e)^2$	0,0020	0,0018	$(s_R^u)^2$	0,0010	0,023
$(s_L^\mu)^2$	0,0013	0,0049	$(s_L^d)^2$	0,0026	0,016
$(s_R^\mu)^2$	0,0019	0,0040	$(s_R^d)^2$	0,0066	0,019
$(s_L^\tau)^2$	0,0011	0,0037	$(s_L^s)^2$	0,0036	0,019
$(s_R^\tau)^2$	0,0018	0,0034	$(s_R^s)^2$	0,021	0,059
			$(s_L^c)^2$	0,044	0,024
$(s_L^{\nu_e})^2$	0,0053	0,0053	$(s_R^c)^2$	0,0097	0,043
$(s_L^{\nu_\mu})^2$	0,0020	0,0052	$(s_L^b)^2$	0,0017	0,031
$(s_L^{\nu_\tau})^2$	0,0055	0,017	$(s_R^b)^2$	0,0091	0,015

Tabela 2.1: Limites superiores com 90% C.L. dos ângulos de mistura dos quarks e léptons para fits individuais (somente um ângulo é variado de cada vez) e fits conjuntos (todos os ângulos variados simultaneamente). s_L^e corresponde a $sen\theta_L^e$, etc...

feixe, os novos férmions podem ser produzidos aos pares em colisões e^+e^-. Para férmions carregados, através da troca de γ e Z no canal s, e somente troca de Z para léptons neutros. Resultados da procura direta destas partículas no LEP I [15] indicam um limite inferior para a massa destes léptons da ordem de $M_Z/2$.

A mistura entre os férmions permite um mecanismo de produção adicional para os novos férmions: a produção de um único férmion pesado em associação com o seu companheiro leve. Este modo de produção permite estender a procura até a energia disponível dos feixes.

Serão vistos a seguir os dois modos de produção de léptons pesados em colisões e^+e^-: a produção de pares, que será tratada brevemente somente por razões didáticas, e a produção de um único lépton pesado, que será o mecanismo efetivamente explorado neste trabalho.

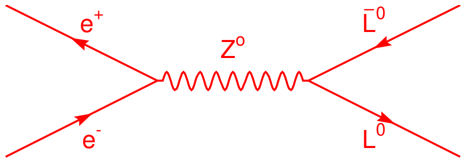

Figura 2.2: Diagrama de Feynman para a produção de pares de léptons pesados neutros

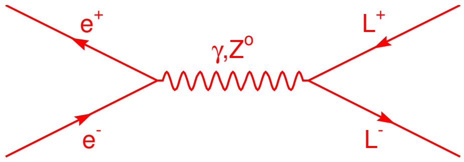

Figura 2.3: Diagrama de Feynman para a produção de pares de léptons pesados carregados

2.4.1 Produção de Pares

Os diagramas de Feynman para a produção de pares de léptons pesados neutros estão na Figura 2.2 e para a produção de pares de léptons neutros carregados na Figura 2.3. A seção de choque de produção de pares pode ser facilmente encontrada na literatura [16] [17].

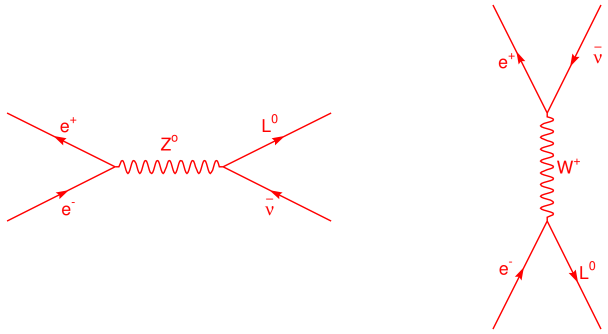

Figura 2.4: Diagramas de Feynman de canal s e canal t para a produção de um único lépton pesado neutro

2.4.2 Produção de Um Único Lépton Pesado

Os diagramas de Feynman para a produção de um único lépton pesado neutro estão mostrados na Figura 2.4 e os diagramas para a produção de um único lépton pesado carregado estão na Figura 2.5.

Para os léptons da segunda e da terceira gerações apenas os diagramas do canal s contribuem, mas no caso da primeira geração os diagramas de canal t, com troca de W para léptons neutros e troca de Z para léptons carregados também dão contribuição. Para energias da ordem da massa do Z^0, a contribuição predominante é do canal s, que é cerca de mil vezes o valor do canal t.

A Lagrangeana da corrente carregada pode ser escrita como [18]:

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{-g}{2\sqrt{2}}[\overline{L^0}\gamma^\mu(a_1 - b_1\gamma^5)e^- + \overline{\nu}\gamma^\mu(a_2 - b_2\gamma^5)L^-]W_\mu \tag{2.6}$$

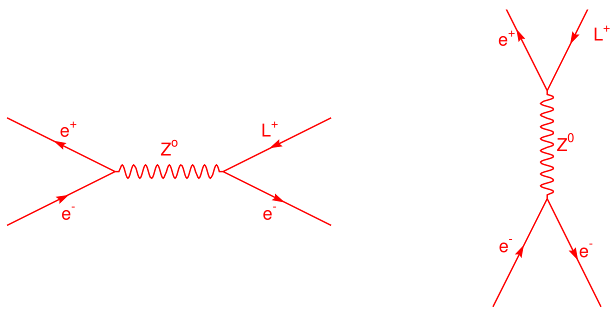

Figura 2.5: Diagramas de Feynman de canal s e canal t para a produção de um único lépton pesado carregado

e a da corrente neutra como:

$$\mathcal{L}_{NC} = \frac{-g}{4cos\theta_W} \sum_{i,j} [\overline{f_i}\gamma^{\mu}(v - a\gamma^5)f_j]Z_{\mu} \tag{2.7}$$

onde a_1, b_1, a_2, b_2, v, a são os parâmetros de mistura, para os modelos VDM, VSM e FMF, mostrados na Tabela 2.2.

Da análise da Tabela 2.2 é possível notar que os modelos VSM e VDM apresentam para a corrente neutra, respectivamente, acoplamentos do tipo V-A e V+A, enquanto que no modelo FMF os acoplamentos são arbitrários, dependentes da escolha feita para os ângulos de mistura. Se todos os ângulos forem considerados iguais, os acoplamentos no FMF serão puramente axiais, mas se forem considerados iguais, porém de sinais contrários, os acoplamentos serão puramente vetoriais.

Parâmetros	VDM	FMF	VSM
$a_1(e, L^0)$	$s(\theta_L^\nu - \theta_L^e) - c(\theta_R^\nu)s(\theta_R^e)$	$c(\theta_L^e)s(\theta_R^e) - s(\theta_R^e)c(\theta_R^\nu)$	$s(\theta_L^\nu)c(\theta_L^e)$
$b_1(e, L^0)$	$s(\theta_L^\nu - \theta_L^e) + c(\theta_R^\nu)s(\theta_R^e)$	$c(\theta_L^e)s(\theta_R^e) + s(\theta_R^e)c(\theta_R^\nu)$	$s(\theta_L^\nu)c(\theta_L^e)$
$a_2(\nu, L^-)$	$-s(\theta_L^\nu - \theta_L^e) - s(\theta_R^\nu)s(\theta_R^e)$	$s(\theta_L^e)c(\theta_R^e) - c(\theta_R^e)s(\theta_R^\nu)$	$c(\theta_L^\nu)s(\theta_L^e)$
$b_2(\nu, L^-)$	$-s(\theta_L^\nu - \theta_L^e) + s(\theta_R^\nu)s(\theta_R^e)$	$s(\theta_L^e)c(\theta_R^e) + c(\theta_R^e)s(\theta_R^\nu)$	$c(\theta_L^\nu)s(\theta_L^e)$
$v(e, L^+)$	$s(\theta_R^e)c(\theta_R^e)$	$s(\theta_L^e)c(\theta_L^e) - s(\theta_R^e)s(\theta_R^e)$	$s(\theta_L^e)c(\theta_L^e)$
$a(e, L^+)$	$-s(\theta_R^e)c(\theta_R^e)$	$s(\theta_L^e)c(\theta_L^e) + s(\theta_R^e)c(\theta_R^e)$	$s(\theta_L^e)c(\theta_L^e)$
$v(\nu, L^0)$	$s(\theta_R^\nu)c(\theta_R^\nu)$	$s(\theta_L^\nu)c(\theta_L^\nu) - s(\theta_R^\nu)s(\theta_R^\nu)$	$s(\theta_L^\nu)c(\theta_L^\nu)$
$a(\nu, L^0)$	$-s(\theta_R^\nu)c(\theta_R^\nu)$	$s(\theta_L^\nu)c(\theta_L^\nu) + s(\theta_R^\nu)s(\theta_R^\nu)$	$s(\theta_L^\nu)c(\theta_L^\nu)$

Tabela 2.2: Parâmetros de Mistura para os Modelos VDM, VSM e FMF ($s = sen$ e $c = cos$)

Para a corrente carregada, os acoplamentos são do tipo V-A para o modelo VSM e dependentes da escolha dos ângulos para os outros dois modelos. Se todos os ângulos forem considerados iguais, o VDM será do tipo V+A e o FMF será axial.

De um modo geral, o termo de interação para o processo $e^+e^- \to \overline{L}l$ pode ser escrito como:

$$\mathcal{L}_{ff'} = -\overline{f}\gamma_\mu(v_{ff'} - a_{ff'}\gamma^5)f'V^\mu \tag{2.8}$$

A seção de choque diferencial para este processo é:

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{s}{128\pi^8}(1-\chi^2)(1-\chi^4)\{[2A(1+\alpha cos^2\theta) + 2B(1+\alpha)cos\theta]\Delta(s)\Delta^*(s) \\
&+ \left[4(C-D)\left[\frac{1}{1+\chi^2}\right] + (C+D)[1+(1+\alpha)cos\theta + \alpha cos^2\theta]\right]\Delta(t)\Delta^*(t) \\
&+ \{E[1+(1+\alpha)cos\theta + \alpha cos^2\theta]2\mathrm{Re}[\Delta(s)\Delta^*(t)]\}\}
\end{aligned} \tag{2.9}$$

onde θ é o ângulo entre e^- e l.

Esta expressão foi calculada usando que $m_e = m_l = 0$ e as seguintes definições:

$$\chi = \frac{M_L}{\sqrt{s}}$$

$$t = -\frac{s}{2}(1-\chi^2)(1-cos\theta)$$

$$\alpha = \frac{1-\chi^2}{1+\chi^2}$$

$$A = (v_{ee}^2 + a_{ee}^2)(v_{lL}^2 + a_{lL}^2)$$

$$B = 4v_{ee}a_{ee}v_{lL}a_{lL}$$

$$C = (v_{el}^2 + a_{el}^2)(v_{eL}^2 + a_{eL}^2)$$

$$D = 4v_{el}a_{el}v_{eL}a_{eL}$$

$$\begin{aligned} E &= (v_{lL}v_{el} + a_{lL}a_{el})(v_{ee}v_{eL} + a_{ee}a_{eL}) \\ &+ (v_{lL}a_{el} + a_{lL}v_{el})(v_{ee}a_{eL} + a_{ee}v_{eL}) \end{aligned}$$

No canal s só há contribuição do Z^0, logo:

$$\Delta(s) = \frac{1}{s - M_Z^2 - i\Gamma_Z M_Z} \tag{2.10}$$

Para o canal t há contribuições de Z^0 e $W^{\pm}$, logo:

$$\Delta(t) = \frac{1}{t - M_V^2} \tag{2.11}$$

onde $V = Z$ ou W, dependendo do caso.

2.5 Decaimentos dos Léptons Pesados

Segundo os modelos de extensão em estudo, os léptons pesados possuem um tempo de vida bastante pequeno (da ordem de 10^{-20} s, para os valores da massa do lépton pesado e ângulos de mistura considerados), o que permite que eles decaiam assim que produzidos.

O lépton pesado L decai em um lépton usual l e em bósons de gauge virtuais ou reais, que por sua vez decaem em dois férmions. Para diferenças de massa entre o lépton pesado e o lépton ordinário menores do que a massa do bóson de gauge trocado, este bóson será virtual e o decaimento será um decaimento em três partículas.

Neste trabalho não será levada em consideração a mistura entre gerações, com o lépton pesado decaindo sempre em um lépton da sua família. As misturas entre léptons de diferentes gerações devem ser muito pequenas, já que dariam origem ao surgimento de

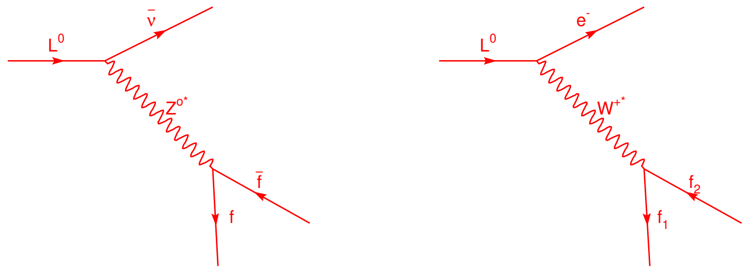

Figura 2.6: Diagramas de Feynman para os decaimentos do lépton pesado neutro

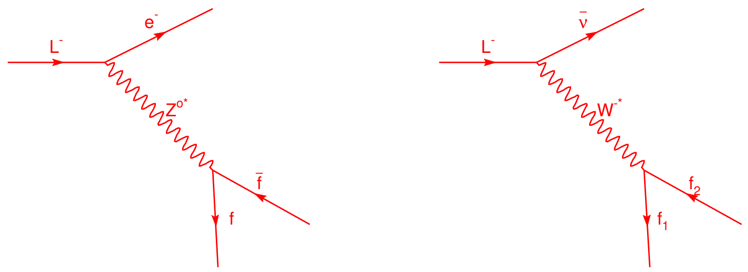

Figura 2.7: Diagramas de Feynman para os decaimentos do lépton pesado carregado

correntes neutras com troca de sabor (FCNC), cuja existência é bastante limitada pelos dados experimentais.

Decaimentos de um lépton pesado em outro são possíveis, mas devem ser fortemente suprimidos pelo espaço de fase e não serão considerados neste trabalho.

Para os decaimentos do lépton pesado neutro os diagramas de Feynman estão mostrados na Figura 2.6 e para os decaimentos do lépton pesado carregado na Figura 2.7.

Os decaimentos possíveis para Z^* e W^* são os seguintes:

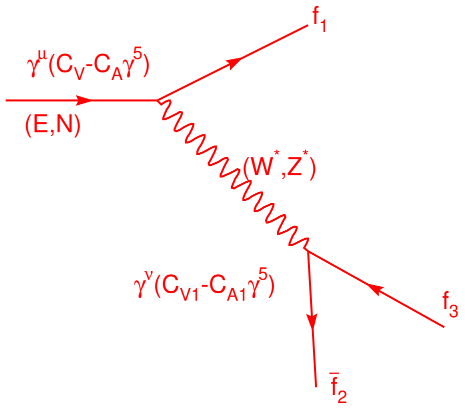

Figura 2.8: Acoplamentos para o decaimento do lépton pesado carregado

$$Z^* \to ee, \mu\mu, \tau\tau, \nu\nu, qq$$

$$W^* \to e\nu, \mu\nu, \tau\nu, qq'$$

De forma geral, os acoplamentos do decaimento do lépton pesado podem ser representados como na Figura 2.8:

O vértice superior depende do modelo de extensão considerado e o vértice inferior é dado pelo Modelo Padrão.

A largura de decaimento, no referencial do lépton pesado e para férmions finais sem massa, é dada por [19]:

Canal	Razão de Ramificação (%)
$L^- \to \nu_e +$ hádrons	49,2
$L^- \to e^- +$ hádrons	16,3
$L^- \to \nu_e(e^-\overline{\nu}_e), \nu_e(\mu^-\overline{\nu}_\mu), \nu_e(\tau^-\overline{\nu}_\tau)$	24,9
$L^- \to e^-(\nu_e\overline{\nu}_e), e^-(\nu_\mu\overline{\nu}_\mu), e^-(\nu\tau\overline{\nu}_\tau)$	6,3
$L^- \to e^-(e^+e^-), e^-(\mu^+\mu^-), e^-(\tau^+\tau^-)$	3,0
$L^0 \to e^- +$ hádrons	49,6
$L^0 \to \nu_e +$ hádrons	16,3
$L^0 \to e^-(\nu_e e^+), e^-(\nu_\mu\mu^+), e^-(\nu_\tau\tau^+)$	24,9
$L^0 \to \nu_e(\nu_e\overline{\nu}_e), \nu_e(\nu_\mu\overline{\nu}_\mu), \nu_e(\nu_\tau\overline{\nu}_\tau)$	6,3
$L^0 \to \nu_e(e^+e^-), \nu_e(\mu^+\mu^-), \nu_e(\tau^+\tau^-)$	3,0

Tabela 2.3: Razões de Ramificação para os decaimentos dos léptons pesados carregado e neutro, de acordo com os modelos VSM, VDM e FMF, calculadas para $M_L = 60GeV$.

$$
\begin{aligned}
\frac{d^2\Gamma}{dx_1 dx_2} &= \frac{\alpha^2 M_L}{2\pi}\left\{\left[1 - x_1 - \left(\frac{M_{W,Z}}{M_L}\right)^2\right]^2 + \left[\frac{\Gamma_{W,Z}M_{W,Z}}{M_L^2}\right]^2\right\}^{-1} \\
&\quad \times\{(C_V^2 + C_A^2)(C_{V_1}^2 + C_{A_1}^2)[\frac{1}{2}x_1(1-x_1) + (1-x_2)(x_1+x_2-1)] \\
&\quad +4C_V C_A C_{V_1} C_{A_1}(1-x_1)(1-\frac{1}{2}x_1 - x_2)\}
\end{aligned}
\tag{2.12}
$$

onde $x_i = \dfrac{2E_i}{M}$ tal que $\sum_{i=1}^{3} x_i = 2$ e M_L é a massa do lépton pesado.

Da expressão geral da largura de decaimento podem ser calculadas as razões de decaimento dos léptons pesados carregado e neutro mostradas na Tabela 2.3, que são aproximadamente iguais para os três modelos e dependem muito fracamente da massa do lépton pesado, na faixa de massa entre $M_L = 50$ GeV e $M_L = 90$ GeV. Além dos canais mostrados na Tabela 2.3, existem outros canais fortemente suprimidos, com razões de decaimento da ordem de 0,1 %, e que não serão considerados neste trabalho.

2.6 Assinatura do Lépton Pesado Carregado

Vários trabalhos de simulação mostraram que os colisores e^+e^- fornecem o ambiente ideal para a detecção de novos léptons [16]. Produzidos aos pares, ou em associação com seus companheiros ordinários, os novos léptons possuem, em colisões e^+e^-, assinaturas bem características e os *backgrounds* são pequenos comparados com os sinais.

Neste trabalho é feita uma procura do lépton pesado carregado, previsto pelos modelos de extensão VSM, VDM e FMF, nos dados experimentais obtidos pelo detetor DELPHI do LEP, a energia $\sqrt{s} = M_Z$.

O mecanismo de produção investigado é aquele em que um único lépton pesado carregado é produzido em associação com um lépton usual, o que permite a procura na faixa de massa do lépton pesado entre $M_Z/2$ e M_Z, enquanto que a produção de pares, que é o modo de produção geralmente investigado, só permite que esta procura se faça até o limite cinemático de $M_Z/2$.

Como o lépton pesado carregado decai, de acordo com razões de ramificação já vistas, a procura será feita não diretamente, mas através dos produtos deste decaimento.

Para este modo de produção de um único lépton pesado em colisões e^+e^-, a energias da ordem do LEP I ($\sqrt{s} = M_Z$), F. M. L. Almeida *et al.* [18] mostraram, usando técnicas de Monte Carlo, que as distribuições angulares do lépton primário (o lépton usual produzido em associação com o lépton pesado) permitem distinguir entre os diversos modelos teóricos que poderiam dar origem ao lépton pesado (VDM, FMF ou VSM) e as distribuições de energia do lépton primário podem determinar a massa do lépton pesado através da relação

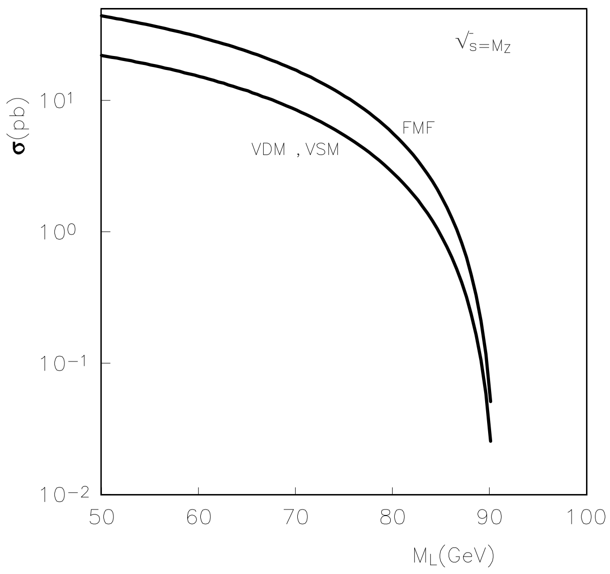

Figura 2.9: Seção de Choque Total para a produção de um único lépton pesado para os modelos VSM, VDM e FMF em função da massa do lépton pesado. Todos os ângulos de mistura foram considerados iguais ($sen^2\theta_i = 0,01$). As seções de choque para os léptons pesados neutro e carregado são iguais.

cinemática que existe entre estas duas grandezas.

A seção de choque total para a produção de um único lépton pesado, segundo estes modelos, pode ser obtida da expressão 2.9 e está mostrada na Figura 2.9, para $\sqrt{s} = M_Z$ e considerando todos os ângulos de misturas iguais e com $sen^2\theta_i = 0,01$ (valor escolhido dentro dos limites experimentais permitidos). As seções de choque para os léptons pesados carregado e neutro são iguais.

Estas seções de choque teóricas serão posteriormente comparadas aos limites obtidos experimentalmente.

As Figuras 2.10 e 2.11 mostram as distribuições da seção de choque em função do

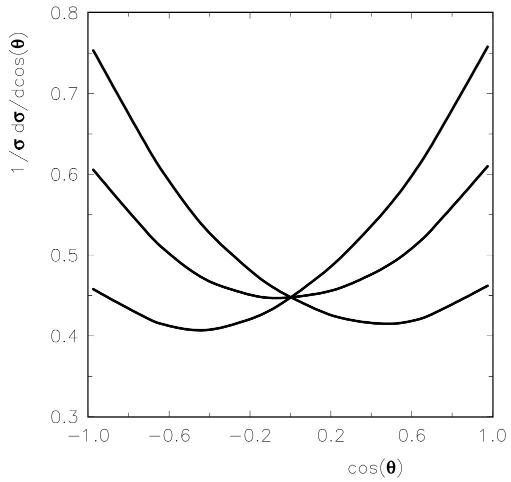

Figura 2.10: Distribuições angulares do lépton primário para o decaimento $L^- \to e^- +$ hádrons para $M_L = 60$ GeV, para os modelos VSM, VDM e FMF.

ângulo θ entre o lépton primário e o elétron incidente para $M_L = 60$ GeV e $M_L = 80$ GeV, respectivamente. Devido aos diferentes acoplamentos existentes entre os léptons pesados e os léptons primários nos diferentes modelos, estas distribuições apresentam comportamentos bem diferentes, permitindo distinguir estre os modelos, para os dois valores da massa do lépton pesado usados.

As distribuições do momento transverso do lépton primário e da energia hadrônica estão mostradas nas Figura 2.12 e Figura 2.13. Estas distribuições não apresentam diferenças significativas de modelo para modelo, não possibilitando portanto a distinção entre eles.

Em resumo, se for encontrada uma evidência experimental da existência de um novo lépton pesado carregado, será possível, através da análise das características do lépton

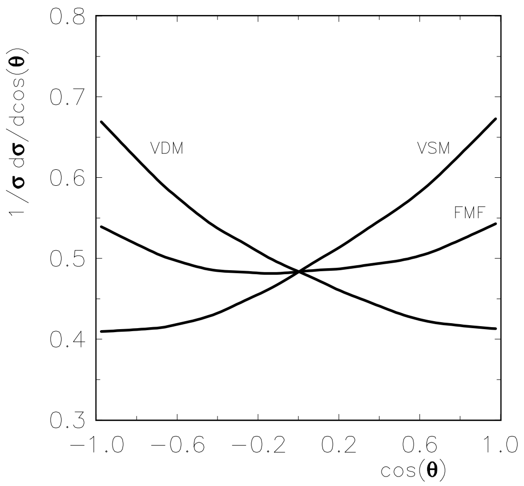

Figura 2.11: Distribuições angulares do lépton primário para o decaimento $L^- \to e^- +$ hádrons para $M_L = 80$ GeV, para os modelos VSM, VDM e FMF.

