**UNIVERSIDADE TÉCNICA DE LISBOA**
INSTITUTO SUPERIOR TÉCNICO

# Pesquisa da produção simples de quarks top via interacções de contacto associadas a correntes neutras com troca de sabor em LEP2

**Filipe Manuel Almeida Veloso**

(licenciado)

*Dissertação para obtenção do grau de mestre em física*

| | |
|---|---|
| **Orientador:** | Professor Doutor António Joaquim Onofre de Abreu Ribeiro Gonçalves |
| **Co-orientador:** | Professor Doutor Mário João Martins Pimenta |

**Constituição do Júri:**

| | |
|---|---|
| **Presidente:** | Professor Doutor Mário João Martins Pimenta |
| **Vogais:** | Professor Doutor Orlando Olavo Aragão Aleixo e Neves de Oliveira |
| | Professor Doutor António Joaquim Onofre de Abreu Ribeiro Gonçalves |
| | Professor Doutor Pedro Moraes Salgueiro Teixeira de Abreu |

Março de 2004

Aos meus pais

"Convenhamos entretanto que tudo isto é muito complicado, pouco gratificante e difícil de fazer. Fácil, fácil, é mesmo tornar-se doente mental."

J. L. Pio Abreu
*Como tornar-se doente mental*

"Desde que fiquei maluco que me sinto muito melhor."

Ricardo Adolfo
*Os chouriços são todos para assar*

# Resumo

Esta tese é dedicada ao estudo da produção simples de quarks $t$ em colisões electrão--positrão. Os dados analisados foram obtidos com o detector DELPHI do acelerador LEP do CERN, a energias de centro de massa que variaram entre 189 GeV e 209 GeV e que correspondem a uma luminosidade integrada igual a 598 $pb^{-1}$.

De acordo com o Modelo Padrão, a secção eficaz para a produção de quarks $t$ no acelerador LEP é extremamente baixa. Assim, a produção de quarks $t$ pode ser uma indicação da existência de física nova. Usou-se um modelo efectivo geral para prever a produção simples de quarks $t$ via interacções de contacto associadas a correntes neutras com troca de sabor. Neste modelo, a secção eficaz depende de vários acoplamentos desconhecidos (escalares, vectoriais e tensoriais) e da escala típica de energia $\Lambda$ desta nova física.

Desenvolveu-se um gerador de sinal, considerando diferentes cenários para os valores dos acoplamentos. A análise dos dados dividiu-se em duas fases: uma sequencial e outra discriminante. Na ausência de sinal, estabeleceram-se limites inferiores, com um nível de confiança de 95%, na escala de energia $\Lambda$, para os diferentes cenários.

## Palavras chave

LEP, DELPHI, quark $t$, interacções de contacto, correntes neutras com troca de sabor, acoplamentos anómalos

# Abstract

This thesis is dedicated to the search for single $t$ quark production in electron--positron collisions. The analysed data were obtained with the DELPHI detector of the LEP accelerator at CERN, at centre-of-mass energies ranging from 189 GeV up to 209 GeV and correspond to an integrated luminosity of 598 pb$^{-1}$.

According to the Standard Model, the $t$ quark production cross-section at LEP is very small. Therefore, any $t$ quark evidence would be a signature of new physics. A general effective model was used to predict the single top quark production via contact interactions with flavour changing neutral currents. In this model the cross-section depends on unknown couplings (scalar, vector and tensor type) and on the typical energy scale $\Lambda$ for this new physics.

A signal generator was developed, considering different coupling values. The data analysis was split in two fases: a sequential and a discriminant one. In the absence of a signal, lower limits on $\Lambda$ were derived for the different scenarios, with 95% confidence level.

## Key words

LEP, DELPHI, $t$ quark, contact interactions, flavour changing neutral currents, anomalous couplings

# Agradecimentos

Agradeço ao Professor António Onofre por me ter dado a oportunidade de realizar o trabalho aqui descrito e por me ter orientado durante estes anos. Este trabalho também foi orientado pelo Professor Mário Pimenta e pela Investigadora Catarina Espírito-Santo, aos quais também agradeço.

Aos Professores Orlando Oliveira e Rui Santos agradeço a valiosa cooperação relacionada com aspectos teóricos deste trabalho.

Agradeço ao Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas todo o apoio dado, nomeadamente a concessão de uma bolsa de investigação científica. Agradeço também ao Centro de Física Computacional da Universidade de Coimbra pela gentil cedência de um gabinete.

Agradeço ao meu colega de longa data, Nuno Castro, as muitas discussões de trabalho (e não só) em que cada um tentava rebater com insistência os argumentos do outro. Agradeço aos restantes amigos e colegas, de Lisboa e de Coimbra, a amizade e o apoio dado.

Aos meus pais, ao Tiago e à Margarida agradeço o afecto e o apoio dado.

A estes e a todos os outros que não mencionei agradeço a enorme paciência necessária para conviver comigo.

# Conteúdo

# Lista de Figuras

# Lista de Tabelas

# 1

# Introdução

O estudo do quark $t$ é um dos objectivos principais da física das altas energias na actualidade. De todas as partículas elementares conhecidas, o quark $t$ é a mais massiva e, devido a isso, a estatística recolhida é reduzida, o que a torna na partícula menos estudada. Os erros na massa, na largura de decaimento para quarks $b$, na secção eficaz para a sua produção e no elemento $V_{tb}$ da matriz CKM são consideráveis. Ainda não se conhecem bem as distribuições angulares das partículas resultantes dos decaimentos destes quarks, nem tão pouco a grande maioria dos acoplamentos em que participam (ou podem participar). A elevada massa do quark $t$ também pode ser uma indicação da existência de uma subestrutura dos quarks. Este ponto, bem como o dos acoplamentos, torna o quark $t$ extremamente sensível à existência de nova física para além do modelo padrão aceite actualmente.

No acelerador LEP, o quark $t$ apenas pode ser produzido isoladamente, uma vez que a energia de centro de massa disponível não permite a sua produção em pares. Esta produção simples pode ocorrer no âmbito do modelo padrão, mas a secção eficaz para este processo, proibido ao nível árvore, é extremamente pequena e o número de acontecimentos esperados é desprezável. No entanto, há várias extensões do modelo padrão que prevêem a produção simples de quarks $t$ no acelerador LEP. Um procedimento muito geral consiste em considerar a produção simples do quark $t$ via interacções de contacto a quatro fermiões associadas a correntes neutras com troca de sabor.

O trabalho descrito nesta tese foi desenvolvido no âmbito da colaboração DELPHI, cujo detector permitia o estudo de colisões de electrões com positrões, fornecidos pelo acelerador LEP, com energias de centro de massa a rondar os 200 GeV. Com este trabalho pesquisou-se a produção de quarks $t$ através dos canais de decaimento possiveis, considerando que o quark $t$ decai para $bW$: $ct \to cbW \to cbjj$ (topologia hadrónica) e $ct \to cbW \to cb\ell\nu_\ell$ (topologia semileptónica).

A tese está organizada no seguinte modo: O capítulo 2 é dedicado à descrição dos modelos teóricos usados. É feita uma descrição sumária do Modelo Padrão e da sua extensão efectiva mais geral que prevê a produção simples de quarks $t$ via correntes neutras com troca de sabor. Neste capítulo também é descrito o gerador de acontecimentos, feito especificamente para a análise aqui apresentada. No capítulo 3 é descrito o acelerador LEP, o detector DELPHI, o sistema de aquisição de dados e a medida da luminosidade. A geração, simulação e a reconstrução de acontecimentos do fundo esperado, são apresentadas no capítulo 4, enquanto que a análise dos dados está descrita no capítulo 5. Os resultados e os métodos usados para os obter são apresentados no capítulo 6. Finalmente, no capítulo 7 é apresentada a conclusão deste trabalho.

# 2

# Os modelos teóricos

O Modelo Padrão (SM) tem tido um grande sucesso na descrição dos dados experimentais até hoje existentes. No entanto, há a convicção de que não esteja completo ou seja, que é apenas um modelo efectivo válido às escalas de energia presentemente acessíveis. O quark $t$ é, de todos os quarks conhecidos, o mais pesado e, por isso, o mais difícil de produzir em colisionadores de partículas, o que o torna o quark menos estudado. De acordo com o SM, a produção de quarks $t$ no acelerador LEP é desprezável. Contudo é possível usar os dados do acelerador LEP para estudar física para além do SM associada ao quark $t$ e prevista por outros modelos. Neste capítulo são revistos os aspectos teóricos relevantes para este trabalho: a secção 2.1 é dedicada ao modelo padrão, enquanto que o modelo efectivo mais geral que prevê a produção de quarks $t$ no acelerador LEP é descrito na secção 2.2; a geração, por métodos de Monte Carlo, dos acontecimentos de sinal previstos por este modelo é apresentada na secção 2.3.

## 2.1 O modelo padrão

A teoria do campo com quebra de simetria local do grupo $SU(2) \times U(1)$, proposta por Glashow [1], Salam [2] e Weinberg [3], é designada por modelo padrão das interacções electrofracas. Esta teoria reproduz com grande precisão os dados experimentais existentes [4] e unifica as interacções fraca e electromagnética, descrevendo-as como aspectos particulares da interacção electrofraca. A interacção forte é descrita de um modo semelhante usando o grupo de simetria $SU(3)$. O modelo que engloba estas interacções é aquele que normalmente se designa por Modelo Padrão (SM).

O lagrangeano do SM é composto por diferentes sectores,

$$\mathcal{L}_{\mathrm{SM}} = \mathcal{L}_{\mathrm{gauge}} + \mathcal{L}_{\mathrm{fermiões}} + \mathcal{L}_{\mathrm{Higgs}} + \mathcal{L}_{\mathrm{Yukawa}}, \tag{2.1}$$

que serão discutidos de seguida.

### 2.1.1 Os constituintes do modelo padrão

Depois da quebra espontânea de simetria (ver, por exemplo, [5]) o sector que descreve as partículas responsáveis pelas interacções (sector de *gauge*, $\mathcal{L}_{\mathrm{gauge}}$) é composto por doze campos vectoriais, que correspondem aos bosões carregados $W^+$ e $W^-$, responsáveis pelas correntes electrofracas carregadas, aos bosões neutros $Z^0$ e $\gamma$, responsáveis

*Tabela 2.1:*
*Quarks e leptões conhecidos.*

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1ª família | neutrino electrónico | electrão | | *up* | | *down* | |
| | $(\nu_{eL})$ | $(e_L^-)$ | $(e_R^-)$ | $(u_L)$ | $(u_R)$ | $(d_L)$ | $(d_R)$ |
| 2ª família | neutrino muónico | muão | | *charm* | | *strange* | |
| | $(\nu_{\mu L})$ | $(\mu_L^-)$ | $(\mu_R^-)$ | $(c_L)$ | $(c_R)$ | $(s_L)$ | $(s_R)$ |
| 3ª família | neutrino tauónico | tau | | *top* | | *bottom* | |
| | $(\nu_{\tau L})$ | $(\tau_L^-)$ | $(\tau_R^-)$ | $(t_L)$ | $(t_R)$ | $(b_L)$ | $(b_R)$ |
| $T$ | 1/2 | 1/2 | 0 | 1/2 | 0 | 1/2 | 0 |
| $T_3$ | 1/2 | −1/2 | 0 | 1/2 | 0 | −1/2 | 0 |
| $Q$ | 0 | −1 | −1 | 2/3 | 2/3 | −1/3 | −1/3 |
| $Y$ | −1 | −1 | −2 | 1/3 | 4/3 | 1/3 | −2/3 |

pelas correntes electrofracas neutras e aos oito gluões, bosões com cor $g_i$, $i = 1, \ldots, 8$, responsáveis pela interacção forte.

O sector fermiónico $\mathcal{L}_{\text{fermiões}}$ descreve as partículas de "matéria". Experimentalmente verifica-se que há diferentes tipos de fermiões. Os que podem interagir por meio da força forte denominam-se quarks enquanto que os outros se chamam leptões. Conhecem-se vários sabores (tipos) de quarks e leptões, agrupados em famílias tal como descrito na tabela 2.1. Os campos associados aos fermiões são descritos em termos das componentes de estado de helicidade — dupletos de componentes esquerdas e singletos de componentes direitas. Assim, para a primeira família:

$$\psi_L(l_1) = \begin{bmatrix} \nu_e \\ e^- \end{bmatrix}_L, \quad \psi_R(l_1) = e_R^-, \quad \psi_L(q_1) = \begin{bmatrix} u \\ d \end{bmatrix}_L, \quad \psi_R(q_1) = u_R \text{ ou } \mathrm{d_R}. \qquad (2.2)$$

Cada multipleto é um estado próprio do operador isospin $\hat{T}$, gerador do grupo $SU(2)$. O gerador do grupo $U(1)$ do SM é o operador de hipercarga $Y$. A carga eléctrica define-se como $Q = T_3 + \frac{1}{2}Y$. Os números quânticos correspondentes aos fermiões conhecidos estão representados na tabela 2.1. No SM os neutrinos só existem em estados com a componente esquerda de helicidade e não têm massa[1]. Resultados recentes [6, 7, 8, 9] mostram que há oscilação de neutrinos e que, como consequência, estes podem ter massa. As extensões ao SM que contemplam neutrinos com massa ou com componente direita de helicidade saem do âmbito desta tese e não serão aqui discutidas (ver, por exemplo, [10, 11]).

[1]Por não possuírem a componente direita de helicidade, os termos de massa de Dirac correspondentes são nulos. No entanto, se para além de se considerar apenas a componente esquerda de helicidade, também se identificarem os antineutrinos com os neutrinos (neutrinos de Majorana), então os neutrinos poderão ter massa.

*Tabela 2.2:*
*Massas do quark $t$ e secções eficazes, $\sigma_{p\bar{p}\to t\bar{t}}$ (pb), medidas pelas experiências DØ e CDF a $\sqrt{s} = 1{,}8$ TeV. Também se indica, para comparação, as previsões do SM para a secção eficaz considerando diferentes valores para a massa do quark $t$. (adaptado de [4])*

| | |
|---|---|
| $m_t$ medida pela colaboração DØ | 172,1 ± 5,2 ± 4,9 GeV/$c^2$ |
| $m_t$ medida pela colaboração CDF | 176,1 ± 6,6 GeV/$c^2$ |
| $m_t$ combinada | 174,3 ± 3,2 ± 4,0 GeV/$c^2$ |
| $\sigma_{p\bar{p}\to t\bar{t}}$ medida pela colaboração DØ | 5,7 ± 1,6 pb |
| $\sigma_{p\bar{p}\to t\bar{t}}$ medida pela colaboração CDF | $6{,}5^{+1,7}_{-1,4}$ pb |
| $\sigma_{p\bar{p}\to t\bar{t}}$ prevista pelo SM para $m_t = 172,1$ GeV/$c^2$ | 5,2 a 6,0 pb |
| $\sigma_{p\bar{p}\to t\bar{t}}$ prevista pelo SM para $m_t = 175$ GeV/$c^2$ | 4,75 a 5,5 pb |

O sector fermiónico e o de *gauge* não possuem termos de massa, já que a inclusão explícita de termos deste tipo origina lagrangeanos não invariantes de *gauge*. Os termos de massa para os bosões no SM obtêm-se acrescentando campos escalares ao lagrangeano — sector de Higgs, $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$. Depois da quebra de simetria, estes campos originam termos de massa invariantes de *gauge* para os bosões e apenas sobrevive um campo escalar (o bosão de Higgs). Os termos de massa para os fermiões são obtidos com o último sector do lagrangeano, $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$, acoplando o bosão de Higgs aos fermiões (acoplamentos de Yukawa). A quebra espontânea de simetria faz com que os estados próprios de massa dos quarks (os estados representados na tabela 2.1) sejam diferentes dos estados antes da quebra de simetria (estados de *gauge*). Os diferentes estados de quarks relacionam-se da seguinte forma:

$$U'_L = S^U_L U_L, \quad U'_R = S^U_R U_R, \quad D'_L = S^D_L D_L, \quad D'_R = S^D_R D_R, \tag{2.3}$$

em que $U = [u, c, t]$, $D = [d, s, b]$, $S^{U,D}_{L,R}$ são matrizes unitárias e os apóstrofes representam os estados de *gauge*.

Não obstante o sucesso que o SM obteve, há dezanove parâmetros livres e vários pontos ainda não verificados experimentalmente, não justificados ou em aberto: a existência do bosão de Higgs, o número de famílias de quarks e leptões, o mecanismo de atribuição de massa às partículas e a sua hierarquia. O quark $t$, por exemplo, é tão pesado como o isótopo mais abundante do átomo de rénio, $^{187}\text{Re}_{75}$, um estado ligado de 635 partículas elementares leves ($e^-$ e quarks $u$ e $d$).

A primeira indicação da existência do quark $t$ foi dada pelos ajustes electrofracos a dados obtidos por várias experiências, com dominância do acelerador LEP (a energias de centro de massa semelhantes à massa do $Z^0$) [12]. O quark $t$ foi descoberto pelas colaborações CDF [13] e DØ [14] em colisões protão antiprotão ($q\bar{q} \to t\bar{t}$ e $gg \to t\bar{t}$) no colisionador Tevatron do Fermilab, com $\sqrt{s} = 1{,}8$ TeV. A massa medida é $m_t = 174,3 \pm 3,2 \pm 4,0$ GeV/$c^2$ [4] e a secção eficaz para a produção dupla em colisões $p\bar{p}$, $\sigma_{p\bar{p}\to t\bar{t}}$ obtida pelas colaborações CDF e DØ está representada na tabela 2.2 juntamente com os valores previstos pelo SM [4]. Como consequência da estatística limitada recolhida até ao momento, a massa do quark $t$, as razões de decaimento, os elementos da matriz CKM relacionados com o quark $t$, a estrutura dos acoplamentos e a secção eficaz têm erros grandes.

### 2.1.2 As correntes neutras com troca de sabor

Devido à rotação entre os estados de *gauge* e os estados de massa, as correntes carregadas não são diagonais para estes estados:

$$\begin{aligned}
J_\alpha^c &\propto \bar{u}'_L\gamma_\alpha d'_L + \bar{c}'_L\gamma_\alpha s'_L + \bar{t}'_L\gamma_\alpha b'_L \\
&= \bar{U}'_L\gamma_\alpha D'_L \\
&= \bar{U}_L\gamma_\alpha S_L^{U\dagger}S_L^D D_L \\
&= \bar{U}_L\gamma_\alpha V D_L \\
&= \bar{U}_L\gamma_\alpha D''_L \\
&= \bar{u}_L\gamma_\alpha d''_L + \bar{c}_L\gamma_\alpha s''_L + \bar{t}_L\gamma_\alpha b''_L,
\end{aligned} \tag{2.4}$$

em que $V = S_L^{U\dagger}S_L^D$ é a matriz unitária de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [15] que relaciona os estados de massa com os estados que diagonalizam as correntes carregadas, $d'', s'', b''$:

$$\begin{bmatrix} d'' \\ s'' \\ b'' \end{bmatrix} = V \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix}. \tag{2.5}$$

Assim, devido à matriz CKM, as correntes carregadas permitem interacções entre quarks de diferentes famílias. O mesmo já não acontece a nível árvore com as correntes neutras. De facto, a corrente neutra $J_\alpha^n$ escreve-se:

$$\begin{aligned}
J_\alpha^n &\propto \bar{u}'\gamma_\alpha u' + \bar{c}'\gamma_\alpha c' + \bar{t}'\gamma_\alpha t' + \bar{d}'\gamma_\alpha d' + \bar{s}'\gamma_\alpha s' + \bar{b}'\gamma_\alpha b' \\
&= \bar{U}'\gamma_\alpha U' + D'\gamma_\alpha D' \\
&= \bar{U}'_L\gamma_\alpha U'_L + \bar{U}'_R\gamma_\alpha U'_R + \bar{D}'_L\gamma_\alpha D'_L + \bar{D}'_R\gamma_\alpha D'_R \\
&= \bar{U}_L\gamma_\alpha S_L^{U\dagger}S_L^U U_L + \bar{U}_R\gamma_\alpha S_R^{U\dagger}S_R^U U_R + \bar{D}_L\gamma_\alpha S_L^{D\dagger}S_L^D D_L + \bar{D}_R\gamma_\alpha S_R^{D\dagger}S_R^D D_R \\
&= \bar{U}_L\gamma_\alpha U_L + \bar{U}_R\gamma_\alpha U_R + \bar{D}_L\gamma_\alpha D_L + \bar{D}_R\gamma_\alpha D_R \\
&= \bar{U}\gamma_\alpha U + \bar{D}\gamma_\alpha D \\
&= \bar{u}\gamma_\alpha u + \bar{c}\gamma_\alpha c + \bar{t}\gamma_\alpha t + \bar{d}\gamma_\alpha d + \bar{s}\gamma_\alpha s + \bar{b}\gamma_\alpha b,
\end{aligned} \tag{2.6}$$

i.e. as correntes neutras com troca de sabor (FCNC) são proibidas a nível árvore no lagrangeano do SM. A níveis superiores, os *loops* geram correntes neutras do tipo:

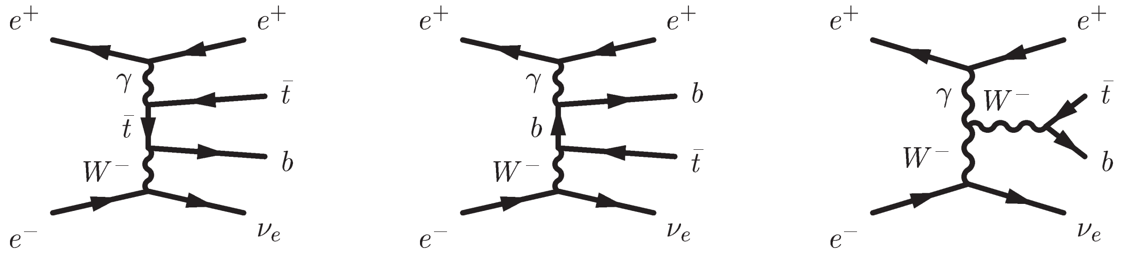
$$\sum_q \sum_{q' \neq q''} V_{qq'}V^*_{qq''}\bar{q}'' \left(\frac{i}{p - m_q}\right) q', \tag{2.7}$$

em que $q = u, c, t$ e $q', q'' = d, s, b$. A unitariedade da matriz CKM faz com que estas contribuições se cancelem para massas degeneradas de quarks. Para o caso da não degenerescência, quanto menor for a diferença de massas mais suprimidas serão as FCNC. Este resultado é conhecido por mecanismo de GIM [16].

### 2.1.3 Produção de quarks $t$ em colisões $e^+e^-$ no modelo padrão

De acordo com o SM, o quark $t$ pode ser produzido em colisões de electrões com positrões aos pares ou individualmente. A produção dupla,

$$e^+e^- \to t\bar{t}, \tag{2.8}$$



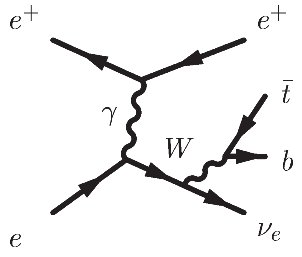



*Figura 2.1: Principais diagramas de Feynman do SM para o processo $e^+e^- \to e^+\nu_e\bar{t}b$.*

não é conseguida no acelerador LEP porque a energia de centro de massa disponível não é suficiente. Pelo mesmo motivo, a produção simples do quark $t$ através do processo:

$$e^+e^- \to t\bar{b}W \quad (W \text{ real}), \tag{2.9}$$

também não é possível no acelerador LEP. Os processos possíveis para a produção simples no acelerador LEP são então:

$$e^+e^- \to t\bar{b}e^-\bar{\nu}_e, \tag{2.10}$$

$$e^+e^- \to t\bar{c} \quad (t\bar{u}). \tag{2.11}$$

A secção eficaz total para o processo 2.10 foi calculada [17] considerando todos os diagramas de Feynman de nível árvore[2]. Os quatro diagramas mais importantes estão representados na figura 2.1. Os valores da secção eficaz, bem como os valores obtidos considerando apenas os quatro diagramas principais, estão representados na figura 2.2 em função da energia de centro de massa e da massa do quark $t$[3]. Para $m_t = 175$ GeV/$c^2$ as secções eficazes são da ordem dos $3 \times 10^{-8}$ pb a $\sqrt{s} = 190$ GeV e $2 \times 10^{-6}$ pb para $\sqrt{s} = 210$ GeV.

O processo 2.11 contém FCNC e os diagramas que o descrevem estão representados na figura 2.3. Estes diagramas são processos a um *loop*, i.e. são processos a ordens superiores, e são suprimidos pelo mecanismo de GIM. Para $m_t = 175$ GeV/$c^2$ a secção eficaz total [18] é $\sigma = 1{,}84 \times 10^{-12}$ pb a $\sqrt{s} = 200$ GeV. Assim, este processo tem uma secção eficaz muito inferior ao limiar de observação do acelerador LEP.

## 2.2 Modelos efectivos

Vários modelos, que introduzem extensões ao SM, prevêem um valor superior para a secção eficaz de produção de quarks $t$ no acelerador LEP e alguns destes modelos prevêem mesmo a produção destes quarks ao nível árvore. Uma abordagem possível

[2] Os diagramas que contêm propagadores do bosão de Higgs não foram considerados devido ao acoplamento de Yukawa do Higgs ao electrão ser muito fraco.

[3] A secção eficaz deste processo foi calculada antes da descoberta do quark $t$.

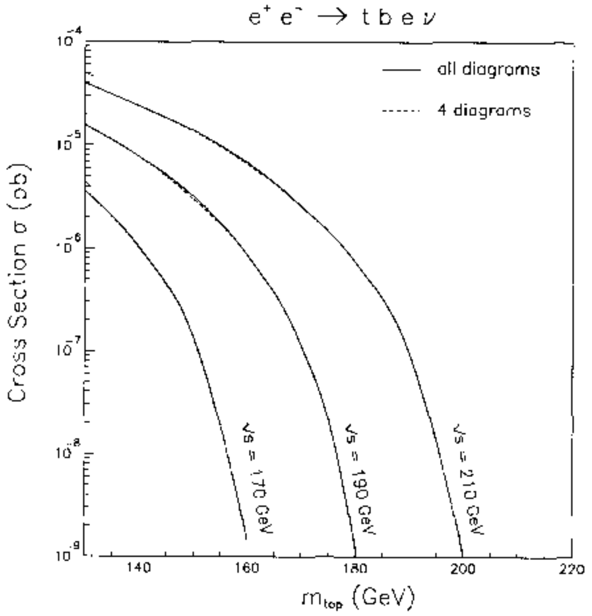
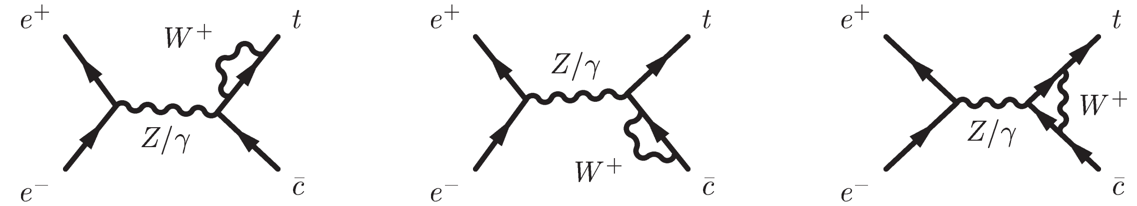



*Figura 2.2: Secções eficazes para o processo $e^+e^- \to e^+\nu\bar{t}b$ em função de $\sqrt{s}$ e $m_t$ (adaptado de [17]).*



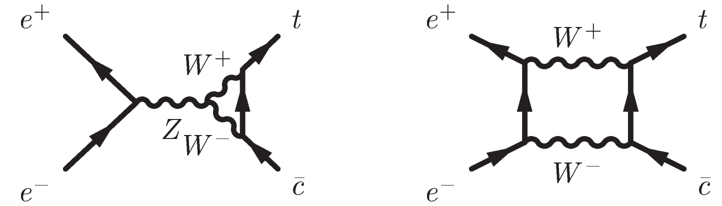




*Figura 2.3: Diagramas de Feynman do Modelo Padrão para o processo $e^+e^- \to t\bar{c}$.*

consiste em usar lagrangeanos efectivos [19], em que se parametrizam fenomenologicamente e a baixas energias, os possíveis desvios à física conhecida devidas a novas interacções ou partículas pesadas.

No caso em que estamos interessados, a produção de fermiões em colisões $e^+e^-$, o lagrangeano efectivo $\mathcal{L}_{\text{eff}}$ mais geral é [20, 21]:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_{n=5}^{\infty} \frac{1}{\Lambda^{n-4}} \sum_i \alpha_{n,i} \mathcal{O}_i^n, \tag{2.12}$$

em que o primeiro termo representa o lagrangeano do SM, o outro termo representa a nova física, $\Lambda$ é a escala típica de energia dessa nova física, $\mathcal{O}_i^n$ são operadores de ordem $n$ e $\alpha_{n,i}$ são os coeficientes correspondentes. Os operadores efectivos $\mathcal{O}_i^n$ são construídos de forma a respeitar as simetrias de *gauge* do modelo padrão (caso contrário poderiam originar-se a baixas energias termos não invariantes de *gauge* severamente constrangidos pelos dados experimentais existentes) embora possa não atender às suas simetrias globais. Regra geral, os operadores dominantes são os de ordem mais baixa. Quanto

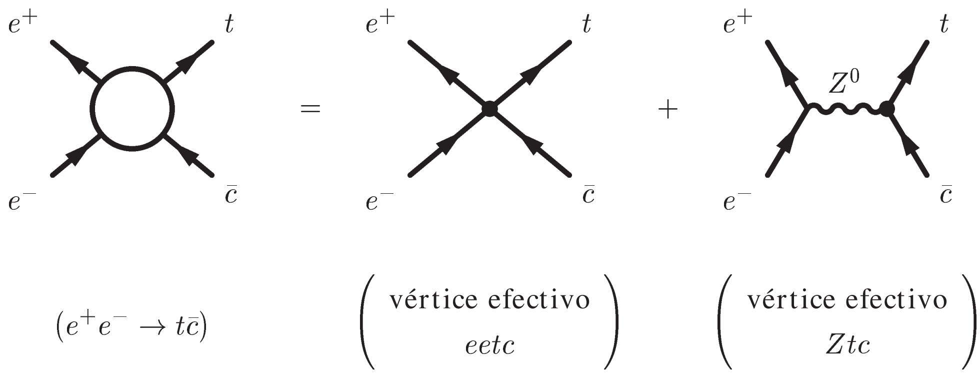



*Figura 2.4: O processo $e^+e^- \to t\bar{c}$ e as contribuições dos vértices eetc e Ztc.*

maior for a ordem do operador maior será a supressão originada pela escala de energia. Como estes operadores parametrizam os efeitos a baixas energias de nova física, eles deixam de ser válidos para energias superiores à escala típica dessa nova física $\Lambda$.

A energias suficientemente baixas apenas os primeiros termos dos somatórios são relevantes e correspondem geralmente a operadores de nível árvore[4]. A única forma de conhecer os valores dos coeficientes $\alpha_i$ é através da sua determinação experimental. Caso não seja observada a nova física representada por estes operadores, poder-se-ão estabelecer limites superiores nesses coeficientes (fixando $\Lambda$), limites inferiores em $\Lambda$ (fixando os coeficientes) ou limites superiores na razão $\alpha_i/\Lambda$.

### 2.2.1 Interacções de contacto

No modelo usado nesta tese [22] consideram-se os operadores efectivos para a produção simples de quarks $t$ no acelerador LEP via FCNC. Apenas são tomados em conta os operadores de ordem 6 correspondentes aos vértices efectivos *eetc* (que não inclui a contribuição do $Z^0$) e *Ztc*, desprezando-se os de ordem superior[5]. A figura 2.4 representa os diagramas de Feynman do processo $e^+e^- \to t\bar{c}$.

O lagrangeano correspondente ao diagrama com o vértice efectivo *eetc* é [22]:

$$\mathcal{L}_{eetc} = \frac{1}{\Lambda^2} \sum_{i,j=L,R} \left\{ V_{ij}(\bar{e}\gamma_\mu P_i e)(\bar{t}\gamma^\mu P_j c) + S_{ij}(\bar{e}P_i e)(\bar{t}P_j c) + T_{ij}(\bar{e}\sigma_{\mu\nu}P_i e)(\bar{t}\sigma_{\mu\nu}P_j c) \right\}, \tag{2.13}$$

enquanto que o vértice efectivo *Ztc* é descrito por:

$$\mathcal{L}_{Z_\mu tc} = g\frac{v^2}{\Lambda^2}\bar{t}\gamma_\mu \left(a_L^Z P_L + a_R^Z P_R\right) c. \tag{2.14}$$

Nestas expressões, $P_L = (1-\gamma_5)/2$, $P_R = (1+\gamma_5)/2$ e $V_{ij}$, $S_{ij}$ e $T_ij$ são, respectivamente, os acoplamentos vectoriais, escalares e tensoriais que parametrizam o vértice *eetc*. Os

[4] No caso das teorias de interacção fortes em que as correcções radiativas são da mesma intensidade em qualquer ordem, termos de ordem superior também poderão ser relevantes. No entanto, apenas nos interessam as teorias de interacção fracas em que os coeficientes da série são $\leq 1$.

[5] Os operadores de ordem 5 também não são considerados por violarem a conservação do número leptónico [20, 21].

coeficientes $a_L^Z$ e $a_R^Z$ são os acoplamentos vectoriais, esquerdo e direito respectivamente, que caracterizam o vértice $Ztc$. Apenas $S_{RR}$, $T_{RR}$ e os acoplamentos vectoriais ($V_{LL}$, $V_{LR}$, $V_{RL}$, $V_{RR}$, $a_L^Z$ e $a_R^Z$) são não nulos [22].

A amplitude invariante obtida a partir das expressões 2.13 e 2.14 é:

$$
\begin{aligned}
\mathcal{M}_{e^+e^-\to t\bar{c}} = \frac{1}{\Lambda^2}\sum_{i,j=L,R}\Bigg\{ & \left(V_{ij} + 4c_i^Z a_j^Z \frac{m_W m_Z}{s-m_Z^2}\right)(\bar{v}_{\bar{e}}\gamma_\mu P_i u_e)(\bar{u}_{\bar{t}}\gamma^\mu P_j v_c) \\
& + S_{ij}(\bar{v}_{\bar{e}} P_i u_e)(\bar{u}_{\bar{t}} P_j v_c) \\
& + T_{ij}(\bar{v}_{\bar{e}}\sigma_{\mu\nu} P_i u_e)(\bar{u}_{\bar{t}}\sigma_{\mu\nu} P_j v_c)\Bigg\}
\end{aligned} \tag{2.15}
$$

em que $c_L^Z = -1/2 + \sin^2(\theta_W)$ é o acoplamento do bosão $Z^0$ a um electrão de helicidade esquerda enquanto que $c_R^Z = \sin^2(\theta_W)$ é o equivalente direito.

A secção eficaz diferencial [23] que se obtém a partir desta amplitude invariante é:

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\theta} = \frac{\mathcal{C}}{8}\sin\theta\Bigg\{ & S_{RR}^2(1+\beta) - 4S_{RR}T_{RR}(1+\beta)\cos\theta \\
& +16T_{RR}^2\left(1-\beta+2\beta\cos^2\theta\right) \\
& 2\left[\left(V_{RR}+4c_R^Z a_R^Z\frac{m_W m_Z}{s-m_Z^2}\right)^2 + \left(V_{LL}+4c_L^Z a_L^Z\frac{m_W m_Z}{s-m_Z^2}\right)^2\right] \\
& \times\left[1+(1+\beta)\cos\theta+\beta\cos^2\theta\right] \\
& +2\left[\left(V_{RL}+4c_R^Z a_L^Z\frac{m_W m_Z}{s-m_Z^2}\right)^2 + \left(V_{LR}+4c_L^Z a_R^Z\frac{m_W m_Z}{s-m_Z^2}\right)^2\right] \\
& \times\left[1-(1+\beta)\cos\theta+\beta\cos^2\theta\right]\Bigg\}
\end{aligned} \tag{2.16}
$$

onde

$$
\mathcal{C} = \frac{s}{\Lambda^4}\frac{\beta^2}{4\pi(1+\beta)^3} \quad \text{e} \quad \beta = \frac{(s-m_t^2)}{(s+m_t^2)}. \tag{2.17}
$$

Integrando a expressão (2.16) obtém-se (incluindo os factores de cor) a secção eficaz total para o processo $e^+e^- \to t\bar{c} + \bar{t}c$:

$$
\begin{aligned}
\sigma = \mathcal{C} \quad \Bigg\{ \quad & 8(3-\beta)T_{RR}^2 + \frac{3}{2}(1+\beta)S_{RR}^2 + (3+\beta)\times \\
& \left[\left(V_{RR}+4c_R^Z a_R^Z\frac{m_W m_Z}{s-m_Z^2}\right)^2 + \left(V_{LL}+4c_L^Z a_L^Z\frac{m_W m_Z}{s-m_Z^2}\right)^2\right. \\
& \left. +\left(V_{RL}+4c_R^Z a_L^Z\frac{m_W m_Z}{s-m_Z^2}\right)^2 + \left(V_{LR}+4c_L^Z a_R^Z\frac{m_W m_Z}{s-m_Z^2}\right)^2\right]\Bigg\}.
\end{aligned} \tag{2.18}
$$

Consoante os valores escolhidos para os acoplamentos, obter-se-ão diferentes cenários possíveis. Os valores dos acoplamentos para os vários cenários considerados nesta

*Tabela 2.3:*
*Cenários para os parâmetros dos modelos das interacções de contacto e dos acoplamentos anómalos Ztc.*

| Cenário | $S_{RR}$ | $V_{RR}$ | $V_{RL}$ | $V_{LR}$ | $V_{LL}$ | $T_{RR}$ | $a_R^Z$ | $a_L^Z$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $SVT$ | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 0 | 0 |
| $S$ | 1 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| $V$ | 0 | 1 | 1 | 1 | 1 | 0 | 0 | 0 |
| $T$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 1 | 0 | 0 |
| $a$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 1 | 1 |
| $V-a$ | 0 | 1 | 1 | 1 | 1 | 0 | $-1$ | $-1$ |
| $V+a$ | 0 | 1 | 1 | 1 | 1 | 0 | 1 | 1 |

tese estão indicados na tabela 2.3. Dois dos cenários estudados correspondem às interferências construtiva e destrutiva entre os vértices $eetc$ e $Ztc$. A secção eficaz do processo $e^+e^- \to t\bar{c}+\bar{t}c$ para esses cenários está representada na figura 2.5 em função da energia de centro de massa, $\sqrt{s}$. Tal como se observa na figura 2.5, a contribuição do vértice $Ztc$ é aproximadamente duas ordens de grandeza inferior à contribuição do vértice $eetc$.

### 2.2.2 Acoplamentos anómalos

Um outro modelo efectivo, num quadro mais restritivo em que se considera apenas a troca de bosões no canal $s$ [24], interpreta o vértice $Ztc$ em função de um acoplamento anómalo $\kappa_Z$. Neste âmbito surge também o vértice $\gamma tc$, descrito em termos do acoplamento anómalo $\kappa_\gamma$. Os vértices efectivos propostos são:

$$\Gamma_\mu^\gamma = \kappa_\gamma \frac{ee_q}{m_t}\sigma_{\mu\nu}(g_1 P_L + g_2 P_R)q^\nu \tag{2.19}$$

$$\Gamma_\mu^Z = \kappa_Z \frac{e}{\sin 2\theta_W}\gamma_\mu(z_1 P_R + z_2 P_R) \tag{2.20}$$

onde $e$ é a carga eléctrica e $e_q$ é a carga do quark $t$; $\theta_W$ é o ângulo de Weinberg; $\sigma^{\mu\nu} = (\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)/2$; $\kappa_\gamma$ ($\kappa_Z$) representa a intensidade do acoplamento anómalo ao bosão $\gamma$ ($Z^0$); $g_1$, $g_2$, $z_1$ e $z_2$ são as magnitudes relativas das componentes direita e esquerda das correntes e obedecem às relações:

$$g_1^2 + g_2^2 = 1, \quad z_1^2 + z_2^2 = 1. \tag{2.21}$$

Considerando nula a massa do quark $c$, a secção eficaz total para o processo $e^+e^- \to t\bar{c}+\bar{t}c$ equaciona-se:

$$\sigma = 2\xi\left[\kappa_\gamma^2 e_q^2 \frac{s}{m_t^2}\left(1+\frac{2m_t^2}{s}\right) + \frac{\kappa_Z^2(1+a_w^2)\left(2+\frac{m_t^2}{s}\right)}{4\sin^4 2\theta_W\left(1-\frac{M_Z^2}{s}\right)^2} + 3\kappa_\gamma\kappa_Z\frac{a_w e_q(g_1 z_1 + g_2 z_2)}{\sin^2 2\theta_W(1-\frac{M_Z^2}{s})}\right], \tag{2.22}$$

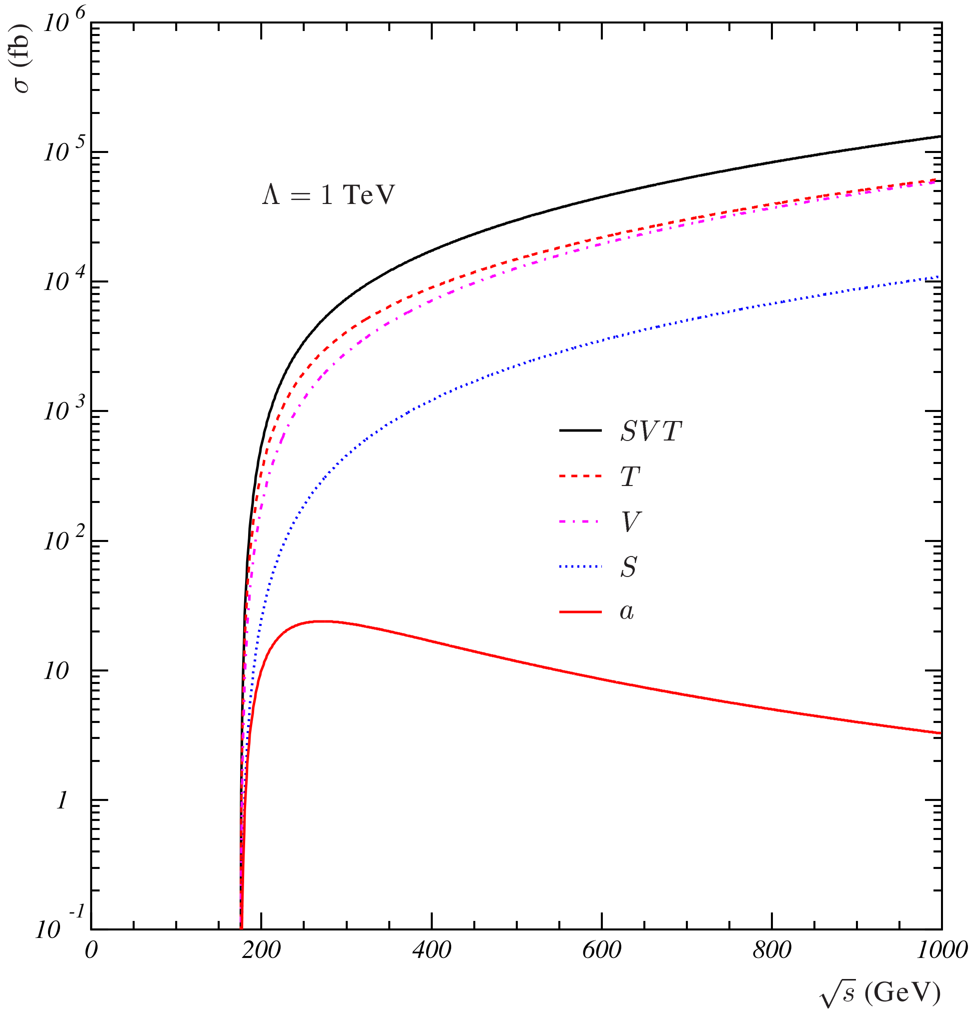



*Figura 2.5: Secção eficaz do processo $e^+e^- \to t\bar{c} + \bar{t}c$ em função da energia de centro de massa $\sqrt{s}$ para diferentes cenários de parâmetros da tabela 2.3 e considerando $\Lambda = 1$ TeV (adaptado de [22]).*

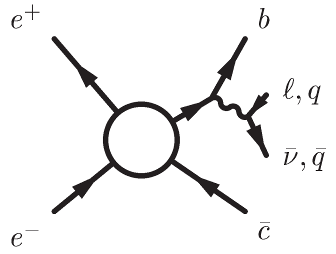



*Figura 2.6: Topologias possíveis do estado final dos acontecimentos de sinal.*

em que $\xi = (\pi\alpha^2/s)(1-m_t^2/s)^2$ e $a_w = 1-4\sin^2\theta_W$. O termo proporcional a $\kappa_\gamma^2$ representa a contribuição do fotão enquanto que o termo proporcional a $\kappa_Z^2$ representa a contribuição do bosão $Z^0$. O terceiro termo corresponde à interferência entre os dois bosões.

Este modelo já foi estudado por várias experiências: CDF [25] apresenta limites nas larguras parciais dos decaimentos $t \to c\gamma$ e $t \to cZ^0$, que podem ser convertidos em limites nos dois acoplamentos [24]; ZEUS [26] e H1 [27] são bastante sensíveis a $\kappa_\gamma$ sendo por isso os que apresentam os limites mais restritivos neste acoplamento; as quatro experiências do acelerador LEP (ALEPH [28, 29], OPAL [30], L3 [31] e DELPHI [32]) são as que impõem os limites mais restritivos para $\kappa_Z$.

Pode-se estabelecer uma ligação entre os dois modelos comparando as secções eficazes correspondentes. A relação obtida entre $\kappa_Z$ e $a_j^Z$ é:

$$\kappa_Z^2 = \left(a_L^2 + a_R^2\right)\left[2\cos\theta_W\left(\frac{v}{\Lambda}\right)^2\right]^2. \qquad (2.23)$$

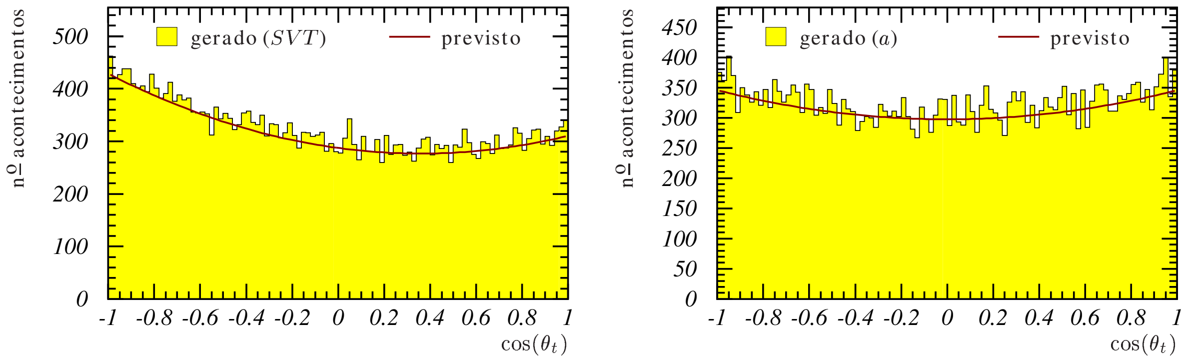
## 2.3 Geração do sinal

Para gerar os acontecimentos de sinal (ver figura 2.6), construiu-se um gerador baseado na biblioteca PYTHIA 5.720 [33]. Como o código original não contém o processo correspondente à produção de quarks $t$ via interações de contacto, foi necessário implementar um novo processo no PYTHIA de acordo com a secção eficaz diferencial 2.16. As alterações levadas a cabo tiveram em conta a possibilidade de escolha dos valores dos parâmetros $S_{RR}$, $V_{ij}$, $T_{RR}$ e $a_j^z$, sendo assim possível a geração de acontecimentos nos cenários considerados na tabela 2.3. Geraram-se quer acontecimentos $t\bar{c}$, quer acontecimentos $\bar{t}c$.

As radiações do estado inicial (ISR) e do estado final (FSR) correspondem respectivamente à emissão de fotões pelos leptões antes da colisão e à emissão de fotões ou gluões pelos quarks e leptões do estado final. Estas emissões podem ter efeitos consideráveis nas secções eficazes em LEP2, estão incluídas no PYTHIA e foram usadas na geração. As distribuições angulares previstas e obtidas para acontecimentos $t\bar{c}$ a $\sqrt{s}$ =206 GeV sem ISR, considerando os cenários $SVT$ e $a$, estão representadas na figura 2.7. A figura 2.8 mostra as distribuições angulares para os mesmos cenários e energia, mas considerando também os acontecimentos $\bar{t}c$ e ISR. As massas obtidas, em condições idênticas às das distribuições anteriores, dos quarks $t$ e $\bar{t}$, estão representadas na figura 2.9.

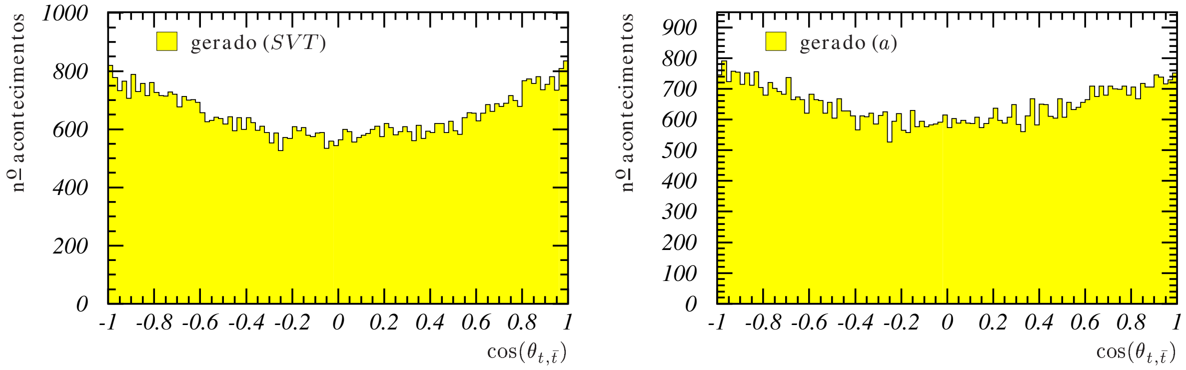
O quark $t$ tem uma vida média bastante curta[6] e é necessário incluir na geração o seu decaimento. O quark $t$ decai predominantemente para $bW$ [4]. Consideram-se os decaimentos hadrónicos ($W \to qq'$) e leptónicos ($W \to \ell\bar{\nu}_\ell$) do bosão $W$ proveniente do

[6] A vida média do quark $t$ é de tal ordem pequena que não há tempo suficiente para a formação de estados ligados [34].



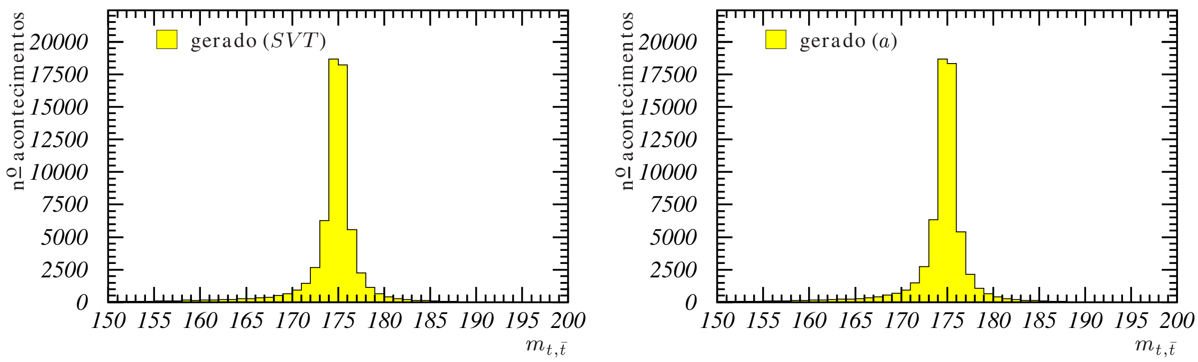

a) b)

*Figura 2.7: Distribuições angulares previstas e obtidas por métodos de Monte Carlo para acontecimentos $t\bar{c}$ sem ISR, a $\sqrt{s}$ =206 GeV para os cenários: a) SVT; b) a.*




a) b)

*Figura 2.8: Distribuições angulares obtidas por métodos de Monte Carlo para acontecimentos $t\bar{c}$ e $\bar{t}c$ com ISR, a $\sqrt{s}$ =206 GeV para os cenários: a) SVT; b) a.*




a) b)

*Figura 2.9: Massas dos quarks $t$ e $\bar{t}$ obtidas por métodos de MC, a $\sqrt{s}$ =206 GeV para os cenários: a) SVT; b) a.*

quark $t$. Os quarks produzidos na interação podem radiar gluões, que por sua vez criam novos gluões e pares de quarks, num processo em cascata a que se chama hadronização em que os quarks dão origem a jactos. Este fenómeno termina quando as partículas do estado final são estáveis. Como os quarks iniciais não são observados directamente, as suas propriedades só podem ser inferidas pelo estudo dos jactos hadrónicos por eles criados. A hadronização dos acontecimentos foi realizada com o JETSET 7.408 [33].