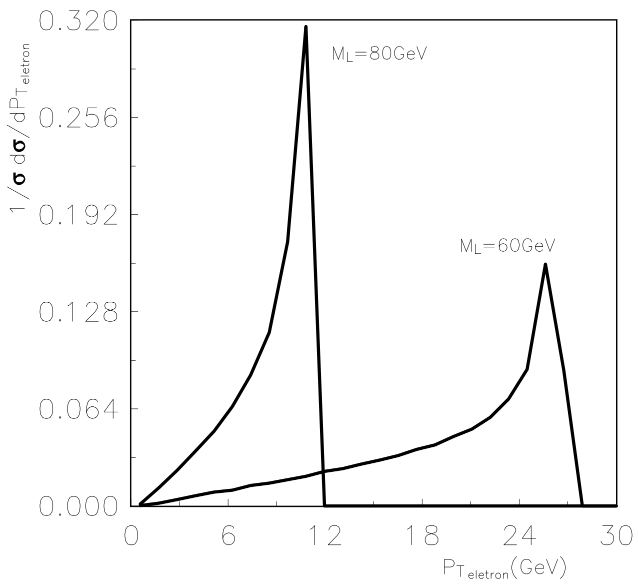

Figura 2.12: Distribuições do momento transverso do lépton primário para $M_L = 60$ GeV e $M_L = 80$ GeV.

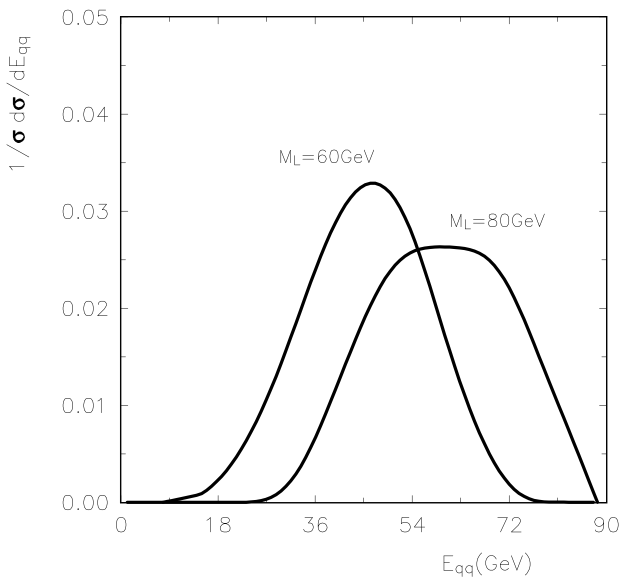

Figura 2.13: Distribuições da energia hadrônica para o decaimento $L^+ \to e^+ +$ hádrons.

primário, determinar a massa do lépton pesado, independentemente de qualquer modelo. Além disso, através das distribuições angulares do lépton primário, será possível saber se a existência deste novo lépton pode ser explicada por algum dos modelos considerados. Se não for encontrado um sinal deste novo lépton, será possível estabelecer limites superiores para a sua seção de choque de produção.

Capítulo 3

Experimento

3.1 O LEP

O LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron Storage Ring) é um acelerador elétron-pósitron localizado no CERN (European Laboratory for Particle Physics), Suíça.

Instalado em um túnel com um perímetro de aproximadamente 27 Km, o LEP acelera elétrons e pósitrons em direções opostas por meio de cavidades de radiofreqüência e os obriga, por meio de magnetos, a seguir órbitas fechadas.

O LEP foi projetado com o objetivo de produzir, em grande quantidade, os bósons vetoriais $W^{\pm}$ e Z^0, previstos pelo Modelo Padrão, e descobertos em 1983 nas experiências UA1 e UA2 no acelerador $Sp\overline{p}S$ do CERN.

A energia inicial do centro de massa do colisionador LEP foi escolhida como sendo em torno de 91 GeV, de modo a produzir Z^0s. Este período de operação do acelerador, que se estendeu de 1990 até a metade de 1995, é conhecido como LEP I.

Desde o final de 1995, começou o período de transição para a operação do LEP a energias mais altas (LEP II), o que permitirá a produção de pares W^+W^-. A sua energia do centro de massa tem aumentado gradativamente, já tendo sido realizados os seguintes *upgrades*:

- operação na faixa de 130 a 136 GeV em novembro de 1995 ($\mathcal{L}$ *$= 6\ pb^{-1}$)
- operação a 161 GeV em julho/agosto de 1996 ($\mathcal{L} = 10\ pb^{-1}$)
- operação a 172 GeV em outubro/novembro de 1996 ($\mathcal{L} = 10\ pb^{-1}$)
- operação a 184 GeV em 1997 ($\mathcal{L} = 50\ pb^{-1}$)

onde as luminosidades se referem a cada experimento.

Os principais objetivos do LEP são:

- Medidas de precisão do Modelo Padrão (Medidas da largura do Z^0, estudo das assimetrias de carga e polarização, contagem do número de neutrinos, etc...).
- Busca de novas partículas (Higgs, léptons pesados, partículas compostas, etc...).
- Física de quarks pesados.

O acelerador possui oito pontos de colisão e em quatro deles se encontram os experimentos (Figura 3.1): ALEPH (Apparatus for LEP PHysics), DELPHI, L3 (LEP-3)

*Se dois feixes de partículas, circulando em uma máquina com frequência de revolução f_{rev}, colidem frontalmente, a Luminosidade será:

$$\mathcal{L} = \frac{f_{rev}\, k\, N_1\, N_2}{4\pi\sigma_h\sigma_v}$$

onde k é o número de *bunches* em cada feixe, N_i é o número de partículas por *bunch* e σ_h , σ_v são as variâncias horizontal e vertical da densidade dos feixes.

e OPAL (Omni Purpose Apparatus for LEP). Cada um destes detetores foi otimizado diferentemente de modo a estudar aspectos físicos diferentes. A seguir será visto com mais detalhes o detetor DELPHI, do qual os dados serão analisados.

3.2 O DELPHI

O DELPHI (DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification) é um detetor projetado de modo a possuir alta granularidade em um ângulo sólido 4π e uma grande capacidade de identificação de partículas.

A Figura 3.2 mostra uma visão do DELPHI. No sistema de coordenadas usual do DELPHI, o eixo z é ao longo da direção do elétron, o eixo x aponta para o centro do LEP e o eixo y está direcionado para cima. O ângulo polar é chamado de θ e o ângulo azimutal de ϕ, a coordenada radial é $R = \sqrt{x^2 + y^2}$. Este sistema de coordenadas está representado na Figura 3.3.

Situado em um poço a $100\,m$ de profundidade, o detetor consiste em uma região cilíndrica cobrindo a região do barril (θ de 40^0 até 140^0) e duas tampas cobrindo as regiões frontais.

Um grande solenóide produz um enorme campo magnético (1.2 Tesla) paralelo à direção do feixe. O detetor é composto de vários subdetetores, alguns dos quais serão vistos a seguir. Uma descrição completa é encontrada em [20].

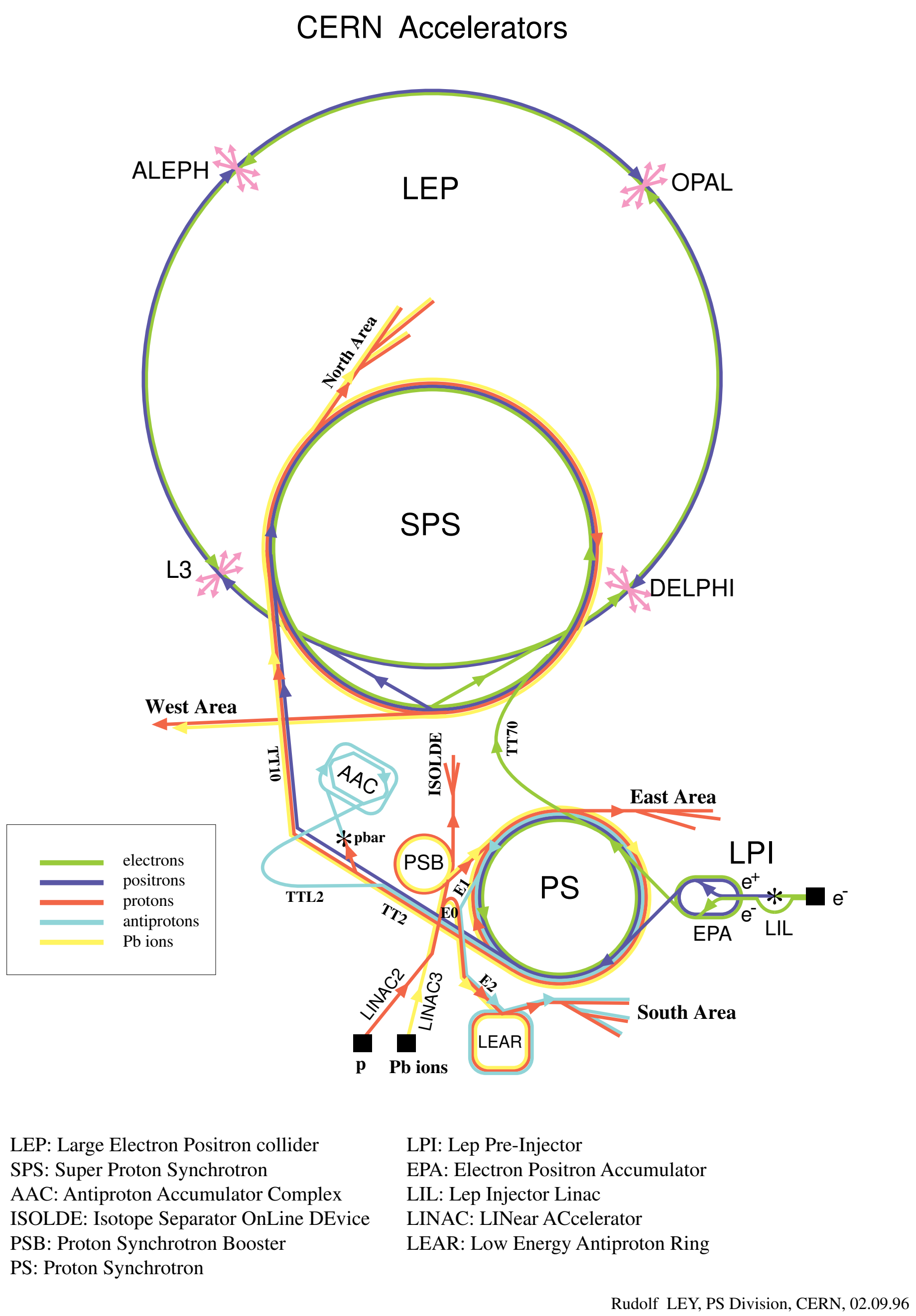

Figura 3.1: Os Aceleradores do CERN

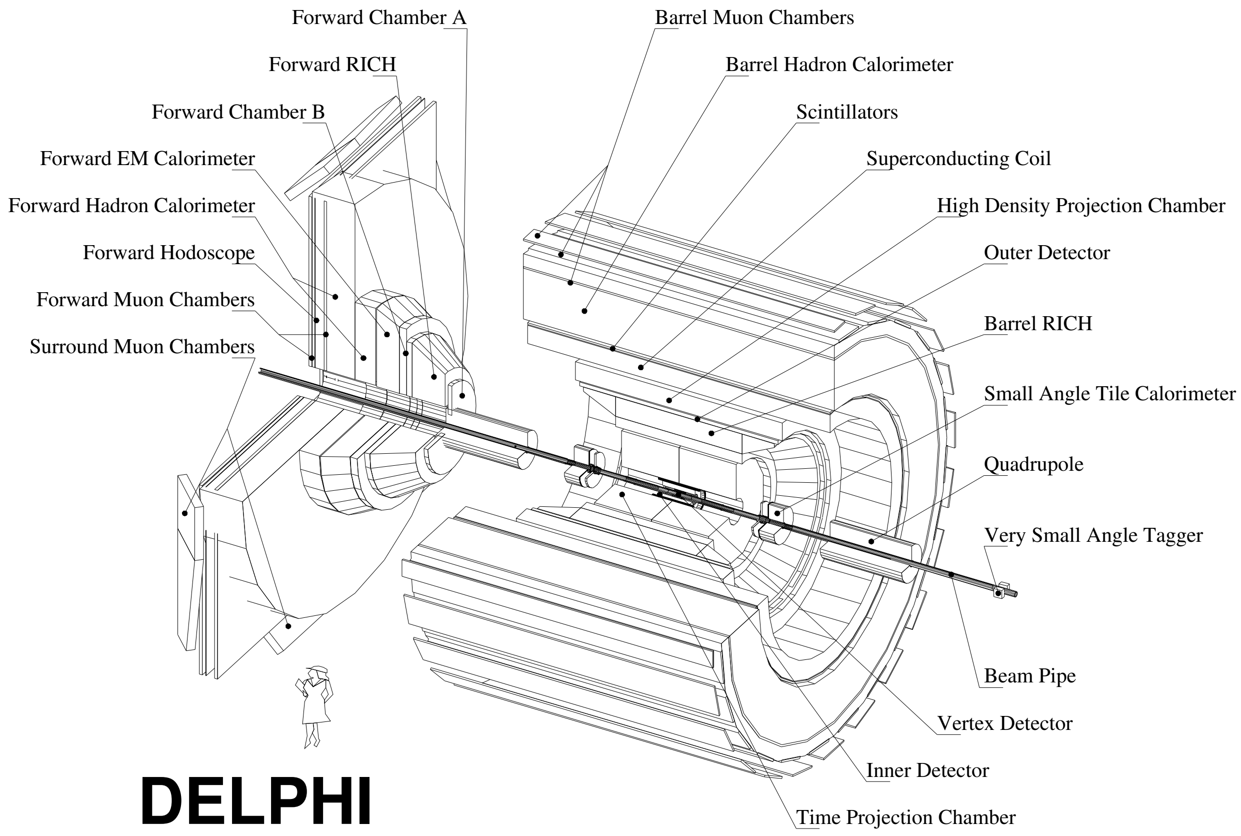

Figura 3.2: O Detetor DELPHI

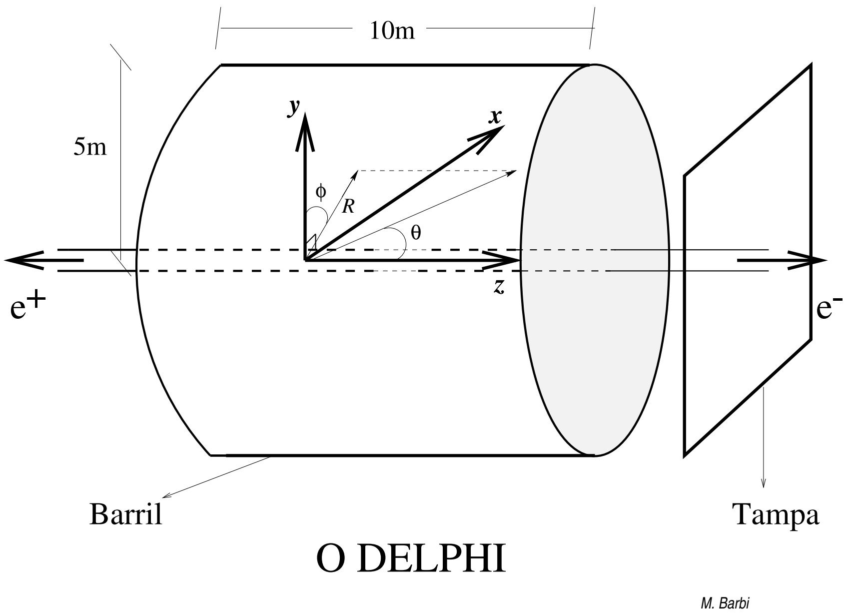

Figura 3.3: Sistema de Coordenadas

3.2.1 Medida de Luminosidade

A luminosidade de um colisor e^+e^- é medida contando-se o número de eventos de um processo com uma assinatura experimental bastante clara, com alta estatística e com uma seção de choque que possa ser calculada teóricamente com grande precisão. O processo mais adequado a esta contagem é $e^+e^- \to e^+e^-$, o espalhamento Bhabha.

No DELPHI, antes de 1994 a luminosidade absoluta era medida usando o detetor SAT (Small Angle Tagger) [21] [22] e o detetor VSAT (Very Small Angle Tagger) [23] era usado para medir as luminosidades relativas em várias energias. O SAT ficava situado junto ao tubo de vácuo, cobrindo uma região de pequenos ângulos ($3^0 \leq \theta \leq 8^0$) e ($172^0 \leq \theta \leq 177^0$) onde predomina o espalhamento Bhabha.

Em 1994 o SAT foi substituído por um novo calorímetro, construído com a tecnologia *Shashlik*, o STIC [24]. O STIC é um calorímetro tipo chumbo-cintilador formado por dois detetores cilíndricos colocados um em cada lado da região de interação a uma distância de $2200\,mm$ do ponto de interação e cobre uma região angular entre 29 e $185\,mrad$ em θ.

A luminosidade integrada é dada por N_{Bhabha}/σ_{vis} onde N_{Bhabha} é o número de eventos selecionados pelos cortes de luminosidade e σ_{vis} é a seção de choque calculada.

3.2.2 *Trigger*

O sistema de *trigger* do DELPHI [25] é composto de quatro níveis (T1, T2, T3 e T4), de seletividade sucessivamente crescente, capazes de lidar com altas luminosidades e grandes taxas de *backgrounds*. Os dois primeiros níveis, T1 e T2, são síncronos com relação ao *Beam Cross Over* - BCO (ponto de interação), e introduzem um "tempo morto" de aproximadamente 3%, para um tempo de leitura de 3 ms por evento. Os níveis T3 e T4 são realizados por *software*, assincronamente com relação ao BCO.

Vários subdetetores contribuem para a decisão de *trigger* com dados gerados pelos seus respectivos *subtriggers*, com uma redundância entre as diferentes condições de *trigger* que assegura uma alta e estável eficiência ao sistema de *trigger* do DELPHI.

3.2.3 Subdetetores de Traços

O sistema de *tracking* do DELPHI é segmentado em um grande número de componentes independentes. O momento e a direção das partículas carregadas são reconstruídos a partir dos sinais deixados nos subdetetores de traços.

VD (*Vertex Detector*)

O VD [26] [27] é formado por três camadas cilíndricas coaxiais de detetores de silício com raios de 6.3, 9.0 e 10.9 cm.

Cada camada cobre completamente a região azimutal em 24 setores, sendo que setores adjacentes se sobrepõem. Em cada setor existem vários detetores ao longo da direção do feixe. Para ângulos polares $44^0 \leq \theta \leq 136^0$, as partículas cruzam todas as três camadas do VD.

A proximidade deste detetor ao ponto de interação permite uma boa medida do parâmetro de impacto das partículas. O parâmtro de impacto é definido como sendo a distância de menor aproximação de uma partícula carregada ao vértice primário reconstruído. Uma das principais finalidades deste detetor é a identificação de eventos contendo quarks b, o que é baseado na reconstrução, tão precisa quanto possível, da localização no espaço do decaimento primário do Z e dos parâmtros de impactos dos traços em relação a este vértice. A Figura 3.4 mostra o decaimento de um hádron B (que contém o quark b) reconstruído no VD.

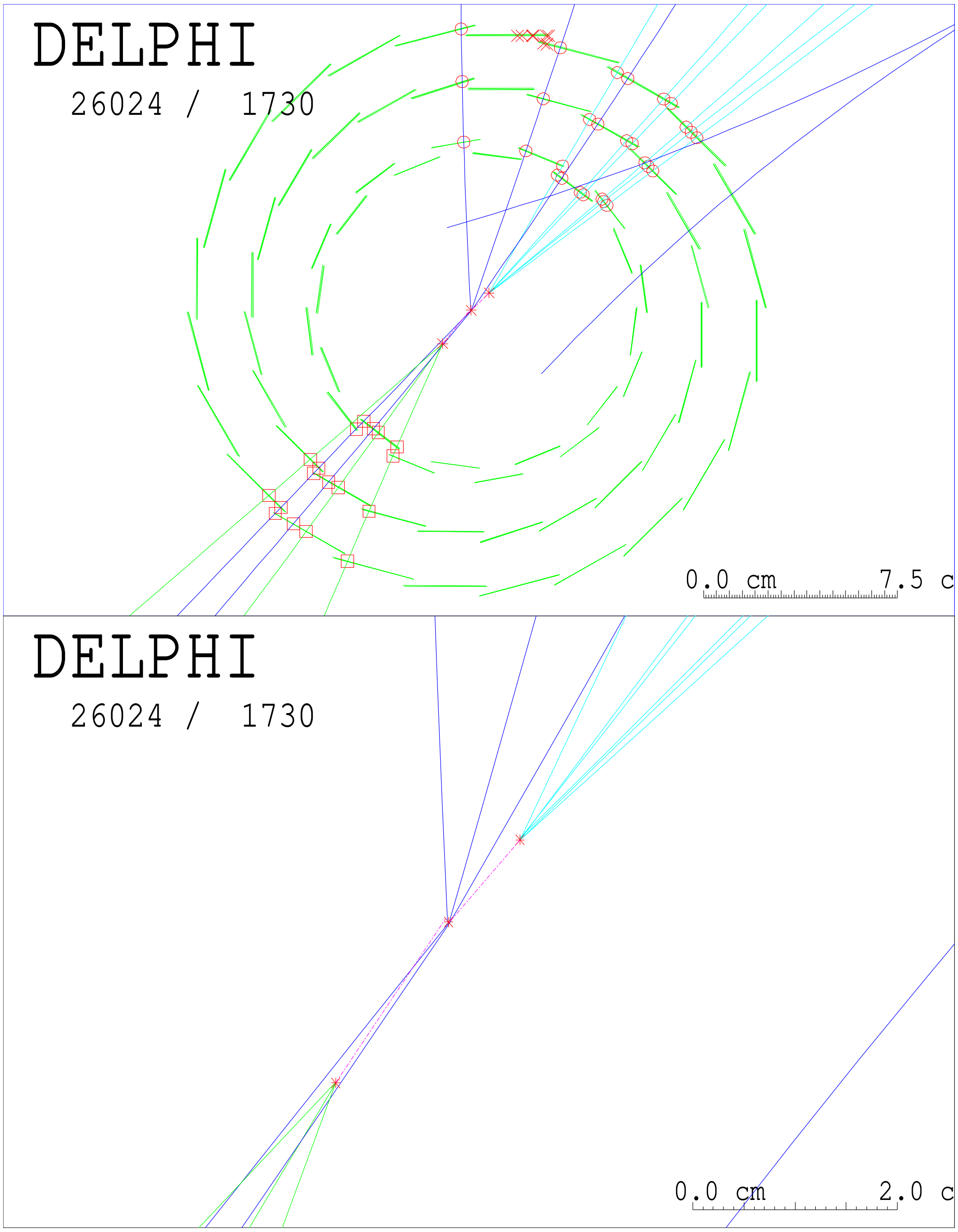

Figura 3.4: Reconstrução do Decaimento do Méson B no VD

ID (*Inner Detector*)

O ID [28] é formado por duas partes: uma câmara de jatos e uma câmara de trigger. A câmara de jatos é uma câmara de deriva clássica, dividida em 24 setores iguais em ϕ, cada um fornecendo 24 pontos $R\phi$ por traço entre os raios de 12 e 23 cm.

Em torno da câmara de jatos, está situada a câmara de *trigger*, que consiste em 5 camadas cilíndricas MWPC com fios sensíveis localizados a distâncias de 8 mm (192 fios por camada) e com *strips* circulares fornecendo informação sobre z. As medidas $R\phi$ desta câmara são usadas principalmente para *trigger*, mas também complementam a medida $R\phi$ da câmara de jatos, que tem uma indeterminação esquerda-direita. A Figura 3.5 mostra uma visão dos subdetetores localizados junto ao feixe.

TPC (*Time Projection Chamber*)

A TPC [29] [30] é o subdetetor de traços fundamental do DELPHI fornecendo reconstrução tridimensional de traços, com uma boa resolução espacial. Além disso, a TPC ajuda na identificação de partículas carregadas através da medida de dE/dx, perda de energia de ionização por unidade de comprimento.

A TPC é formada por dois volumes cilíndricos de gás (de raio interno 30 cm, raio externo 120 cm e comprimento 150 cm) separados por uma placa de alta voltagem que cria um campo elétrico paralelo ao eixo do feixe.