Os acontecimentos de sinal podem ser classificados em duas topologias de acordo com os decaimentos do $W$ (figura 2.6):

- topologia semileptónica, $e^+e^- \rightarrow t\bar{c} \rightarrow b\bar{c}\ell\bar{\nu}_\ell$, caracterizada pela presença de um jacto (originado por um quark $b$) e um leptão energéticos, um jacto de baixo momento e, devido à presença de um neutrino, energia perdida e momento linear total não nulo. A massa do sistema leptão neutrino, $m_{\ell\bar{\nu}_\ell}$ deve reconstruir a massa do bosão $W$ intermédio.
- topologia hadrónica, $e^+e^- \rightarrow t\bar{c} \rightarrow b\bar{c}q\bar{q}$, caraterizada pela presença de quatro jactos, um deles originado por um quark $b$ e outros dois resultantes do decaimento de um bosão $W$.

# 3

# A experiência DELPHI

Este capítulo é dedicado à descrição do acelerador LEP e do detector DELPHI, com referência a aspectos como a cadeia de aceleração do LEP, os subdetectores do detector DELPHI, o sistema de aquisição de dados e a medida da luminosidade.

## 3.1 LEP, colisionador $e^+e^-$

Os dados usados para a pesquisa das interações de contacto foram obtidos no anel de colisões de electrões e positrões LEP (*Large Electron Positron Collider*) [35] do CERN (*European Organization for Nuclear Research*) localizado na fronteira franco-suíça. O acelerador LEP entrou em funcionamento em Julho de 1989 e a tomada de dados cessou em Novembro de 2000, quando começou o seu desmantelamento com o objectivo de construir o anel de colisões de hadrões LHC (*Large Hadron Collider*). O sistema de injecção e aceleração dos electrões e dos positrões do acelerador LEP está esquematizado na figura 3.1.

Os electrões eram obtidos por aquecimento de um fio de cobre e de seguida a sua energia era aumentada até aos 200 MeV num acelerador linear. Os positrões eram produzidos fazendo colidir parte destes electrões com um alvo de tungsténio. Electrões e positrões eram acelerados independentemente no Injector Linear-LEP (LIL) até 600 MeV sendo guardados posteriormente no Anel Acumulador de Electrões e Positrões (EPA). Seguidamente eram injectados no Sincrotrão de Protões (PS) onde atingiam 3,5 GeV e no Super Sincrotrão de Protões (SPS). Depois de serem acelerados até aos 20 GeV eram finalmente injectados no acelerador LEP. O acelerador LEP, cujo perímetro era aproximadamente 26,7 Km, era composto por oito secções rectas, de 420 m cada, interligadas por secções curvas de 2900 m e estava instalado a uma profundidade que variava entre os 50 m e os 175 m. Nas secções rectas, cavidades de rádio frequência aceleravam os electrões no sentido horário e os positrões em sentido inverso. Magnetos dipolares arqueavam a trajectória dos leptões nas secções curvas. Em cada feixe do acelerador LEP existiam quatro pacotes de $10^{11}$ electrões que circulavam simultaneamente[1]. Depois de atingidas as energias pretendidas, os feixes eram focados com magnetos quadrupolares, colocados nas proximidades dos pontos de colisão. O período de revolução era aproximadamente 88,9 $\mu$s, decorrendo 22 $\mu$s entre cada colisão, que se davam numa região

[1]Entre 1992 e 1995, existiram 8 pacotes de electrões e durante parte de 1995 cada um dos quatro pacotes foi divido em três subpacotes.

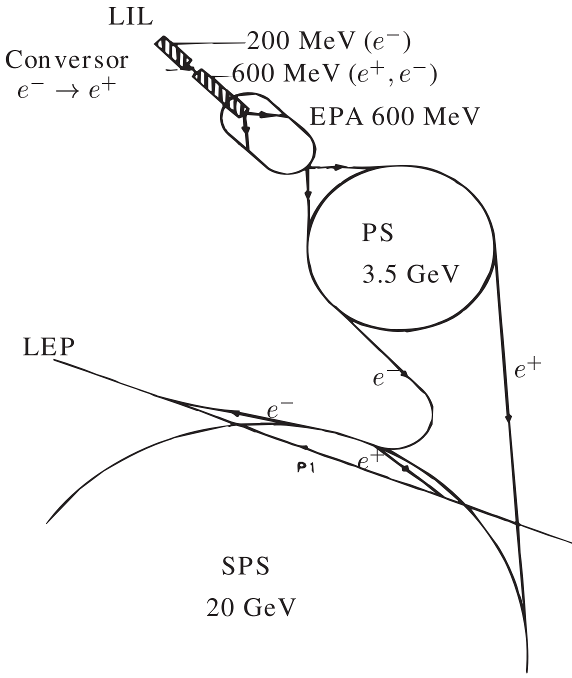



*Figura 3.1: Sistemas de injecção e aceleração dos electrões e dos positrões do LEP.*

espacial com $300 \times 60 \times 2000$ $\mu$m$^3$.

## 3.2 O detector DELPHI

Para se poder caracterizar o mais completamente possível os estados finais dos acontecimentos em estudo é necessário usar um detector hermético que meça as propriedades das partículas do estado final, permitindo a sua identificação. Para isso, e tal como os outros três detectores do acelerador LEP, o Detector com Identificação de Leptões, Fotões e Hadrões (*Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification* — DELPHI) [36, 37] era um conjunto de subdetectores de forma cilíndrica que cobria praticamente todo o ângulo sólido à volta do ponto de colisão e apresentava simetria azimutal e longitudinal. As duas bases, ou tampas, do cilindro podiam ser deslocadas para se ter acesso ao interior do detector. No sistema de coordenadas cartesianas ortonormado usado, o versor $\hat{z}$ era paralelo ao tubo do feixe do acelerador LEP e tinha o sentido do feixe de electrões, $\hat{x}$ apontava para o centro do acelerador LEP e $\hat{y}$ apontava para cima (superfície terrestre). O sistema de coordenadas polares era de tal forma que a coordenada radial era dada por $R = \sqrt{x^2 + y^2}$, o ângulo entre $\hat{z}$ e a direcção do vector $\vec{r} = (x, y, z)$ era o ângulo polar $\theta$ e o ângulo azimutal $\phi$ era o ângulo entre $\hat{x}$ e $\vec{R}$. Os dois sistemas de coordenadas estão representados na figura 3.2.

As partículas interagiam com os subdetectores do detector DELPHI principalmente por radiação de travagem (*bremsstrahlung*), ionização ou reacções nucleares. Os subdetectores estavam dispostos em camadas cilíndricas na parte central do detector e em camadas transversais nas tampas (figuras 3.3 e 3.4). Os principais subdetectores do detector DELPHI que foram usados nesta análise podem ser agrupados da seguinte forma:

- câmaras de traços (VD, ID, TPC, OD, FCA e FCB): quando as partículas carregadas passavam pelo detector deixavam sinais que possibilitavam a reconstrução das

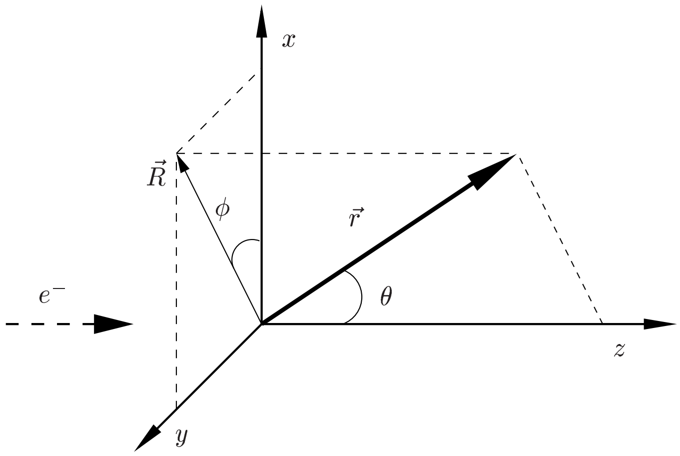



*Figura 3.2: Sistema de coordenadas usado no detector DELPHI.*

suas trajectórias e, com a deflexão causada pelo campo magnético aplicado, dos seus momentos lineares e cargas eléctricas;

- calorímetros (HPC, FEMC, STIC e HCAL): ao passarem pelo detector, as partículas, com excepção dos muões e dos neutrinos, radiavam ou decaíam, dando origem a cascatas electromagnéticas ou hadrónicas. Se o detector fosse suficientemente grande, as partículas acabavam por perder toda a sua energia, que podia ser absorvida e medida;
- câmaras de muões (MUB, MUF, e MUS): câmaras dedicadas à detecção de muões, as únicas partículas que atingiam a região externa do detector DELPHI.

Os outros subdetectores eram:

- RICH (central e frontal): permitia medir a velocidade das partículas através da radiação de Čerenkov (emitida em meios em que a velocidade da luz é inferior à das partículas);
- TOF e HOF: detectores de tempo de voo, davam uma medida do tempo da passagem das partículas;
- VSAT: detectava partículas ($e$ e $\gamma$) a ângulos polares extremamente baixos.

Os vários subdetectores do detector DELPHI são descritos de seguida.

O VD (*Vertex Detector*) era o detector mais próximo do ponto de colisão e era composto por três camadas semicondutoras cilíndricas e concêntricas de silício. Usando a informação obtida por cada camada era possível extrapolar com precisão a direcção de cada partícula e saber se ela fora produzida no vértice primário ou se era produto do decaimento de outra partícula. Depois de passarem pelo VD, as partículas atravessavam o ID (*Inner Detector*). Este detector era composto por duas partes, sendo a primeira uma câmara de deriva e a segunda uma câmara proporcional multifios, e fornecia redundância para a determinação e reconstrução do vértice. Era usado no primeiro nível de selecção de acontecimentos. A seguir ao ID estava colocada a TPC (*Time Projection Chamber*) que era o principal subdetector do detector DELPHI para medir a trajectória das partículas carregadas e era usada no segundo nível de selecção de acontecimentos. A TPC era uma câmara de deriva de grandes dimensões, cujo meio activo era uma mistura gasosa. As partículas carregadas interagiam com o gás ionizando-o. Os iões positivos acumulavam-se nas placas dos cátodos (que forneciam informação sobre as posições

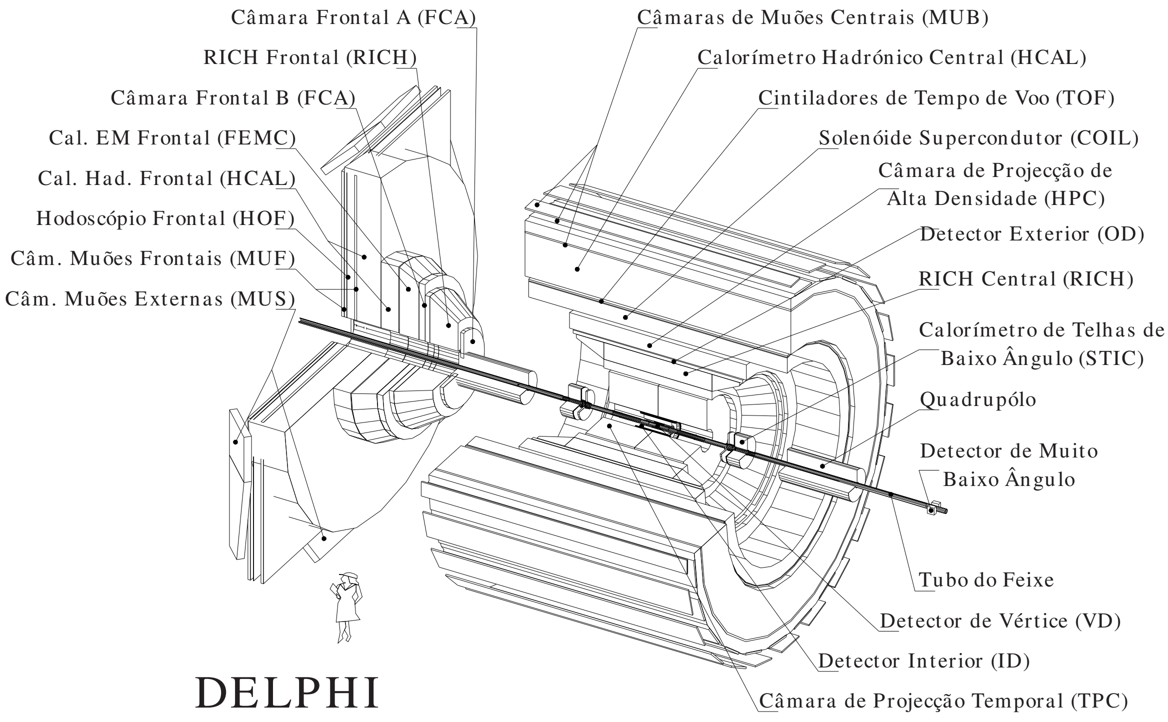



*Figura 3.3: O detector DELPHI (adaptado de [37]).*

$(R, \phi)$ das partículas originais) e os electrões deslocavam-se lentamente, por acção de um campo eléctrico, paralelamente a $\hat{z}$ até atingirem os fios condutores (ânodos). Em função do tempo de deriva dos electrões, determinava-se indirectamente a coordenada $z$. Além de fornecer esta informação tridimensional na posição, a TPC também media a perda de energia por ionização ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$). A câmara de traços seguinte era o OD (*Outer Detector*) que era também uma câmara de deriva e cuja principal função era medir as coordenadas $R\phi$ e $z$ para fornecer informação adicional para a reconstrução de trajectórias. Este subdetector também participava no primeiro nível de selecção de acontecimentos. A região de baixos ângulos polares, que não era abrangida pelos subdetectores já mencionados, era coberta pela FCA e pela FCB (*Forward Chambers* A e B) que eram basicamente tubos de deriva.

O campo magnético responsável pela curvatura das trajectórias das partículas carregadas era criado por uma bobina superconductora COIL (*Superconducting Coil*) e encontrava-se localizado na região central, entre os calorímetros electromagnético e hadrónico. O campo magnético do COIL estava alinhado na região central ao longo do eixo $z$ e a sua intensidade era igual a 1.2 T. Ajustando os momentos lineares medidos de muões com 45,6 GeV/c (provenientes de acontecimentos $e^+e^- \to Z^0 \to \mu^+\mu^-$) a uma soma de duas distribuições gaussianas, uma para descrever o pico e outra para as caudas, era possível determinar a precisão com que o momento $p$ era medido pelo detector DELPHI. As larguras para a distribuição gaussiana usada para descrever o pico, $\sigma(1/p)$, estão indicadas na tabela 3.1 para diferentes regiões angulares do detector DELPHI.

A HPC (*High-Density Projection Chamber*), feita de camadas de chumbo intercaladas com câmaras preenchidas com gás, era o calorímetro electromagnético da região central

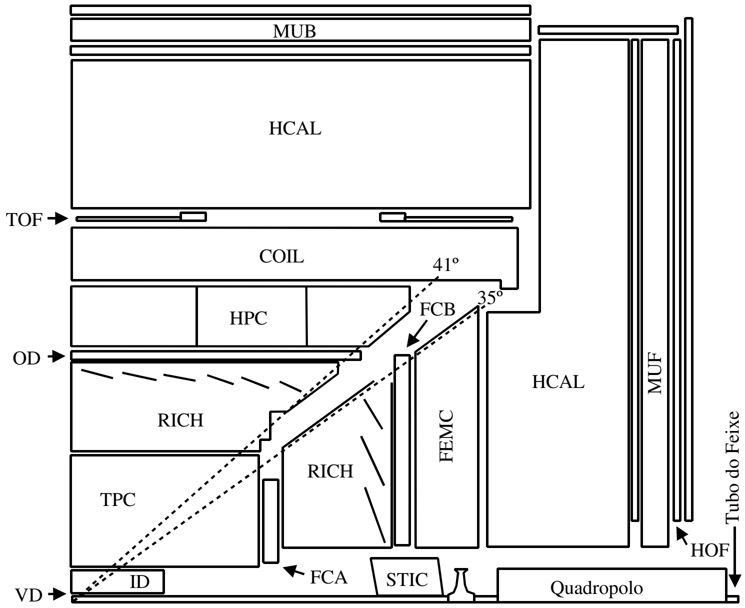



*Figura 3.4: Perfil do detector DELPHI (adaptado de [36]).*

do detector DELPHI. Os FEMC (*Forward Electromagnetic Calorimeter*), eram formados por duas camadas de blocos de vidro de chumbo. Junto ao tubo do feixe do acelerador LEP existia ainda o STIC (*Small Angle Tile Calorimeter*) constituído por camadas de chumbo alternadas com cintilador. O HCAL (*Hadron Calorimeter*), que também era usado como retorno das linhas do campo do COIL, usava o ferro como material passivo e gás como material activo. As precisões relativas das medidas de energia estão indicadas na tabela 3.2 para os diferentes calorímetros.

As Câmaras de Muões (*Muon Chambers* — MUB, MUF e MUS) eram câmaras de deriva e formavam a superfície exterior do detector DELPHI. O nome destes detectores deve-se ao facto de os muões serem as únicas partículas carregada a atingir esta camada do detector DELPHI. Um sinal neste detector indicava, pois, a passagem de um muão.

O RICH (*Ring Imaging Čerenkov Detector*) situava-se entre o OD e a TPC na região central e entre a FCA e a FCB na região frontal. Media a velocidade das partículas a partir do ângulo com que os fotões de Čerenkov eram emitidos quando as partículas incidentes atravessavam os dois meios materiais que constituíam o detector, com diferentes índices de refracção. Utilizando a informação sobre o momento fornecida pelos detectores de traços, era possível obter a massa das partículas. Combinando a informação do RICH com a informação da perda de energia por ionização na TPC, $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$, era possível determinar o tipo das partículas (figura 3.5). O TOF (*Time of Flight*) e o HOF (*Forward Hodoscope*) estavam instalados nas proximidades do HCAL e participavam no primeiro nível de selecção de acontecimentos por terem um tempo de resposta muito curto. O VSAT (*Very Small Angle Tagger*) era usado para fazer uma segunda medida da luminosidade.

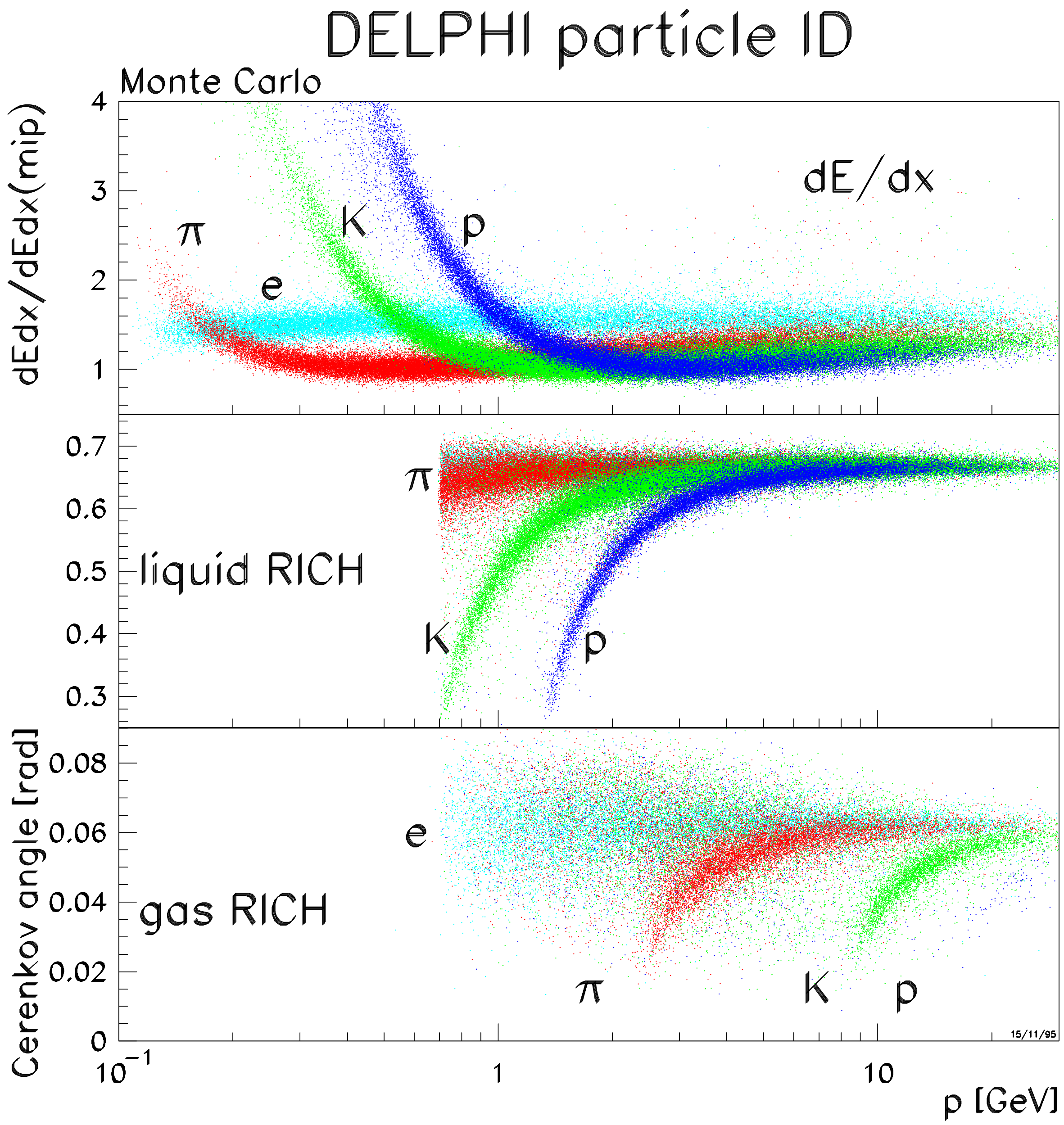



*Figura 3.5: Simulação de* $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ *(TPC) e ângulo dos anéis de Čerenkov (RICH) para partículas provenientes do decaimento de bosões* $Z^0$ *(retirado de [37]).*

*Tabela 3.1:*
*Precisão da medida dos momentos de muões com 45,6 GeVc para diferentes regiões angulares do detector DELPHI (adaptado de [37]).*

| $\theta$ | Detectores | $\sigma(1/p)$ ($[\sigma] = \mathrm{GeV}^{-1}c$) |
|---|---|---|
| $\geq 42°$ | VD, ID, TPC e OD | $0,6 \times 10^{-3}$ |
| $\geq 42°$ | ID, TPC e OD | $1,1 \times 10^{-3}$ |
| $\geq 42°$ | VD, ID e TPC | $1,7 \times 10^{-3}$ |
| $\leq 36°$ | VD,FCB e (TPC) | $1,3 \times 10^{-3}$ |
| $25°$–$30°$ | FCB e (TPC, FCA) | $1,5 \times 10^{-3}$ |
| $< 25°$ | FCB e (TPC, FCA) | $2,7 \times 10^{-3}$ |

## 3.3 A hermeticidade do detector DELPHI

É de extrema importância conhecer o grau de hermeticidade do detector, que pode depender do tipo de partículas (carregadas ou neutras, hadrões ou leptões) e das suas propriedades (energia e momento, por exemplo). Caso seja possível conhecer sem ambiguidade todas as partículas visíveis de um acontecimento e as suas propriedades, então a assinatura das partículas invisíveis é a energia e o momento em falta para se verificar conservação de energia-momento.

O detector DELPHI cobria cerca de 90% do ângulo sólido. A única região completamente descoberta correspondia a $\theta \in [0°; 2°] \cup [178°; 180°]$. As regiões onde a eficiência de detecção de energia electromagnética era baixa ou nula eram as da passagem dos cabos dos detectores interiores para o exterior entre a HPC e a FEMC ($\theta \in [35°; 42°] \cup [138°; 145°]$), suporte do solenóide supercondutor ($\theta \in [88,5°; 91,5°]$) e fronteiras entre os módulos da HPC ($\theta \approx 7,5° + (n-1)15°$; $n = 1, 2, \ldots, 24$). Para melhorar a eficiência de detecção nas duas primeiras regiões foram instalados conjuntos de cintiladores que apenas eram capazes de detectar a passagem de partículas (carregadas e fotões) e não as suas propriedades. Na terceira região era possível recuperar eficiência com base na informação obtida pelo HCAL.

*Tabela 3.2:*
*Precisão relativa da medida de energia nos calorímetros do detector DELPHI (adaptado de [37]).*

| Calorímetro | $\sigma(E)/E$ ($[E] = \mathrm{GeV}$) |
|---|---|
| HPC | $0,043 + 0,32/\sqrt{E}$ |
| FEMC | $0,03 + 0,12/\sqrt{E} + 0,11/E$ |
| STIC | $0,0152 + 0,135/\sqrt{E}$ |
| HCAL | $0,21 + 1,12/\sqrt{E}$ |

## 3.4 O sistema de aquisição de dados e o *trigger* do detector DELPHI

Durante a tomada de dados de uma experiência de física das altas energias é de extrema importância a existência de um sistema de aquisição e pré-selecção de acontecimentos (*trigger*). No acelerador LEP, tal como referido na secção 3.1, havia colisões a cada 22 $\mu$s. Este intervalo de tempo é curto demais para que seja possível ler a informação recolhida pelos vários subdetectores e guardá-la em suportes magnéticos. O *trigger* permite eliminar acontecimentos irrelevantes para o estudo e, assim, diminuir a quantidade de informação que é necessário processar.

O sistema de aquisição de dados [38] do detector DELPHI estava dividido em vários módulos responsáveis pelos subdetectores (ou partes destes). O *trigger* do detector DELPHI [39], elaborado de modo a maximizar a eficiência para a física conhecida mantendo uma grande sensibilidade a possíveis acontecimentos de nova física, dividia-se em quatro níveis. Os dois primeiros funcionavam em tempo real e ocorriam quando os feixes se cruzavam e havia sinais nalguns dos detectores mais rápidos (primeiro nível — ID, OD, FCA, FCB, TOF, HOF e cintiladores incluídos na HPC, FEMC e MUB) e noutros detectores mais lentos (segundo nível — TPC, HPC e MUF). O terceiro nível, assíncrono com o sinal de cruzamento dos feixes, era baseado em algoritmos de *software*. Apenas eram guardados em suportes magnéticos os acontecimentos que passavam este nível. O quarto nível, tal como o terceiro, também era baseado em algoritmos de *software*, mas era apenas aplicado depois da tomada de dados (*offline*). Estes dois níveis filtravam acontecimentos com pouca relevância física.

## 3.5 A luminosidade recolhida

A luminosidade, número de partículas que atravessam a região de colisão por unidade de tempo e área, é caracterizada pelos parâmetros dos feixes:

$$\mathcal{L} = n_p N_+ N_- f/4\pi\sigma_x\sigma_y, \tag{3.1}$$

em que $n_p$ é o número de pacotes por feixe, $N_{+,-}$ correspondem ao número de partículas carregadas por pacote, $f$ é a frequência de revolução e $\sigma_{x,y}$ são as dimensões transversas dos feixes.

Sendo o controlo e a medida destes parâmetros complexos, as experiências do acelerador LEP optaram por medir a luminosidade a partir do número de acontecimentos observados por unidade de tempo, de um processo muito bem conhecido teoricamente:

$$N = \sigma \times \mathcal{L} \times \epsilon, \tag{3.2}$$

em que $\sigma$ é a secção eficaz total do processo e $\epsilon$ representa a eficiência de identificação do processo convoluida com a aceitação geométrica do detector. Usada por todas as experiências do acelerador LEP, a dispersão Bhabha a baixos ângulos ($e^+e^- \to e^+e^-$) [40] é um fenómeno com uma secção eficaz extremamente elevada que pode ser calculada com grande precisão do ponto de vista teórico e possui uma assinatura muito simples do ponto de vista experimental. Os diagramas de Feynman de nível árvore da dispersão Bhabha estão representados na figura 3.6.

O acelerador LEP teve dois períodos distintos de operação. No primeiro, designado LEP1 e compreendido entre 1989 e 1995, as energias de centro de massa dos electrões

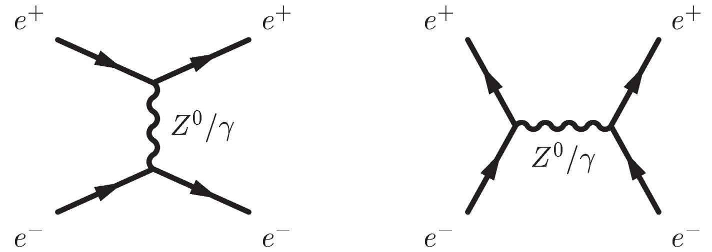



*Figura 3.6: Diagramas de Feynman a nível árvore da dispersão Bhabha*

*Tabela 3.3:*
*Luminosidade integrada dos dados analisados nesta tese, para cada energia de centro de massa.*

| ano | 1998 | 1999 | 1999 | 1999 | 1999 | 2000 | 2000 | 2000 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\langle\sqrt{s}\rangle$ (GeV) | 188,6 | 191,6 | 195,5 | 199,5 | 201,6 | 204,8 | 206,6 | 206,3* |
| $\mathcal{L}$ (pb$^{-1}$) | 153,0 | 25,1 | 76,0 | 82,7 | 40,2 | 80,0 | 81,9 | 59,2 |

(* dados correspondentes ao período com o sector 6 da TPC avariado.)

eram muito próximas da massa do bosão $Z^0$. Durante o segundo período, entre 1996 e 2000, a que se chamou LEP2, as colisões davam-se a energias superiores à energia mínima para a produção de pares de bosões $W$. Os dados analisados nesta tese foram recolhidos durante os anos de 1998 a 2000. No detector DELPHI, durante este período, a luminosidade foi medida com o STIC, com um erro experimental (teórico) inferior a 0,1% (0,2%) [40, 41]. A luminosidade integrada recolhida em função da energia de centro de massa média pode ser vista na tabela 3.3.

A luminosidade dos dados analisados em função da energia de centro de massa está representado na figura 3.7. A energia dos feixes que colidiam no detector DELPHI era medida pelo acelerador LEP, através dos efeitos causados por campos dipolares, com um erro relativo aproximadamente igual a $2{,}7\times10^{-4}$ [42]. Em 1998 o acelerador LEP operou com uma energia de centro de massa aproximadamente constante. No ano seguinte recolheram-se dados em torno de quatro energias de centro de massas diferentes.

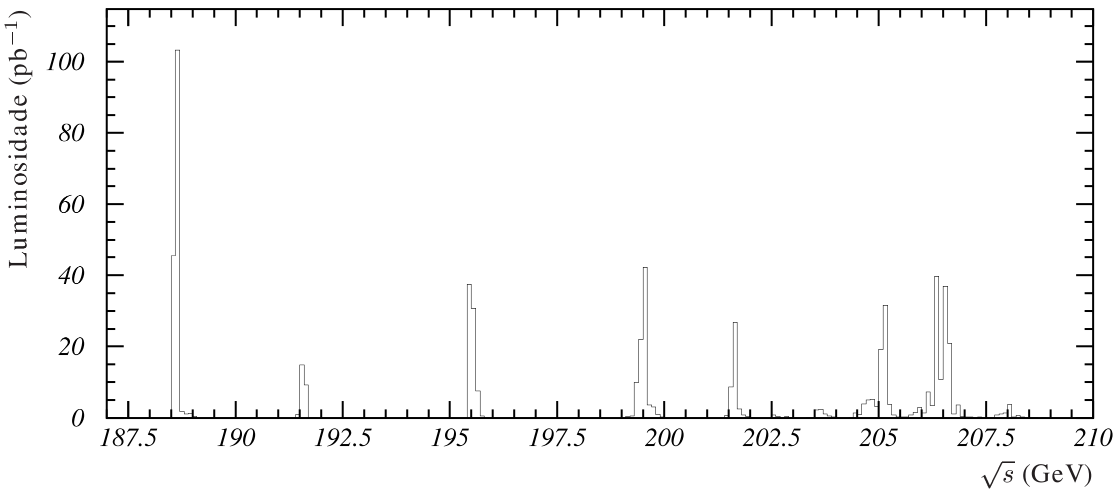



*Figura 3.7: Luminosidade dos dados analisados.*

Para se obterem energias ainda mais elevadas, o funcionamento foi diferente durante o ano de 2000. Devido às limitações do acelerador LEP, que tinha sido concebido para um máximo de 200 GeV, havia uma corrente máxima possível. No entanto, à medida que a intensidade do feixe ia diminuindo, podia-se incrementar a energia de centro de massa e, desta forma, foi possível obter acontecimentos com energias de centro de massa muito além dos limites do acelerador (em torno de 205, 207 e 208 GeV) e grande luminosidade a energias inferiores. Estes dados foram divididos em dois canais de energia: um com os acontecimentos com $\sqrt{s} < 206$ GeV e o outro com $\sqrt{s} > 206$ GeV. No primeiro dia de Setembro de 2000 o sector 6 da TPC deixou de operar correctamente e perdeu-se 1/12 da aceitação geométrica deste subdetector. Os dados deste período foram estudados separadamente, num único canal de energia, tendo em conta as diferenças observadas no detector. Este canal é referenciado nesta tese com um asterisco (*).

# 4

# Simulação e reconstrução de acontecimentos

A análise de dados e a sua interpretação em termos de um canal específico de física implicam o conhecimento detalhado tanto deste canal (o sinal), como do fundo esperado. A comparação entre o sinal e o fundo esperado é realizada com amostras geradas por métodos de Monte Carlo (MC). Além disso é necessário simular a resposta do detector DELPHI aos acontecimentos anteriormente gerados. O passo seguinte da analise é a reconstrução dos acontecimentos reais e simulados. Neste capítulo são descritas na secção 4.1 as amostras de fundo usadas. A simulação do detector DELPHI é apresentada na secção 4.2. A reconstrução, que permite determinar quais foram as partículas criadas em cada acontecimento e quais as suas propriedades, está descrita nas secções 4.3 e 4.4. Nas secções seguintes, 4.5 a 4.7, são descritos os procedimentos genéricos da análise relevantes para este trabalho.

## 4.1 Acontecimentos de fundo

Nas pesquisas de física nova no acelerador LEP, o fundo corresponde aos processos previstos pelo SM para colisões $e^+e^-$ nesta gama de energias. Devido à presença de pelo menos dois jactos nos acontecimentos de sinal, os fundos mais relevantes para esta análise são os que correspondem a acontecimentos com elevado número de partículas resultantes da hadronização de quarks. De acordo com o SM, estes fundos mais relevantes correspondem à produção de $q\bar{q}(\gamma)$, $W^+W^-$, $Z^0Z^0$ e $e^+e^-q\bar{q}$. Os diagramas de Feynman de ordem mais baixa destes fundos estão representados na figura 4.1. As secções eficazes correspondentes, em função da energia de centro de massa, podem ser observadas na figura 4.2.

O processo $e^+e^- \rightarrow qq(\gamma)$ tem uma secção eficaz relativamente elevada e grande parte dos acontecimentos são originados por colisões $e^+e^-$ com retorno radiativo. Nestes casos o ISR baixa a energia de centro de massa efectiva $\sqrt{s'}$ para valores próximos do pico da massa do bosão $Z^0$. Este processo foi gerado com o programa KK2F 4.14 [44]. Os acontecimentos previstos pelo SM mais semelhantes aos do sinal correspondem aos processos de produção de quatro fermiões no estado final, originados por correntes carregadas, $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, e correntes neutras, $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$. Estes acontecimentos foram gerados com o programa WPHACT [45]. A fusão de fotões com hadrões no estado final,

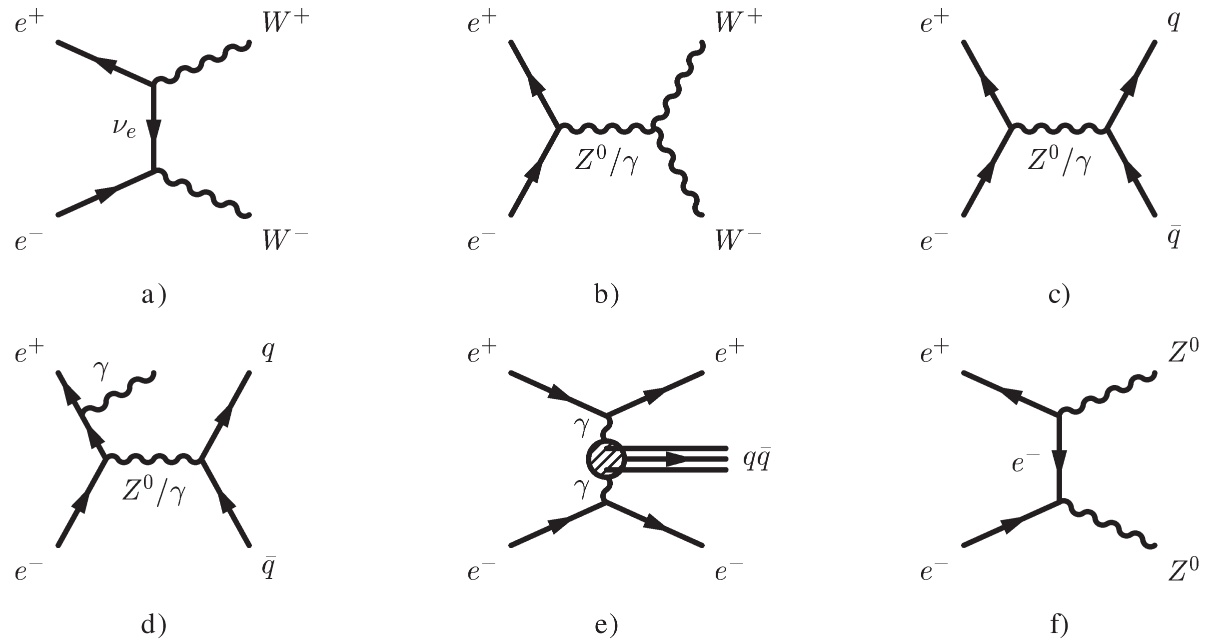



*Figura 4.1: Principais diagramas de Feynman de alguns dos fundos mais relevantes do SM: a) e b) $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$; c) e d) $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$; e) fusão de fotões $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ e f) $e^+e^- \rightarrow Z^0Z^0$.*

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$, foi simulada com dois geradores[1] : o PYTHIA e o WPHACT. Os acontecimentos envolvendo essencialmente leptões também foram simulados. O processo Bhabha, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, foi simulado com o programa BHWIDE 1.01 [46] enquanto que o processo $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ foi gerado com o programa KK2F 4.14 e o processo $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ com o programa KORALZ 4.2. A fragmentação e a hadronização dos quarks dos estados finais foi feita com o PYTHIA 6.156 [47].

## 4.2 Simulação do detector

Os acontecimentos gerados, quer sejam do fundo ou do sinal, têm de ser processados de tal forma que o resultado final seja uma simulação realista, não só dos processos físicos, como também da resposta do detector DELPHI. O programa de simulação do detector DELPHI, DELSIM [48], é um código modular em que cada módulo é responsável pela simulação de um sub-detector e contém a descrição da geometria e do material do mesmo. Os parâmetros relativos a cada sub-detector (por exemplo constantes de calibração, modos de funcionamento, valores das altas tensões) variaram com o tempo e foram mantidos numa base de dados. O resultado da simulação é guardado na mesma estrutura usada para os dados reais.

## 4.3 Reconstrução de traços e *clusters*

A reconstrução dos acontecimentos de dados e de simulação é efectuada pelo DELANA [49]. O DELANA é um programa modular, baseado na estrutura TANAGRA [50],

[1]Este processo toma a designação genérica $\gamma\gamma$ no resto desta tese.

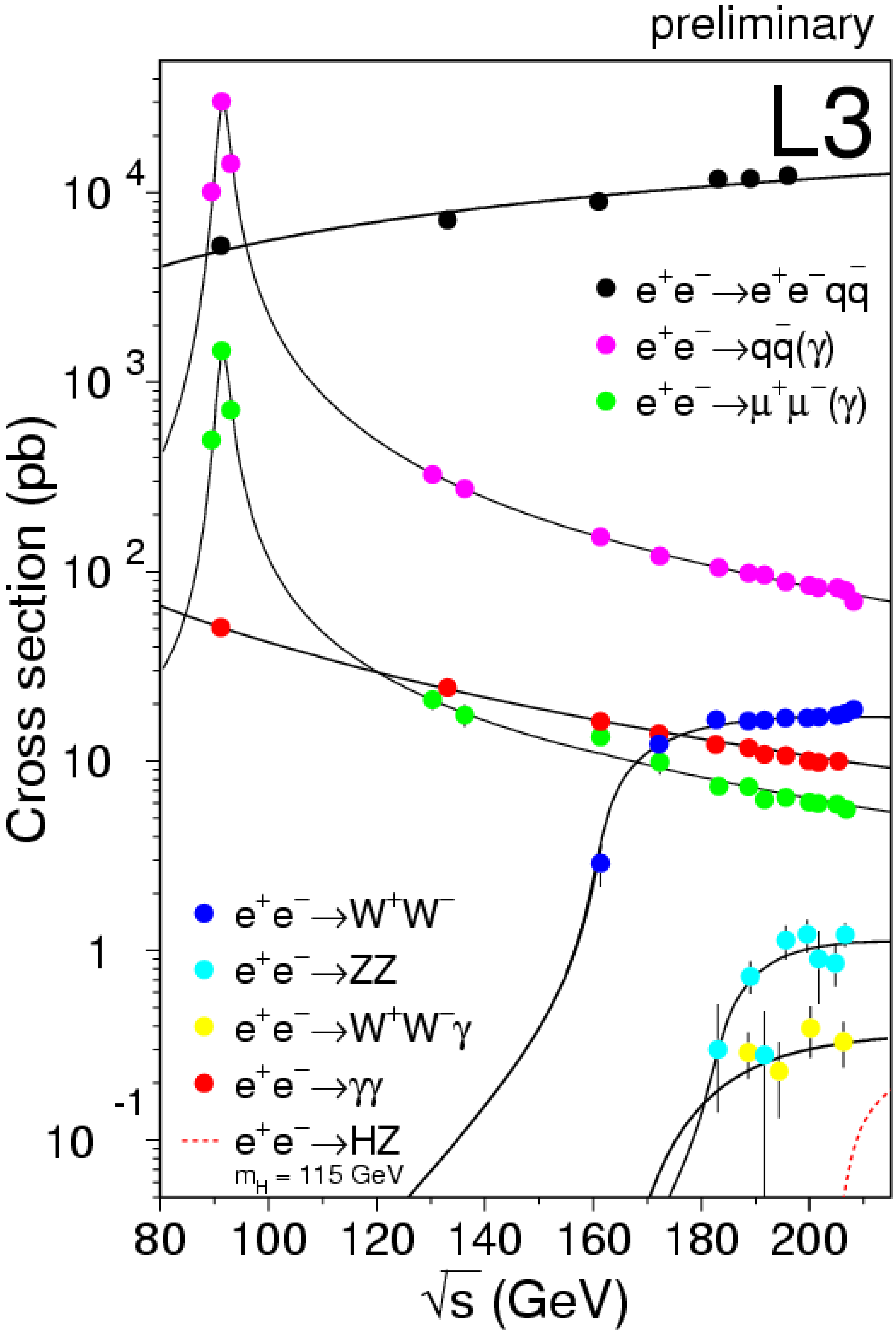



*Figura 4.2: Secções eficazes de alguns dos fundos mais relevantes no LEP, medidas pela colaboração L3, em função da energia de centro de massa (retirado de [43]).*

que combina a informação dos vários sub-detectores de forma a identificar as partículas produzidas nos acontecimentos.

O primeiro passo do DELANA consiste em identificar e reconstruir as trajectórias das partículas carregadas (traços). Para isso, a informação obtida pela TPC é extrapolada e comparada com a informação do OD e do ID. Nos casos em que não é possível usar a TPC devido a problemas na hermiticidade (i.e. dados recolhidos no ano 2000 com o sector 6 da TPC avariado, nas regiões de suporte da TPC e nas regiões de baixo ângulo) os dados do ID, do OD ou da FCB são usados directamente na reconstrução das trajectórias. Os traços são depois extrapolados para o exterior usando a informação proveniente das restantes câmaras de traços e do RICH. Finalmente é tida em consideração a informação do VD. Devido ao campo magnético criado pelo COIL, as partículas com baixo momento podem não chegar a alcançar a TPC. Neste caso, os sinais do VD são associados directamente aos do ID. Depois de reconstruídas as trajectórias das partículas carregadas, as deposições de energia nos vários calorímetros são associadas aos traços. As partículas neutras correspondem às deposições de energia nos diversos calorímetros não associadas a traços (*clusters*).

## 4.4 Identificação de partículas

O passo seguinte à reconstrução dos traços e dos *clusters* consiste em identificar o tipo de partículas que lhes estão associadas ($e$, $\mu$, $\pi$, etc.). Esta identificação é feita com a biblioteca DSTANA [51].

Os muões são partículas pouco ionizantes, depositando pouca energia nos vários calorímetros. A razão entre a energia depositada nos calorímetros electromagnéticos e o momento é $E_{em}/p \approx 0$ enquanto a razão entre a energia depositada no HCAL e o momento é $E_{had}/p < 0,1$. Espera-se que das partículas carregadas, apenas os muões com mais de 2 GeV sejam capazes de alcançar as câmaras de muões. A informação proveniente das câmaras de muões é associada e ajustada aos traços usando as bibliotecas EMMASS [52] e MUCFIX [53]. A partir do $\chi^2$ da comparação entre a extrapolação dos traços e as regiões das câmaras de muões com informação, classificam-se, usando a biblioteca MUFLAG [54], os candidatos aceites de muões como *very loose*, *loose*, *standard* e *tight*.

Depois de identificados os muões, a biblioteca REMCLU [55] identifica os candidatos a electrões e fotões. Em princípio, a cada traço com deposição de energia apenas nos calorímetros electromagnéticos corresponde um electrão ou positrão, enquanto que os fotões são deposições de energia apenas nos calorímetros electromagnéticos, sem traços associados. Para traços na região central do detector DELPHI com energia inferior a 30 GeV, a identificação de electrões é efectuada combinando a informação proveniente da razão entre a energia e o momento linear, a perda de energia por ionização $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ na TPC, o ajuste (nas direcções $z$ e $\phi$) entre os traços e as deposições de energia e os perfis das cascatas na HPC. Os traços da região central com mais de 30 GeV são identificados como electrões associando-lhes os *clusters* vizinhos (separados por menos de 2°) e requerendo que a razão entre a energia total medida e o momento linear seja $E_{em}/p > 0,5$. *Clusters* neutros com energia superior a 500 MeV são considerados fotões depois de estudada a dispersão da deposição de energia em relação à direcção da cascata. Esta dispersão não pode apresentar uma estrutura dupla, típica dos decaimentos de piões ($\pi^0 \to \gamma\gamma$). O algoritmo de identificação entra em conta com as conversões de fotões, $\gamma^* \to e^+e^-$, (40%

dos casos), que tornam a identificação mais complexa, especialmente quando ocorrem na TCP e originam traços (7% dos casos). Devido às diferenças entre a região frontal e a região central do detector DELPHI, o algoritmo de identificação de electrões e fotões para a região frontal é diferente. No entanto, o principio básico é semelhante, procedendo--se à associação dos *clusters* identificados aos traços encontrados anteriormente. Em qualquer caso, os candidatos a electrões e fotões são classificados como *loose* ou *tight*.

Os hadrões depositam pouca energia nos calorímetros electromagnéticos mas, ao contrário dos muões, acabam por perdê-la no calorímetro hadrónico. Combinando a informação obtida pela TPC ($\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$) e pelo RICH (ângulo dos anéis de Čerenkov) pode-se identificar, em certas regiões de momentos, os hadrões carregados produzidos no detector DELPHI.

## 4.5 Reconstrução de jactos

Ao hadronizar, os quarks produzem jactos de partículas. As partículas reconstruídas em cada acontecimento são agrupadas em jactos com o algoritmo iterativo de Durham [56]. Em cada iteração, agrupam-se as partículas do par que minimiza

$$y_{ij} = 2\frac{\min(E_i^2, E_j^2)}{E_{\mathrm{vis}}^2}\left[1 - \cos(\alpha_{ij})\right], \tag{4.1}$$

substituindo-as por uma pseudopartícula cujo momento linear (energia) é igual à soma dos momentos lineares (energias) das partículas do par $ij$. $E_{i(j)}$ é a energia da partícula, ou pseudopartícula, $i(j)$, $E_{\mathrm{vis}}$ é a energia vísivel do acontecimento e $\alpha_{ij}$ é o ângulo entre as duas partículas. O processo termina quando se obtêm um número pré determinado de pseudopartículas. Cada pseudopartícula representa então um jacto reconstruído. O valor

$$Y_{\mathrm{cut}(k\to k-1)} = \min(y_{ij}); \qquad i, j = 1, \ldots, k; \qquad i \neq j, \tag{4.2}$$

caracteriza a passagem do número de pseudopartículas ou jactos do acontecimento de $k$ para $k - 1$.

## 4.6 Identificação de jactos *b*

Tal como foi referido na secção 2.3, uma das características principais do sinal é a existência de jactos energéticos originados por quarks $b$. De um modo geral, não é possível determinar o sabor dos quarks que dão origem aos jactos. No entanto, o quark $b$ tem um tempo de vida média igual a 1,6 ps e, como consequência, o seu tempo de voo pode originar um vértice secundário e traços a alguns centímetros do ponto de interacção. Através da análise dos parâmetros de impacto e dos vértices secundários, ambos medidos com o VD, é possível seleccionar jactos $b$ com altas taxas de eficiência e pureza. O VD é, por isso, essencial para a identificação de jactos $b$.

Para cada jacto, os vértices secundários são determinados com um método iterativo. Todos os pares de traços do jacto que tenham um vértice comum e um $\chi^2$ do ajuste à hipótese do vértice secundário menor que 4 são candidatos a vértices secundários. Depois, iterativamente, o traço que originar a menor diferença no $\chi^2$ do ajuste é adicionado ao candidato a vértice secundário desde que esta diferença não seja superior a 5. No fim, quando já todos os traços tiverem sido testados, os candidatos a vértices secundários são aceites se a distância entre o vértice primário e o candidato for superior a quatro vezes o seu erro e se existirem, pelo menos, dois traços com informação no VD (planos $R\phi$ e $Rz$). Adicionalmente são recuperados traços provenientes de decaimentos posteriores de mesões $D$[2] e rejeitados vértices secundários compatíveis com os produzidos por quarks leves ao hadronizar (quarks $u$, $d$ e $s$).

Depois de identificados os vértices secundários, constróiem-se várias funções densidade de probabilidade (PDF) que permitam discriminar os jactos $b$ dos jactos de quarks mais leves. As PDF possíveis são:

- a probabilidade do tempo de vida do jacto[3],
- a massa reconstruída das partículas do vértice secundário,
- a fracção da energia das partículas carregadas do acontecimento incluídas no vértice secundário,
- o momento transverso do vértice secundário,
- a rapidez de cada traço do vértice secundário, $y = 1/2 \times (E + p_L)/(E - p_L)$ em que $E$ é a energia do traço e $p_L$ é o momento linear longitudinal do traço, e
- o momento transverso dos leptões energéticos do jacto[4].

O método usado nesta tese para a identificação de jactos $b$ é o *Combined b-tagging* [57]. Este método é baseado na razão das probabilidades definida para cada jacto como $p = \prod f_i^{\mathrm{f}}(x_i)/f_i^{\mathrm{s}}(x_i)$, em que $f_i^{\mathrm{f}}(x_i)$ e $f_i^{\mathrm{s}}(x_i)$ são, respectivamente, as PDF da variável $x_i$ para o fundo e o sinal, determinada a partir de simulações de MC. A variável de identificação do jacto $j$ é definida como $C^j_{b\text{-tag}} = -\log_{10}(p_j)$. A soma das duas variáveis de identificação com maior valor, $C^{\mathrm{evento}}_{b\text{-tag}}$, define a variável de identificação do acontecimento.

## 4.7 Energia visível e reconstrução cinemática

A energia visível de um acontecimento define-se a partir da soma entre os momentos das partículas carregadas ($\vec{p}$) e as deposições de energia associadas a *clusters* nos calorímetros electromagnéticos ($E^{\mathrm{em}}$) e hadrónicos ($E^{\mathrm{had}}$), na região $\theta \in [20°, 160°]$:

$$E_{\mathrm{vis}} = \sum_i \|\vec{p}_i\| c + \sum_j E_j^{\mathrm{em}} + \sum_k E_k^{\mathrm{had}}. \tag{4.3}$$

Apesar de os momentos lineares das partículas[5] serem bem medidos pelo detector DELPHI, a reconstrução da energia e do momento linear dos jactos é, regra geral, feita com baixa resolução. É possível melhorar a reconstrução da energia e do momento linear dos jactos, usados métodos de reconstrução cinemática [58].