Quando uma partícula carregada atravessa a TPC produz ionização do gás. Os elétrons

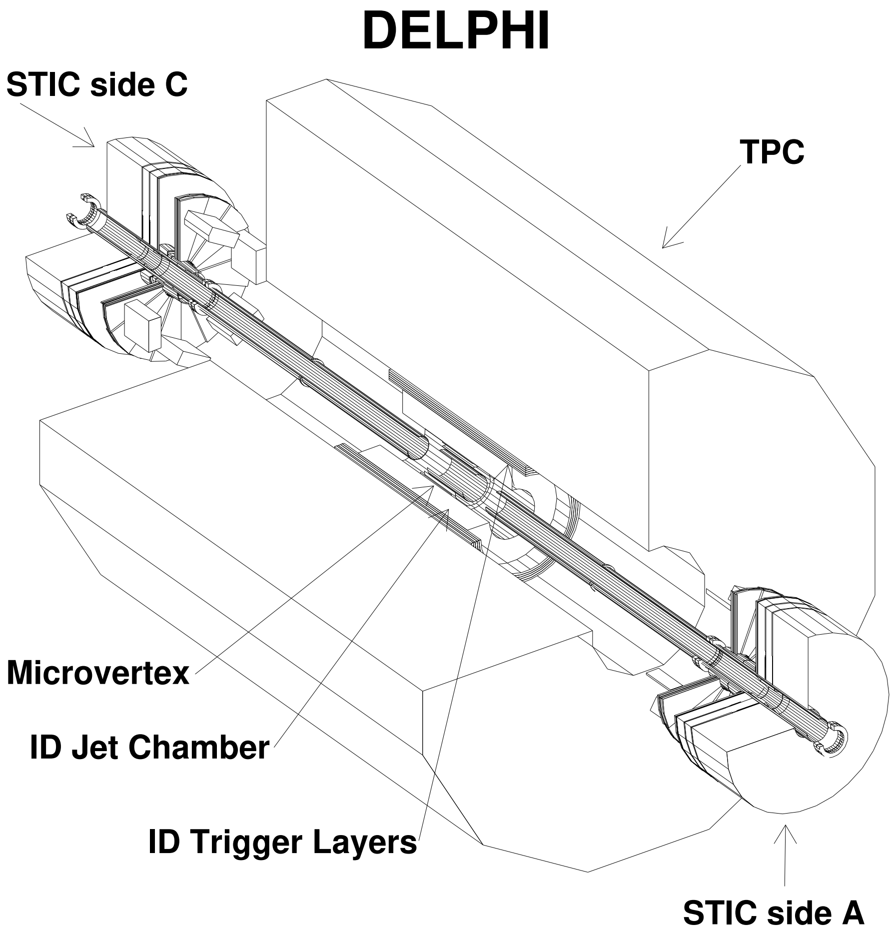

Figura 3.5: Subdetetores Centrais do DELPHI

produzidos nesta ionização derivam com o campo elétrico até as câmaras proporcionais situadas nos dois extremos do cilindro.

As duas tampas da TPC são divididas em 6 setores azimutais, cada um com 192 fios sensíveis e 16 fileiras circulares de *pads* com espaçamento constante. Desta forma o detetor fornece até 16 pontos espaciais para cada trajetória de partícula entre os raios de 40 até $110\,cm$ na região angular $20^0 \leq \theta \leq 141^0$.

A TPC mede também a ionização dE/dx. Os fios sensíveis das câmaras proporcionais fornecem até 192 medidas de ionização por traço. Os sinais coletados pelos fios sensíveis são associados aos traços reconstruídos pelos *pads* da TPC.

A dependência de dE/dx com o momento p da partícula é medida para diversas partículas conhecidas. Estas medidas auxiliam na identificação de partículas carregadas.

OD (*Outer Detector*)

Os objetivos do OD são fornecer informação para o *trigger* em z e $R\phi$ e com a sua medida em $R\phi$ aumentar a resolução na medida do momento. O OD é formado por 5 camadas cilíndricas de tubos de deriva, que funcionam em modo *streamer* limitado, localizados entre os raios de 197 e $206\,cm$. São 24 módulos azimutais, cobrindo a região angular $42^0 \leq \theta \leq 138^0$. A precisão de um único ponto é $\sigma(R\phi) = 110\,\mu m$ e a precisão na coordenada z é $\sigma(z) = 3.5\,cm$.

FCA (*Forward Chamber A*) **e FCB**(*Forward Chamber B*)

As funções das câmaras FCA e FCB são: fornecer sinal de *trigger* na zona *forward* e complementar, nesta região, a atuação da TPC quanto a reconstrução de traços e medidas de momentos.

As duas partes da FCA estão localizadas em $z = \pm 160\,cm$, cobrindo as regiões polares $11^0 \leq \theta \leq 32^0$ e $148^0 \leq \theta \leq 169^0$. Cada parte da FCA consiste em três módulos. Cada módulo é formado por dois planos de tubos de deriva. Existe uma rotação de 120^0 entre as orientações dos fios dos três módulos.

A FCB é uma câmara de arrasto localizada a uma distância de $|z| = 275\,cm$ do ponto de interação. Consiste em 12 planos de leitura correspondendo às regiões angulares $11^0 \leq \theta \leq 36^0$ e $144^0 \leq \theta \leq 169^0$.

Precisões nas Medidas de Momento e Parâmetro de Impacto

Apenas para ilustrar a capacidade das medidas realizadas pelo DELPHI, a precisão no momento medido, de múons com $p = 45.6$ GeV, obtida pelos subdetetores do barril é de:

$$\sigma(1/p) = 0.57 \times 10^{-3} GeV^{-1}$$

na região *forward* este valor é:

$$\sigma(1/p) = 1.31 \times 10^{-3} GeV^{-1}$$

Nas medidas do parâmetro de impacto as precisões obtidas são:

$$\sigma_{IPR\phi} = 20\,\mu m$$

$$\sigma_{IPz} = 34\,\mu m$$

3.2.4 Calorímetros

No DELPHI existem dois tipos de calorímetros eletromagnéticos, HPC e FEMC, e um calorímetro hadrônico, HCAL. As resoluções nas energias medidas nos calorímetros do DELPHI serão apresentadas no Capítulo 3.

HPC (*High density Projection Chamber*)

A HPC [31] está situada no interior do solenóide e tem uma forma cilíndrica. Cobre a zona do barril ($43^0 \leq \theta \leq 137^0$) e consiste em 144 módulos distribuídos em 6 anéis dentro do campo magnético. Cada anel consiste de 24 módulos dispostos coaxialmente em torno da direção do feixe com um raio interno de 208 cm e um raio externo de 260 cm. Cada módulo da HPC é uma pequena TPC com camadas de material de alta densidade imersas em gás. A HPC utiliza a técnica de projeção temporal, isto é, o sinal dos elétrons produzidos nos chuveiros é conduzido por deriva até as câmaras de leitura. Obtém-se assim informação tridimensional sobre os chuveiros, melhorando a resolução espacial e a identificação, sem aumento no número de canais de leitura, já que a terceira coordenada é obtida a partir do tempo de deriva.

FEMC (*Forward ElectroMagnetic Chamber*)

A FEMC cobre as regiões angulares $8^0 \leq \theta \leq 37^0$, $143^0 \leq \theta \leq 172^0$. É formada por dois discos de $5\,m$ de diâmetro que tapam os dois extremos do detetor. Cada contador é formado por um bloco de vidro de chumbo com forma de pirâmide truncada (orientado para o ponto de interação), com um comprimento de 41 cm e uma seção transversal de $5 \times 5\,cm^2$. A medida de energia se efetua neste caso por meio da captação e posterior amplificação da radiação Cherenckov emitida pelas partículas dos chuveiros.

HCAL (*Hadron Calorimeter*)

O HCAL [32] é formada por duas tampas, cada uma consistindo de 12 setores, e uma seção no barril que consiste de 24 módulos. A HCAL cobre quase todo o ângulo sólido: $11^0 \leq \theta \leq 169^0$.

Este calorímetro é organizado em torres direcionadas para a região de interação, cada torre cobrindo uma região angular $\delta\theta \simeq 3^0, \delta\phi \simeq 3.75^0$ e com dimensões típicas $25 \times$

$25 \times 35\, cm^3$ no barril. Uma supertorre é formada por 16 torres adjacentes. Supertorres são agrupadas em hipertorres, consistindo de todas as supertorres ao longo do mesmo intervalo angular.

3.2.5 Identificação de Partículas

A identificação de partículas no DELPHI é efetuada pela TPC, que já foi apresentada, pelo RICH e pelas câmaras de múons.

RICH (*Ring Imaging Cherenkov Counter*)

O RICH [33] é um subdetetor que usa o efeito Cherenkov para a identificação de partículas.

Partículas carregadas atravessando um meio dielétrico mais rápido do que a velocidade da luz naquele meio produzem um cone de luz Cherenkov (Figura 3.6). O ângulo que os fótons Cherenckov fazem com a direção da partícula, θ_c, depende da massa M e do momento p da partícula, através da relação $cos\theta_c = 1/n \times \sqrt{1 + \frac{M^2}{p^2}}$, onde n é o índice de refração do meio. O número de fótons emitidos por unidade de comprimento é proporcional a $sen^2\theta_c$. O número de fótons associados a um traço e seus ângulos Cherenkov são as informações iniciais usadas para identificar a massa da partícula. O fato de que partículas abaixo do limiar Cherenkov não emitem luz também é usado (identificação de *veto*).

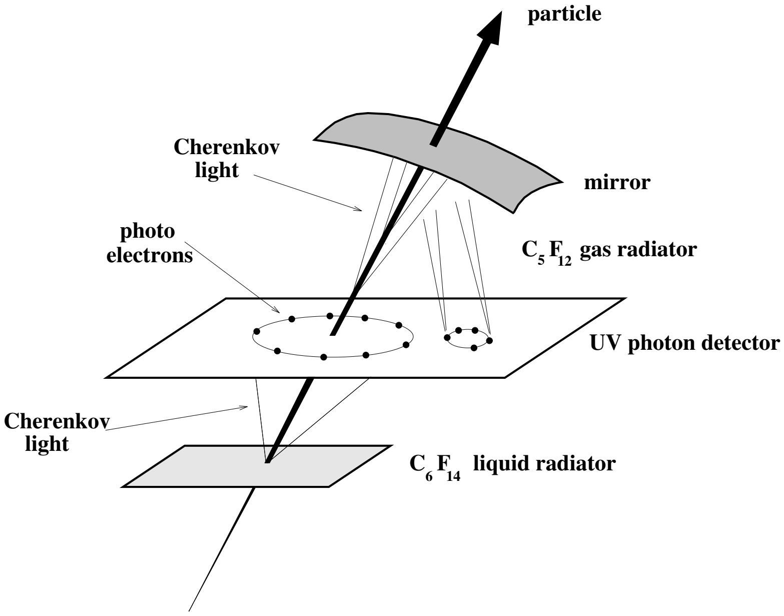

Figura 3.6: Funcionamento do RICH

O RICH contém dois radiadores de diferentes índices refrativos. O radiador líquido é usado para a identificação de partículas na região de momento de 0.7 até 8 GeV. O radiador gasoso é usado na faixa de 2.5 GeV a 25 GeV e é mantido a uma temperatura de $40^0\, C$ e a uma pressão de 1033 mbar.

Dois detetores independentes cobrem todo o ângulo sólido do DELPHI, um nas regiões das tampas (*FORWARD* RICH) e o outro cobre os ângulos polares entre 40^0 e 140^0 (*BARREL* RICH).

Câmaras de múons

A finalidade das câmaras de múons é identificar os múons, as únicas partículas, que por não produzirem chuveiros eletromagnéticos nem hadrônicos, penetram facilmente até estas câmaras de deriva. Situadas na parte mais externa do detetor, as câmaras de múons cobrem grande parte do ângulo sólido. Nas câmaras da zona do barril os fios dos tubos são paralelos ao eixo z e esta coordenada é medida através do tempo de chegada do sinal a um dos extremos. Obtém-se assim uma resolução $\sigma(R\phi) \equiv 1\,mm$, $\sigma(z) \equiv 10\,mm$ por ponto, o que permite a comparação com a extrapolação de cada traço medido no detetor central.

3.3 A Reconstrução dos Dados

Devido à grande complexidade do detetor e à grande quantidade de dados obtidos torna-se necessária a existência de programas de reconstrução. O programa de reconstrução do DELPHI (DELANA [34]) possui uma estrutura altamente modular a fim de facilitar a reconstrução dos dados vindos dos diversos subdetetores que constituem o detetor. Cada subdetetor é responsvél pelo seu código correspondente no programa. Os módulos do DELANA funcionam com a ajuda do programa TANAGRA (Track ANAlysis and GRAphics package) [35], que fornece uma estrutura de dados bem definida para o armazenamento das informações sobre os traços e os vértices.

Para reconstruir os eventos, o pacote de programas TANAGRA usa uma cadeia hierárquica de bancos contendo as informações sobre as localizações dos pontos, elementos de traços, chuveiros, traços ou vértices, com relações lógicas entre todos estes elementos.

Na primeira etapa da reconstrução, cada subdetetor processa os *raw data* (dados eletrônicos coletados pelos detetores) separadamente, reconstruindo pontos no espaço e os elementos de traço dentro dos subdetetores de traços, ou os clusters de energia e chuveiros dentro dos calorímetros. Para isto cada subdetetor necessita de constantes de calibração/alinhamento e informações sobre o status de funcionamento. O resultado deste estágio é um conjunto de elementos de traço, que podem ser segmentos de traços completamente reconstruídos, como na TPC, ou pontos bidimensionais $R\phi$ ou Rz, como no VD.

No segundo estágio de reconstrução, os elementos de traços dos vários subdetetores são combinados, os traços fitados são extrapolados através do detetor e as ambigüidades entre as diversas informações são resolvidas. Existe uma separação natural entre os subdetetores de *tracking* do barril e das tampas levando a problemas de reconstrução nas interseções entre estes componentes.

Após a reconstrução, é processada a identificação da partícula, com base nas informações sobre dE/dx da TPC, do RICH, dos calorímetros e das câmaras de múons.

O DELANA produz arquivos com informações detalhadas sobre os eventos reconstruídos, chamados de DSTs (*Data Summary Tape*).

Capítulo 4

Simulação

4.1 Introdução

O objetivo principal dos programas de simulação em Física de Altas Energias é reproduzir eventos com características semelhantes às dos dados reais. Estes eventos simulados serão tratados por programas de análise com a finalidade de estabelecer cortes que evidenciem o sinal desejado e estudar as eficiências destes cortes.

De uma forma geral, os programas de simulação usados em análise de dados são baseados em duas componentes principais:

- Geração do processo físico inicial de acordo com uma teoria.
- Simulação da resposta do detetor.

Nesta segunda etapa é feita uma simulação do comportamento do detetor. São reproduzidos o mais fielmente possível todos os detalhes inerentes ao processo de detecção, tais como ionização dos gases, interações das partículas com o material do detetor, sinais eletrônicos, etc.. A saída de tais programas normalmente é na forma de *raw data*, similares aos dados obtidos experimentalmente e que são posteriormente reconstruídos da mesma forma que os dados reais.

Como uma conseqüência desta simulação tão detalhada, estes programas geralmente são muito lentos, exigindo muitos recursos computacionais para a sua execução. Isto faz com que a produção de eventos usando esta simulação completa seja normalmente realizada em grandes centros computacionais, que possuam os recursos necessários, em termos de CPU e capacidade de armazenamento de dados.

Uma alternativa à esta simulação completa são os programas que fazem uma simulação rápida, reproduzindo apenas as características mais essenciais da resposta do detetor. Um programa deste tipo é o ***S****imulation à* ***G****rande* ***V****itesse* (SGV) [36], projetado de forma a fornecer uma resposta mais rápida à questão da viabilidade experimental da observação de um processo previsto teoricamente, justificando então o uso posterior de uma simulação mais detalhada e conseqüentemente lenta. Capaz de implementar de uma maneira simplificada a descrição de qualquer detetor em um campo magnético solenoidal, o programa SGV, desenvolvido por Mikael Berggren e colaboradores, se adequa especialmente a uma fase preliminar do trabalho de análise, antes da decisão por uma simulação completa.

A seguir serão apresentados a geração de eventos de um único lépton pesado carregado e os aspectos principais dos dois programas de simulação utilizados neste trabalho. O desenvolvimento das rotinas do SGV que simulam o comportamento dos calorímetros e a descrição da geometria dos calorímetros do DELPHI, por constituirem parte do trabalho desta tese, serão enfatizados. Do programa de simulação oficial do DELPHI, o DELSIM, serão mostradas apenas algumas características mais gerais, maiores detalhes podem ser obtidos em [37].

4.2 Gerador de Eventos de um Único Lépton Pesado Carregado

O programa básico utilizado foi o gerador de eventos de um único lépton pesado carregado em colisões e^+e^-, do qual algumas distribuições já foram apresentadas no Capítulo 1.

Várias alterações foram feitas a este programa, desenvolvido originalmente para o trabalho [18], no sentido de adaptá-lo às interfaces dos programas de simulação. Os eventos, que no programa original eram gerados com peso, passaram a ser gerados sem peso, as partículas passaram a ser geradas com massa e foi implementada também a hadronização dos quarks e o decaimento do lépton τ.

Serão apresentadas a seguir as principais etapas deste programa, desenvolvido usando técnicas de Monte Carlo, e que utiliza como gerador de números aleatórios o programa RANMAR [38].

4.2.1 Simulação da Produção

A produção de um único lépton pesado carregado foi implementada de acordo com o processo,

$$e^+e^- \to \ell^\pm L^\mp$$

onde $L^{\mp}$ é o novo lépton pesado carregado e ℓ é um lépton usual (e, μ, τ), chamado aqui de lépton primário. Foi usada uma energia do centro de massa ($\sqrt{s}$) igual a $91.25\,GeV$, correspondente a massa do Z^0.

A produção foi feita segundo os três modelos de extensão estudados no Capítulo 1, VDM, FMF e VSM. Foram usadas as constantes de acoplamento constantes na Tabela 2.2 de acordo com o modelo escolhido, e considerando todos os ângulos de mistura iguais ($sen^2\theta_i = 0.01$).

A carga elétrica (positiva ou negativa) e a família (e, μ ou τ) do lépton pesado foram determinadas aleatoriamente.

Admitindo a conservação do número leptônico e da carga, o lépton primário é conhecido univocamente.

A direção do lépton primário foi sorteada e o módulo do seu momento foi calculado de acordo com [*]:

$$p_\ell = \sqrt{\frac{(s + m_\ell^2 - M_L^2)^2}{4s} - m_\ell^2} \tag{4.1}$$

onde m_ℓ é a massa do lépton primário e M_L é a massa do lépton pesado. Usando conservação de energia e momento, obtém-se a energia e o momento do lépton pesado associado ao lépton primário.

[*]Quando a massa do lépton primário é desprezada, a relação cinemática é:

$$E_\ell = |p_\ell| = \frac{(s - M_L^2)}{2\sqrt{s}} \tag{4.2}$$

4.2.2 Simulação do Decaimento

Na implementação do decaimento do lépton pesado também foram realizados vários sorteios.

Em primeiro lugar, foi sorteado o modo de decaimmento, $W\nu$ ou $Z\ell$, já considerando aqui a carga elétrica e o tipo do lépton já determinados na etapa de produção, de forma a conservar a carga elétrica e o número leptônico.

Em seguida, foi feito o sorteio do decaimento do W ou do Z, de acordo com os canais disponíveis:

$$\begin{aligned}
W &\to e\overline{\nu}_e \text{ ou } \mu\overline{\nu}_\mu \text{ ou } \tau\overline{\nu}_\tau \\
W &\to qq' \\
Z^0 &\to e^+e^- \text{ ou } \mu^+\mu^- \text{ ou } \tau^+\tau^- \\
Z^0 &\to q\overline{q} \\
Z^0 &\to \nu_e\overline{\nu}_e \text{ ou } \nu_\mu\overline{\nu}_\mu \text{ ou } \nu_\tau\overline{\nu}_\tau
\end{aligned}$$

A amplitude de decaimento do lépton pesado foi calculada considerando um decaimento em três partículas finais, já que, como explicado no Capítulo 1, o bóson vetorial intermediário é virtual. As partículas finais foram geradas com massa e a amplitude de decaimento mostrada no Capítulo 2 (equação 2.12) foi recalculada para partículas finais com massa. Esta alteração praticamente não modifica as razões de ramificação constantes na Tabela 2.3, que permanecem válidas.

As partículas finais foram geradas no referencial de repouso do lépton pesado e foi feita a seguir uma transformação de Lorentz para levá-las para o referencial do laboratório.

Após a geração das partículas os dados foram colocados na forma padrão (LUND) para posterior tratamento pela simulação do detetor.

4.2.3 Hadronização e Decaimentos

Para os canais hadrônicos foi implementada a hadronização dos quarks, usando o modelo de fragmentação de *strings* de Lund do programa JETSET [39]. Este pacote faz também a cadeia completa de decaimentos das partículas de vida curta em seus estados finais observáveis.

4.3 Simulação Rápida de um Detetor

O programa SGV é bastante genérico, simulando detetores cilíndricos através da descrição da sua geometria e de seus parâmetros de resolução. A seguir serão vistos alguns aspectos do programa.

4.3.1 Aspectos Gerais

O detetor é descrito como sendo constituído por cilindros com um eixo comum, paralelo ao campo magnético, e por planos perpendiculares a este eixo (eixo z). Cada cilindro é descrito pelo seu raio e sua meia altura ao longo de z. Cada plano é descrito pela sua posição no eixo (valor absoluto de z) e seus raios mínimo e máximo. Logo, o detetor possui simetria azimutal em torno do eixo z, e simetria de reflexão em relação ao plano $x - y$.

Cada subdetetor de traço, cilindríco ou plano, pode ser dividido em várias setores de acordo com o tipo e precisão das medidas efetuadas.

Os calorímetros planos e cilíndricos também são especificados da mesma forma.

O SGV simula o deslocamento das partículas através do detetor usando trajetórias retilíneas (partículas neutras) ou helicoidais (partículas carregadas). As interações eletromagnéticas mais importantes dentro do detetor (conversões de fótons em pares e^+e^- e *bremsstrahlung*) também são simuladas.

Para cada partícula carregada gerada, que pode ser estável ou instável, o SGV calcula qual das superfícies dos detetores de traços será interceptada pela trajetória helicoidal. A partir da lista de superfícies interceptadas o programa calcula a precisão que pode ser obtida na medida dos parâmetros do traço. A interseção das partículas (neutras ou carregadas) com os calorímetros também é simulada pelo SGV e será apresentada a seguir em detalhes.

No programa SGV, o usuário deve escrever: a rotina que contém o gerador de eventos e as rotinas de análise. Qualquer gerador de eventos pode ser usado com o SGV, desde que preencha o *common block* LUJETS do JETSET.

Na simulação do detetor, o usuário pode ainda fornecer uma rotina para simular as ineficiências do detetor, uma rotina para fazer a identificação de partículas e pode ainda alterar a rotina que faz a simulação dos calorímetros.

4.3.2 Simulação dos Calorímetros no SGV

A simulação dos calorímetros no SGV será agora apresentada detalhadamente, já que a única documentação sobre o SGV disponível até o momento, o seu manual, não apresenta muitos detalhes.

O programa SGV não simula o desenvolvimento dos chuveiros nos calorímetros. Este é um dos grandes motivos pelos quais os programas que fazem simulação completa dos detetores são tão lentos. Como o principal objetivo do SGV é ser um programa rápido, foi feita uma opção pelo uso de um algoritmo simplificado que descreva a evolução dos chuveiros de uma forma parametrizada. Os principais passos deste algoritmo e a aplicação à geometria do DELPHI serão descritos a seguir.

Simulação da Resposta dos Calorímetros

O primeiro passo é determinar quais calorímetros serão atingidos pelas partículas. Para partículas neutras, é só achar a interseção de um segmento de reta associado às trajetórias destas partículas com os calorímetros, descritos como planos ou cilindros da mesma forma que os detetores de traço. Para as carregadas, é preciso achar as interseções com as trajetórias helicoidais.

O segundo passo verifica se o primeiro calorímetro interceptado pela partícula, o mais próximo do ponto de produção, é um calorímetro no qual ela pode provocar um chuveiro. Isto quer dizer que para elétrons e fótons o primeiro calorímetro interceptado só será considerado se for um calorímetro eletromagnético, e para hádrons, o calorímetro só será correto se for um calorímetro hadrônico.

Uma vez determinado o calorímetro, e sendo a energia da partícula maior do que o limiar de energia, é feita a simulação da eficiência na detecção daquela partícula. É gerado um número aleatório de acordo com uma distribuição uniforme e a partícula somente será detectada se este número for menor do que a eficiência do calorímetro.

Se não for possível haver detecção da partícula neste calorímetro, seja porque a energia da partícula está abaixo do limiar ou devido à ineficiência do detetor, os calorímetros seguintes também serão verificados.

Para as partículas detectadas, a energia medida pelo calorímetro é simulada através de um número aleatório sorteado de acordo com uma distribuição de probabilidade gaussiana cujo valor esperado é igual à energia verdadeira da partícula (E_{true}) e o desvio padrão é dado pela expressão †:

$$\sigma(E) = E_{true}\sqrt{\frac{R_1^2}{E_{true}} + R_2^2} \tag{4.3}$$

onde E_{true} é a energia da partícula e R_1 e R_2 são coeficientes associados ao calorímetro e fornecidos na descrição da sua geometria.

A identificação das partículas detectadas é efetuada da seguinte forma:

---

†Para qualquer calorímetro, a resolução na energia pode ser representada por um termo constante e um termo dependente da energia da seguinte forma:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b$$

onde $\oplus$ significa que ambas as contribuições devem ser adicionadas em quadratura, resultando na equação (4.3).

- Nos calorímetros eletromagnéticos as partículas carregadas são identificadas como e^+ ou e^- e as partículas neutras são sempre identificadas como fótons;
- Nos calorímetros hadrônicos as partículas carregadas são identificadas como π^+ ou π^- e as partículas neutras são sempre K_L^0.

Simulação dos Chuveiros

Para cada partícula detectada é simulado um chuveiro sorteando a sua posição inicial e a direção do seu eixo.