[2] Normalmente, os decaimentos dos hadrões formados por quarks $b$ são seguidos por decaimentos de mesões $D$.

[3] A probabilidade do tempo de vida do jacto é definida de tal forma que varia entre 0 e 1, é uma distribuição plana para grupos de traços não correlacionados e toma valores baixos quando existem vértices secundários.

[4] Durante a hadronização dos quarks podem ser produzidos leptões, através dos decaimentos semileptónicos dos hadrões dos jactos.

[5] Exceptuando, como já foi referido no capítulo 3, os neutrinos

A ideia básica é usar o método dos multiplicadores de Lagrange para ajustar, dentro da resolução experimental (cf. tabelas 3.1, 3.2 e [37]), a energia e o momento de cada partícula ou jacto de forma a minimizar certas relações.

A estratégia adoptada para a reconstrução da energia e do momento linear depende do tipo de partícula. Por exemplo, enquanto que os momentos lineares dos muões são bem medidos, para os electrões, a medida das energias é melhor que a dos momentos lineares. Assim, para fotões e $e^-$ usa-a energia medida, $E$, e a sua direcção, $\cos\theta$ e $\phi$. No caso de $\mu^-$ usa-se a norma do momento linear medido, $P$, e a sua direcção, $\theta$ e $\phi$. Para os jactos, consideram-se componentes transversais ao momento medido (i.e. a direcção do momento linear pode variar):

$$\vec{p}_{\text{ajustado}} = e^a \vec{p}_{\text{medido}} + b\vec{p}_{\perp 1} + c\vec{p}_{\perp 2}, \tag{4.4}$$

em que $\vec{p}_{\text{ajustado}}$ é o momento linear considerado no ajuste, $\vec{p}_{\text{medido}}$ é o momento linear medido, $\vec{p}_{\perp 1,2}$ são componentes transversais ao momento medido. Para os neutrinos usa--se o simétrico do momento linear total e associa-se-lhe um erro bastante grande.

Como constrangimento impôs-se a conservação da energia — momento, $E_{\text{tot}} = \sqrt{s}$ e $\vec{P}_{\text{tot}} = \vec{0}$, em que $E_{\text{tot}}$ é a energia total do acontecimento, $\sqrt{s}$ é a energia de centro de massa e $\vec{P}_{\text{tot}}$ é o momento linear total do acontecimento.

A cada ajuste efectuado corresponde um valor do teste do $\chi^2$:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(x_i^{\text{aju}} - x_i^{\text{med}})^2}{\sigma_{x_i}^2}, \tag{4.5}$$

em que $x_i^{\text{aju}}$ e $\sigma_{x_i}$ são, respectivamente, o valor ajustado e o erro experimental associados à medida $x_i^{\text{med}}$. O $\chi^2$ avalia a qualidade do ajuste, indicando o grau de flexibilidade do acontecimento ao constrangimento em causa.

A energia de centro de massa efectiva é determinada usando o algoritmo SPRI-ME [59]. Este algoritmo faz ajustes cinemáticos à energia e ao momento linear dos jactos e dos fotões, assume que um fotão foi radiado ao longo do tubo do feixe do acelerador LEP e não depende do número de jactos ou fotões presentes. Identificando os fotões de ISR detectados, impondo a conservação da energia e momento linear e minimizando o $\chi^2$ do ajuste cinemático determina-se a energia do fotão de ISR não detectado e, desta forma, $\sqrt{s'}$.

# 5

# Análise de dados

A análise dos dados é discutida neste capítulo e está dividida em duas fases. Na primeira, caracterizada por cortes sequenciais e discutida nas secções 5.1 e 5.2, define-se a topologia dos acontecimentos e reduz-se a contribuição dos processos do SM. A segunda fase, que tem como objectivo distinguir probabilisticamente os acontecimentos de dados que são semelhantes aos do sinal daqueles que são semelhantes aos do fundo, é apresentada na secção 5.3.

## 5.1 Pré-selecção de acontecimentos

Inicialmente procurou-se definir os acontecimentos topologicamente semelhantes ao sinal, rejeitando principalmente as contribuições dos fundos Bhabha e $\gamma\gamma$. Esta selecção inicial baseou-se no número e na qualidade dos traços que formam o acontecimento, no número de leptões isolados e na energia visível.

### 5.1.1 Selecção dos traços

Nesta análise, apenas foram considerados os traços que satisfaziam os seguintes critérios de qualidade:

- momento linear superior a 0,2 GeV/$c$,
- erro relativo do momento linear inferior a 1,
- parâmetro de impacto ao longo da direcção do feixe, $d_z$, inferior a $4/\sin\theta$ cm,
- parâmetro de impacto no plano transverso, $d_{R\phi}$, inferior a 4 cm.

### 5.1.2 Número de leptões e fotões isolados

O método usado para a pesquisa de partículas isoladas baseia-se na construção duma estrutura de duplo cone com eixo de revolução alinhado com o momento linear de cada partícula (figura 5.1). No cone interior recupera-se a energia depositada por partículas carregadas ou neutras que com grande probabilidade provêm da partícula primária. Na região entre os dois cones exige-se que haja pouca deposição de energia, condição do isolamento pretendido. Os parâmetros usados são diferentes, conforme as partículas sejam carregadas ou neutras.

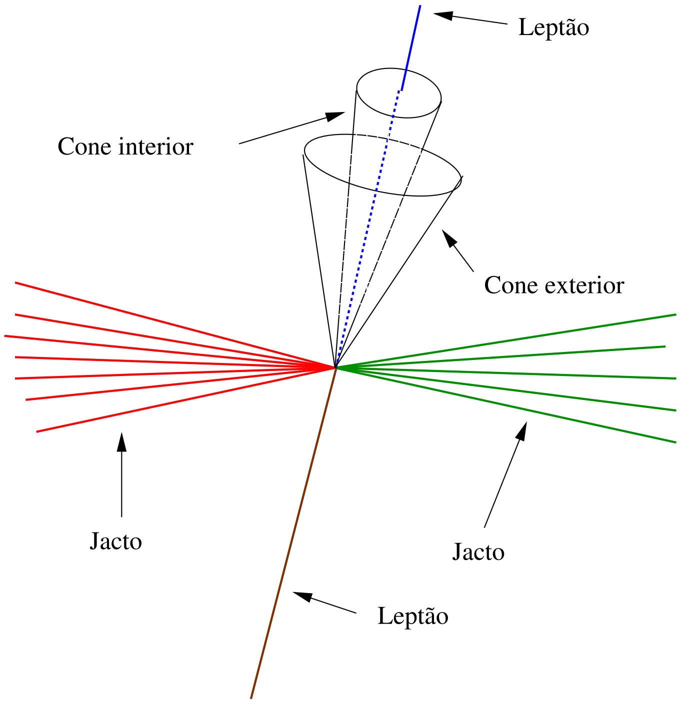



*Figura 5.1: Esquema exemplificativo do método do duplo cone para a identificação de partículas isoladas. O algoritmo não depende da topologia do acontecimento. Neste exemplo são visíveis dois jactos e duas partículas isoladas.*

Para as partículas carregadas na região central do detector DELPHI ($35^\circ \leq \theta \leq 145^\circ$), a abertura do cone interior é $5^\circ$, enquanto que na região frontal é $7{,}5^\circ$. A energia mínima exigida dentro deste cone é 5 GeV. A energia da partícula é redefinida, de forma a incluir também a energia contida no cone interior. A abertura do cone exterior é $25^\circ$. A energia máxima permitida entre os dois cones é 1 GeV associada a traços e é 2 GeV associada a *clusters*.

No caso de fotões, a abertura do cone interior é sempre $5^\circ$. Tal como no caso das partículas carregadas, a energia dos fotões é redefinida, de forma a incluir também a energia máxima total contida no cone interior. A abertura do cone exterior é $15^\circ$ e a energia máxima permitida entre os dois cones é 1 GeV.

Para as partículas bem identificadas ($e^-$ e $\gamma$ classificados como *tight*, $\mu^-$ *standard* e *tight*, tal como descrito na secção 4.4) o algoritmo apenas considera o cone de isolamento, i.e. não é necessário redefinir a energia das partículas dado que isso já foi feito pelos algorítmos de reconstrução. Além disso, a boa identificação das partículas permite aliviar os constrangimentos no isolamento destas. A abertura e a energia máxima permitida dentro do cone dependem da energia da partícula. Para as partículas carregadas, a abertura, $\alpha$, diminui até $2^\circ$ para 70 GeV e para os fotões vai até $3^\circ$ para 90 GeV. A energia máxima permitida dentro do cone diminui proporcionalmente a $\sin\alpha/\sin 25^\circ$ (partículas carregadas) ou a $\sin\alpha/\sin 15^\circ$ (fotões).

### 5.1.3 Definição das amostras

Tal como referido na secção 2.3, os acontecimentos de sinal podem ser classificados em duas topologias. A topologia hadrónica corresponde aos decaimentos hadrónicos do bosão $W$ e a topologia semileptónica corresponde aos decaimentos leptónicos. Os acontecimentos de dados e simulação foram separados em duas amostras consoante o número de leptões isolados. Na topologia hadrónica foram estudados os acontecimentos sem

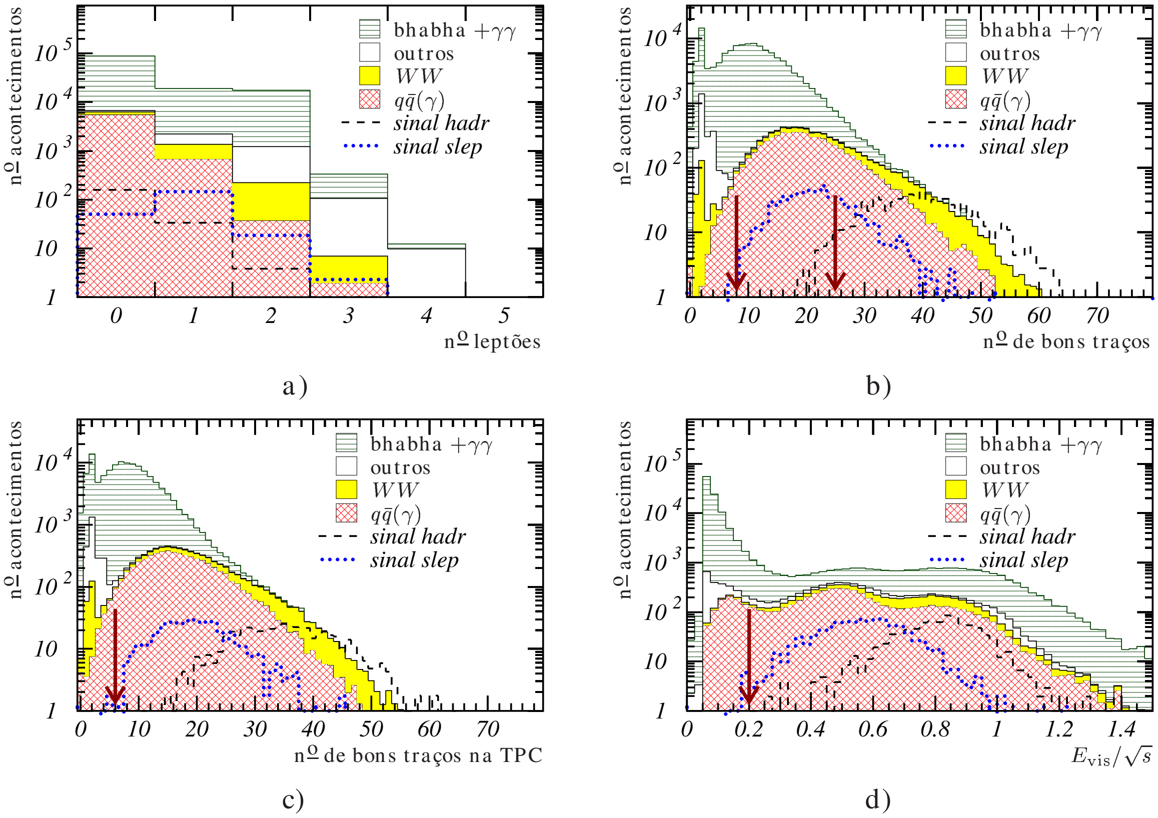



*Figura 5.2: Distribuições previstas para o fundo gerado a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV e para as duas topologias do sinal: a) número de leptões isolados, b) número de bons traços, c) número de bons traços com informação da TPC e d) fracção da energia visível acima de 20°. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

leptões isolados enquanto que na topologia semileptónica foram considerados todos os outros acontecimentos. Note-se que desta forma não há sobreposição das duas análises. O número de leptões isolados por acontecimento para o fundo gerado a $\sqrt{s} = 206{,}6$ GeV e para as duas topologias do sinal[1] está representado na figura 5.2.a.

As duas topologias do sinal são caracterizadas pela presença de pelo menos dois jactos, resultantes da hadronização dos quarks do estado final. Os acontecimentos dos fundos Bhabha, $\gamma\gamma$ leptónico e $Z^0 \to \ell^+\ell^-$ possuem baixa multiplicidade carregada. O número de acontecimentos deste tipo foi reduzido requerendo um número mínimo de bons traços por acontecimento. Para a topologia semileptónica, com dois jactos e um leptão isolado, seleccionaram-se acontecimentos com pelo menos oito bons traços, enquanto que para a topologia hadrónica, por possuir, nos acontecimentos de sinal, quatro jactos e por conseguinte uma multiplicidade carregada superior, restringiu-se este corte impondo vinte e cinco bons traços por acontecimento. Adicionalmente, de modo a garantir uma boa reconstrução das trajectórias associadas aos traços, só se aceitaram os acontecimentos com pelo menos seis bons traços com informação da TPC. Para a topologia hadrónica este corte mostrou ser desnecessário devido ao elevado número de bons

[1]Para efeitos de ilustração apenas se representam, para todas as figuras deste capítulo, as distribuições obtidas com o sinal gerado para o cenário de parâmetros $a$.

traços requerido. As distribuições do número de bons traços por acontecimento e do número de bons traços com informação da TPC por acontecimento para o fundo gerado a $\sqrt{s} = 206{,}6$ GeV podem ser comparadas com as previsões para as duas topologias do sinal nas figuras 5.2.b e 5.2.c respectivamente.

A interacção dos feixes com o gás remanescente e com o tubo do acelerador LEP produzia acontecimentos com baixa energia visível pelo detector DELPHI. Estes acontecimentos não foram simulados. O fundo $\gamma\gamma$, que tem elevada secção eficaz a baixo ângulo polar, é constituído por acontecimentos que ocupam uma região de espaço de fases caracterizada por baixa energia visível e que é mal descrita pela simulação. Pelo contrário, os acontecimentos de sinal caracterizam-se por uma elevada energia visível. Para eliminar estes acontecimentos do fundo, que não são tidos em conta na simulação ou que são mal descritos, efectuou-se um corte na energia visível na região $\theta \in [20°,160°]$. Os acontecimentos com uma energia visível inferior a 20% da energia de centro de massa foram rejeitados. A figura 5.2.d mostra as distribuições previstas pela simulação a $\sqrt{s} = 206{,}6$ GeV para o fundo e as duas topologias do sinal.

## 5.2 Selecção sequencial de acontecimentos

### 5.2.1 Topologia hadrónica

Depois dos cortes referidos anteriormente, a contribuição principal para o fundo corresponde a acontecimentos $q\bar{q}(\gamma)$ provenientes do decaimento do bosão $Z^0$. Exceptuando esta contribuição e o fundo $W^+W^-$, todas as outras foram fortemente reduzidas. Como se pode observar na figura 5.3, o acordo entre as distribuições obtidas para os dados e as esperadas pela simulação do fundo é razoável. Os cortes descritos de seguida destinaram-se a minimizar a contribuição do fundo $q\bar{q}(\gamma)$. O fundo $W^+W^-$, extremamente parecido com o sinal, será o alvo da fase discriminante da análise.

Cerca de metade dos acontecimentos $q\bar{q}(\gamma)$ que sobrevivem aos cortes da pré-selecção são originados por colisões $e^+e^-$ com retorno radiativo. Assim, seleccionaram-se apenas os acontecimentos com $\sqrt{s'}$ superior a 70% da energia de centro de massa. As distribuições de $\sqrt{s'}$ para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle = 206{,}6$ GeV, o fundo esperado e para o sinal estão representadas na figura 5.3.a.

Os acontecimentos $q\bar{q}$ que sobrevivem ao corte anterior são caracterizados por dois jactos energéticos diametralmente opostos enquanto que os acontecimentos de sinal e do fundo $W^+W^-$ são caracterizados por quatro jactos. Assim, a variável do método de identificação de jactos de Durham para a transição de quatro para três jactos $Y_{\mathrm{cut}(4\to3)}$ e o *thrust* $T$ são boas variáveis de selecção. Enquanto que o fundo $q\bar{q}$ popula a região de valores elevados da distribuição da variável $-\ln(Y_{\mathrm{cut}(4\to3)})$, os acontecimentos do sinal e do fundo $W^+W^-$ apresentam valores inferiores. Seleccionaram-se os acontecimentos com $-\ln(Y_{\mathrm{cut}(4\to3)}) < 6{,}5$. O *thrust* $T$ de um acontecimento define-se [60, 61] como:

$$T = \max \frac{\sum_i |\hat{n} \cdot \vec{p}_i|}{\sum_i p_i}, \tag{5.1}$$

em que $\hat{n}$ representa o versor que maximiza $T$ e $\vec{p}_i$ é o momento linear da partícula $i$. $T$ toma valores no intervalo $[{}^1\!/_2,1]$ e a acontecimentos com uma configuração espacial isotrópica correspondem valores pequenos do *thrust*, $T \approx 1/2$ enquanto que acontecimentos de dois jactos com direcções opostas têm $T \approx 1$. Eliminaram-se os acontecimentos com $T > 0.9$. As distribuições de $-\ln(Y_{\mathrm{cut}(4\to3)})$ e $T$ para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle = 206{,}6$ GeV podem

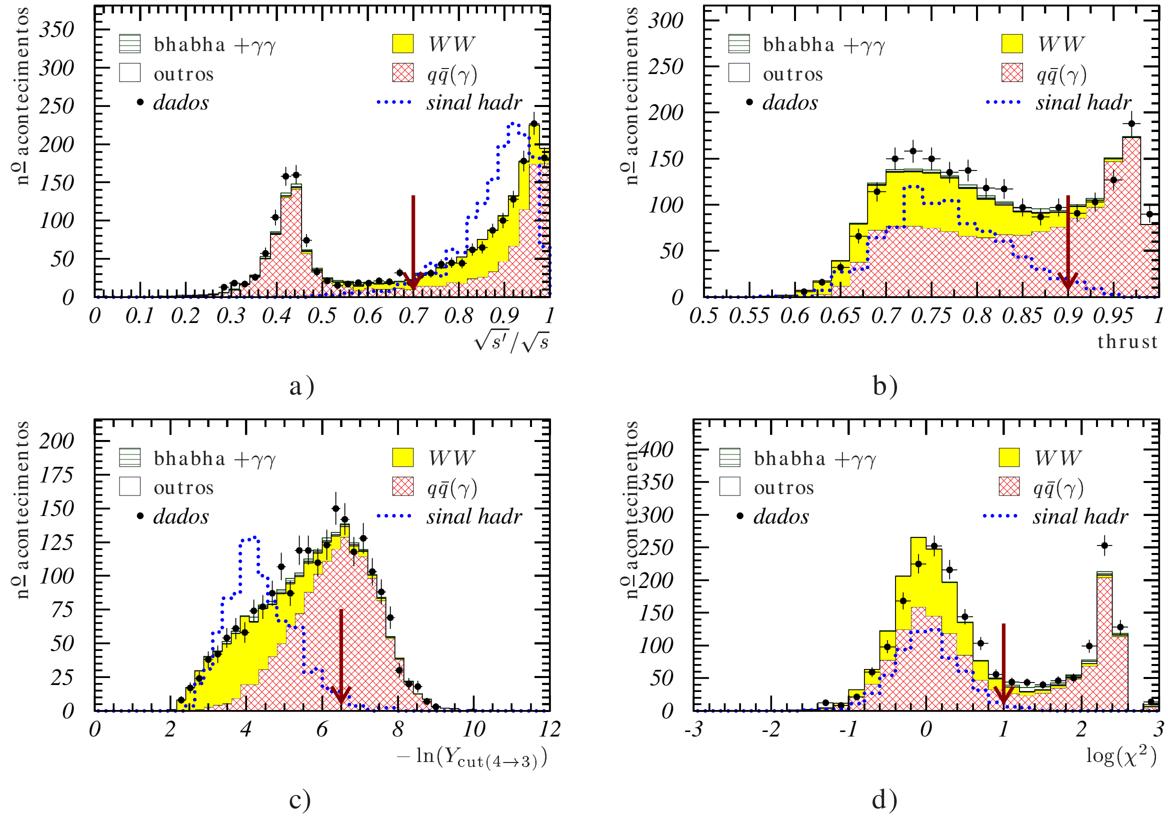



*Figura 5.3: Distribuições obtidas para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV e distribuições previstas para o fundo esperado e para a topologia hadrónica do sinal, depois da pré--selecção de acontecimentos: a) fracção da energia de centro de massa efectiva, b)* thrust, *c)* $-\ln(Y_{\mathrm{cut}(4\to 3)})$ *e d)* $\chi^2$ *do ajuste cinemático impondo conservação de energia e momento linear. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

ser comparadas com as previsões do fundo esperado e do sinal nas figuras 5.3.b e 5.3.c, respectivamente.

Todos os acontecimentos foram forçados a quatro jactos usando o algoritmo de Durham (secção 4.5) e os momentos lineares dos jactos resultantes foram reconstruidos cinematicamente impondo conservação de energia momento, usando o método descrito na secção 4.7. Os acontecimentos com um $\chi^2$ do ajuste superior a 10 foram excluídos da análise. A figura 5.3.d mostra as distribuição do $\chi^2$ para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV, o fundo esperado e o sinal.

### 5.2.2 Topologia semileptónica

A análise da topologia semileptónica foi feita em duas etapas. Na primeira, dividiram-se os acontecimentos em três amostras, de acordo com a identificação do sabor do leptão mais energético, e aplicaram-se critérios de qualidade de forma a purificar as amostras. Na segunda etapa, aplicaram-se cortes específicos de redução de fundo a cada uma das amostras.

As amostras seleccionadas foram:

amostra $e$ — o leptão mais energético é um electrão bem identificado (electrão *tight*, conforme a secção 4.4),

amostra $\mu$ — o leptão mais energético é um muão bem identificado (muão *standard* ou *tight*),

amostra *no-id* — nos casos em que o leptão mais energético não foi bem identicado.

Além de conter os acontecimentos em que o leptão mais energético é um electrão ou um muão mal identificado, a amostra *no-id* também contém os acontecimentos em que o leptão mais energético é um tau. Nesta amostra apenas se seleccionaram acontecimentos com um leptão isolado[2].

A amostra $\mu$ é, das três, a que apresenta o menor número de acontecimentos $q\bar{q}$. Nesta amostra, cerca de 85% do fundo é composto por acontecimentos $W^+W^-$, enquanto que na amostra $e$ esta contribuição é cerca de 50% e na amostra *no-id* é de apenas 30%. Como se pode observar nas figuras 5.4 e 5.5, o acordo entre as distribuições obtidas para os dados e as esperadas pela simulação do fundo é bom para a amostra $\mu$, enquanto que nas outras duas amostras há um excesso de acontecimentos bem localizado. Estes acontecimentos, que são caracterizados por leptões energéticos (amostra $e$) ou pouco energéticos (amostra *no-id*), com baixo ângulo polar e baixo ângulo de isolamento, correspondem a acontecimentos Bhabha e $\gamma\gamma$.

Nas amostras $e$ e *no-id* requereu-se que o ângulo de isolamento dos leptões (em relação a jactos, fotões isolados e outros leptões isolados) fosse superior a $10^\circ$ e a $20^\circ$ respectivamente, que o ângulo polar estivesse compreendido entre $25^\circ$ e $155^\circ$ e que o respectivo traço tivesse sinais associados em, pelo menos, duas camadas do VD. Adicionalmente, rejeitaram-se os acontecimentos da amostra *no-id* em que o momento linear do leptão era inferior a 7,5% $\sqrt{s}/c$. Estas distribuições, para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle = 206{,}6$ GeV, a simulação do fundo gerado e o sinal, podem ser observadas na figura 5.4.

Na segunda etapa da seleção sequencial da topologia semileptónica, os acontecimentos $q\bar{q}\gamma$, em que o fotão é emitido ao longo do tubo do feixe do LEP, foram suprimidos nas amostras $e$ e *no-id* requerendo que o ângulo polar do momento linear total fosse superior a $25^\circ$ e inferior a $155^\circ$. Eliminaram-se os acontecimentos com momento linear total inferior a 10 GeV/$c$. Estes cortes também eliminam a maior parte dos acontecimentos Bhabha, $\gamma\gamma$ e $Z^0Z^0$. As distribuições correspondentes, para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle = 206{,}6$ GeV e as simulações do fundo gerado e do sinal, podem ser observadas na figura 5.6.

As partículas dos acontecimentos foram forçadas a dois jactos[3] com o algoritmo de Durham e os momentos lineares dos jactos resultantes foram reconstruidos cinematicamente, impondo conservação de energia momento, usando o método descrito na secção 4.7. Os acontecimentos com um $\chi^2$ do ajuste superior a 10 foram excluídos da análise. A figura 5.7 mostra as distribuição do $\chi^2$ para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle = 206{,}6$ GeV, o fundo e o sinal.

### 5.2.3 Resumo

A figura 5.8 representa esquematicamente a pré-selecção e a selecção sequencial dos acontecimentos. O número de acontecimentos de dados seleccionados, depois da selecção sequencial, e de fundo esperado de acordo com o SM, bem como as eficiências

[2]Nos acontecimentos das amostras $e$ e $\mu$ com mais do que um leptão isolado apenas se considera o mais energético.

[3]Exceptuando as partículas identificadas na secção 5.1.2 como isoladas.

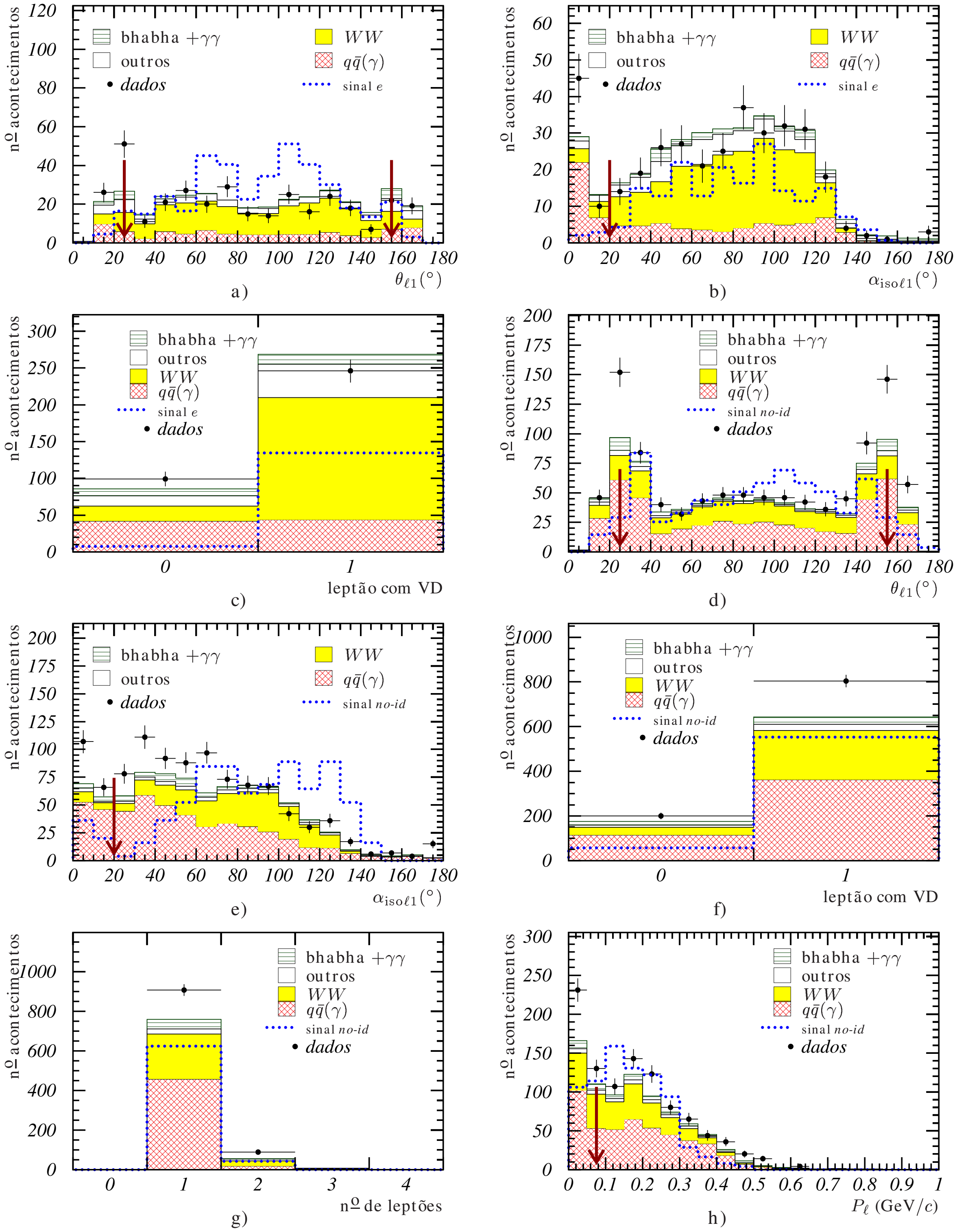



*Figura 5.4: Distribuições obtidas para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV e distribuições previstas para o fundo esperado e para a topologia semileptónica do sinal depois dos cortes da pré-selecção de acontecimentos. Amostra e: a) ângulo polar do leptão; b) ângulo de isolamento do leptão e c) informação do VD para o leptão. Amostra* no-id*: d) ângulo polar do leptão; e) ângulo de isolamento do leptão; f) informação do VD para o leptão; g) nº de leptões por acontecimento e h) fracção do momento linear do leptão. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

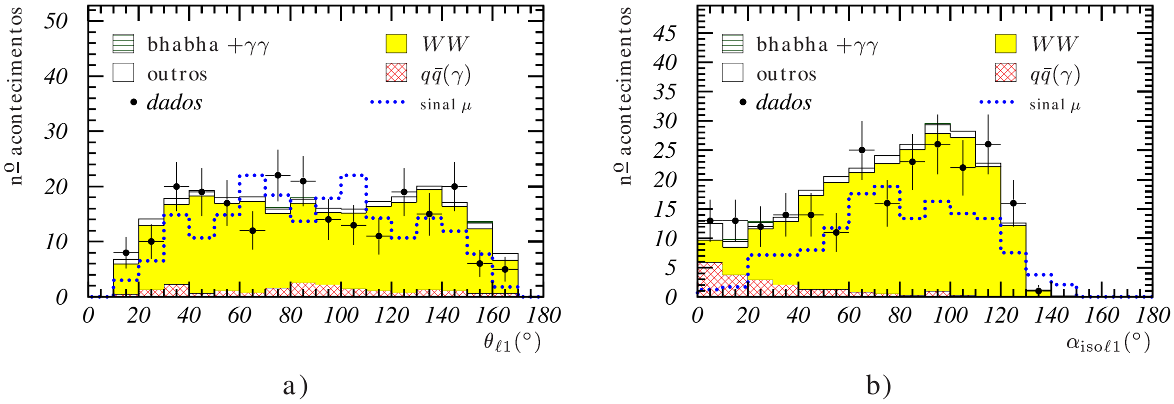



*Figura 5.5: Distribuições obtidas para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV e distribuições previstas para o fundo esperado e para a amostra $\mu$ da topologia semileptónica do sinal depois dos cortes da pré-selecção de acontecimentos: a) ângulo polar do leptão e b) ângulo de isolamento do leptão. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

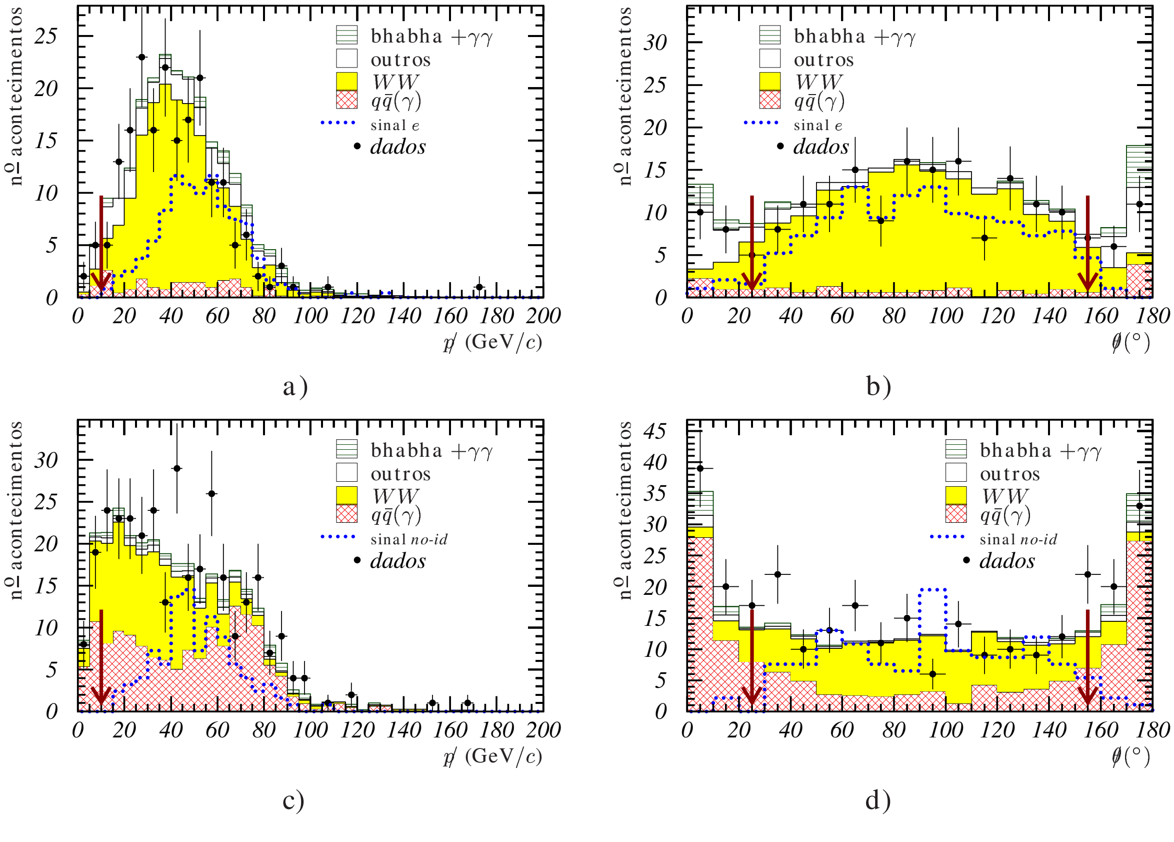
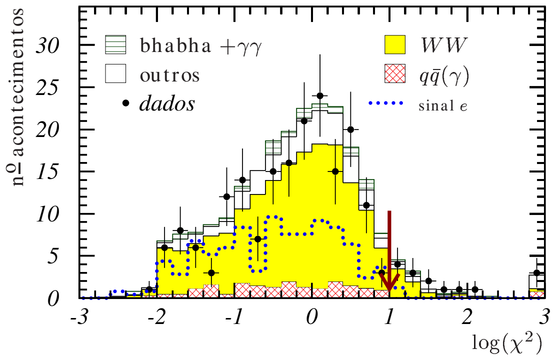
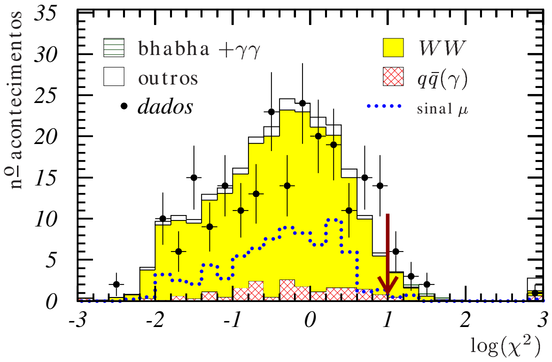


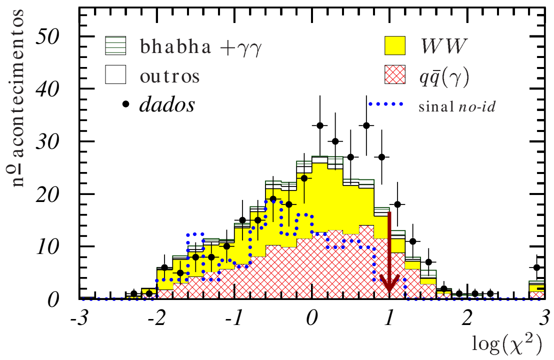

*Figura 5.6: Distribuições obtidas para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV e distribuições previstas para o fundo esperado e para a topologia semileptónica do sinal depois dos cortes da primeira etapa da selecção sequencial de acontecimentos. Amostra e: a) momento linear total e b) complementar do ângulo polar do momento linear total. Amostra* no-id*: a) momento linear total e b) complementar do ângulo polar do momento linear total. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*




a)




b)




c)

*Figura 5.7: Distribuições do $\chi^2$ da reconstrução cinemática impondo conservação de energia e momento linear obtidas para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV, para o fundo esperado e para as três amostras semi-leptónicas do sinal, depois dos cortes da primeira etapa da selecção sequencial de acontecimentos: a) amostra e, b) amostra $\mu$ e c) amostra* no-id. *A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

da análise, são apresentados na tabela 5.1. A tabela 5.2 discrimina o fundo previsto a $\sqrt{s} = 188{,}6$ GeV e a $\sqrt{s} = 206{,}6$ GeV.

O acordo entre algumas das distribuições obtidas para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle = 206{,}6$ GeV e as distribuições correspondentes previstas para o fundo esperado, pode ser observado na figura 5.9 (topologia hadrónica) e na figura 5.10 (topologia semileptónica).

No fim da análise sequencial de acontecimentos verifica-se que o acordo entre o número de acontecimentos de dados obtidos e o número de acontecimentos de fundo esperado é, de uma forma geral, bom. Nas distribuições observadas, não se encontrou nenhum desvio local significativo. O fundo dominante corresponde à produção de $W^+W^-$. Nas amostras $e$ e $\mu$, a contribuição dos outros fundos foi fortemente reduzida. O segundo fundo mais importante corresponde à produção de $q\bar{q}$. A contribuição máxima do fundo correspondente à produção de $Z^0Z^0$, o terceiro fundo mais importante, é 6,8%. A eficiência da análise é elevada (aproximadamente 70%).

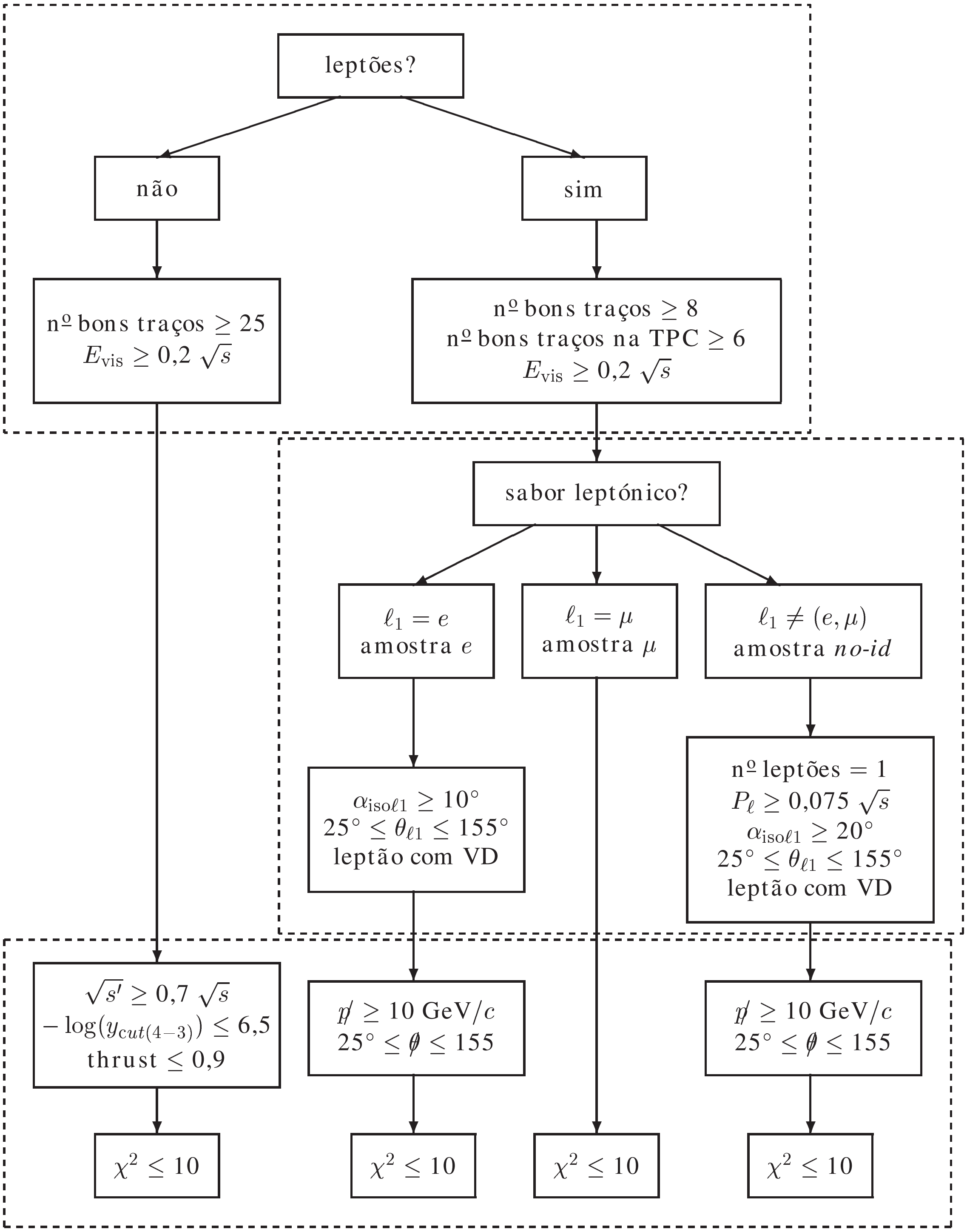



*Figura 5.8: Representação esquemática da pré-selecção e da selecção sequencial dos acontecimentos.*

*Tabela 5.1:*
*Número de acontecimentos de dados seleccionados e de fundo esperado de acordo com o SM. Também se indicam, em percentagem, as correspondentes eficiências da análise, convoluídas com a razão de decaimento do bosão W. Dos vários cenários de parâmetros $S_{RR}$, $V_{ij}$, $T_{RR}$ e $a_j^z$ (ver tabela 2.3) indicam-se apenas os dois valores extremos de eficiência. Os erros máximos das eficiências são 2,1% (topologia hadrónica) e 0,1% (amostras da topologia semileptónica)*

| $\langle\sqrt{s}\rangle$ (GeV) | 188,6 | 191,6 | 195,5 | 199,5 | 201,6 | 204,8 | 206,6 | 206,3* |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Topologia hadrónica: | | | | | | | | |
| dados | 1165 | 211 | 613 | 637 | 306 | 599 | 606 | 400 |
| fundo | 1216,1 | 197,0 | 589,5 | 637,7 | 299,6 | 610,6 | 612,7 | 444,1 |
| | ±14,4 | ±2,3 | ±6,6 | ±7,0 | ±3,3 | ±6,6 | ±6,5 | ±4,8 |
| $\varepsilon$ min. | 46,5 | 42,8 | 42,8 | 50,9 | 50,9 | 51,5 | 51,5 | 50,5 |
| $\varepsilon$ max. | 48,2 | 48,9 | 48,9 | 54,0 | 54,0 | 55,6 | 55,6 | 54,5 |
| Topologia semileptónica — amostra $e$: | | | | | | | | |
| dados | 259 | 37 | 140 | 151 | 80 | 166 | 137 | 106 |
| fundo | 290,8 | 46,0 | 142,8 | 157,1 | 75,9 | 155,2 | 158,2 | 109,6 |
| | ±5,2 | ±0,8 | ±2,5 | ±2,8 | ±1,3 | ±2,7 | ±2,8 | ±2,0 |
| $\varepsilon$ min. | 6,5 | 6,1 | 6,1 | 6,4 | 6,4 | 6,5 | 6,5 | 6,2 |
| $\varepsilon$ max. | 7,6 | 7,3 | 7,3 | 7,2 | 7,2 | 7,1 | 7,6 | 7,1 |
| Topologia semileptónica — amostra $\mu$: | | | | | | | | |
| dados | 423 | 75 | 226 | 259 | 111 | 240 | 220 | 169 |
| fundo | 432,9 | 75,4 | 225,6 | 246,7 | 118,4 | 232,8 | 244,3 | 169,9 |
| | ±6,5 | ±1,1 | ±3,3 | ±3,6 | ±1,7 | ±3,3 | ±3,5 | ±2,5 |
| $\varepsilon$ min. | 10,6 | 10,5 | 10,5 | 10,3 | 10,3 | 10,7 | 10,5 | 9,9 |
| $\varepsilon$ max. | 11,5 | 11,6 | 11,6 | 11,4 | 11,4 | 11,1 | 11,5 | 10,8 |
| Topologia semileptónica — amostra *no-id*: | | | | | | | | |
| dados | 308 | 49 | 140 | 135 | 67 | 145 | 148 | 92 |
| fundo | 286,2 | 45,4 | 133,9 | 146,8 | 72,0 | 141,1 | 141,7 | 104,5 |
| | ±7,5 | ±1,2 | ±3,3 | ±3,6 | ±1,7 | ±3,3 | ±3,4 | ±2,5 |
| $\varepsilon$ min. | 2,7 | 2,6 | 2,6 | 2,8 | 2,8 | 2,9 | 3,3 | 2,7 |
| $\varepsilon$ max. | 3,5 | 3,4 | 3,4 | 3,3 | 3,3 | 3,3 | 3,6 | 3,4 |
| Total: | | | | | | | | |
| dados | 2155 | 372 | 1119 | 1118 | 564 | 1150 | 1111 | 767 |
| fundo | 2226,0 | 363,8 | 1091,8 | 1188,3 | 565,9 | 1139,7 | 1156,9 | 828,1 |
| | ±18,2 | ±2,9 | ±8,5 | ±9,1 | ±4,3 | ±8,5 | ±8,6 | ±6,3 |
| $\varepsilon$ min. | 67,5 | 62,3 | 62,3 | 71,3 | 71,3 | 72,7 | 72,6 | 69,8 |
| $\varepsilon$ max. | 69,3 | 69,8 | 69,8 | 75,0 | 75,0 | 76,7 | 77,5 | 73,6 |

*Tabela 5.2:*
*Número de acontecimentos, em percentagem e discriminados por tipo, do fundo esperado de acordo com o SM.*

| Topologia | $W^+W^-$ | $qq(\gamma)$ | Bhabha $+\gamma\gamma$ | outros |
|---|---|---|---|---|
| $\langle\sqrt{s}\rangle = 188{,}6$ GeV: | | | | |
| topologia hadrónica | 68,6 | 31,2 | 0,0 | 0,1 |
| amostra $e$ | 85,8 | 6,7 | 1,4 | 6,1 |
| amostra $\mu$ | 85,2 | 9,0 | 0,3 | 5,5 |
| amostra *no-id* | 58,3 | 39,3 | 0,5 | 1,9 |
| $\langle\sqrt{s}\rangle = 206{,}6$ GeV: | | | | |
| topologia hadrónica | 76,7 | 23,1 | 0,1 | 0,1 |
| amostra $e$ | 86,8 | 5,6 | 1,0 | 6,6 |
| amostra $\mu$ | 87,0 | 7,8 | 0,0 | 5,2 |
| amostra *no-id* | 66,0 | 31,3 | 0,3 | 2,5 |

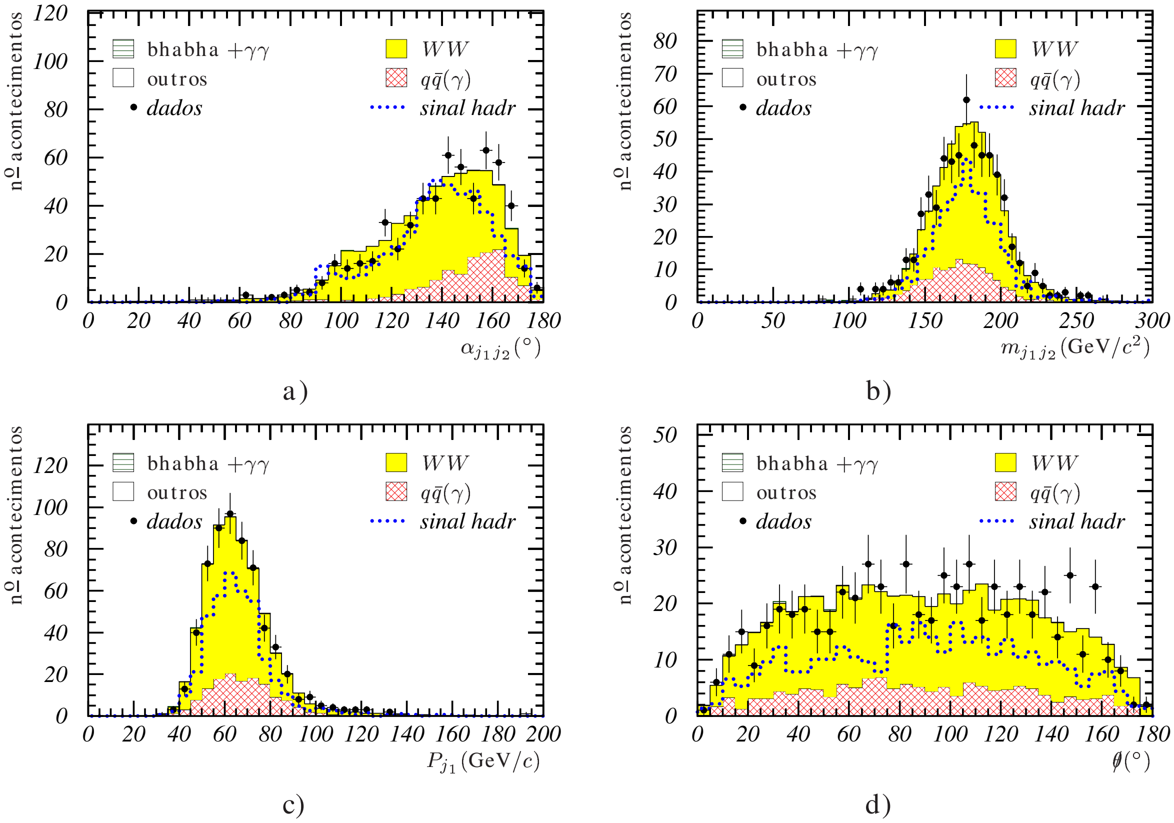



*Figura 5.9: Distribuições obtidas para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle = 206{,}6$ GeV e distribuições previstas para o fundo esperado e para a topologia hadrónica do sinal, depois da selecção sequencial de acontecimentos: a) ângulo entre os dois jactos mais energéticos; b) massa reconstruída dos dois jactos mais energéticos; c) momento linear do jacto mais energético e d) complementar do ângulo polar do momento linear total. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

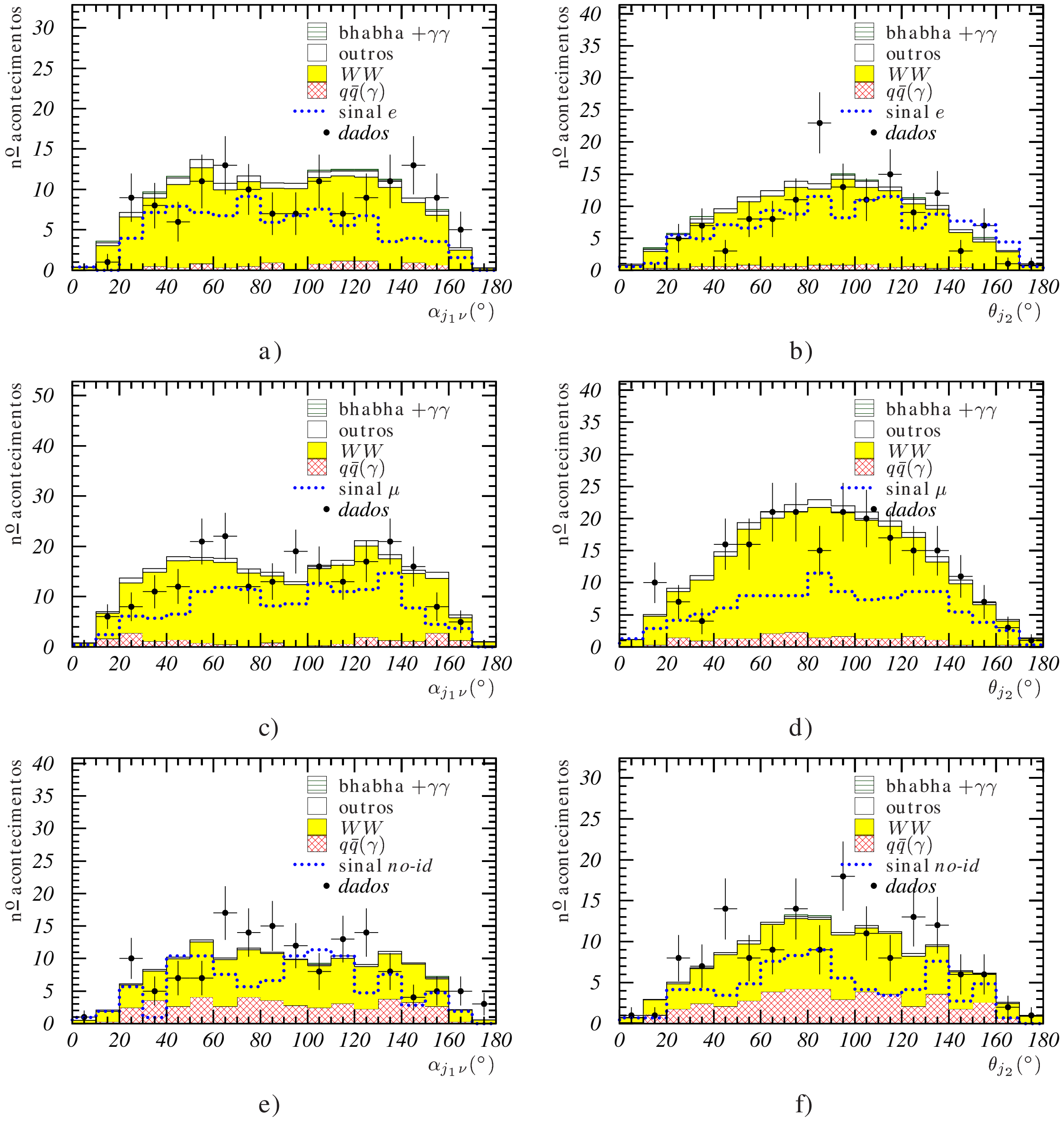



*Figura 5.10: Distribuições obtidas para os dados a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV e distribuições previstas para o fundo esperado e para as várias amostras da topologia semileptónica do sinal, depois da selecção sequencial de acontecimentos: a), c) e e) ângulo entre o jacto mais energético e o neutrino e b), d) e f) ângulo polar do jacto menos energético. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

## 5.3 Análise discriminante

Depois da análise sequencial descrita nas secções anteriores, procurou-se atribuir a cada acontecimento a probabilidade de ser sinal $\mathcal{P}_S$ e a probabilidade de ser fundo $\mathcal{P}_B$, de acordo com as funções densidade de probabilidade (PDF) de variáveis físicas relevantes. A razão entre estas duas probabilidades permite distinguir os acontecimentos de dados que são semelhantes aos acontecimentos de sinal daqueles que são semelhantes aos do fundo.