A direção do chuveiro é obtida gerando uma distribuição gaussiana em torno da direção do momento medido pelos detetores de traços.

Os dois parâmetros que definem a posição inicial do chuveiro são obtidos através de gaussianas em torno do ponto de interseção da trajetória da partícula com o calorímetro.

União de Chuveiros

A união de chuveiros muito próximos é opcional. Dois chuveiros serão unidos se a separação entre eles (calculada usando os parâmetros que definem a sua posição inicial e a sua direção de propagação) for menor do que um valor fornecido pelo usuário. Este valor significa a probabilidade de duas medidas independentes da separação entre dois chuveiros resultarem em um valor menor ou igual à probabilidade fornecida. Dois chuveiros somados terão energia medida igual à soma das energias dos dois chuveiros e posição inicial e direção igual a média ponderada em energia dos chuveiros adicionados.

Descrição dos Calorímetros

Os parâmetros que descrevem a geometria e as propriedades dos subdetetores devem ser fornecidos no arquivo de descrição do detetor.

Para os calorímetros da região do barril, os seguintes parâmetros devem ser fornecidos:

parâmetro	significado	observação
NAMEBC	nome do detetor	(1)
RADC	raio	
ZMNC	z mínimo	
ZMXC	z máximo	
R1	coeficiente do fator com $\sqrt{E}$ da resolução do calorímetro	(2)
R2	termo constante da resolução do calorímetro	(2)
EFFBC	eficiência	
THRBC	energia limiar (GeV)	
CALTYB	tipo do calorímetro	(3)
DPHIBC	incerteza em ϕ	
DTHBC	incerteza em θ	
DRPHIC	incerteza em $R\phi$	(4)
DZC	incerteza em z	

Para os calorímetros das regiões frontais, os parâmetros relevantes são:

parâmetro	significado	observação
NAMEFC	nome do detetor	(1)
ZADFC	z	
RMNC	R mínimo	
RMXC	R máximo	
R1	coeficiente do fator com $\sqrt{E}$ da resolução do calorímetro	(2)
R2	termo constante da resolução do calorímetro	(2)
EFFFC	eficiência	
THRFC	energia limiar (GeV)	
CALTYF	tipo do calorímetro	(3)
DPHIFC	incerteza em ϕ	
DTHFC	incerteza em θ	
DXFC	incerteza em x	
DYFC	incerteza em y	

Observações:

(1) - O nome do detetor não é usado pelo programa, servindo apenas para a conveniência do usuário. Se este campo estiver em branco, será usado o último nome não nulo.

(2) - A resolução na energia dos calorímetros é calculada de acordo com:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{R_1}{\sqrt{E}} \oplus R_2$$

(3) - tipo do calorímetro:

1 : Eletromagnético

2 : Hadrônico

3: Ambos

(4) - A incerteza em $R\phi$ é calculada como:

$$DRPHIC = \frac{\text{granularidade em } R\phi}{\sqrt{12}}$$

onde o denominador reflete o fato de ser usada uma distribuição uniforme [‡]

e de forma análoga são calculadas as incertezas em z, x e y.

Aplicação aos Calorímetros do DELPHI

Como visto no Capítulo 2, o detetor DELPHI possui dois tipos de calorímetros eletromagnéticos, sendo um localizado na região do barril (HPC) e dois localizados nas regiões frontais (FEMC), e um calorímetro hadrônico (HCAL), que cobre as duas regiões. Será visto agora como escrever os arquivos de descrição para os calorímetros do DELPHI.

- Calorímetros do barril

  Para a HPC a resolução em energia pode ser escrita como $\sigma(E)/E = 0.043 \oplus 0.32/\sqrt{E}$ (com E em GeV). A eficiência é de 90% e a energia mínima medida é $0.4\,GeV$. As incertezas nos ângulos θ e ϕ são de 1^0. A granularidade em z é igual a $0.4\,cm$, logo a incerteza em z será $0.11\,cm$ $(0.4\,cm/\sqrt{12})$. Este calorímetro

[‡] A distribuição uniforme ocorre por se tratar de uma situação "sim-não". Para a menor divisão em um calorímetro, como por exemplo uma torre da HCAL, só é possível saber se a partícula atingiu ou não esta torre. Neste caso a incerteza é [40]:

$$\frac{b-a}{\sqrt{12}}$$

onde $b-a$ é a menor dimensão do calorímetro (granularidade).

possui raio interno igual a 208 cm e raio externo igual a 260 cm e se extende de $z = -254\,cm$ até $z = 254\,cm$. A incerteza em $R\phi$ pode ser calculada como:

$$DRPHIC = \frac{R_{medio}\Delta\phi(radianos)}{\sqrt{12}} = 1.15\,cm$$

Logo, a HPC pode ser representada como

NAMEBC HPC		RADBC 208.0	ZMNC 0.0	ZMXC 254.0	R1 0.32	R2 0.043
EFFBC 0.90	THRBC 0.4	CALTYB 1	DPHIBC 1.	DTHBC 1.	DRPHIC 1.15	DZC 0.11

A região do barril do calorímetro hadrônico possui raio interno de 310 cm, e se estende em z de -380 a 380 cm. A resolução em energia é $120\%/\sqrt{E}$ (o termo constante é nulo). A resolução angular em θ é de 3^0 e em ϕ é igual a 3.75^0. A eficiência é 95% e a energia limiar é 0.4 GeV. Este calorímetro é organizado em torres com uma dimensão típica de 25 cm. As incertezas em $R\phi$ e z são de 7.22 cm $(25\,cm/\sqrt{12})$ Os parâmetros para este calorímetro são então:

NAMEBC HAB		RADBC 310.0	ZMNC 0.0	ZMXC 380.0	R1 1.2	R2 0.0
EFFBC 0.95	THRBC 0.4	CALTYB 2	DPHIBC 3.	DTHBC 3.75	DRPHIC 7.22	DZC 7.22

- Calorímetros Frontais

Os calorímetros eletromagnéticos das regiões frontais estão localizados em $|z| = 284\,cm$, com o raio interno igual a 45 cm e o externo igual a 200 cm. A resolução em energia pode ser parametrizada como $\sigma(E)/E = 0.035 \oplus 0.05/\sqrt{E}$. As incertezas nos ângulos são iguais a 1^0. Este calorímetro é constituído de blocos na forma de pirâmides truncadas com dimensões $5.0 \times 5.0\,cm^2$ e profundidade de $40\,cm$. As incertezas do ponto inicial do chuveiro são iguais a $1.44\,cm$ em x e y. A eficiência deste calorímetro é 95% e o limiar é $0.4\,GeV$.

NAMEFC		ZADFC	RMNC	RMXC	R1	R2
FEMC		284.0	45.0	200.0	0.05	0.0035
EFFFC	THRFC	CALTYF	DPHIFC	DTHFC	DXFC	DYFC
0.95	0.4	1	1.	1.	1.44	1.44

O calorímetro hadrônico das regiões frontais pode ser considerado com sendo constituído por dois calorímetros que iniciam em $|z| = 340\,cm$ e $|z| = 382\,cm$. Os dois possuem raio mínimo igual a $53\,cm$ e o primeiro possui raio máximo $240\,cm$ e o segundo raio máximo de $454\,cm$. A resolução na energia é igual a $120\%/\sqrt{E}$. A resolução angular em θ é de 3^0 e em ϕ é de 3.75^0. A resolução nas posições iniciais do chuveiro em x e y são iguais a $7.22\,cm$. A eficiência é igual a 95% e o limiar é de $0.4\,GeV$. Estes calorímetros podem ser representados como:

NAMEFC		ZADFC	RMNC	RMXC	R1	R2
HAF		340.0	53.0	240.0	1.2	0.0
EFFFC	THRFC	CALTYF	DPHIFC	DTHFC	DXFC	DYFC
0.95	0.4	2	3.	3.75	7.22	7.22

		ZADFC	RMNC	RMXC	R1	R2
		382.0	53.0	454.0	1.2	0.0
EFFFC	THRFC	CALTYF	DPHIFC	DTHFC	DXFC	DYFC
0.95	0.4	2	3.	3.75	7.22	7.22

4.4 Simulação Detalhada do DELPHI

O DELSIM é o programa de simulação padrão do DELPHI. Com uma estrutura modular, este programa é capaz de reproduzir detalhadamente todos os subdetetores que compõem o DELPHI.

Quando uma partícula penetra em um determinado subdetetor é ativado um módulo correspondente do programa. A equipe responsável pela construção de cada subdetetor é também responsável pelo desenvolvimento do *software* de simulação correspondente.

O programa possui uma interface à qual é possível acoplar qualquer gerador de eventos capaz de produzir uma saída no formato LUND.

As trajetórias das partículas através dos diversos materiais que compõem o detetor são também simuladas. Para isto são usadas as informações do Banco de Dados do DELPHI (CARGO) [41], que contém uma descrição bastante detalhada sobre os parâmetros dos materiais e dos componentes sensíveis do detetor.

A simulação do *tracking* das partículas inclui perdas de energia, espalhamento múltiplo e os processos secundários: efeito fotoelétrico, emissão de raios delta, *bremsstrahlung*, aniquilação de pósitrons, produção de pares, espalhamento Compton, decaimentos fracos e interações nucleares.

A saída do programa DELSIM, na forma de *raw data*, reflete todas as condições de uma experiência real. Estes dados são então processados pelo DELANA resultando no formato padrão de DSTs.

4.5 Utilização do SGV e do DELSIM na Detecção do Novo Lépton

O gerador de eventos de um único lépton pesado carregado foi acoplado ao SGV a fim de estudar a viabilidade da detecção deste novo lépton pelo detector DELPHI.

Foram gerados eventos para dois valores da massa do lépton pesado, $M_L = 60\,GeV$ e $M_L = 80\,GeV$. Estes dois valores foram escolhidos porque, conforme mencionado no Capítulo 1, a região cinemática até $M_Z/2$ já foi coberta pelos trabalhos realizados sobre produção de pares. Assim, a região cinemática de interesse para o estudo da produção de um único lépton pesado carregado é a que vai de $M_Z/2$ até M_Z ($\approx 45\,GeV$ a $90\,GeV$).

As Figuras 4.1 e 4.2 mostram as distribuições de energia para as partículas finais, obtidas usando o programa SGV, para os dois valores de M_L.

Em cada uma destas distribuições, é possível observar claramente um pico na energia das partículas finais. Este pico está associado à energia do lépton primário, relacionada ao valor da massa do lépton pesado usado na simulação (Equação 4.1).

A simulação rápida feita com o SGV mostrou que o DELPHI é capaz de detectar o sinal associado a um novo lépton pesado carregado e motivou a continuação do trabalho.

Foi feita então uma simulação completa do comportamento do detetor usando o programa DELSIM. As Figuras 4.3 e 4.4 mostram as mesmas distribuições de energia, obtidas usando o DELSIM.

Uma comparação realizada entre diversas distribuições obtidas com o SGV e com o

DELSIM mostrou que as duas simulações fornecem resultados bem próximos.

O SGV, por ser um programa rápido, permitiu a realização de um estudo preliminar que demonstrou a capacidade do DELPHI em observar o decaimento de um lépton pesado carregado, caso ele seja produzido em colisões e^+e^- a 91,25 GeV. Na análise dos dados que será apresentada no próximo capítulo, entretanto, utilizou-se o DELSIM por conter informações mais detalhadas do detetor.

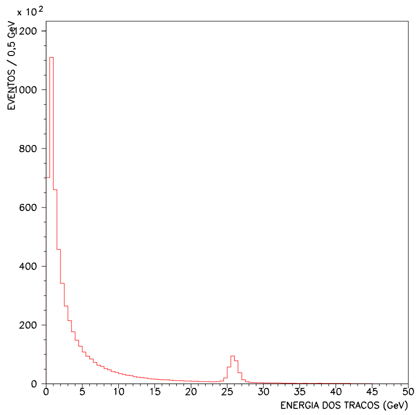

Figura 4.1: Distribuição de energia das partículas finais ($M_L = 60\,GeV$), obtida com o SGV. O pico na energia ($\approx 26\,GeV$) reflete o vínculo entre a energia do lépton primário e a massa do lépton pesado.

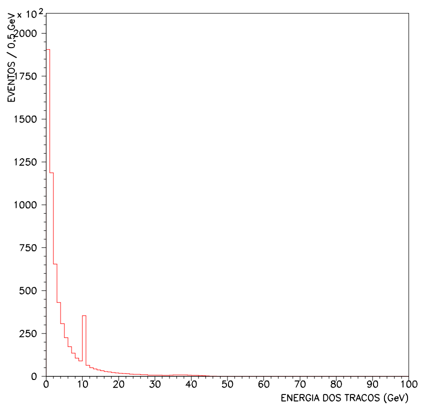

Figura 4.2: Distribuição de energia das partículas finais ($M_L = 80\,GeV$), obtida com o SGV. O pico na energia ($\approx 11\,GeV$) reflete o vínculo entre a energia do lépton primário e a massa do lépton pesado.

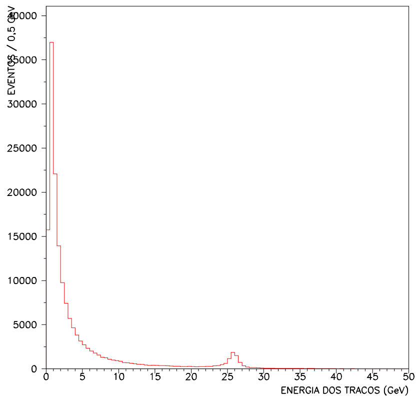

Figura 4.3: Distribuição de energia das partículas finais ($M_L = 60\,GeV$), obtida com o DELSIM. O pico na energia ($\approx 26\,GeV$) reflete o vínculo entre a energia do lépton primário e a massa do lépton pesado.

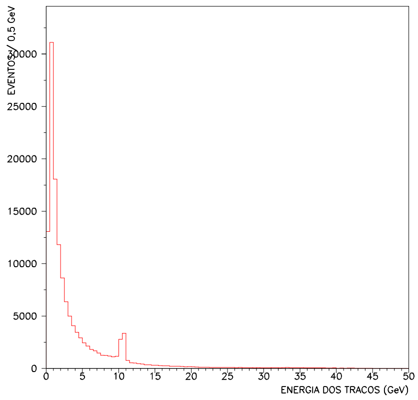

Figura 4.4: Distribuição de energia das partículas finais ($M_L = 80\,GeV$), obtida com o DELSIM. O pico na energia ($\approx 11\,GeV$) reflete o vínculo entre a energia do lépton primário e a massa do lépton pesado.

Capítulo 5

Análise dos Dados

5.1 Introdução

Com o objetivo de verificar na Natureza a existência dos novos léptons carregados previstos nas extensões do Modelo Padrão estudadas no Capítulo 2, foi feita uma procura nos dados obtidos pelo DELPHI em 1994 por eventos com características semelhantes às destas novas partículas. Para isto foi realizado um estudo das assinaturas dos eventos obtidos com o gerador de um único lépton pesado carregado descrito no Capítulo 4.

Como já foi visto anteriormente, o processo estudado é o seguinte:

$$e^+e^- \rightarrow \ell^\pm L^\mp$$

onde ℓ é um lépton usual, que pode ser e, μ ou τ, e L é o novo lépton pesado carregado que pertence sempre à mesma família do lépton usual.

Para a energia estudada, uma vez criado, o lépton pesado decai via bósons de gauge vetoriais virtuais. O decaimento pode ser via corrente neutra ($L^\pm \rightarrow \ell^\pm Z^{0*}$) ou carregada

$(L^{\pm} \to \nu_\ell W^{\pm *})$ e os bósons W^* e Z^*, por sua vez, decaem como $Z^{0*} \to \ell^+\ell^-$ ou $\nu\overline{\nu}$ ou $q\overline{q}$ e $W^{\pm *} \to \nu\ell^{\pm}$ ou $q\overline{q}'$.

Desta forma, o processo de produção de um único lépton pesado carregado em colisões e^+e^- leva à diversos estados finais que podem ser agrupados como pertencentes às seguintes topologias finais:

- $\ell\nu q\overline{q}$'
- $\ell\ell q\overline{q}$
- $\ell\ell\nu\overline{\nu}$
- $\ell\ell\ell\ell$

como já foi dito anteriormente, nas duas primeiras topologias os pares $q\overline{q}$ se hadronizam levando a diversos hádrons no estado final.

As proporções de cada uma destas topologias estão na tabela apresentada no Capítulo 2 (Tabela 2.3), onde as razões de ramificação, na faixa de massa de 45 a 90 GeV, dependem muito fracamente da massa do lépton pesado carregado e dos modelos teóricos aqui usados para gerá-lo (VSM, FMF ou VDM).

Foram estudadas as distribuições de diversas variáveis para estes estados finais com o intuito de estabelecer cortes capazes de distinguí-los de diversos outros processos do Modelo Padrão que possuem características semelhantes às destes eventos e que serão discutidos a seguir.

Os eventos obtidos com a simulação do sinal e dos diversos *backgrounds* foram processados com os mesmos programas de análise, bem como os dados reais.

5.2 *Backgrounds*

Os principais processos do Modelo Padrão, a energia $\sqrt{s} = M_Z$, que podem servir como *backgrounds* para os eventos do lépton pesado carregado são os processos em que há o decaimento em um par férmion-anti-férmion e processos do tipo "$\gamma - \gamma$", cujos diagramas de Feynman estão mostrados, respectivamente, nas Figuras 5.1 e 5.2.

Neste trabalho, foram usados os seguintes *backgrounds* do tipo férmion-anti-férmion:

- $e^+e^- \to \gamma/Z^0 \to e^+e^-(\gamma)$, gerados com BABAMC [42].
- $e^+e^- \to \gamma/Z^0 \to \mu^+\mu^-(\gamma)$, gerados com DYMU3 [43].
- $e^+e^- \to \gamma/Z^0 \to \tau^+\tau^-(\gamma)$, gerados com KORALZ [44].
- $e^+e^- \to \gamma/Z^0 \to q\overline{q}(\gamma)$, gerados com JETSET [39].

Foram usados também os seguintes *backgrounds* "$\gamma - \gamma$", gerados com TWOGAM [45]:

- $e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-e^+e^-$
- $e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-\mu^+\mu^-$
- $e^+e^- \to e^+e^-\gamma^*\gamma^* \to e^+e^-q\overline{q}$

background	num. de eventos gerados	seção de choque (nb)
decaimentos do Z^0		
e^+e^- $^{(1)}$	118835	1,044
e^+e^- $^{(2)}$	266701	0,892
$\mu^+\mu^-$	200060	1,345
$\tau^+\tau^-$	105633	1,491
$q\overline{q}$	305630	30,440
eventos "$\gamma - \gamma$"		
e^+e^-	21792	0,344
$\mu^+\mu^-$	25088	0,271
$q\overline{q}$	39072	0,580

Tabela 5.1: Número de eventos gerados para cada amostra e as seções de choque utilizadas para estimar o *backgrounds* total. (1) - eventos gerados na região angular $43^0 < \theta < 137^0$, onde θ é o ângulo polar medido em relação à direção do feixe, (2) - eventos gerados nas regiões angulares $20^0 < \theta < 35^0$ e $145^0 < \theta < 160^0$

A Tabela 5.1 mostra as seções de choque e o número de eventos de Monte Carlo gerados para cada *background*.

Para todos estes *backgrounds* a simulação da detecção foi feita com o programa DELSIM [37]. Algumas características destes eventos serão analisadas posteriormente.

Outros processos do Modelo Padrão que poderiam ser confundidos com os eventos de um novo lépton pesado são os eventos em que o Z^0 decai em quatro férmions ($Z^0 \to f\overline{f}f\prime\overline{f\prime}$). Estes eventos são de ordem superior na constante de acoplamento eletromagnética ($O(\alpha^2)$) e possuem larguras de decaimento muito pequenas ($\Gamma(Z^0 \to q\overline{q}l^+l^-) \sim 2,3MeV$) comparadas às outras larguras em estudo ($\Gamma(Z^0 \to l^+l^-) = 83,84MeV$) e não foram considerados.

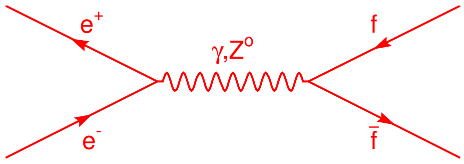

Figura 5.1: Diagrama de Feynman para os processos em que há decaimento em um par férmion-anti-férmion.

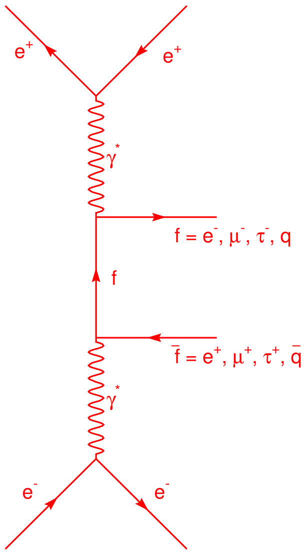

Figura 5.2: Diagrama de Feynman para os processos $\gamma\gamma$.

5.3 Dados Experimentais Utilizados

Para fazer a procura por um novo lépton pesado carregado, foram utilizados os dados obtidos pelo detetor DELPHI durante o ano de 1994, com uma luminosidade integrada igual a:

$$\mathcal{L} = 40.0\, pb^{-1}$$

correspondendo a aproximadamente 5.000.000 de decaimentos do Z^0.

5.4 Seleção de Traços e Pré-seleção de Eventos

O primeiro tipo de seleção feita foi a seleção padrão do DELPHI para os traços carregados usando o SKELANA [46]. Um traço carregado é considerado um "bom" traço quando satisfaz às seguintes condições:

- Seu momento é maior do que $0.4\, GeV$.

  Este é o momento mínimo visível pelo DELPHI.

- Seu erro relativo dE/E é menor do que 100%.

- Seu comprimento é maior do que $30\, cm$.

- Seu ângulo polar θ é maior do que 20.0^0 e menor do que 160.0^0.

Isto garante que a partícula foi detectada na região de maior sensibilidade do DELPHI.

- O parâmetro de impacto em $R\phi$ é menor do que $4\,cm$.
- O parâmetro de impacto em z é menor do que $10\,cm$.

  Estes dois últimos cortes eliminam raios cósmicos.

Após a seleção de traços, foi feita uma pré-seleção de eventos para eliminar interações do feixe com o gás residual no tubo e processos do tipo $\gamma\gamma$. Foram selecionados os eventos que satisfaziam às seguintes condições:

- Possuir número de traços maior ou igual a 2.
- Ter a energia total do evento maior do que $5\,GeV$.
- Possuir no mínimo 1 traço com $|p|$ maior do que $1\,GeV$.
- A soma do $|p|$ de todos os traços devia ser maior do que $5\,GeV$.

Algumas distribuições para a amostra de $\gamma\gamma ee$ antes e depois dos cortes da pré-seleção estão mostradas na Figura 5.3.

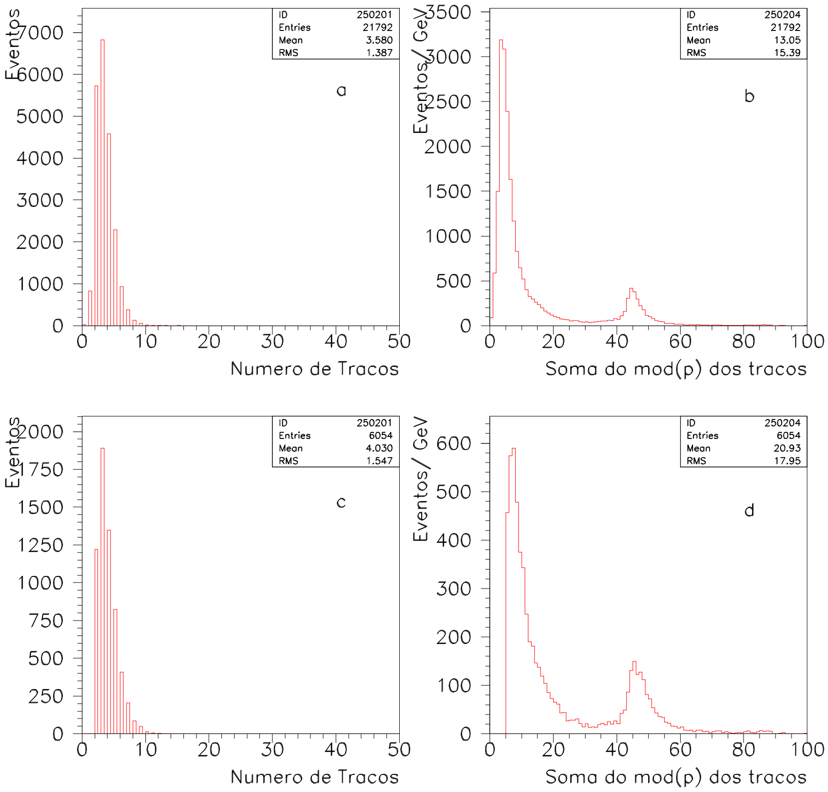

Figura 5.3: Algumas distribuições para amostra de $\gamma\gamma ee$. (a) - Número de traços antes da pré-seleção; (b) - Soma do módulo do p de todos os traços antes da pré-seleção; (c) - Número de traços após a pré-seleção; (d) - Soma do módulo do p de todos os traços após a pré-seleção

5.5 Procura Topológica

Os eventos que sobreviveram à pré-seleção foram então classificados de acordo com o seu número de traços. A Figura 5.4 mostra as distribuições do número de traços do sinal para os dois valores da massa do lépton pesado.

As duas categorias de eventos utilizadas foram (a classificação dos eventos de acordo com o número de traços foi arbitrária):

- Eventos Hadrônicos

  Foram classificados como eventos hadrônicos os eventos com número de traços maior ou igual a 7. São os eventos onde, supostamente, o W^* ou Z^* decaiu hadronicamente.

- Eventos Leptônicos

  São os eventos com número de traços menor do que 7, onde, supostamente, o W^* ou Z^* decaiu leptonicamente.

Para todos eventos que passaram pela pré-seleção, classificados como hadrônicos ou leptônicos, foi feita uma procura por determinadas características "topológicas" dos seus estados finais, tais como número de jatos, número de partículas isoladas, etc..

Para isto foi usado um algoritmo de "clusterização", LUCLUS [39], que agrupa os eventos em jatos. Este algoritmo reconstrói como um jato um lépton ou fóton de alta energia ou um jato hadrônico. A Figura 5.5 mostra a distribuição dos eventos do sinal e

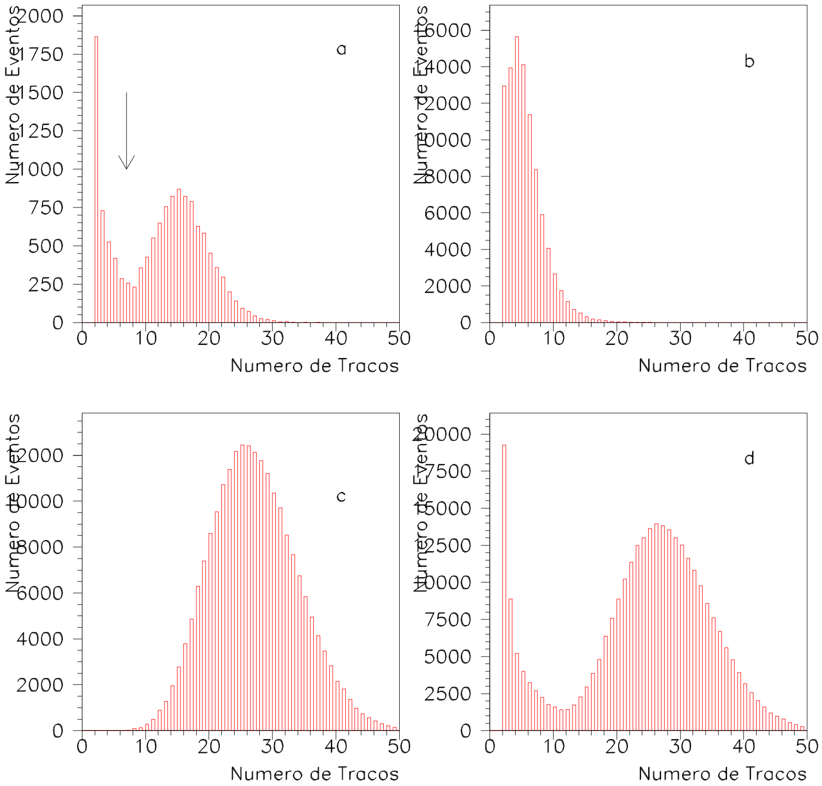

Figura 5.4: Distribuição dos eventos quanto ao número de traços. (a) - simulação com $M_L = 60$ GeV; (b) - Monte Carlo de $\tau^+\tau^-$; (c) - Monte Carlo de $q\overline{q}$; (d) - dados. A seta em (a) indica a separação entre os eventos leptônicos (a esquerda) e hadrônicos (a direita).

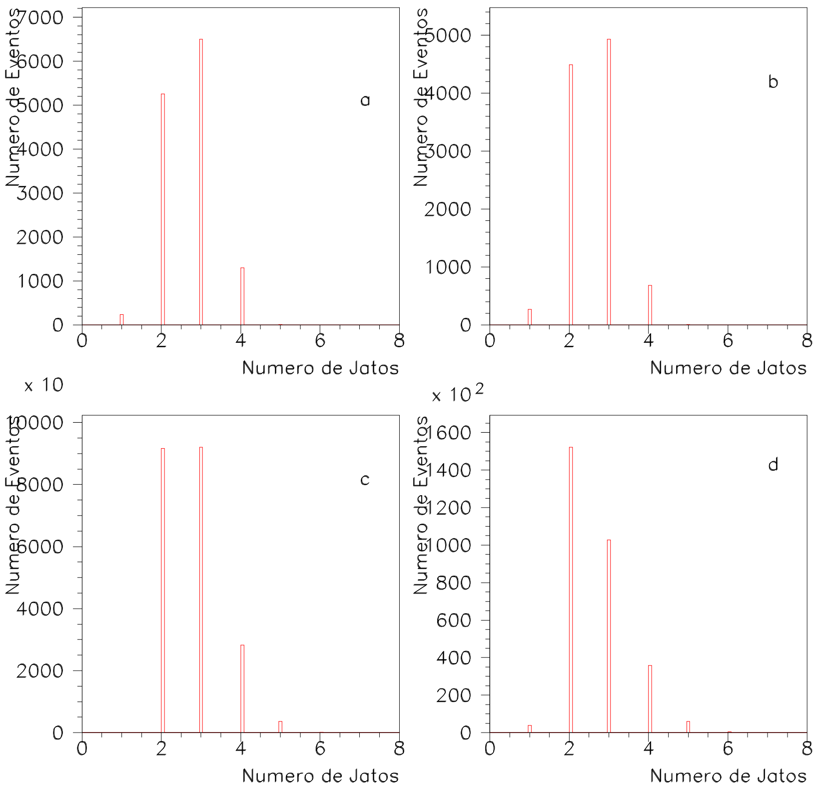

Figura 5.5: Distribuição dos eventos quanto ao número de jatos. (a) - simulação com $M_L = 60$ GeV; (b) - simulação com $M_L = 80$ GeV; (c) - Monte Carlo de $q\overline{q}$; (d) - dados

dos dados quanto ao número de jatos. Eventos típicos da desintegração do Z^0 em 2 e 3 jatos, como vistos pelo DELPHI, estão mostrados, respectivamente, nas Figuras 5.6 e 5.7.

Na análise feita, um jato é considerado como carregado quando possui no mínimo 1 partícula carregada.

Só foram considerados jatos com ângulo polar $20^0 \leq \theta \leq 160^0$, o que corresponde à região em que os detetores de traçøtêm maior sensibilidade.

No estudo topológico realizado, uma partícula carregada foi considerada isolada se,

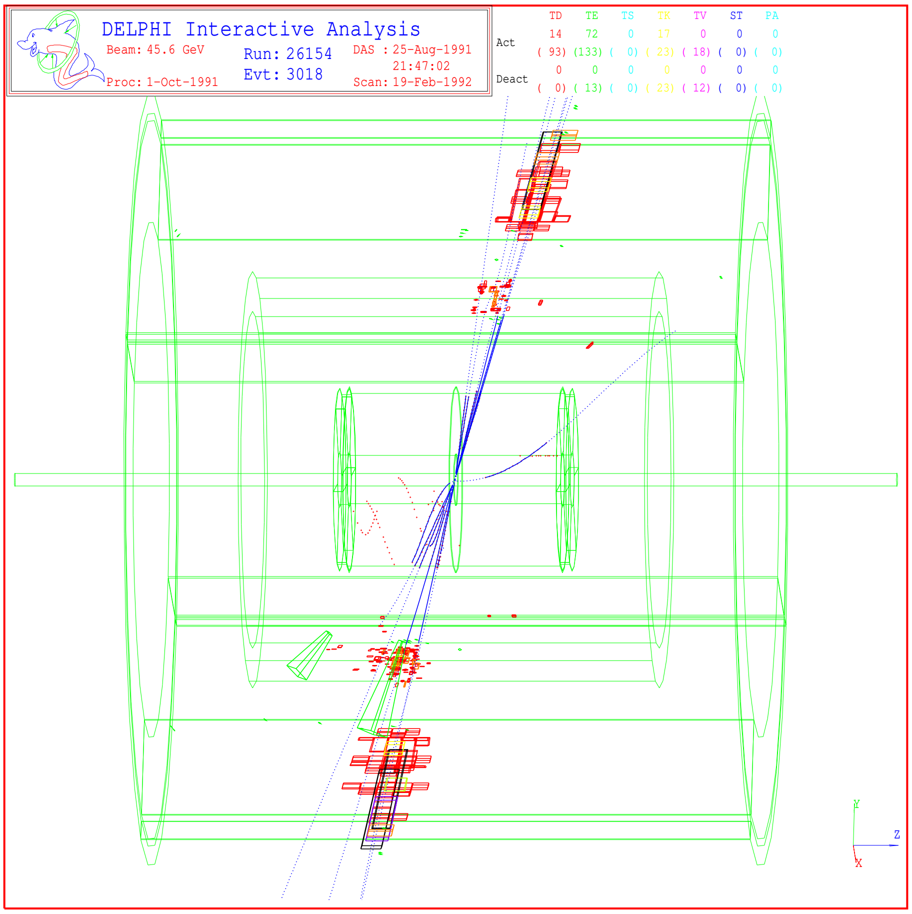

Figura 5.6: Um evento típico do decaimento $Z^0 \to 2$ jatos, visto pelo detetor DELPHI.

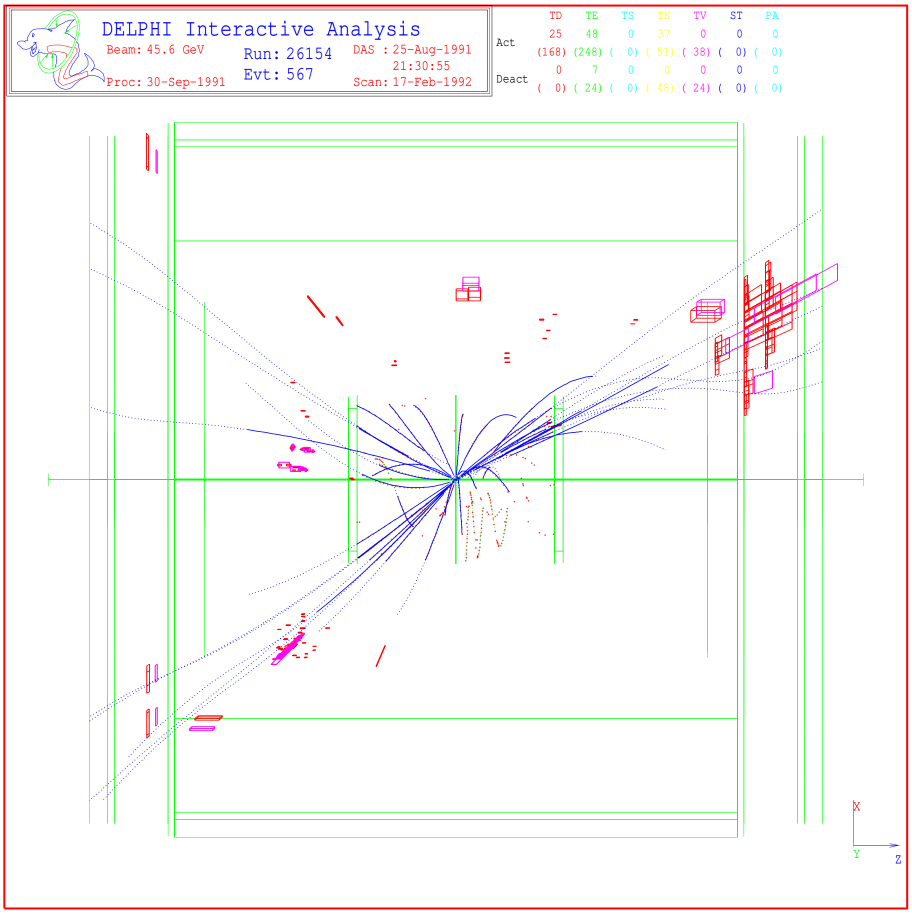

Figura 5.7: Um evento típico do decaimento $Z^0 \to 3$ jatos, visto pelo detetor DELPHI.

dentro de um duplo cone centrado no traço com semi aberturas interna de 3^0 e externa de 15^0, a energia total depositada era menor do que $1\,GeV$. Dentro do cone interno a energia de todos os traços somados devia ser maior do que $5\,GeV$.

Será apresentado a seguir como foi feita a procura topológica para os eventos classificados como hadrônicos ou leptônicos.

5.5.1 Eventos Hadrônicos

Para os eventos hadrônicos (eventos com sete ou mais traços) a procura foi feita usando 2 topologias diferentes.

Topologia $\ell\nu jj$

São eventos vindos do decaimento $\ell L \rightarrow \ell\nu W \rightarrow \ell\nu q\overline{q'}$ e correspondem a $49.2\,\%$ do total.

Para esta topologia foi feita uma procura por eventos contendo 1 partícula isolada e 2 jatos carregados. O principal *background* para esta topologia são os eventos do tipo $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z^0 \rightarrow q\overline{q}$, que possuem características muito semelhantes às dos eventos procurados.

Para os eventos classificados como pertencentes a esta topologia os seguintes cortes específicos foram aplicados *.

*Para cada corte, a otimização foi feita de maneira independente para os dois valores da massa do lépton pesado utilizados na simulação e os valores foram posteriormente combinados.

M_L (GeV)	E_ℓ (GeV)
45	$\leq 34,5$
60	$\leq 25,9$
80	$\leq 10,6$

Tabela 5.2: Energias do lépton primário correspondentes às massas dos léptons pesados.

- A energia do jato isolado devia ser menor do que 35 GeV.

  Este corte tem razões cinemáticas, como pode ser visto usando a equação já apresentada no Capítulo 4.

$$E_\ell = |p_\ell| = \frac{(s - M_L^2)}{2\sqrt{s}}$$

  onde M_L é a massa do lépton pesado e E_ℓ é a energia do lépton primário.

  Para $\sqrt{s} = 91,25GeV$, à faixa de massa usada na procura, de 45 GeV a 90 GeV, corresponde um lépton primário com energia menor do que 35 GeV.

  A Tabela 5.2 mostra os valores para as energias máximas dos léptons primários correspondentes às massas dos léptons pesados para $\sqrt{s} = 91,25GeV$.

  Nesta topologia a partícula isolada é identificada como sendo o próprio lépton primário, no caso deste ser um elétron ou um múon, e neste caso a sua energia será igual à do lépton primário. No caso do lépton primário ser um tau, a partícula isolada será geralmente a partícula carregada mais energética proveniente do decaimento do tau e a sua energia será menor do que a energia do lépton primário.

Os cortes específicos utilizados neste trabalho foram otimizados com o auxílio de um programa [47], desenvolvido por membros do DELPHI.

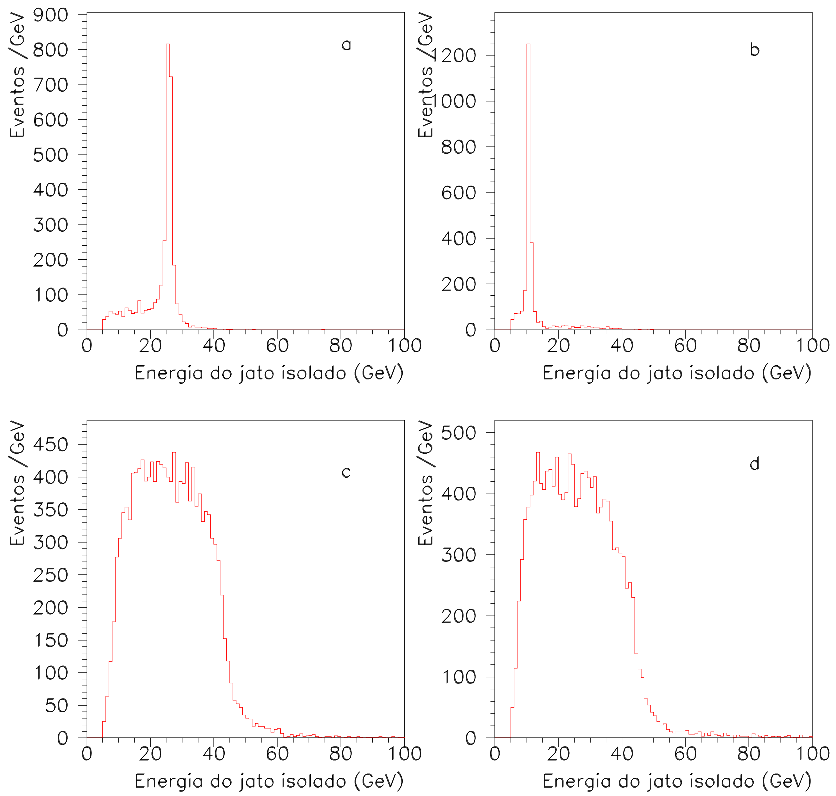

Figura 5.8: Distribuição da energia do jato que contém a partícula isolada. (a) - simulação com $M_L = 60$ GeV; (b) - simulação com $M_L = 80$ GeV; (c) - *background* de $q\bar{q}$; (d) - dados

A Figura 5.8 mostra a distribuição da energia do jato que contém a partícula isolada para os eventos do sinal, do *background* de $q\bar{q}$ e dos dados.

- O jato que continha a partícula isolada só podia conter uma partícula carregada. A Figura 5.9 mostra as distribuições do número de partículas carregadas no jato isolado para o sinal e para o *background* de $q\bar{q}$.

- Esta partícula carregada deveria ser identificada como um elétron ou múon (foi

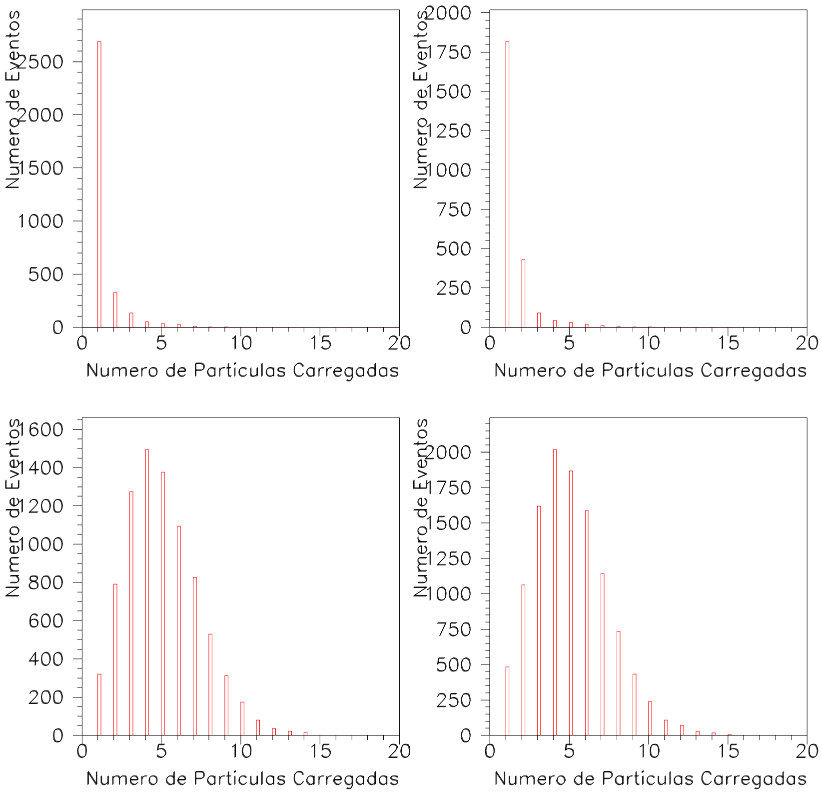

Figura 5.9: Distribuição do número de partículas carregadas no jato isolado. (a) - simulação com $M_L = 60$ GeV; (b) - simulação com $M_L = 80$ GeV; (c) - *background* de $q\overline{q}$; (d) - dados

usada a classificação *standard*[†]).

- O momento transverso faltante do evento devia ser maior do que 8 GeV ($p_{T_{miss}} > 8\,GeV$).

  Onde $p_{T_{miss}}$ é a projeção do momento faltante do evento no plano $R\phi$.

  A Figura 5.10 mostra a distribuição do momento transverso faltante antes do corte para a simulação do sinal e para os eventos $Z^0 \to q\overline{q}$ A normalização do sinal é arbitrária.

- A acoplanaridade entre os jatos devia ser maior do que 120^0.

- Finalmente, foi usada a correlação entre a massa do lépton pesado reconstruída de duas maneiras diferentes.

  A primeira maneira foi obtida invertendo-se a equação cinemática de modo a obter a massa do lépton pesado a partir do momento do jato que contém a partícula isolada.

[†]A identificação de elétrons no DELPHI é realizada pelos subdetetores TPC e HPC. Os três tipos de classificação geralmente usados e suas eficiências e probabilidades de identificação errada estão mostrados a seguir.

Classificação	Eficiência (%)	Probabilidade de ident. errada (%)
Loose	80	$\simeq 1.6$
Standard	55	$\simeq 0.4$
Tight	45	$\simeq 0.2$

A identificação de múons é feita nas Câmaras de Múons e as eficiências e probabilidades de identificação errada dos quatro tipos de *tags* utilizados estão na Tabela abaixo.

Classificação	Eficiência (%)	Probabilidade de ident. errada (%)
Very Loose	95.9 ± 0.1	5.4 ± 0.2
Loose	94.8 ± 0.1	1.5 ± 0.1
Standard	86.1 ± 0.2	0.7 ± 0.1
Tight	76.0 ± 0.2	0.4 ± 0.1

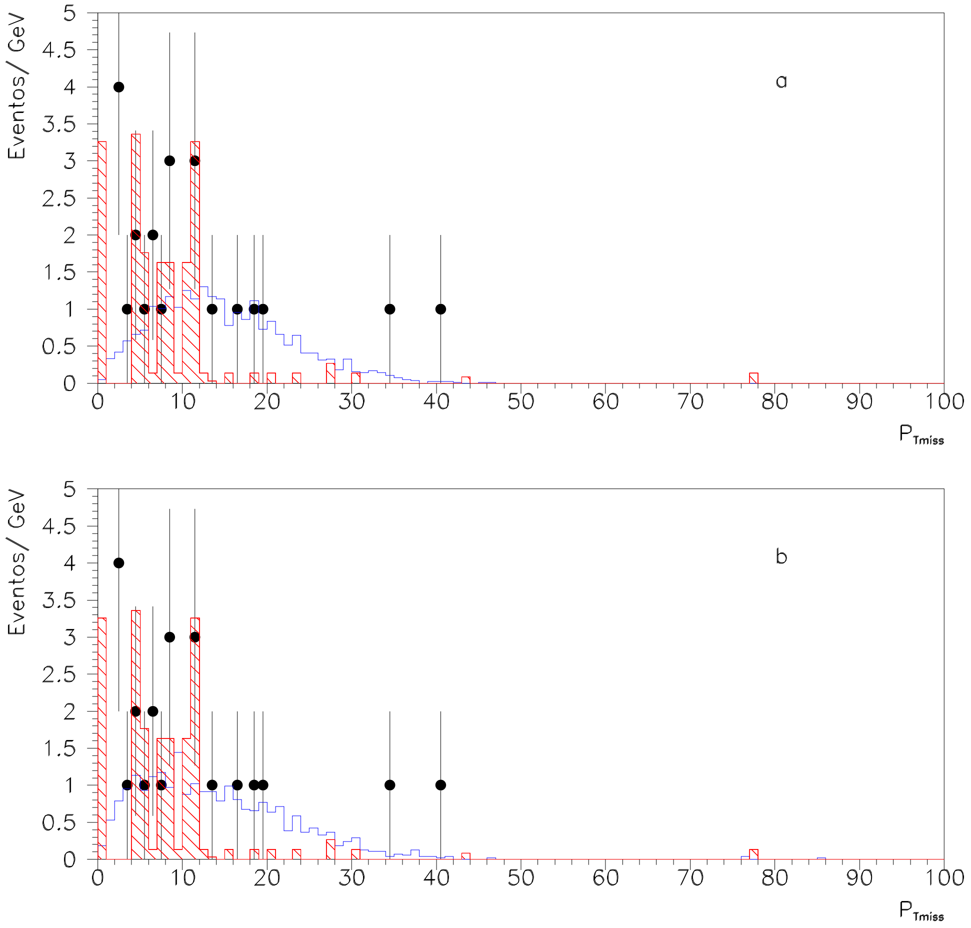

Figura 5.10: Distribuição do momento transverso faltante antes do corte para a topologia $\ell\nu jj$. (a) - Simulação do sinal para $M_L = 60$ GeV (linha azul), a área hachurada é o *background* total
e os pontos representam os dados experimentais. O sinal é mostrado com normalização arbitrária. (b) - o mesmo de (a) com a simulação do sinal para $M_L = 80$ GeV.