As PDF são obtidas a partir das simulações de sinal e de fundo e são representadas por histogramas com estatística limitada. Desta forma, podem apresentar flutuações estatísticas sem significado físico. Para minimizar estes efeitos, as PDF usadas foram suavizadas (ver os exemplos da figura 5.11).

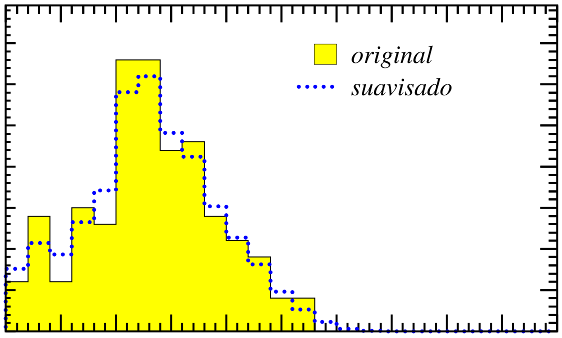
Assumindo que não há correlações, as probalilidades $\mathcal{P}_S$ e $\mathcal{P}_B$ para um dado acontecimento são:

$$\mathcal{P}_S = \prod_{i=1}^{n} P_i^S(x_i)\,, \qquad \mathcal{P}_B = \prod_{i=1}^{n} P_i^B(x_i)\,, \tag{5.2}$$

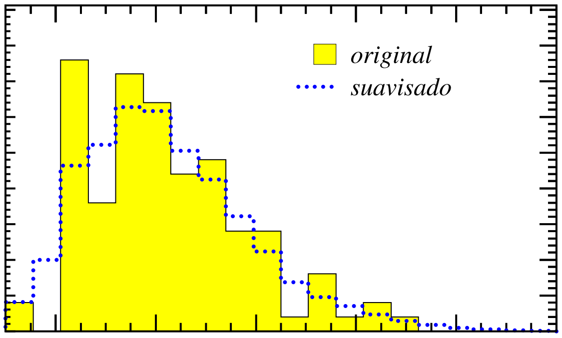
em que $n$ é o número de PDF usadas e $P_i^S$ ($P_i^B$) é a probabilidade de o acontecimento ter o valor $x_i$ na variável física correspondente à PDF de sinal (fundo) $i$. A figura 5.12 exemplifica esta construção. A variável discriminante $\ln(\mathcal{L}_R)$ define-se como:

$$\ln(\mathcal{L}_R) = \ln\left(\frac{\mathcal{P}_S}{\mathcal{P}_B}\right)\,. \tag{5.3}$$

Desta forma, os valores da variável discriminante para acontecimentos do tipo sinal serão superiores aos valores para acontecimentos do tipo fundo. Tal como as PDF, as variáveis discriminantes obtidas para o sinal e o fundo também foram suavizadas.




a)




b)

*Figura 5.11: Exemplos da suavização das PDF.*

### 5.3.1 Topologia hadrónica

Como já se referiu anteriormente, o fundo dominante corresponde a acontecimentos $W^+W^-$. Os estados finais destes acontecimentos são muito semelhantes aos do sinal. No entanto, espera-se que haja diferenças na reconstrução de partículas intermédias. De facto, os jactos dos acontecimentos de sinal formam-se a partir dum quark $t$ (e dum bosão $W$) enquanto que no fundo dominante, os jactos formam-se a partir de dois bosões $W$. Para estudar as propriedades cinemáticas do quarks $t$ e do bosão $W$ é necessário

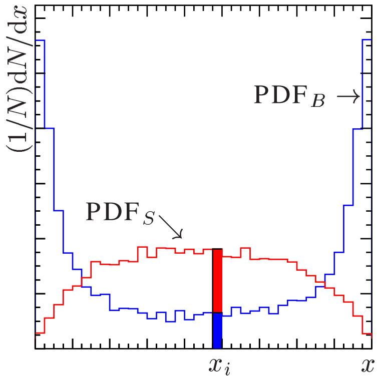



*Figura 5.12: Exemplo da construção das variáveis discriminantes. Neste caso, a probabilidade do acontecimento ser do tipo sinal é maior do que a de ser do tipo SM.*

identificar o sabor dos quarks que originaram os jactos. Assim, testaram-se várias possibilidades (esquemas):

1. o jacto $b$ é o mais energético e o $c$ o menos energético;
2. o jacto $b$ é o mais energético e os jactos provenientes do decaimento do bosão $W$ são os que minimizam a relação $|m_{jj} - m_W|$, em que $m_{jj}$ é a massa invariante dos dois jactos e $m_W$ = 80,4 GeV/$c^2$ é a massa medida do bosão $W$;
3. o jacto $b$ é o que tem o valor mais elevado do $C_{b\text{-tag}}$ e o $c$ o menos energético;
4. o jacto $b$ é o que tem maior $C_{b\text{-tag}}$ e os jactos provenientes do decaimento do bosão $W$ são os que minimizam a relação $|m_{jj} - m_W|$.

As atribuições correctas dos jactos aos quarks $b$ e $c$ foram estudadas para amostras de sinal a $\sqrt{s}$ = 189,0 GeV e $\sqrt{s}$ = 206,0 GeV. Considerou-se que o jacto $j$ correspondia ao quark $q, q = c, b$ se $cos\alpha_{qj} \geq 0,9$, em que $\alpha_{qj}$ é o ângulo entre as direcções dos momentos lineares do quark $q$ e do jacto $j$. Os resultados obtidos podem ser observados na tabela 5.3

As distribuições obtidas para as massas reconstruídas do quark $t$ e do bosão $W$, bem como o momento linear do jacto $b$, para cada um dos diferentes esquemas de atribuição dos jactos aos quarks, podem ser observadas nas figuras 5.13 ($\langle\sqrt{s}\rangle$ = 188,6 GeV) e 5.14 ($\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV). Os valores médios e larguras a meia altura destas distribuições encontram-se na tabela 5.4. As resoluções em massa melhoram quando a energia

*Tabela 5.3:*
*Percentagens das atribuições correctas dos jactos aos quarks b e c para amostras de sinal da topologia hadrónica a $\sqrt{s}$ = 189,0 GeV e a $\sqrt{s}$ = 206,0 GeV.*

| Esquema: | 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|---|
| 189,0 GeV: | | | | |
| $\varepsilon_b$ (%): | 52,4 | 52,4 | 72,5 | 72,5 |
| $\varepsilon_c$ (%): | 45,5 | 43,4 | 45,5 | 40,7 |
| 206,0 GeV: | | | | |
| $\varepsilon_b$ (%): | 53,3 | 53,3 | 68,0 | 68,0 |
| $\varepsilon_c$ (%): | 51,2 | 51,0 | 51,2 | 44,8 |

*Tabela 5.4:*
*Valores médios e larguras a meia altura de $m_t$, $m_W$ e $P_b$ determinados para os acontecimentos de sinal da topologia hadrónica usando os quatro esquemas de jactos a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 188,6 GeV e $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV.*

| Esquema: | 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|---|
| 188,6 GeV: | | | | |
| $\langle m_t \rangle$ (GeV/$c^2$) | 158,7 | 156,3 | 156,1 | 147,7 |
| $\sigma m_t$ (GeV/$c^2$) | 11,35 | 14,35 | 14,59 | 24,28 |
| $\langle m_W \rangle$ (GeV/$c^2$) | 64,31 | 67,39 | 78,71 | 72,46 |
| $\sigma m_W$ (GeV/$c^2$) | 16,78 | 12,22 | 21,09 | 11,21 |
| $\langle P_b \rangle$ (GeV/$c$) | 68,37 | 68,37 | 56,70 | 56,70 |
| $\sigma P_b$ (GeV/$c$) | 7,238 | 7,238 | 16,99 | 16,99 |
| 206,6 GeV: | | | | |
| $\langle m_t \rangle$ (GeV/$c^2$) | 169,1 | 164,7 | 166,9 | 153,6 |
| $\sigma m_t$ (GeV/$c^2$) | 9,219 | 14,40 | 12,49 | 24,44 |
| $\langle m_W \rangle$ (GeV/$c^2$) | 70,06 | 72,14 | 84,73 | 74,17 |
| $\sigma m_W$ (GeV/$c^2$) | 16,92 | 11,08 | 22,84 | 10,20 |
| $\langle P_b \rangle$ (GeV/$c$) | 72,76 | 72,76 | 60,77 | 60,77 |
| $\sigma P_b$ (GeV/$c$) | 7,252 | 7,252 | 16,68 | 16,68 |

de centro de massa aumenta, devido ao maior espaço de fase disponível. As melhores resoluções em massa para o quark $t$ são obtidas com os esquemas 1 e 3, enquanto que o esquema 4 fornece a melhor resolução em massa para o bosão $W$.

O esquema 3 apresenta a melhor combinação da atribuição correcta dos jactos aos quarks, resolução em massa e discriminação fundo — sinal nas distribuições observadas. Por este motivo, escolheu-se este esquema para a obtenção das seguintes PDF:

- *Combined b-tag* do acontecimento, $C^{\text{evento}}_{b\text{-tag}}$;
- momento linear do jacto $b$, $P_b$ e
- massa reconstruída do bosão $W$, $m_W$.

A figura 5.15 mostra as distribuições usadas a $\langle\sqrt{s}\rangle = 188{,}6$ GeV e a $\langle\sqrt{s}\rangle = 206{,}6$ GeV. As distribuições das variáveis discriminantes $\mathcal{L}_R$ obtidas a partir destas PDF, podem ser observadas na figura 5.16.

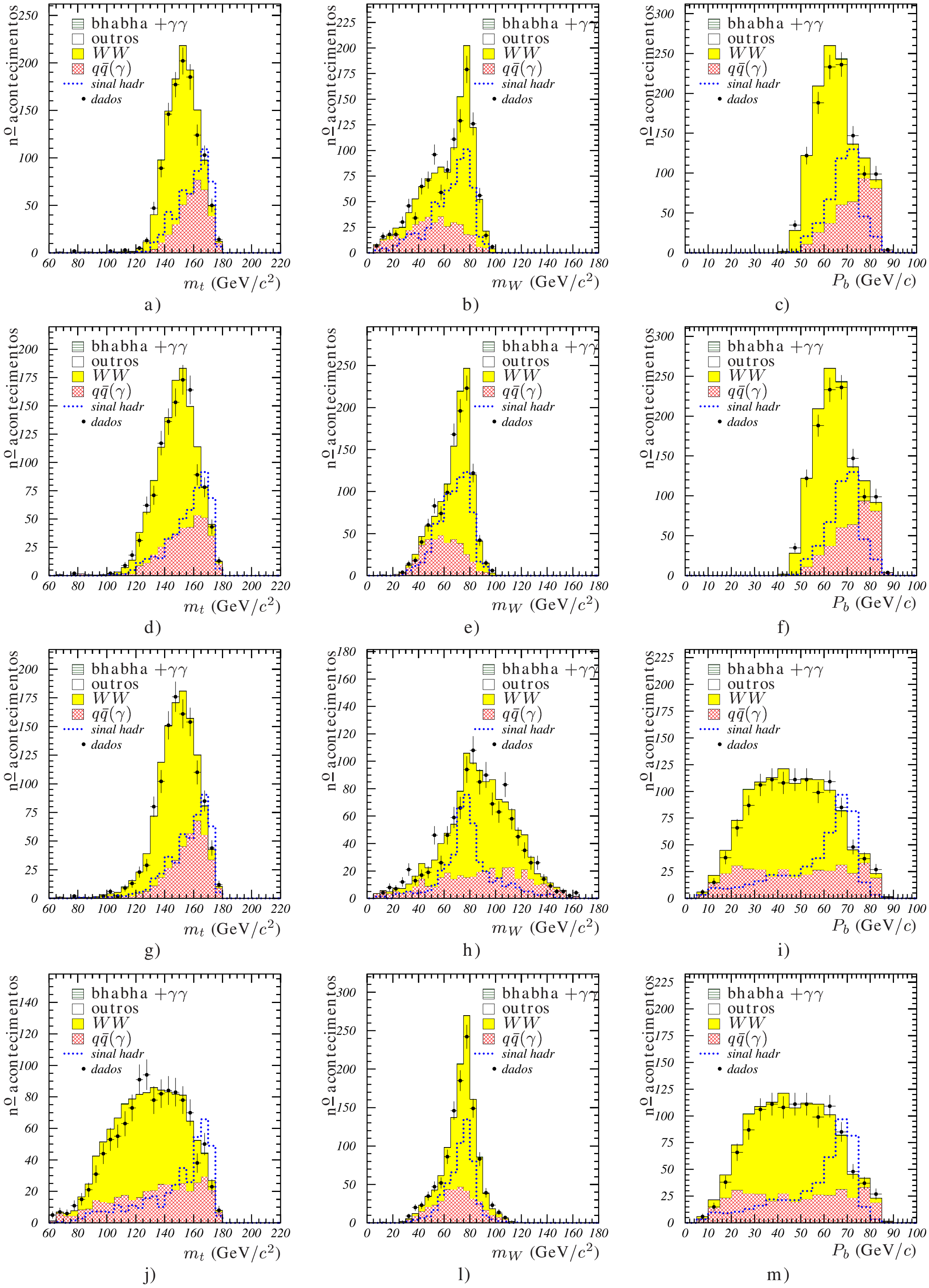



*Figura 5.13: Reconstrução, para a topologia hadrónica, da massa do quark t (1ª coluna), da massa do bosão W (2ª coluna) e do momento linear do jacto b (3ª coluna) a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 188,6 GeV para os diferentes esquemas de quarks: esquema 1 (1ª linha), esquema 2 (2ª linha), esquema 3 (3ª linha) e esquema 4 (4ª linha).*

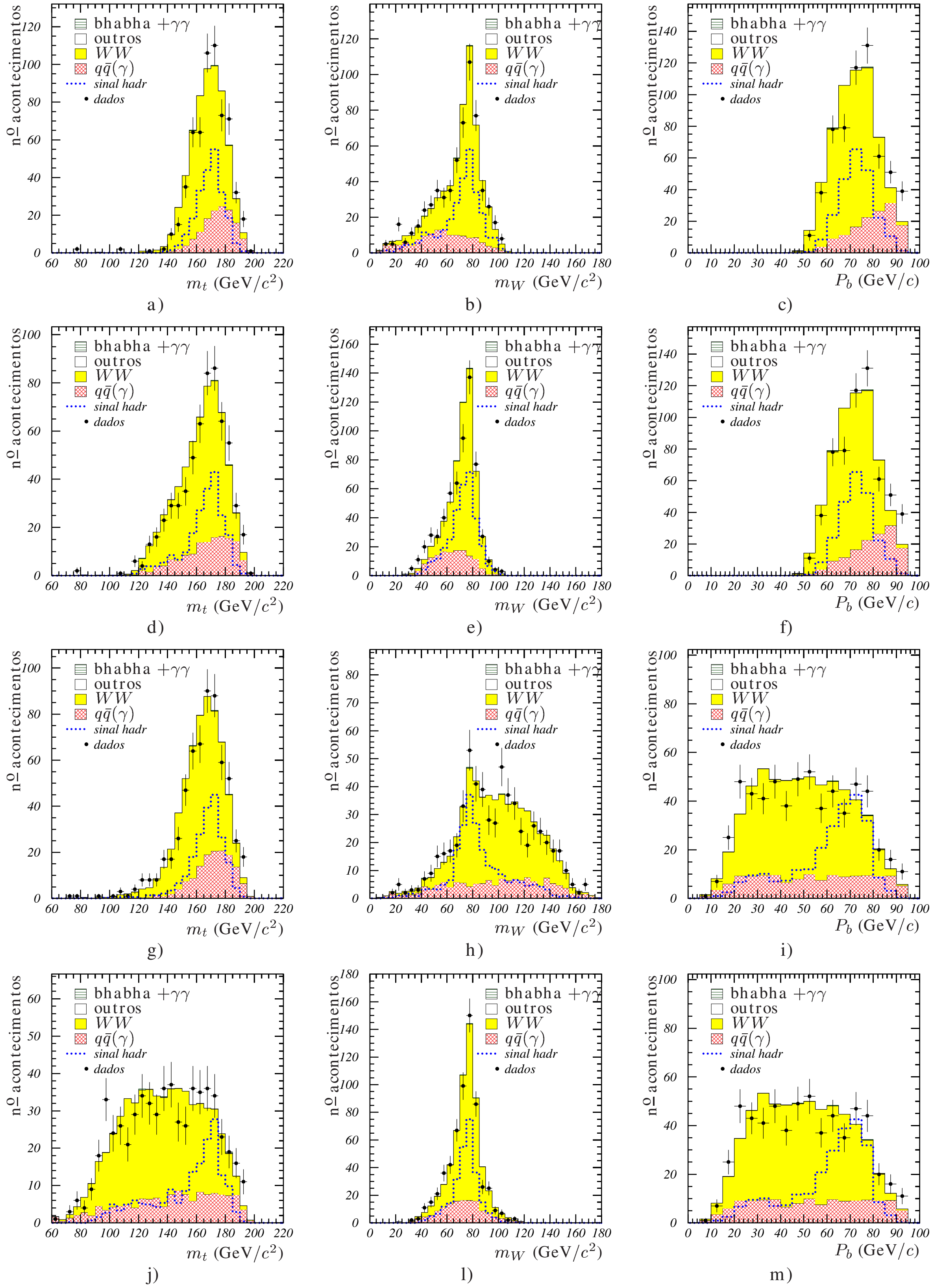



*Figura 5.14: Reconstrução, para a topologia hadrónica, da massa do quark t (1$^{\underline{a}}$coluna), da massa do bosão W (2$^{\underline{a}}$coluna) e do momento linear do jacto b (3$^{\underline{a}}$coluna) a 206,6 GeV para os diferentes esquemas de quarks: esquema 1 (1$^{\underline{a}}$linha), esquema 2 (2$^{\underline{a}}$linha), esquema 3 (3$^{\underline{a}}$linha) e esquema 4 (4$^{\underline{a}}$linha).*

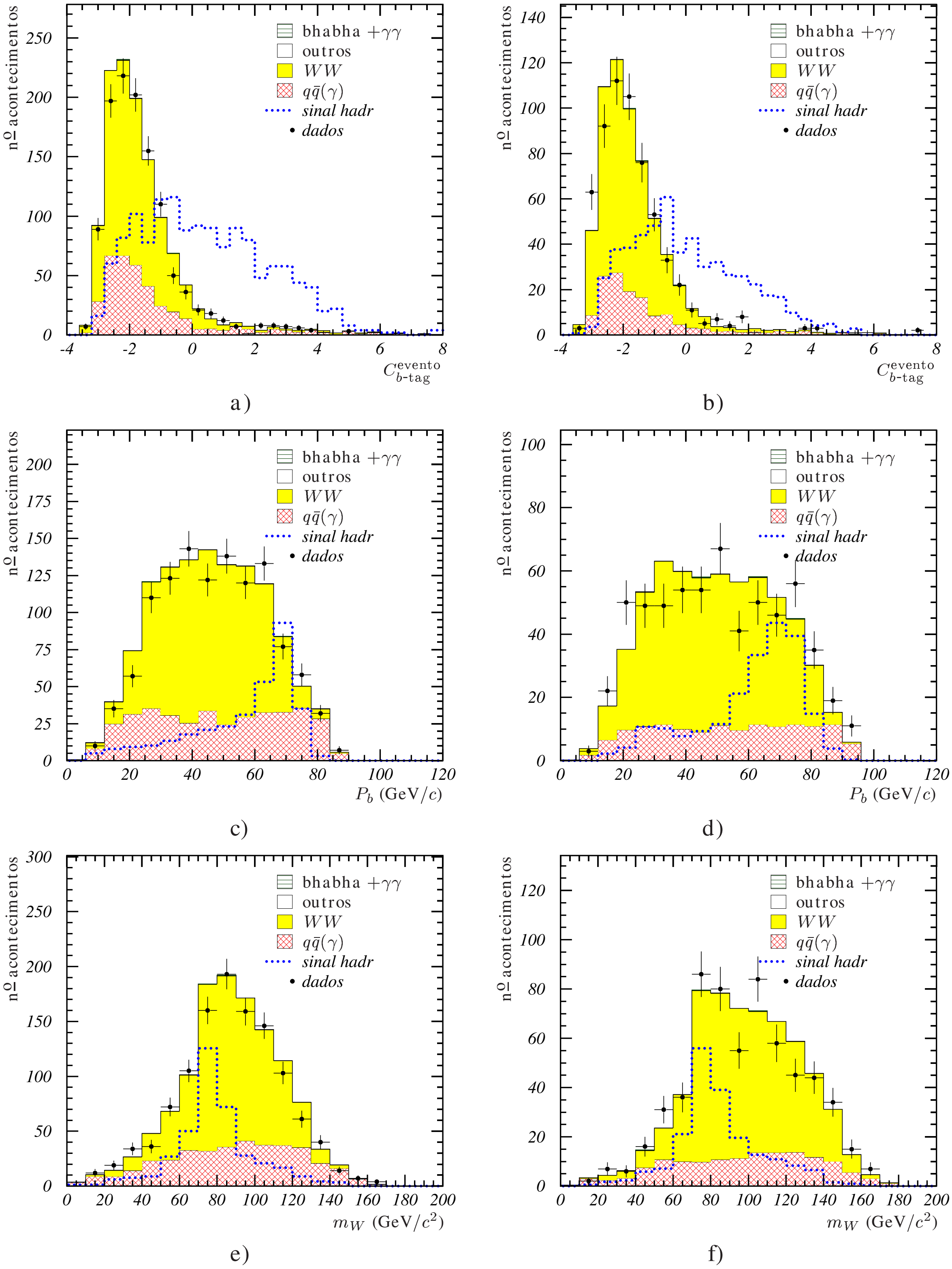



*Figura 5.15: PDF usadas para a topologia hadrónica a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 188,6 GeV (esquerda) e a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV (direita): a) e b)* combined b-tag *do acontecimento; c) e d) momento linear reconstruído do quark b e e) e f) massa reconstruída do bosão W. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

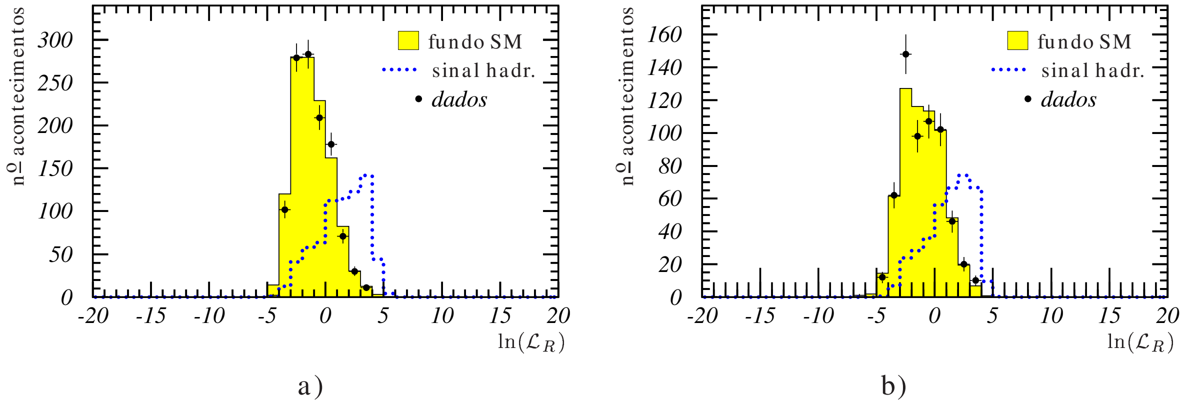



*Figura 5.16: Variáveis discriminantes obtidas para a topologia hadrónica: a) a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 188,6 GeV e b) a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

### 5.3.2 Topologia semileptónica

Tal como na topologia hadrónica, o fundo dominante nas várias amostras da topologia semileptónica também corresponde a acontecimentos $W^+W^-$ e, pela mesma razão também se estudou a atribuição dos jactos aos quarks. No entanto, no caso da topologia semileptónica do sinal, em que só há dois jactos reconstruídos por acontecimento, a atribuição dos jactos aos quarks é mais simples. Testaram-se duas possiblidades:

1. o jacto $b$ é o mais energético e o $c$ é o menos energético;
2. o jacto $b$ é o que tem maior $C_{b\text{-tag}}$ e o $c$ é o que tem menor $C_{b\text{-tag}}$.