O segundo modo foi a reconstrução a partir dos produtos do decaimento do lépton pesado, neutrino e dois jatos. O momento do neutrino foi obtido através da conservação da energia e do momento totais do evento. A Figura 5.11 mostra esta correlação para a simulação e para os dados. A Figura 5.11 mostra claramente uma maior concentração dos eventos da simulação perto da diagonal principal o que levou à seleção de eventos que satisfaziam à relação:

$$M_{L2} \leq M_{L1} \leq M_{L2} + 25$$

onde M_{L1} é a massa do lépton pesado reconstruída a partir do momento do jato que contém a partícula isolada e M_{L2} é a massa do lépton pesado reconstruída a partir dos produtos do seu decaimento (νjj).

Nas Figuras 5.11 a dispersão em M_{L1} é devida principalmente aos eventos em que o lépton primário é um τ, cujo decaimento leva à uma perda de energia carregada pelo neutrino. A dispersão em M_{L2} reflete a má reconstrução do momento do neutrino proveniente do lépton pesado.

Após a aplicação de todos os cortes foram encontrados 22 eventos, enquanto que 18,8 eram esperados de acordo com a análise do *background*.

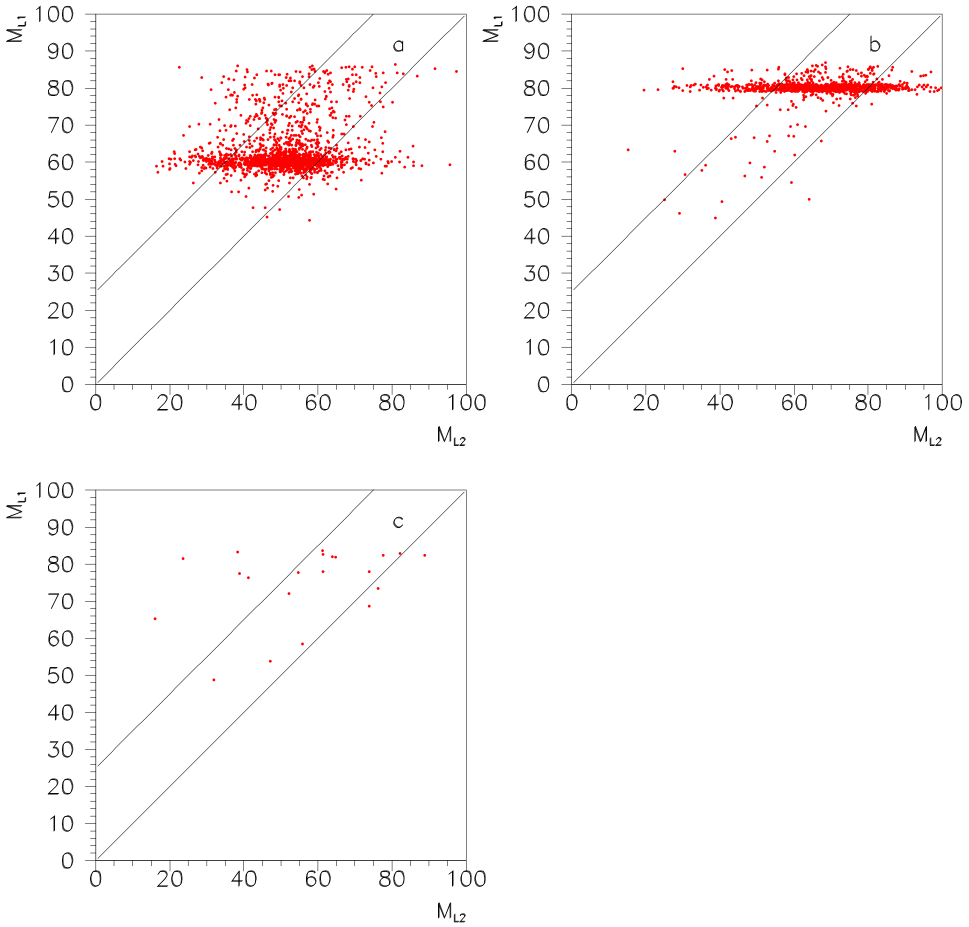

Figura 5.11: Correlação entre a massa do lépton pesado reconstruída diretamente a partir da energia medida para o jato isolado e a partir dos momentos dos produtos do seu decaimento para a topologia $\ell\nu jj$ antes do corte. (a) - sinal com $M_L = 60$ GeV; (b) - sinal com $M_L = 80$ GeV; (c) - dados

Topologia $\ell\ell jj$

São eventos vindos do decaimento $\ell L \rightarrow \ell\ell Z^0 \rightarrow \ell\ell q\overline{q}$ e que correspondem a 16.3 % do total.

Para esta topologia foi feita uma procura por eventos contendo 4 jatos carregados com 2 destes jatos contendo partículas classificadas como isoladas.

Aqui, como na topologia $\ell\nu jj$, o principal *background* do Modelo Padrão são os eventos $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z^0 \rightarrow q\overline{q}$.

- As energias dos dois jatos contendo as partículas isoladas deviam ser menores do que 35 GeV.

  Nesta topologia, das duas partículas identificadas como isoladas apenas uma delas corresponde ao lépton primário, a outra é proveniente do decaimento do lépton pesado. Como não é possível distinguir qual das duas é o lépton primário, o corte na energia apresentado na análise anterior foi aqui aplicado às duas partículas isoladas.

- Estes dois jatos deveriam conter cada um apenas uma partícula carregada.

- A acolinearidade entre os jatos devia ser maior do que 30^0.

- Foi usado também um corte na correlação entre as massas. Como nesta topologia não é possível saber qual das duas partículas isoladas corresponde ao lépton primários, o corte explicado na topologia anterior foi aqui usado supondo que cada partícula isolada fosse o lépton primário e o lépton pesado reconstruído a partir das outras três, isto é, cada evento gerou dois pontos no gráfico mostrado na Figura 5.12.

O corte aqui aplicado foi:

$$M_{L2} \leq M_{L1} \leq M_{L2} + 30$$

onde M_{L1} e M_{L2} têm as mesmas definições da topologia anterior.

Após a aplicação de todos os cortes, foi observado 1 evento nos dados, enquanto que nenhum evento era esperado do *background*.

5.5.2 Eventos Leptônicos

Os eventos leptônicos (eventos com menos de sete traços) também foram subdivididos em 2 topologias.

Topologia $\ell\ell\nu\nu$

São eventos vindos dos decaimentos $\ell L \to \ell\ell Z^0 \to \ell\ell\nu\overline{\nu}$ ou $\ell L \to \ell\nu W \to \ell\nu\nu\ell$ e que correspondem a 31.2 % do total de eventos.

Nesta topologia foi feita uma procura por 2 jatos carregados onde pelo menos um deles também foi identificado como partícula isolada.

Todos os decaimentos leptônicos do Z^0 e os eventos do tipo $\gamma - \gamma$ são *backgrounds* para esta topologia.

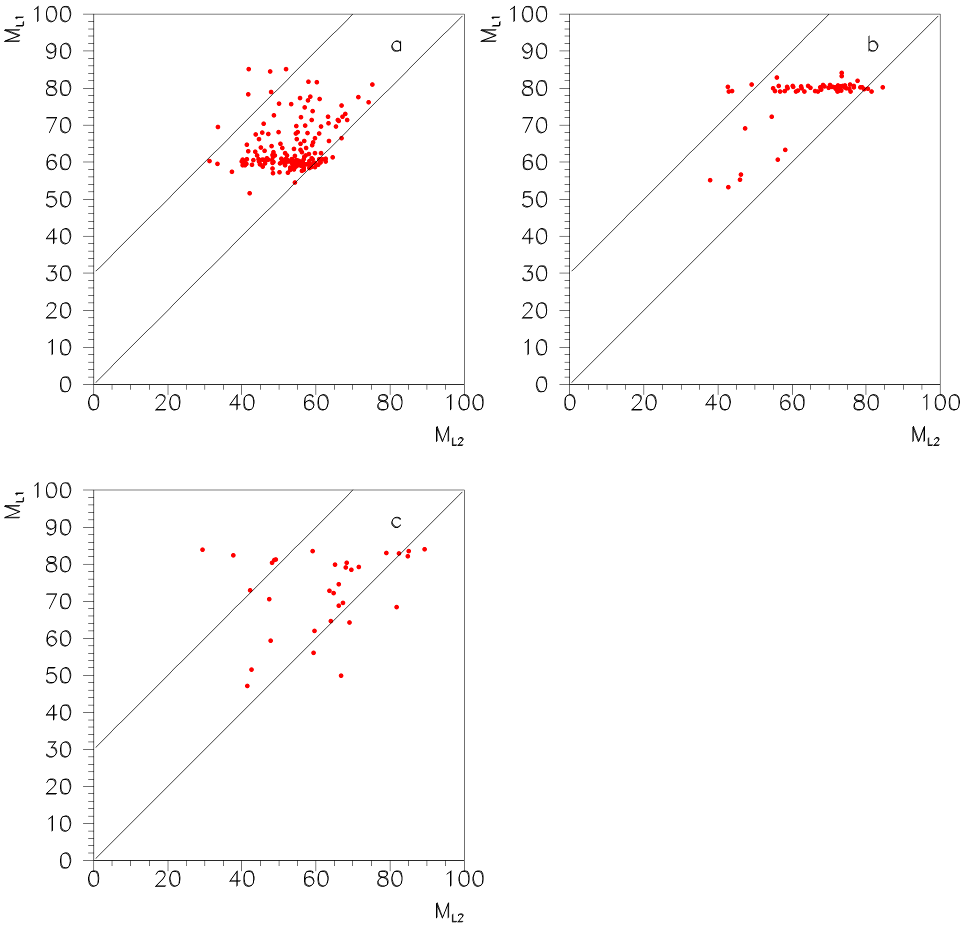

Figura 5.12: Correlação entre a massa do lépton pesado reconstruída diretamente a partir da energia medida para o jato isolado e a partir dos momentos dos produtos do seu decaimento para a topologia $\ell\ell jj$. (a) - sinal com $M_L = 60$ GeV; (b) - sinal com $M_L = 80$ GeV; (c) - dados

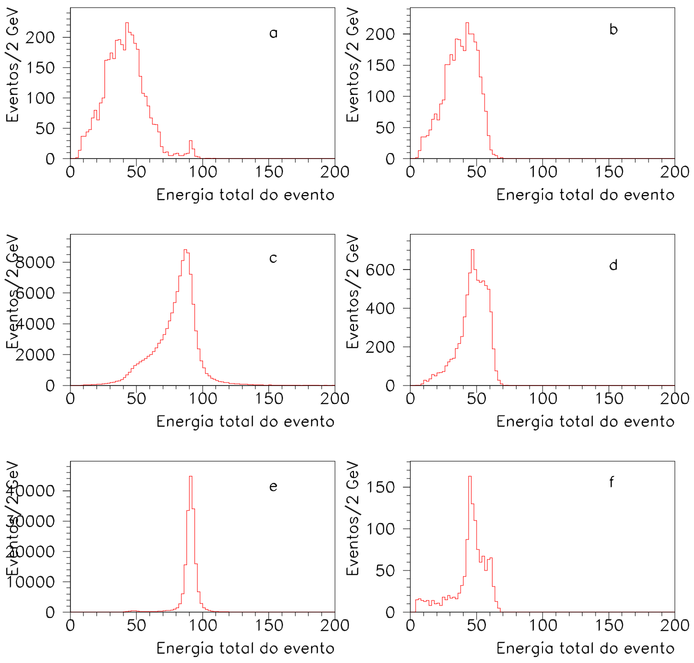

Figura 5.13: Distribuição da energia dos eventos antes e após os cortes para eliminar e^+e^- e $\mu^+\mu^-$. (a) - sinal com $M_L = 60$ GeV antes dos cortes; (b) - sinal com $M_L = 60$ GeV após os cortes; (c) - MC de e^+e^- antes dos cortes; (d) - MC de e^+e^- após os cortes; (e) - MC de $\mu^+\mu^-$ antes dos cortes; (f) - MC de $\mu^+\mu^-$ após os cortes.

Para os eventos desta topologia foram aplicados, primeiramente, alguns cortes para eliminar eventos dos tipos $e^+e^- \to \gamma/Z^0 \to e^+e^-$ e $e^+e^- \to \gamma/Z^0 \to \mu^+\mu^-$. Foram usados os cortes normalmente usados pelos grupos que trabalham com seleção de eventos do tipo $\tau^+\tau^-$ para eliminar os eventos e^+e^- e $\mu^+\mu^-$ [48].

A Figura 5.13 contém algumas distribuições de energia antes e após esta seleção, mostrando que os eventos do sinal não são muito afetados por estes cortes.

Aos eventos que sobreviveram a esta primeira seleção foram aplicados vários outros cortes específicos, que estão detalhados a seguir. A Figura 5.14 mostra algumas das variáveis usadas na discriminação entre o sinal e os *backgrounds*.

- O ângulo polar do jato mais energético devia estar entre 40^0 e 140^0.

  Este corte eliminou principalmente *background* de $\gamma - \gamma$, como está mostrado na Figura 5.15.

- A energia do jato que continha a partícula isolada devia ser menor do que 35 GeV.

  Este corte já foi comentado na topologia $\ell\nu jj$.

- Os dois jatos deviam conter cada um apenas uma partícula carregada.

- Foi exigido que as cargas elétricas dos dois jatos fossem iguais e opostas.

- Pelo menos um dos dois jatos devia conter uma partícula identificada como um elétron ou um múon (foi usada a identificação *loose*).

- O ângulo polar do momento faltante do evento deveria estar nos seguintes intervalos:

  $20^0 < \theta_{p_{miss}} < 33^0$ ou $43^0 < \theta_{p_{miss}} < 89^0$ ou $91^0 < \theta_{p_{miss}} < 137^0$

  ou $147^0 < \theta_{p_{miss}} < 160^0$

  pois nas regiões angulares entre 33^0 e 43^0, 137^0 e 147^0 e em torno de 90^0, o detetor possui baixa eficiência de detecção.

- A acolinearidade entre os dois jatos deveria ser maior do que 30^0 ($acol > 30^0$).

  A acolinearidade é definida como o complemento do ângulo entre dois traços. Foi usada a definição de que dois eventos *back-to-back* possuem acolinearidade igual a zero. A Figura 5.16 mostra a distribuição da acolinearidade entre os dois jatos.

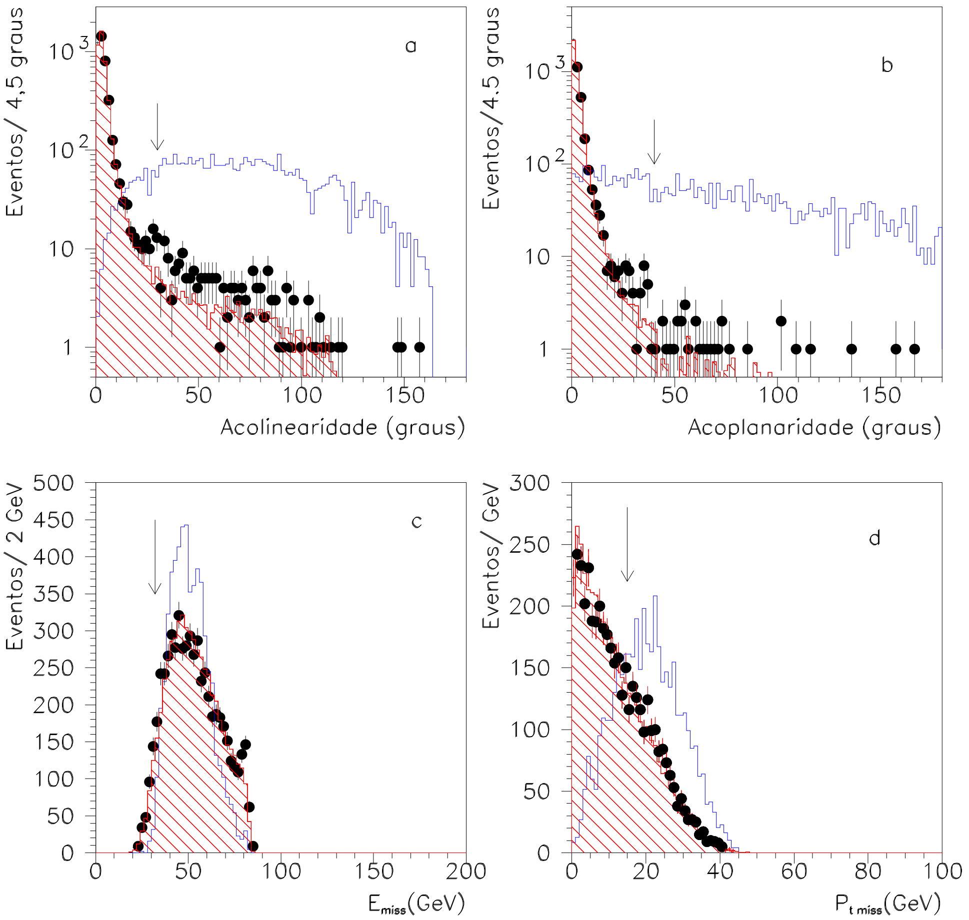

Figura 5.14: Distribuições de várias variáveis usadas para distinguir os eventos da simulação dos eventos dos diversos *backgrounds* na topologia $\ell\ell$. Simulação do sinal para M_L = 60 GeV (linha azul), juntamente com o background total (área hachurada) e os dados experimentais (representados com seus erros). Foi usado um fator de normalização arbitrário para o sinal; (a) - Acolinearidade entre os jatos; (b) - Acoplanaridade entre os jatos; (c) - Energia faltante do evento; (d) - Momento faltante transverso do evento

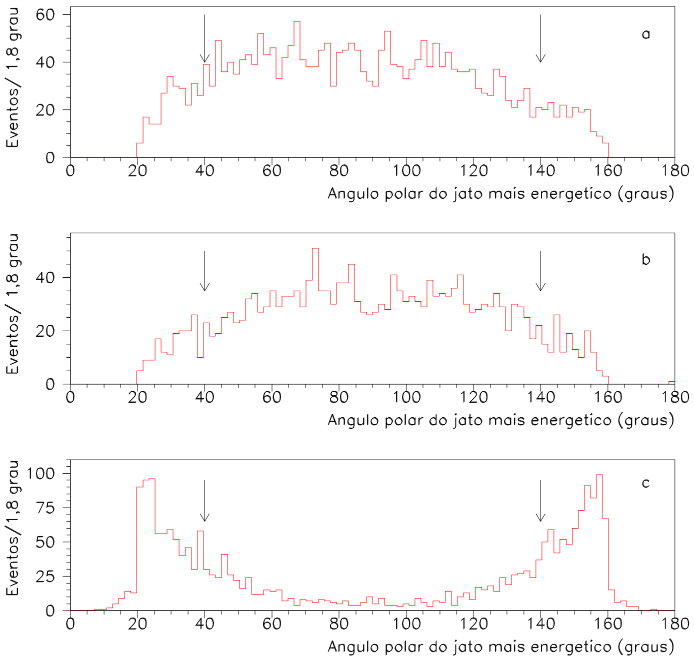

Figura 5.15: Ângulo polar (θ) do jato mais energético para a topologia $\ell\ell$, (a) - Simulação do sinal com M_L = 60 GeV; (b) - Simulação do sinal com M_L = 80 GeV (c) - MC de $\gamma\gamma\mu\mu$.

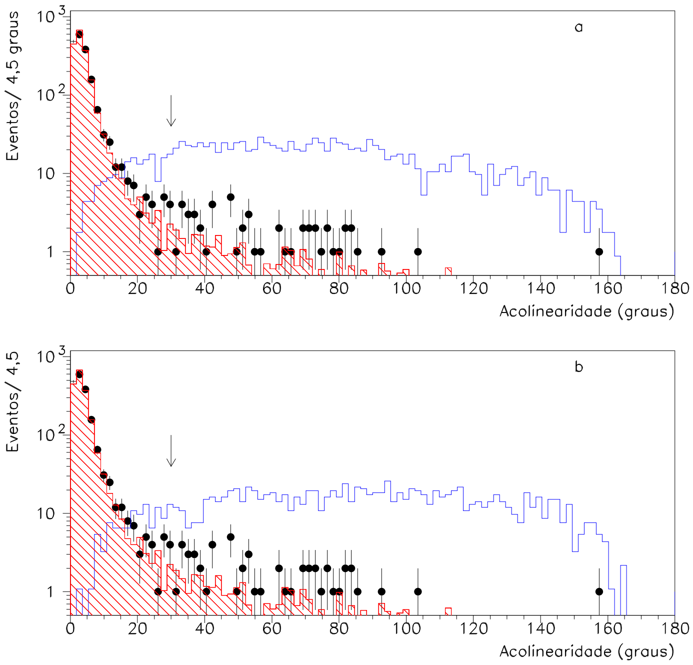

Figura 5.16: Acolinearidade entre os jatos na topologia $\ell^+\ell^-$, (a) - Simulação do sinal para $M_L = 60$ GeV (linha azul), juntamente com o background total (área hachurada) e os dados experimentais (representados com seus erros). Foi usado um fator de normalização arbitrário para o sinal; (b) - O mesmo de (a) com a simulação do sinal para $M_L = 80$ GeV.

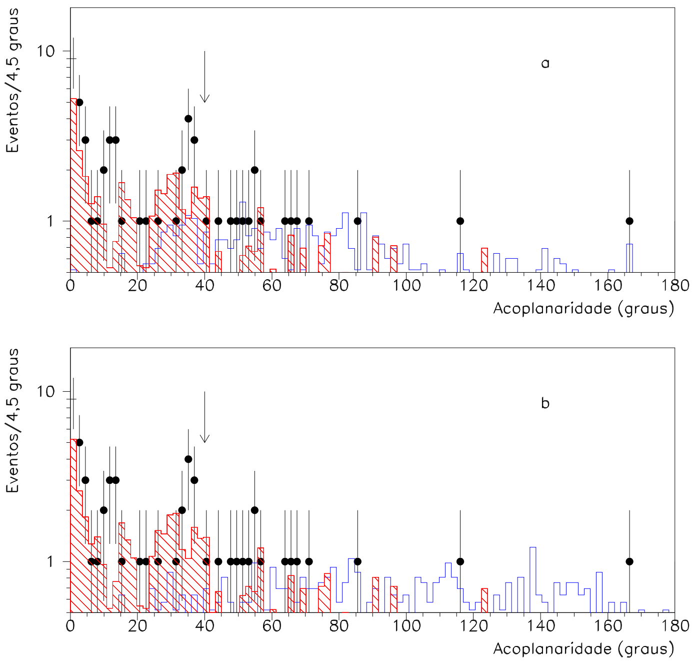

Figura 5.17: Acoplanaridade entre os jatos na topologia $\ell^+\ell^-$, (a) - Simulação do sinal para $M_L = 60$ GeV (linha azul), juntamente com o background total (área hachurada) e os dados experimentais (representados com seus erros). Foi usado um fator de normalização arbitrário para o sinal; (b) - O mesmo de (a) com a simulação do sinal para $M_L = 80$ GeV.

- A acoplanaridade entre os dois jatos devia ser maior do que 40^0 ($acop > 40^0$).

  A acoplanaridade é definida como a acolinearidade no plano perpendicular ao feixe.

  A Figura 5.17 mostra a distribuição da acoplanaridade entre os dois jatos após o corte na acolinearidade.

- O momento faltante transverso devia ser maior do que 15 GeV ($p_{T_{miss}} > 15GeV$).

  A Figura 5.18 mostra a distribuição do momento transverso faltante do evento após o corte na acoplanaridade.

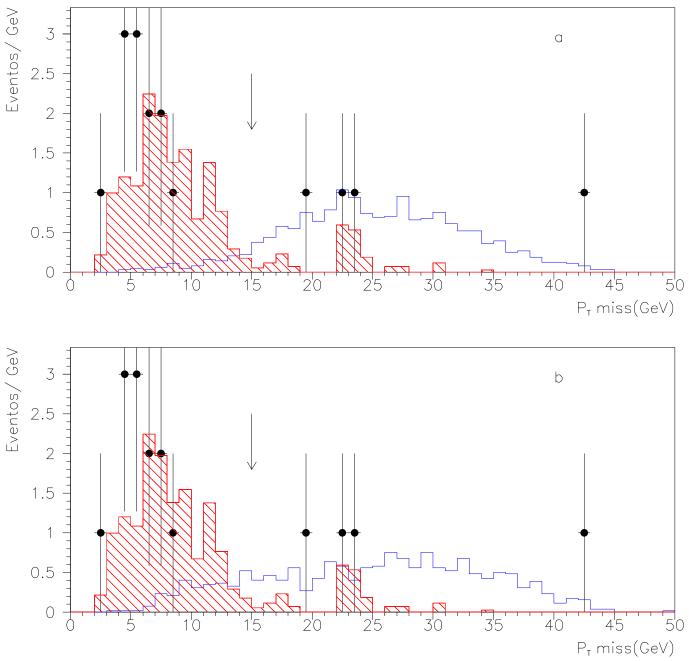

Figura 5.18: Momento transverso faltante do evento na topologia $\ell^+\ell^-$, (a) - Simulação do sinal para M_L = 60 GeV (linha azul), juntamente com o background total (área hachurada) e os dados experimentais (representados com seus erros). Foi usado um fator de normalização arbitrário para o sinal; (b) - O mesmo de (a) com a simulação do sinal para M_L = 80 GeV.

- A energia faltante do evento devia ser maior do que 32 GeV ($E_{miss} > 32GeV$).

- O momento do jato menos energético devia ser maior do que 4 GeV.

  ($p_{min} > 4GeV$).

Após a aplicação de todos os cortes, 6 eventos foram observados, enquanto que 0,3 eram esperados do *background*.

Topologia $\ell\ell\ell\ell$

São eventos vindos do decaimento $\ell L \to \ell Z^0 \to \ell\ell\ell\ell$ e correspondem a 3.0 % do total.

Para esta topologia foi feita uma procura por 4 jatos carregados e não foi necessário adicionar outros cortes.

Nesta topologia 3 eventos foram observados nos dados, enquanto que nenhum evento era esperado do *background*.

Capítulo 6

Resultados e Limites

6.1 Eficiências dos Cortes

As eficiências da seleção para cada topologia, após os cortes discutidos no capítulo anterior, estão mostradas na Tabela 6.1. Estas eficiências foram calculadas como sendo a razão entre o número de eventos do sinal que sobreviveram a todos os cortes e o número total de eventos gerados pelo DELSIM.

topologia	$\ell\nu jj$	$\ell\ell jj$	$\ell^+\ell^-$	$\ell\ell\ell\ell$
Razão de Ramificação (%)	49,2	16,3	31,2	3,0
Eficiência (M_L = 60 GeV) (%)	14,1	13,4	20,6	21,3
Eficiência (M_L = 80 GeV) (%)	11,6	8,0	18,8	12,5

Tabela 6.1: Eficiências da seleção para cada topologia calculadas para as simulações geradas com a massa do lépton pesado $M_L = 60$ GeV e $M_L = 80$ GeV.

A eficiência global da seleção para $M_L = 60$ GeV foi de $16,3\,\%$ e para $M_L = 80$ GeV foi de $13,3\,\%$. A eficiência do *trigger* foi considerada igual a $100\,\%$.

6.2 Obtenção de Limites Superiores para o Número de Eventos do Sinal

A partir dos valores para o número esperado de eventos, avaliado pelos Monte Carlos para os diversos *backgrounds* do Modelo Padrão, e o número de eventos observados em cada topologia, mostrados na Tabela 6.2, foi calculado o limite superior para o sinal.

O cálculo de um limite superior para a componente do sinal quando são medidas separadamente a componente do *background* e a soma sinal+*background* é um assunto que tem sido discutido por diversos grupos experimentais e para o qual ainda não há um consenso. Existem ainda muitas controvérsias entre as teorias Bayesiana e freqüentista e dentro de cada uma destas correntes existem ainda diversas variações apresentadas na literatura. Neste trabalho foram usadas quatro variações do método de Bayes para calcular um limite superior. Estas variações diferem entre si quanto a forma como são tratadas as incertezas na medida do *background* e podem ser vistas como aprimoramentos sucessivos do método de Bayes básico. O Apêndice A apresenta uma introdução ao método Bayesiano de cálculo de limites superiores e discute resumidamente as variações usadas neste trabalho.

O primeiro método usado para calcular o limite superior para o número de eventos do sinal não leva em consideração a incerteza no *background*. Ele considera o número de eventos do *background* como sendo perfeitamente conhecido. Somando os números de eventos observados (32) e os números de eventos do *background* (19,1) nas quatro

topologia	$\ell\nu jj$	$\ell\ell jj$	$\ell^+\ell^-$	$\ell\ell\ell\ell$
$Z^0 \to e^+e^-$	0,1	0,0	0,0	0,0
$Z^0 \to \mu^+\mu^-$	0,0	0,0	0,3	0,0
$Z^0 \to \tau^+\tau^-$	2,8	0,0	0,0	0,0
$Z^0 \to q\overline{q}$	15,9	0,0	0,0	0,0
$\gamma\gamma ee$	0,0	0,0	0,0	0,0
$\gamma\gamma\mu\mu$	0,0	0,0	0,0	0,0
$\gamma\gamma qq$	0,0	0,0	0,0	0,0
Background Total	18,8	0,0	0,3	0,0
Número de Eventos Observados	22	1	6	3

Tabela 6.2: Número de eventos candidatos a lépton pesado carregado (eventos dos dados experimentais que sobreviveram a todos os cortes) e número de eventos esperados em cada *background* para cada topologia.

topologias, e usando a expressão (A.9), o limite superior para o sinal com 95% C. L. foi de:

$$N_{sup_1} = 23,83$$

O segundo método utilizado incorpora a flutuação estatística tipo Poisson do *background* ao resultado. Resolvendo (A.13) para os mesmos números de eventos candidatos e de *background*, o seguinte limite superior foi calculado com 95% C. L.:

$$N_{sup_2} = 25,10$$

O terceiro método utilizado considera que cada *background* obedece separadamente a uma distribuição de Poisson e que o *background* total pode ser escrito como um produto de várias distribuições de Poisson independentes. Resolvendo a integral em (A.16) para 95% C. L., o limite superior para o sinal encontrado foi de:

$$N_{sup_3} = 19,61$$

O quarto método incorpora os fatores multiplicativos devidos à Luminosidade, à seção de choque de produção deste tipo de evento e ao número de eventos gerados em cada Monte Carlo usado para estimar os *backgrounds*. Para este último método, o limite superior encontrado com 95% C. L. foi igual a:

$$N_{sup_4} = 24,25$$

Como já foi dito, estes quatro métodos podem ser vistos como uma seqüencia de aprimoramentos, sendo o último método considerado o mais correto, já que considera que cada tipo de *background* obedece a uma distribuição de Poisson independente e incorpora ao cálculo os diferentes pesos dos *backgrounds* individuais no *background* total.

O limite superior para o número de eventos do sinal, obtido usando o quarto método (N_{sup_4}), será utilizado na obtenção de limites para as grandezas físicas associadas, como a seção de choque de produção de um único lépton pesado carregado e a massa deste novo lépton. Os limites físicos calculados usando os outros três métodos diferem pouco dos valores que serão apresentados.

6.3 Limites para a Seção de Choque

O limite superior para a razão de decaimento do Z^0, para energia de $\sqrt{s} = 91{,}25$ GeV, em um lépton pesado carregado e um lépton usual pode ser escrito como:

$$Br(Z^0 \to \ell L) < \frac{N_{sup}}{N_{dados}.\epsilon}$$

onde N_{sup} é o limite superior para o número de eventos do sinal, N_{dados} é o número total de dados experimentais analisados (neste trabalho foram analisados os dados de 94, conforme foi dito no capítulo anterior) e ϵ é a eficiência da seleção.

Com os dados experimentais analisados, com as eficiências de seleção obtidas, e com o limite superior para o número de eventos do sinal, foi calculado o limite superior para esta razão de decaimento, para cada valor da massa do lépton pesado.

Para $M_L = 60$ GeV, o limite calculado foi:

$$Br(Z^0 \to \ell L) < 2,6 \times 10^{-5}\,(95\%\ C.L.)$$

Para $M_L = 80$ GeV, o limite calculado foi:

$$Br(Z^0 \to \ell L) < 3,2 \times 10^{-5}\,(95\%\ C.L.)$$

Para a seção de choque de produção de um único lépton pesado carregado em colisões e^+e^-, o limite superior é calculado como:

$$\sigma(e^+e^- \to \ell L) = \frac{N_{sup}}{\mathcal{L} \cdot \epsilon}$$

onde $\mathcal{L}$ é a luminosidade integrada dos dados analisados.

Usando o limite superior para o número de eventos do sinal e as eficiências obtidas para $M_L = 60$ GeV e $M_L = 80$ GeV, os limites para a seção de choque obtidos com 95% C. L. foram:

$$\sigma_4 < 3,72\, pb\, (M_L \;=\; 60\, GeV)$$

$$\sigma_4 < 4,56\, pb\, (M_L \;=\; 80\, GeV)$$

Estes limites para a seção de choque de produção de um único lépton pesado carregado, obtidos experimentalmente podem ser comparados com as seções de choque previstas pelos modelos teóricos e que já foram mostradas na Figura 2.9. O limite para 80 GeV é maior devido à diminuição da eficiência.

A Figura 6.1 mostra as seções de choque previstas pelos modelos de extensão estudados, VSM, VDM e FMF, para a produção de um único lépton pesado carregado em colisões e^+e^-, com $\sqrt{s} = 91,25 GeV$ e considerando todos os ângulos de misturas iguais a $sen^2\theta_i = 0,01$. A Figura 6.1 mostra também os limites superiores para a seção de choque obtidos neste trabalho.

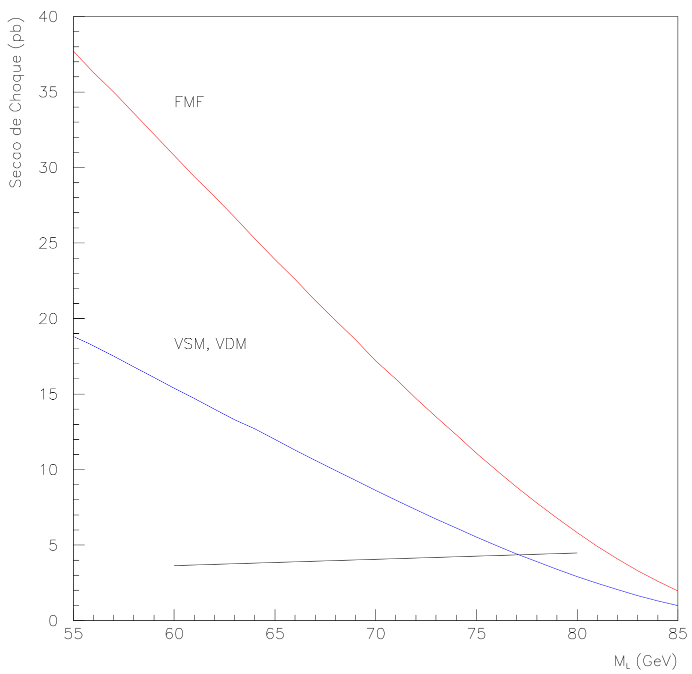

Figura 6.1: Seções de choque teóricas calculadas de acordo com os modelos de extensão VDM, VSM e FMF, usando ângulos de mistura iguais ($sen^2\theta_i = 0,01$) e o limite superior obtido experimentalmente para esta grandeza com 95% C. L..

6.4 Limites para a Massa do Lépton Pesado Carregado

Em trabalhos de procura por novas partículas, quando não há evidências da existência do sinal procurado, é geralmente possível estabelecer um limite inferior para a massa desta nova partícula através da comparação entre o número esperado de eventos, calculado a partir dos modelos teóricos, e o número máximo de eventos permitido experimentalmente.

A comparação:

$$N_{esp} - N_{sup} > 0$$

onde N_{esp} é o número esperado de eventos e N_{sup} é o limite superior para o número de eventos do sinal, obtido com um determinado nível de confiança, permite estabelecer um limite inferior para a massa, abaixo do qual a existência da partícula é excluída com o mesmo nível de confiança.

O número esperado de eventos é dado por:

$$N_{esp} = \sigma \mathcal{L} \epsilon$$

onde σ é a seção de choque teórica de produção da partícula, $\mathcal{L}$ é a luminosidade integrada dos dados analisados e ϵ é a eficiência de seleção do sinal.

A partir da intersecção das curvas obtidas para o número esperado de eventos e o limite superior para o número de eventos encontrado experimentalmente com 95% C.L.

foi encontrado o limite inferior para a massa do lépton pesado com este nível de confiança.

A Figura 6.2 mostra as curvas dos números esperados de eventos, obtidos usando as seções de choque previstas pelos modelos VSM, VDM e FMF (considerando os ângulos de mistura iguais a 0,01) e o limite superior para o número de eventos do lépton pesado, obtido neste trabalho.

Como a simulação do sinal foi feita somente para $M_L = 60$ GeV e $M_L = 80$ GeV, os demais valores da eficiência necessários para calcular as intersecções entre as curvas foram calculados supondo que a eficiência da seleção varie linearmente com a massa do lépton pesado.

Para os modelos VSM e VDM as interseções entre as curvas levaram ao seguinte limite inferior para a massa do lépton pesado carregado:

$$M_L > 77,2\,GeV$$

Para o modelo FMF, o limite inferior para a massa encontrado foi:

$$M_L > 81,6\,GeV$$

Não foi considerada neste trabalho a incerteza estatística na eficiência da seleção, que afeta o número esperado de eventos [49] e, conseqüentemente, os limites inferiores obtidos para a massa.

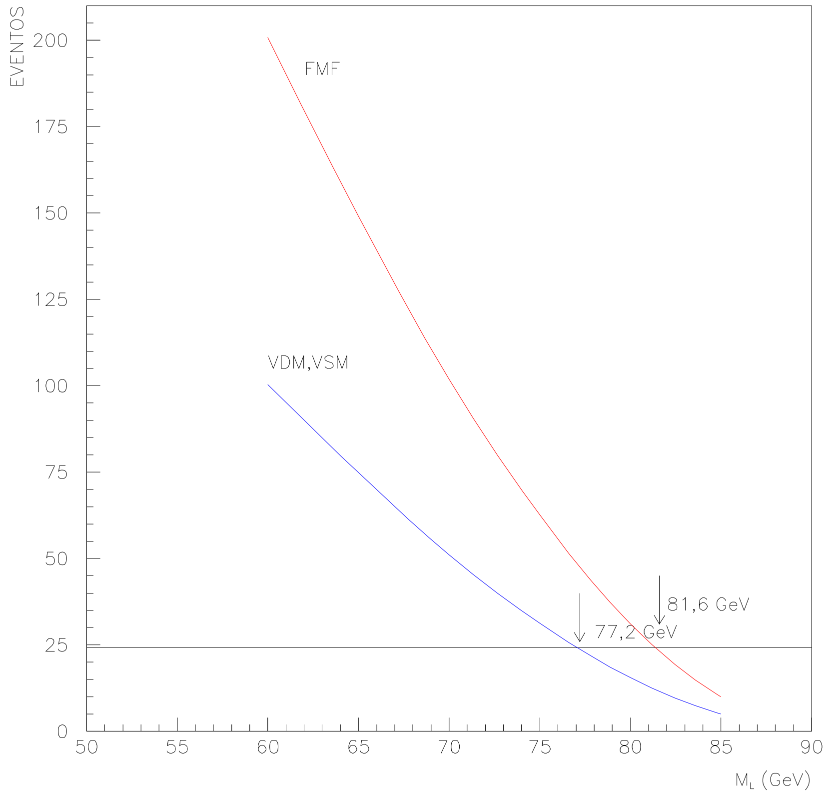

Figura 6.2: Limites para a massa do lépton pesado carregado obtidos a partir do número esperado de eventos para os modelos VSM e VDM e para o modelo FMF (para $\sqrt{s} = 91,25\,GeV$ e $sen^2\theta_i = 0,01$, em função da massa do lépton pesado e do limite superior para o número de eventos.

6.5 Comparação dos Resultados

Não há outros resultados de procuras baseadas nos modelos VSM, VDM e FMF que possam ser usados para comparação. As procuras por léptons pesados relatadas na literatura são geralmente independentes de modelos de extensão específicos e baseadas em Lagrangeanas efetivas.

Foi feita uma procura deste tipo por um lépton pesado neutro, produzido juntamente com um neutrino usual, nos dados coletados pelo DELPHI para energias em torno da massa do Z^0 [50]. Neste trabalho foi obtido um limite superior para a razão de decaimento $Br(Z^0 \to \nu_m \overline{\nu})$, onde ν_m é um lépton neutro pesado, de cerca de $1,3 \times 10^{-6}$ (95 % C.L.), para massas do ν_m entre 3,5 e 50 GeV, e, acima deste intervalo, aumentando rapidamente com ν_m.

Um outro resultado importante nesta área foi o obtido pelo HERA [51]. Lá foi feita uma procura, independente de qualquer modelo, por um lépton pesado carregado, na faixa de massa entre 10 e 225 GeV, produzido unicamente em colisões ep. Foi usada uma luminosidade integrada de 528 nb^{-1} e foi estabelecido um limite superior para a seção de choque de produção da ordem de 10 pb, com 95 %.

Um resultado recente que pode ser usado como comparação é o obtido pela Colaboração L3 [52] na procura por léptons pesados produzidos aos pares em colisões e^+e^-, a energias de $\sqrt{s} = 161$ e $\sqrt{s} = 172$ GeV. Para o caso em que o lépton pesado carregado decai, via corrente carregada, em neutrinos leves, foi obtido um limite inferior para a massa deste novo lépton igual a 78,7 GeV.

Capítulo 7

Conclusões

A primeira parte deste trabalho foi o desenvolvimento das rotinas que fazem a simulação dos calorímetros do programa *Simulation à Grande Vitesse* (SGV). Este programa é um programa de simulação genérico, capaz de simular rapidamente o comportamento de detetores de feixes colisores em um campo magnético solenoidal, tais como os detetores do LEP, os do colisor $q\overline{q}$ do Fermilab, ou os do futuro LHC do CERN, bastando para isto fornecer uma descrição simples dos seus subdetetores de traço e calorímetros.

Neste trabalho foram apresentados os princípios básicos utilizados no desenvolvimento da simulação dos calorímetros, bem como o modo pelo qual os parâmetros de resolução e a geometria dos calorímetros planos e cilíndricos devem ser fornecidos, exemplificando com a descrição dos calorímetros do detetor DELPHI.

O programa SGV, cujo desenvolvimento começou na UFRJ em 1995, já foi colocado à disposição da comunidade do DELPHI, tendo sido utilizado na procura por staus e smuons, e diversos outros grupos de procura por novas partículas já manifestaram interesse na sua utilização. Este programa foi usado também na procura por léptons pesados carregados.

Na segunda parte deste trabalho foi apresentada a procura feita nos dados coletados pelo detetor DELPHI do LEP, a energias do centro de massa da ordem da massa do Z^0, por um novo lépton carregado. A existência desta nova partícula é prevista por diversos modelos de extensão. Neste trabalho foram considerados os modelos *Vector Singlet*, *Vector Doublet* e *Fermions-Mirror-Fermions*. Dos dois mecanismos de produção destes novos léptons previstos pelos modelos estendidos, produção de pares e produção de um novo lépton e um lépton usual, apenas o segundo foi investigado neste trabalho, por permitir a exploração da faixa de massas entre $M_Z/2$ e M_Z. Esta procura foi motivada por trabalhos de simulação que demonstraram ser possível, para $\sqrt{s} = 91{,}25$ GeV, a partir das distribuições angulares do lépton comum produzido com o lépton pesado, distinguir entre os três modelos teóricos.

Os limites aqui obtidos são equivalentes aos obtidos na procura feita pela Colaboração L3, por léptons pesados carregados produzidos aos pares, para energias do centro de massa bem maiores ($\sqrt{s} = 161$ GeV e 172 GeV), evidenciando a vantagem do mecanismo de produção investigado.

Na obtenção dos limites deste trabalho de tese foi usado o método de Bayes, tendo sido feito um estudo comparativo de algumas variações deste método. De acordo com o método mais encontrado na literatura, o *background* é considerado como sendo perfeitamente conhecido. Aqui foram mostradas algumas formas de incluir a flutuação estatística devido à incerteza na medida do *background*, resultando em limites superiores para o número de eventos do sinal mais realistas.

Uma melhora do resultado pode ser conseguida através da simulação do sinal para outros valores da massa do lépton pesado. Devido ao grande tempo de computação envolvido, foi feita a simulação completa do sinal para apenas dois valores, 60 e 80 GeV, e a obtenção dos limites foi feita supondo que a eficiência varia linearmente com a massa do lépton pesado carregado. Este é o comportamento esperado, mas uma melhor avaliação da eficiência da seleção para valores intermediários da massa pode ser obtida usando o SGV para fazer a simulação rápida do sinal para outros valores da massa.

Além da proposta acima que pode ser feita para melhorar os resultados obtidos, um prolongamento natural deste trabalho seria a análise dos dados coletados pelo DELPHI para energias mais altas (LEPII). A utilização de dados tomados a energias mais altas para a procura de um lépton pesado não é viável por várias razões. A queda da seção de choque de produção prevista pelos modelos VSM, VDM e FMF não é compensada pelo aumento de luminosidade do LEP; nesta faixa de energia o gerador deveria ser alterado para incluir correções radiativas que adquiririam uma importância inexistente na energia do LEP I. Além disso, trabalhos de simulação [53] mostraram que não seria mais possível fazer a distinção entre estes modelos a partir da distribuição angular do lépton primário.

Os dados coletados pelo DELPHI em 1994, correspondendo a uma luminosidade integrada de 40 pb^{-1}, foram analisados na procura de um sinal correspondente a um novo lépton pesado carregado. Foi feita uma procura topológica pelos estados finais provenientes do decaimento deste novo lépton. Não foi encontrada nenhuma evidência conclusiva da sua existência. Foram estabelecidos limites superiores com 95 % C.L. para a seção de choque de produção deste novo lépton de 3,72 pb, para $M_L = 60$ GeV, e de

4,56 pb, para $M_L = 80$ GeV. Foram ainda estabelecidos limites inferiores com 95 % C.L. para a massa do lépton pesado carregado, de 77,2 GeV, para os modelos VSM e VDM, e de 81,6 GeV, para o modelo FMF, considerando os ângulos de mistura iguais e com $sen^2\theta_i = 0{,}01$.

Apêndice A

Tópicos de Estatística Bayesiana

A.1 Introdução

Apesar das controvérsias ainda existentes entre a teoria clássica ou freqüentista [54] e a teoria Bayesiana [55], esta última tem sido cada vez mais utilizada em procuras por novos fenômenos.

A teoria Bayesiana, que possui muitas aplicações em diversas áreas, é especialmente adequada ao tratamento de problemas em procuras por novas partículas, quando é preciso extrair um limite superior de um sinal na presença de *background*.

A aplicação da estatística Bayesiana a experiências com pequeno número de eventos tem sido discutida por muitos autores [56]. Alguns tópicos desta estatística, que foi utilizada na obtenção dos resultados deste trabalho, serão apresentados a seguir.

A.2 Teorema de Bayes

Quando um evento (E) pode ocorrer devido a várias causas distintas e independentes $(C_i, i = 1, 2, ..., n_C)$, pode-se escrever o Teorema de Bayes da seguinte forma:

$$P(C_i|E) = \frac{P(E|C_i)P(C_i)}{\sum\limits_{\ell=1}^{n_C} P(E|C_\ell)P(C_\ell)} \tag{A.1}$$

onde:

$P(C_i)$ é a probabilidade inicial de C_i, ou a probabilidade de C_i antes de saber que o evento E ocorreu, chamada de probabilidade *a priori*.

$P(E|C_i)$ é a probabilidade condicional da causa C_i produzir o efeito E, chamada de *likelihood*.

$P(C_i|E)$ é a probabilidade de C_i após a nova informação de que o evento E ocorreu, chamada de probabilidade *a posteriori*.

O Teorema de Bayes pode ser interpretado da seguinte maneira: se somente um evento é observado (efeito), a probabilidade que ele seja devido à causa C_i é proporcional à probabilidade da causa vezes a probabilidade daquela causa produzir o efeito.

O denominador da fórmula de Bayes é um fator de normalização que garante que $\sum_{i=1}^{n_C} P(C_i|E) = 1$.

A equação (A.1) mostra que $P(C_i|E)$ depende das probabilidades iniciais das causas. Este fato, que poderia ser visto a princípio como uma dificuldade na aplicação do teorema, é na realidade o fundamento da inferência Bayesiana. A fórmula de Bayes pode ser aplicada sucessivamente a um mesmo problema, com uma probabilidade a *posteriori* de uma aplicação sendo usada como a probabilidade *a priori* da aplicação subseqüente. Dúvidas sobre qual *priori* deve ser utilizada aparecem quando não há nenhum conhecimento anterior à observação. Há diversas sugestões na literatura a respeito de como esta probabilidade *a priori* pode ser obtida e atualmente existe um senso comum de que neste caso seja usada uma probabilidade uniforme, o que será feito neste trabalho.

O Teorema de Bayes pode também ser escrito na sua forma integral, para o caso particular de um observável e dois parâmetros, como:

$$f(\lambda, \mu|x) = \frac{f(x|\lambda, \mu) f_0(\lambda, \mu)}{\int f(x|\lambda, \mu) f_0(\lambda, \mu) d\lambda d\mu} \tag{A.2}$$

onde x é o observável e λ e μ são duas variáveis de influência.

$f_0(\lambda, \mu)$ é a densidade de probabilidade (ddp) *a priori* de λ e μ, $f(x|\lambda, \mu)$ é a *likelihood* e $f(\lambda, \mu|x)$ é a ddp *a posteriori*, ou seja, a densidade de probabilidade de λ e μ quando se conhece x.

Para obter a distribuição final de μ, é preciso integrar a expressão anterior sobre todos os valores de λ, resultando em:

$$f(\mu|x) = \frac{\int f(x|\lambda, \mu) f_0(\lambda, \mu) d\lambda}{\int f(x|\lambda, \mu) f_0(\lambda, \mu) d\lambda d\mu} \tag{A.3}$$

O Teorema de Bayes será agora utilizado para a obtenção de limites superiores para diversas experiências de baixa contagem.

A.3 Aplicação 1: Obtenção de limites superiores com *background* perfeitamente conhecido

Em experiências que resultam em um número pequeno de eventos, tais como procuras por novas partículas, a *likelihood* obedece a uma distribuição de Poisson:

$$f(N_{obs}|\lambda) = \frac{\lambda^{N_{obs}} e^{-\lambda}}{N_{obs}!} \tag{A.4}$$

com

$$N_{obs} = 0, 1, ..., \infty$$

$$0 < \lambda < \infty$$

onde N_{obs} é o número total de eventos observados, que é a soma do número de eventos do sinal com o número de eventos do *background* e $\lambda = \lambda_S + \lambda_B$ é o parâmetro da distribuição de Poisson com duas componentes, sinal (λ_S) e *background* (λ_B), cujo limite superior para a componente do sinal será inferido.

Para este caso o Teorema de Bayes (A.3) pode ser escrito como:

$$f(\lambda_S|N_{obs}, \lambda_B) = \frac{\int_0^\infty f(N_{obs}|\lambda) f_0(\lambda_S, \lambda_B) d\lambda_B}{\int_0^\infty f(N_{obs}|\lambda) f_0(\lambda_S, \lambda_B) d\lambda_S d\lambda_B} \tag{A.5}$$

onde $f(N_{obs}|\lambda)$ é dada por (A.4) e $f_0(\lambda_S, \lambda_B)$ é a *priori*, que pode ser escrita como:

$$f_0(\lambda_S, \lambda_B) = f_0(\lambda_S) g_0(\lambda_B) \tag{A.6}$$

$f_0(\lambda_S)$ e $g_0(\lambda_B)$ correspondem às ddp *a priori* do sinal e do *background*, respectivamente. Considerando $f_0(\lambda_S)$ uniforme e o *background* perfeitamente conhecido, temos:

$$f_0(\lambda_S) = constante$$

$$g_0(\lambda_B) = \delta(\lambda_B - B)$$

onde B é o valor do *background*.

Substituindo a ddp *a priori* em (A.5) e integrando resulta na ddp *a posteriori*:

$$f(\lambda_S | N_{obs}, \lambda_B) = \frac{e^{-(B+\lambda_S)}(B+\lambda_S)^{N_{obs}}}{N_{obs}! e^{-B} \sum_{n=0}^{Nobs} \frac{B^n}{n!}} \tag{A.7}$$

O limite superior N_{sup} do número de eventos do sinal (λ_S), com um nível de confiança (C.L.) ϵ é obtido como:

$$\epsilon = \frac{\int_0^{N_{sup}} e^{-(B+\lambda_S)}(B+\lambda_S)^{N_{obs}}}{N_{obs}! e^{-B} \sum_{n=0}^{Nobs} \frac{B^n}{n!}} \tag{A.8}$$

Resultando na expressão do P.D.G. [57]:

$$\frac{e^{-(B+N_{sup})} \sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{(B+N_{sup})^n}{n!}}{e^{-B} \sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{B^n}{n!}} = 1 - \epsilon \tag{A.9}$$

$N_{obs} \backslash B$	0	1	2	3	4	5
0	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00
1	4,74	4,11	3,82	3,64	3,53	3,45
2	6,30	5,41	4,82	4,44	4,18	4,00
3	7,75	6,78	5,98	5,40	4,97	4,66
4	9,15	8,16	7,24	6,48	5,89	5,43
5	10,51	9,51	8,54	7,66	6,92	6,33
6	11,84	10,84	9,85	8,90	8,05	7,33
7	13,14	12,14	11,15	10,17	9,25	8,42
10	16,96	15,96	14,96	13,96	12,97	11,99

Tabela A.1: Limites superiores para o número de eventos do sinal com 95% C.L. para vários valores do número de eventos observados (N_{obs}) e do número de eventos do *background* (B) quando este é perfeitamente conhecido.

Para $\epsilon = 0,95$, os valores de N_{sup} obtidos desta última expressão para vários valores de N_{obs} e B estão mostrados na Tabela A.1

A.4 Aplicação 2: Obtenção de limites superiores com *background* tipo Poisson

Levando-se em conta a flutuação estatística do *background* como sendo do tipo Poisson, a ddp *a priori* do caso anterior se transforma em:

$$f_0(\lambda_S, \lambda_B) = f_0(\lambda_S) g_0(\lambda_B) = k \frac{e^{-\lambda_B} {\lambda_B}^B}{B!} \tag{A.10}$$

onde B é o *background* medido e a priori no sinal foi considerada novamente uniforme e igual a constante k.

Neste caso, a aplicação do Teorema de Bayes resulta em:

$$f(\lambda_S|N_{obs}, g_0(\lambda_B)) = \frac{\int_0^{\infty} e^{-(\lambda_S+\lambda_B)}(\lambda_S+\lambda_B)^{N_{obs}} e^{-\lambda_B} {\lambda_B}^B d\lambda_B}{\int_0^{\infty} e^{-}(\lambda_S+\lambda_B)(\lambda_S+\lambda_B)^{N_{obs}} e^{-\lambda_B} {\lambda_B}^B d\lambda_S d\lambda_B} \tag{A.11}$$

fornecendo a seguinte ddp *a posteriori*:

$$f(\lambda_S|N_{obs}, g_0(\lambda_B)) = \frac{e^{-\lambda_S} \sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{\lambda_S^{N_{obs}-n}(B+n)!}{n!(N_{obs}-n)!\,2^n}}{\sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{(B+n)!}{n!\,2^n}} \tag{A.12}$$

Para um nível de confiança ϵ, o limite superior (N_{sup}) para o sinal será é obtido como:

$$\int_0^{N_{sup}} f(\lambda_S|N_{obs}, g_0(\lambda_B)) d\lambda_S = \epsilon \tag{A.13}$$

$$\frac{e^{-N_{sup}} \sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{(B+n)!}{n!(N_{obs}-n)!2^n} \sum_{\ell=0}^{N_{sup}-n} \frac{{N_{sup}}^{\ell}}{\ell!}}{\sum_{n=0}^{N_{obs}} \frac{(B+n)!}{n!\,2^n}} = 1-\epsilon \tag{A.14}$$

Para $\epsilon = 0,95$, os valores de N_{sup} obtidos desta última expressão para vários valores de N_{obs} e B estão mostrados na Tabela A.2. Da comparação entre as Tabelas A.2 e A.1 é visto que para um número pequeno de eventos observados, o limite superior obtido considerando a incerteza do *background* é ligeiramente mais restritivo do que o limite obtido supondo seu conhecimento perfeito. Esta relação continua até que o número de eventos no *background* se torna comparável ao número de eventos do sinal. Quando o número de eventos do *background* (B) é igual ou maior do que o sinal (N_{obs}), o limite superior obtido é menos restritivo do que aquele extraído sem incluir a incerteza de Poisson.

$N_{obs} \backslash B$	0	1	2	3	4	5
0	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00
1	4,36	4,11	3,94	3,82	3,72	3,64
2	5,72	5,29	4,97	4,72	4,52	4,36
3	7,08	6,51	6,06	5,69	5,39	5,14
4	8,42	7,76	7,20	6,73	6,33	6,00
5	9,74	9,02	8,38	7,82	7,33	6,91
6	11,05	10,29	9,59	8,95	8,38	7,88
7	12,34	11,55	10,80	10,11	9,47	8,90
10	16,13	15,30	14,48	13,68	12,91	12,18

Tabela A.2: Limites superiores para o número de eventos do sinal com 95% C.L. para vários valores do número de eventos observados (N_{obs}) e do número de eventos do *background* (B), quando a flutuação estatística tipo Poisson do *background* é incorporada ao resultado.

A.5 Aplicação 3: Obtenção de limites superiores com múltiplos *backgrounds* tipo Poisson

É possível também considerar o *background* total como sendo constituído por diversas componentes, cada uma obedecendo a uma distribuição de Poisson. Neste caso, a densidade de probabilidade *a priori* pode ser escrita como um produto de distribuições de Poisson independentes:

$$\begin{aligned} f_0(\lambda_S, \lambda_{B_1}, \lambda_{B_2}, ..., \lambda_{B_m}) &= f_0(\lambda_S) g_0(\lambda_{B_1}) g_0(\lambda_{B_2}) ... g_0(\lambda_{B_m}) \\ &= k \frac{e^{-\lambda_{B_1}} \lambda_{B_1}^{B_1}}{B_1!} \frac{e^{-\lambda_{B_2}} \lambda_{B_2}^{B_2}}{B_2!} ... \frac{e^{-\lambda_{B_m}} \lambda_{B_m}^{B_m}}{B_m!} \end{aligned} \tag{A.15}$$

onde B_i é o valor do *background* i.

Neste caso, a aplicação do Teorema de Bayes (A.3) resulta em:

$$f(\lambda_S|N_{obs}, g_0(\lambda_{B_1}), g_0(\lambda_{B_2}), ..., g_0(\lambda_{B_m}) =$$

$$\frac{\int_0^\infty e^{-(\lambda_S + \sum_{i=1}^{m} \lambda_{B_i})} (\lambda_S + \sum_{i=1}^{m} \lambda_{B_i})^{N_{obs}} e^{-\sum_{i=1}^{m} \lambda_{B_i}} \prod_{i=1}^{m} \lambda_{B_i}^{B_i} d\lambda_{B_i}}{\int_0^\infty e^{-(\lambda_S + \sum_{i=1}^{m} \lambda_{B_i})} (\lambda_S + \sum_{i=1}^{m} \lambda_{B_i})^{N_{obs}} e^{-\sum_{i=1}^{m} \lambda_{B_i}} d\lambda_S \prod_{i=1}^{m} \lambda_{B_i}^{B_i} d\lambda_{B_i}} \tag{A.16}$$

Para extrair o limite superior para o sinal é preciso integrar a ddp *a posteriori* resultante:

$$\int_0^{N_{sup}} f(\lambda_S|N_{obs}, g_0(\lambda_{B_1}), g_0(\lambda_{B_2}), ..., g_0(\lambda_{B_m}) d\lambda_S = \epsilon \tag{A.17}$$

onde ϵ é o nível de confiança desejado.

Esta integral foi resolvida para $\epsilon = 0,95$ e os resultados estão mostrados nas Tabelas A.3 e A.4. Os limites superiores dependem, além do número de eventos observados, e do número de eventos no *background*, do número de *backgrounds* independentes considerados. Pode-se observar que os limites superiores diminuem quando o número de *backgrounds* aumenta para o mesmo número de eventos no *background*. Nestas tabelas os limites independem do modo como o número de eventos total do *background* se distribui pelos diversos *backgrounds* independentes, podendo considerar-se que apenas um dos *backgrounds* individuais possui o número total de eventos e que os demais *backgrounds* são nulos.

	$N_B = 1$						$N_B = 2$					
$N_{obs} \backslash B$	0	1	2	3	4	5	0	1	2	3	4	5
0	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00
1	4,36	4,11	3,94	3,82	3,72	3,64	4,11	3,94	3,82	3,72	3,64	3,58
2	5,72	5,29	4,97	4,72	4,52	4,36	5,29	4,97	4,72	4,52	4,36	4,23
3	7,08	6,51	6,06	5,69	5,39	5,14	6,51	6,06	5,69	5,39	5,15	4,94
4	8,42	7,76	7,20	6,73	6,33	6,00	7,76	7,20	6,73	6,33	6,00	5,72
5	9,74	9,02	8,38	7,82	7,33	6,91	9,02	8,38	7,82	7,33	6,91	6,55
6	11,05	10,29	9,59	8,95	8,38	7,88	10,29	9,59	8,95	8,38	7,88	7,44
7	12,34	11,55	10,80	10,11	9,47	8,90	11,55	10,80	10,11	9,47	8,90	8,40
10	16,13	15,30	14,48	13,68	12,91	12,18	15,30	14,48	13,68	12,91	12,18	11,50

Tabela A.3: Limites superiores para o número de eventos do sinal com 95% C.L. para vários valores do número de eventos observados (N_{obs}) e do número de eventos do *background* (B), quando o *background* é considerado como um produto de distribuições de Poisson independentes. Para N_B (número de *backgrounds*) $= 1$ e $N_B = 2$.

	$N_B = 3$						$N_B = 4$					
$N_{obs} \backslash B$	0	1	2	3	4	5	0	1	2	3	4	5
0	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00	3,00
1	3,94	3,82	3,72	3,64	3,58	3,53	3,82	3,72	3,64	3,58	3,53	3,49
2	4,97	4,72	4,52	4,36	4,23	4,12	4,72	4,52	4,36	4,23	4,12	4,03
3	6,06	5,69	5,39	5,15	4,94	4,77	5,69	5,39	5,15	4,94	4,77	4,62
4	7,20	6,73	6,33	6,00	5,72	5,48	6,73	6,33	6,00	5,72	5,48	5,27
5	8,38	7,82	7,33	6,91	6,55	6,24	7,82	7,33	6,91	6,55	6,24	5,97
6	9,59	8,95	8,38	7,88	7,44	7,07	8,95	8,38	7,88	7,44	7,07	6,74
7	10,80	10,11	9,47	8,90	8,40	7,95	10,11	9,47	8,90	8,40	7,95	7,55
10	14,48	13,68	12,91	12,18	11,50	10,87	13,68	12,91	12,18	11,50	10,87	10,29

Tabela A.4: Limites superiores para o número de eventos do sinal com 95% C.L. para vários valores do número de eventos observados (N_{obs}) e do número de eventos do *background* (B), quando o *background* é considerado como um produto de distribuições de Poisson independentes. Para N_B (número de *backgrounds*) = 3 e $N_B = 4$.

A.6 Aplicação 4: Obtenção de limites superiores com múltiplos *backgrounds* tipo Poisson considerando diferentes pesos para cada *background*

Como no caso anterior, aqui também o *background* total será considerado como sendo constituído por diversos termos independentes. A diferença é que agora será considerado que os diversos *backgrounds* individuais contribuem com diferentes pesos na composição do *background* total de acordo com os diferentes números de eventos dos Monte Carlos usados para estimar os *backgrounds*. Este fato se refletirá na *likelihood*, que será escrita como (esta aplicação é uma generalização do procedimento tratado em [58]):

$$f(N_{obs}|\lambda) = \frac{(\lambda_S + \sum_{i=1}^{m} \alpha_i \lambda_{N_{bi}})^{N_{obs}} \; e^{(-\lambda_S + \sum_{i=1}^{m} \alpha_i \lambda_{N_{bi}})}}{N_{obs}!} \tag{A.18}$$

onde os α_i são os pesos das contribuições individuais de cada *background* e são definidos por:

$$B_i = \alpha_i N_{bi}$$

onde B_i é o valor estimado do *background* i e N_{bi} é o número de eventos do Monte Carlo deste *background* que satisfazem os critérios de seleção.

O número de eventos do Monte Carlo usado para estimar o *background* i é $\alpha_i{}^{-1}$ vezes maior do que o número de eventos dos dados.

Para um *background* específico, α_i pode ser calculado como:

$$\alpha_i = \frac{\sigma_i \cdot \mathcal{L}}{N_{eventos}}$$

onde σ_i é a seção de choque do *backgound i*, $\mathcal{L}$ é a luminosidade dos dados considerados e $N_{eventos}$ é o número de eventos do Monte Carlo usado para estimar o *background i*.

A ddp *a priori* será:

$$\begin{aligned} f_0(\lambda_S, \lambda_{N_{b1}}, \lambda_{N_{b2}}, ..., \lambda_{N_{bm}}) &= f_0(\lambda_S) g_0(\lambda_{N_{B1}}) g_0(\lambda_{N_{b2}}) ... g_0(\lambda_{N_{bm}}) \\ &= k \frac{e^{-\lambda_{N_{b1}}} \lambda_{N_{b1}}^{N_{b1}}}{N_{b1}!} \frac{e^{-\lambda_{N_{b2}}} \lambda_{N_{b2}}^{N_{b2}}}{N_{b2}!} ... \frac{e^{-\lambda_{N_{bm}}} \lambda_{N_{bm}}^{N_{bm}}}{N_{bm}!} \end{aligned} \tag{A.19}$$

Neste caso, a aplicação do Teorema de Bayes (A.3) resulta em:

$$f(\lambda_S | N_{obs}, g_0(\lambda_{N_{b1}}), g_0(\lambda_{N_{b2}}), ..., g_0(\lambda_{N_{bm}}) =$$

$$\frac{\int_0^{\infty} e^{-(\lambda_S + \sum_{i=1}^{m} \alpha_i \lambda_{N_{bi}})} (\lambda_S + \sum_{i=1}^{m} \alpha_i \lambda_{N_{bi}})^{N_{obs}} e^{-\sum_{i=1}^{m} \lambda_{N_{bi}}} \prod_{i=1}^{m} \lambda_{N_{bi}}^{N_{bi}} d\lambda_{N_{bi}}}{\int_0^{\infty} e^{-(\lambda_S + \sum_{i=1}^{m} \alpha_i \lambda_{N_{bi}})} (\lambda_S + \sum_{i=1}^{m} \alpha_i \lambda_{N_{bi}})^{N_{obs}} e^{-\sum_{i=1}^{m} \lambda_{N_{bi}}} d\lambda_S \prod_{i=1}^{m} \lambda_{N_{bi}}^{N_{bi}} d\lambda_{N_{bi}}} \tag{A.20}$$

Como nos casos anteriores, para extrair o limite superior para o sinal é preciso integrar a ddp *a posteriori* resultante usando o nível de confiança desejado.

Referências

[1] H. Georgi e S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 438.

[2] J. C. Pati e A. Salam, Phys. Rev. **D10** (1974) 275.

[3] R. W. Robinett, J. L. Rosner, Phys. Rev. **D25** (1982) 3036; P. Langacker, R. W. Robinett, J. L. Rosner, Phys. Rev. **D30** (1984) 1470; V. Barger *et al.*, Phys. Lett. **118B** (1982) 68.

[4] W. Hollik, J. Phys. **G23** (1997) 1503.

[5] A. Blondel, Nucl. Phy. **B37** (1994) 3.

[6] M. Drees, X. Tata, Phys. Lett. **196B** (1987) 65; M. Drees, Nucl. Phys. **B298** (1988) 333; W. Buchmüller, C. Grueb, P. Minkowski, Phys. Lett. **267B** (1991) 395.

[7] P. Baillon, Publicação Interna, DELPHI 97-157 PHYS 736 (1997).

[8] C. T. Hill, E. A. Paschos, Fermi-Pub-89/228 T.

[9] M. C. Gonzalez-Garcia, A. Santamaria e J. W. F. Valle, Nucl. Phys. **B342**, 108 (1990); M. Dittmar, A. Santamaria, M. C. Gonzalez-Garcia e J. W. F. Valle, Nucl. Phys. **B332**, 1 (1990).

[10] J. Hewett, T. G. Rizzo, Phys. Rep. **183**, 193 (1989).

[11] J. Maalampi, M. Roos, Phys. Rep. **186**, 53 (1990).

[12] D. London, "Precision Tests of the Standard Model", 1993, ed. P. Langacker (World Scientific).

[13] E. Nardi, E. Roulet, D. Tommasini, CERN-TH-7443-94.

[14] M. Chanowitz, M. Furman, I. Hinchliffe, Phys. Lett. **B78** (1978) 285; F. Csikor, I. Montvay, Phys. Lett. **231B** (1990) 503.

[15] A. Adriani *et al.* L3 Collab., Phys. Lett. **B295** (1992) 371.

[16] A. Djouadi, Z. Phys. **C63** (1994) 317; G. Azuelos, A. Djouadi, Z. Phys. **C63** (1994) 327.

[17] J. Maalampi, K. Mursula, R. Viopionperä, Nucl. Phys. **B372** (1992) 23.

[18] F. M. L. Almeida Jr., J. H. Lopes, J. A. Simões e C. M. Porto, Phys. Rev. **D44** (1991) 2836.

[19] F. M. L. Almeida Jr., J. A. Simões e A. J. Ramalho, Nucl. Phys. **B347** (1990) 537.

[20] P. Arnio *et al.* (DELPHI Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. **A303** (1991) 233.

[21] P. Abreu *et al.* (DELPHI Collaboration), Nucl. Phys. **B417** (1994) 3, *erratum ibid.*, **B426** (1994) 244.

[22] P. Abreu *et al.* (DELPHI Collaboration), Nucl. Phys. **B418** (1994) 403;

[23] DELPHI Collaboration, "High precision relative luminosity measurement with a Very Small Angle Tagger (VSAT) in DELPHI", DELPHI 92-77 PHYS 188, *Contributed paper to the Dallas Conference*, Agosto 1992.

[24] DELPHI Collaboration, "Proposal for the Replacement of the Small Angle Calorimeter of DELPHI", CERN/LEP/92-6, 1992;

[25] V.Bocci *et al.* Nucl. Instr. and Meth. **A362** (1995) 361.

[26] N. Bingefors *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A328** (1993) 447.

[27] V. Chabaud *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A368** (1996) 314.

[28] F. Hartjes *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A256** (1987) 55.

[29] C. Brand *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-36 (1989) 122.

[30] C. Brand *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 567.

[31] H. G. Fisher e O. Ullaland, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-27 (1980) 38; M. Berggren *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A225** (1984) 477; A. Cattai *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A235** (1985) 310; V. Gracco *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 572; F. L. Navarria *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A257** (1987) 499; H. G. Fisher *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A265** (1988) 218.

[32] M. Ellila, Acta Polytechnica Scandinavica, Appl. Phys. Ser. **159** (1988); N. A. Filatova, Nucl. Instr. and Meth. **A243** (1986) 91; G. D. Alekseev *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A269** (1988) 652.

[33] W. Adam *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A343** (1994) 68; E. G. Anassontzis *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 351; W. Adam *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A338** (1994) 284; DELPHI RICH Collaboration, *contributions to the Second Workshop on RICH Detectors*, Uppsala 1995.

[34] "DELANA User's Guide", Publicação Interna, DELPHI 89-44/PROG 137, 1989.

[35] D. Bertrand e L. Pape, "TANAGRA User's Guide", DELPHI 87-95/PROG 98, 1989.

[36] M. Berggren *et al.*, "SGV User's Guide", Comunicação Privada.

[37] "DELSIM - DELPHI Event Generation and Detector Simulation", DELPHI 89-67 PROG 142.

[38] G. Marsaglia e A. Zaman, "Toward a Universal Random Number Generator", Florida State University, Report FSU-SCRI-87-50 (1987). F. James, Computer Phys. Comm. **60** (1990) 329-344.

[39] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74; T. Sjöstrand, Pythia 5.7 and Jetset 7.4, CERN-TH/7112-93.

[40] W. T. Eadie, D. Drijard, F. E. James, M. Roos, B. Sadoulet, "Statistical Methods in Experimental Physics".

[41] F. Carena, G. Gopal, "CARGO User Manual", Publicação Interna, DELPHI 86-28/PROG 46, 1986.

[42] F. A. Berends, W. Hollok e R. Kleiss, Nucl. Phys. **B304** (1988) 7112.

[43] J. E. Campagne e R. Zitoun, Z. Phys. **C43** (1989).

[44] S. Jadach *et al.*, Comp. Phys. Comm. **79** (1994) 503.

[45] S. Ñova e T. Todorov, DELPHI 90-35 PROG 152 (1990).

[46] Tz. Spassoff e N. Smirnov, DELPHI 95- PROG (1995).

[47] http://delphiwww.cern.ch/delfigs/delwww/searches/cutoptim.html

[48] F.Matorras, Tese de Doutorado, "Universidad de Cantabria", 1992.

[49] A. Perrota, Publicação Interna, "Confidence Limits for Processes Selected with Low Efficiency", DELPHI 97-36/PHYS 689 ,1997.

[50] DELPHI Collaboration, "Search for Neutral Heavy Lepton Produced in Z Decays", CERN-PPE/96-195 (1996).

[51] T.Ahmed *et al.* (H1 Collaboration), Physics Letters **B340**, (1994) 205.

[52] L3 Collaboration, "Search for Heavy Neutral and Charged Leptons in e^+e^- Annihilation at $\sqrt{s} = 161$ and $\sqrt{s} = 172$ GeV", CERN-PPE/97-75 (1997).

[53] F. M. L. Almeida Jr. *et al.* Phys. Rev. **D51** (1995) 5990.

[54] M. G. Kendall e A. Stuart, "The Advanced Theory of Statistics, vol. 2 (Griffin and Co. Limited, London, 1973).

[55] H. Jeffreys, "Theory of Probability" (Clarendon, Oxford, 1939).

[56] O. Helene, Nucl. Instr. and Meth. **228** (1984) 120; Q. Helene, Nucl. Instr. and Meth. **212** (1983) 319; Q. Helene, Nucl. Instr. and Meth. **A300** (1991) 132; B. Escoubes *et al.*, Nucl Instr. and Meth. **A257** (1987) 346.

[57] Particle Data Group J. J. Hernandez *et al.*. Phys. Rev. **54D** (1996).

[58] K.K.Gan, J.Lee, R. Kass, OHSTPY-HEP-E-97-009 (1997).