As percentagens da atribuição correcta dos jactos aos quarks $b$ e $c$, usando estes esquemas, estão indicadas na tabela 5.5, para amostras do sinal a $\sqrt{s}$ = 189,0 GeV e a $\sqrt{s}$ = 206,0 GeV. As distribuições obtidas para a massa reconstruída do quark $t$ e do momento linear do jacto $b$, para os dois esquemas de atribuição dos jactos aos quarks e para as três amostras desta topologia, podem ser observadas nas figuras 5.17 ($\langle\sqrt{s}\rangle$ = 188,6 GeV) e 5.18 ($\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV). Os valores médios e larguras a meia altura correspondentes encontram-se na tabela 5.6.

Tal como na topologia hadrónica, as resoluções em massa melhoram quando a energia de centro de massa aumenta. As melhores resoluções em massa para o quark $t$ são obtidas com o esquemas 1, enquanto que o esquema 2 discrimina melhor os acontecimentos nestas duas distribuições. No entanto, ao contrário da topologia hadrónica, foi possível construir as variáveis discriminantes sem se usar um destes esquemas.

Usaram-se as seguintes PDF para construir as variáveis discriminantes:

- massa reconstruída dos dois jactos, $m_{J_1J_2}$;
- massa reconstruída do jacto com maior $C_{b\text{-tag}}$, do leptão e do neutrino, $m_{j^{Cbt}\ell\nu}$;
- massa reconstruída do bosão $W$, $m_W$;
- ângulo entre os dois jactos, $\alpha_{J_1J_2}$;
- ângulo entre o leptão e o neutrino, $\alpha_{\ell\nu}$;
- razão entre os momentos lineares do jacto menos energético e do mais energético, $P_{J_2}/P_{J_1}$;

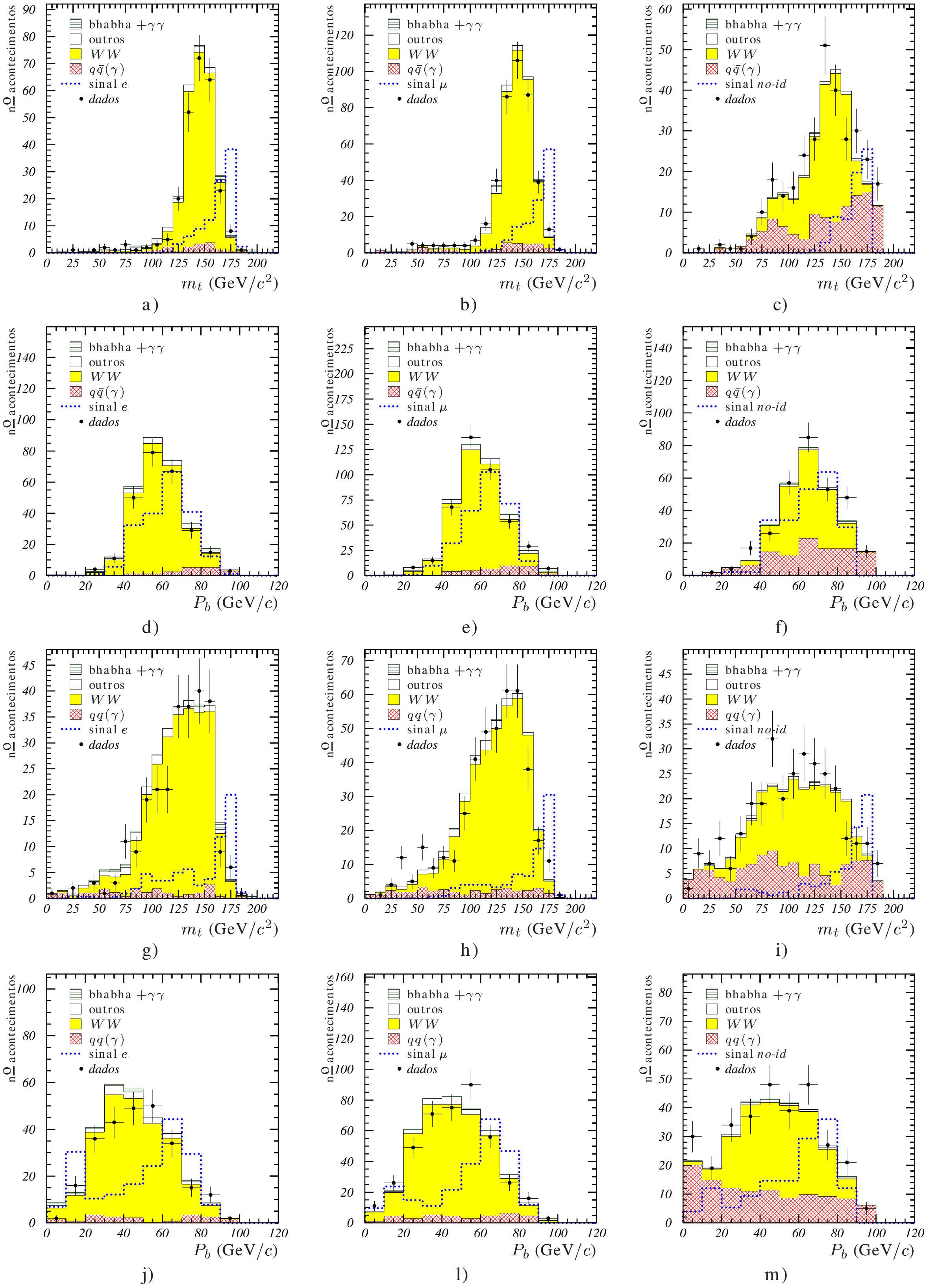



*Figura 5.17: Reconstrução da massa do quark $t$ (1ª e 3ª linhas) e do momento linear do quark $b$ (2ª e 4ª linhas) a $\langle\sqrt{s}\rangle = 188{,}6$ GeV, para as amostras da topologia semileptónica usando o esquema 1 (metade superior) e o esquema 2 (metade inferior).*

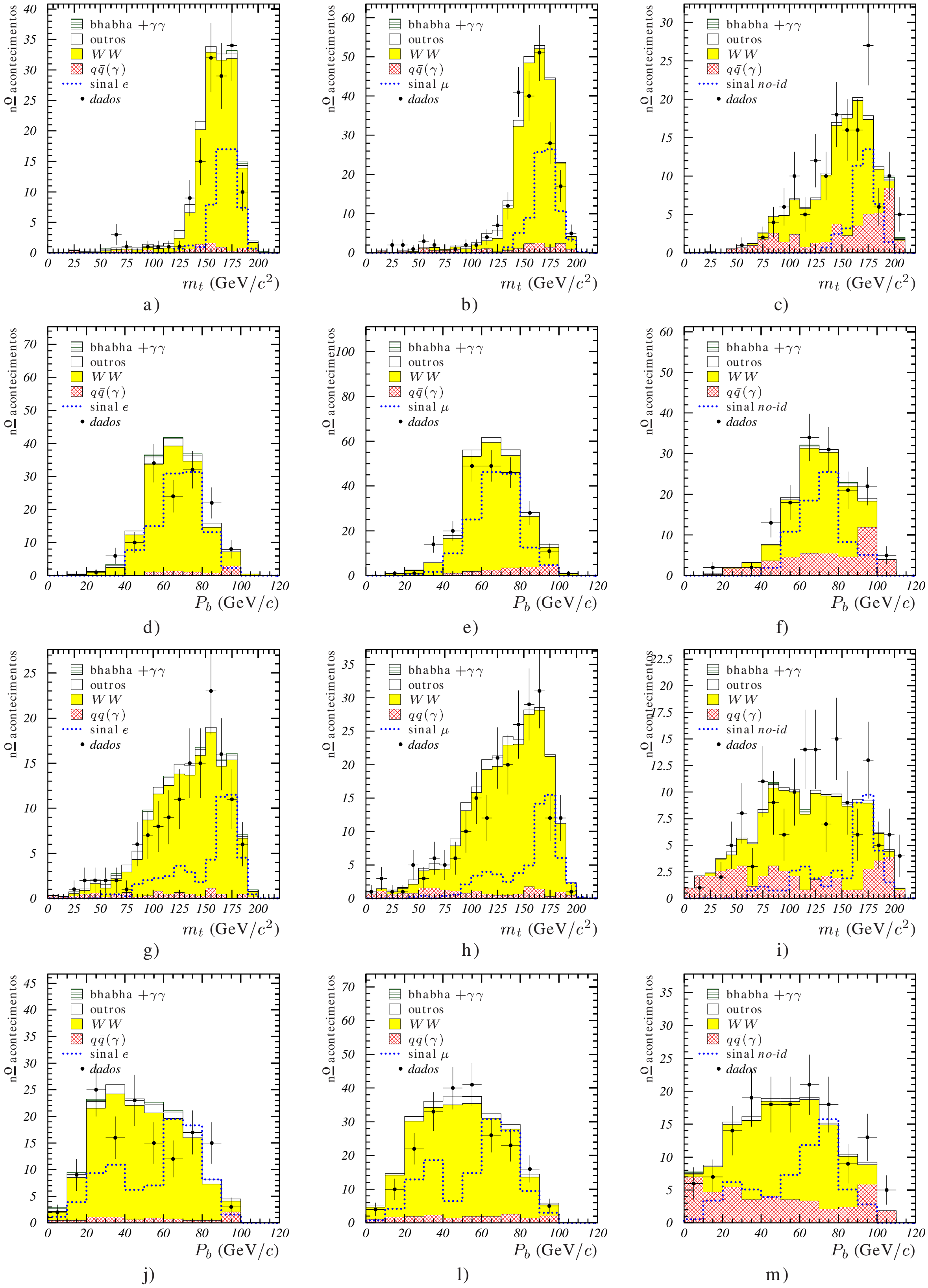



*Figura 5.18: Reconstrução da massa do quark t (1ª e 3ª linhas) e do momento linear do quark b (2ª e 4ª linhas) a 206,6 GeV, para as amostras da topologia semileptónica usando o esquema 1 (metade superior) e o esquema 2 (metade inferior).*

- *Combined b-tag* do jacto mais energético, $C^{J_1}_{b\text{-tag}}$;
- produto entre o sinal da carga do leptão e o coseno do seu ângulo polar, $Q_\ell \times \cos(\theta_\ell)$;
- -ln($y_{cut}$(2→1)), em que $y_{cut}$(2→1) é a variável de Durham para a transição de dois para um jacto.

As distribuições usadas a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 188,6 GeV e a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV podem ser observadas nas figuras 5.19 a 5.24. As distribuições das variáveis discriminantes correspondentes podem ser observadas na figura 5.25.

*Tabela 5.5:*
*Percentagens das atribuições correctas dos jactos aos quarks b e c para amostras de sinal da topologia semileptónica a $\sqrt{s}$ = 189,0 GeV e a $\sqrt{s}$ = 206,0 GeV.*

| Esquema: | 1 | | 2 | |
|---|---|---|---|---|
| $\sqrt{s}$: | 189,0 | 206,0 | 189,0 | 206,0 |
| $\varepsilon_b$ (%): | 86,3 | 88,6 | 74,1 | 69,5 |
| $\varepsilon_c$ (%): | 68,0 | 76,8 | 59,2 | 60,3 |

*Tabela 5.6:*
*Valores médios e larguras a meia altura de $m_t$ e $P_b$ determinados para o sinal das amostras da topologia semileptónica usando os dois esquemas de jactos a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 188,6 GeV e $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV.*

| Amostra: | $e$ | | $\mu$ | | *no-id* | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Esquema: | 1 | 2 | 1 | 2 | 1 | 2 |
| 188,6 GeV | | | | | | |
| $\langle m_t\rangle$ (GeV/$c^2$) | 162,9 | 144,8 | 163,5 | 150,4 | 163,3 | 150,2 |
| $\sigma m_t$ (GeV/$c^2$) | 14,62 | 33,29 | 14,50 | 29,55 | 12,39 | 32,35 |
| $\langle P_b\rangle$ (GeV/$c$) | 62,14 | 49,43 | 62,92 | 53,58 | 65,29 | 56,46 |
| $\sigma P_b$ (GeV/$c$) | 12,63 | 23,36 | 11,80 | 21,89 | 13,61 | 22,09 |
| 206,6 GeV | | | | | | |
| $\langle m_t\rangle$ (GeV/$c^2$) | 168,3 | 150,2 | 169,3 | 154,3 | 170,2 | 151,8 |
| $\sigma m_t$ (GeV/$c^2$) | 12,39 | 31,11 | 12,63 | 29,43 | 12,49 | 32,75 |
| $\langle P_b\rangle$ (GeV/$c$) | 68,39 | 56,09 | 67,25 | 56,80 | 72,09 | 58,36 |
| $\sigma P_b$ (GeV/$c$) | 11,76 | 21,98 | 12,22 | 20,75 | 11,76 | 22,25 |

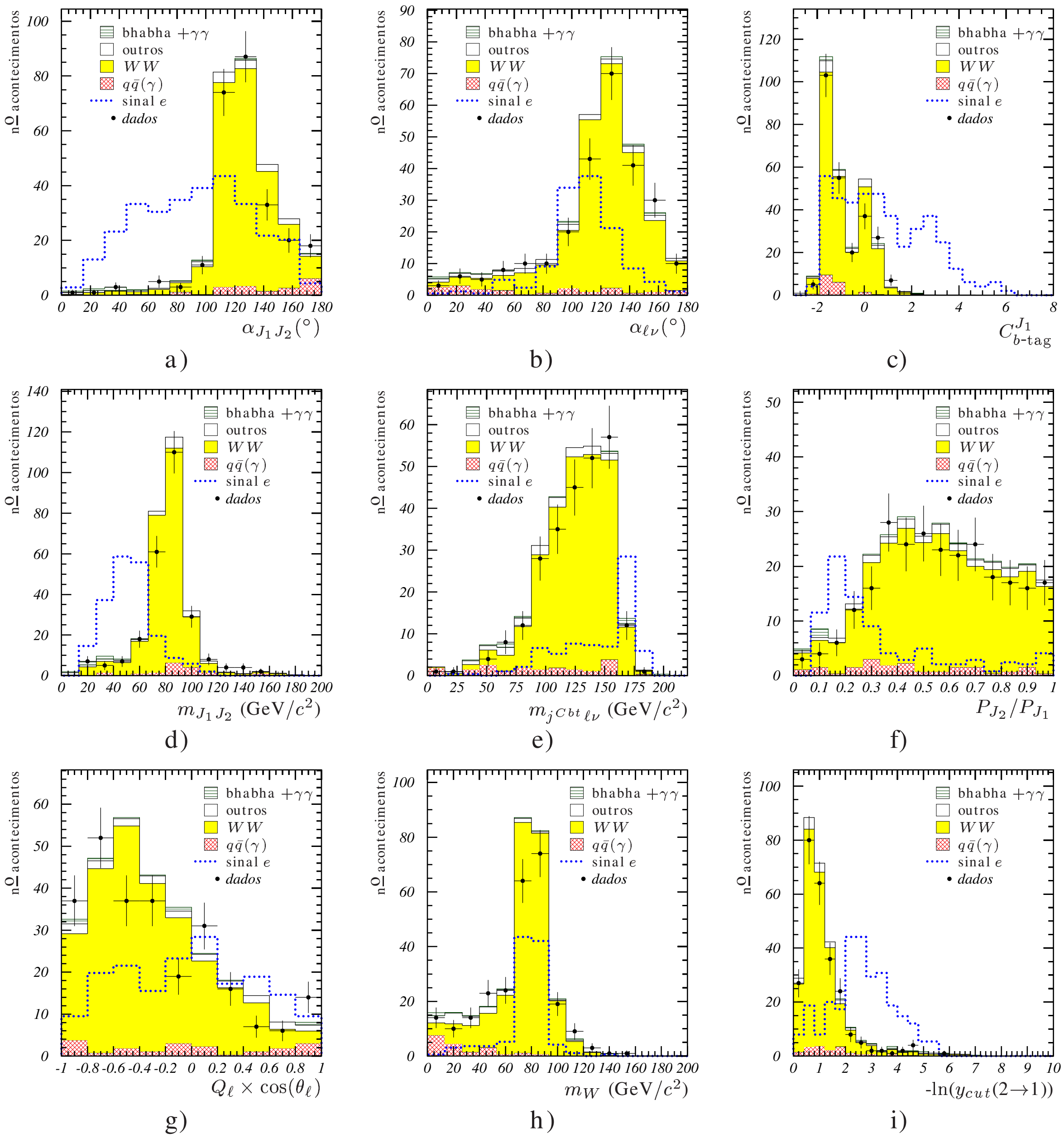



*Figura 5.19: PDF usadas para a amostra e da topologia semileptónica a $\langle\sqrt{s}\rangle = 188{,}6$ GeV: a) ângulo entre os dois jactos; b) ângulo entre o leptão e o neutrino; c)* combined b-tag *do jacto mais energético; d) massa reconstruída dos dois jactos; e) massa reconstruída do jacto com maior $C_{b\text{-tag}}$, do leptão e do neutrino; f) razão entre os momentos lineares do jacto menos energético e do mais energético; g) produto entre o sinal da carga do leptão e o coseno do seu ângulo polar; h) massa reconstruída do bosão W e i) variável de Durham para a transição de dois para um jacto. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

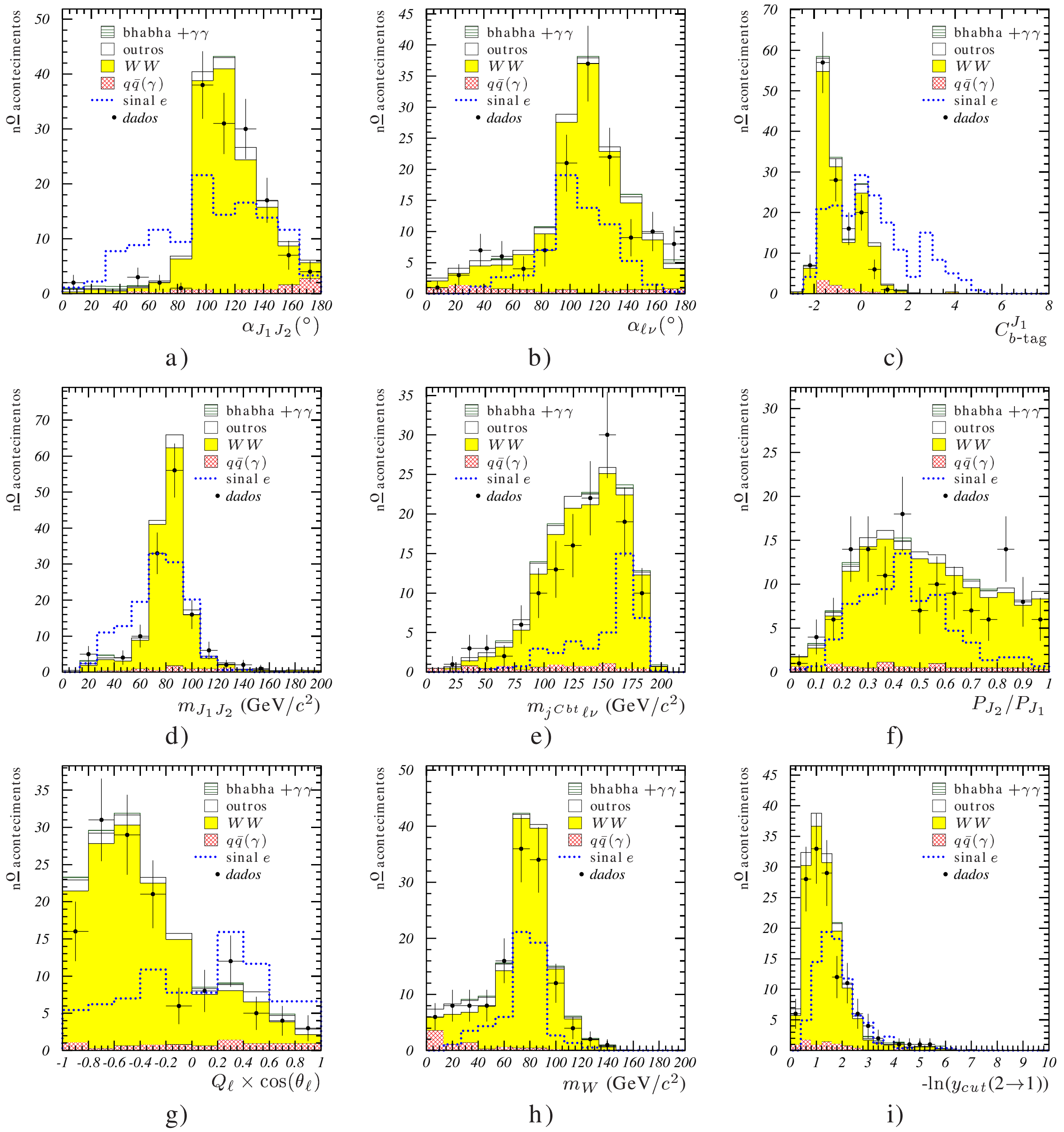



*Figura 5.20: PDF usadas para a amostra e da topologia semileptónica a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV: a) ângulo entre os dois jactos; b) ângulo entre o leptão e o neutrino; c)* combined b-tag *do jacto mais energético; d) massa reconstruída dos dois jactos; e) massa reconstruída do jacto com maior $C_{b\text{-tag}}$, do leptão e do neutrino; f) razão entre os momentos lineares do jacto menos energético e do mais energético; g) produto entre o sinal da carga do leptão e o coseno do seu ângulo polar; h) massa reconstruída do bosão W e i) variável de Durham para a transição de dois para um jacto. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

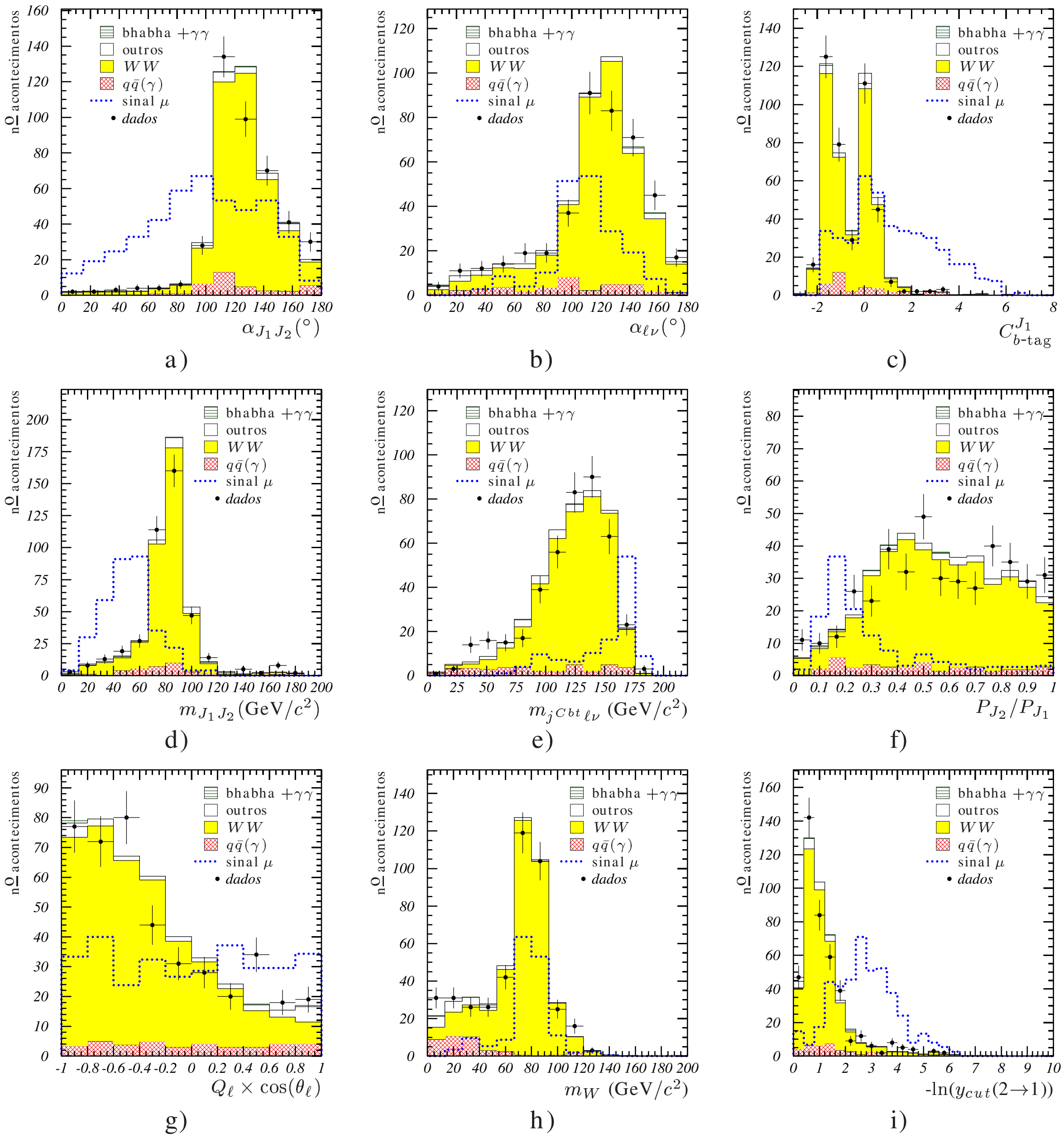


*Figura 5.21: PDF usadas para a amostra $\mu$ da topologia semileptónica a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 188,6 GeV: a) ângulo entre os dois jactos; b) ângulo entre o leptão e o neutrino; c)* combined b-tag *do jacto mais energético; d) massa reconstruída dos dois jactos; e) massa reconstruída do jacto com maior $C_{b\text{-tag}}$, do leptão e do neutrino; f) razão entre os momentos lineares do jacto menos energético e do mais energético; g) produto entre o sinal da carga do leptão e o coseno do seu ângulo polar; h) massa reconstruída do bosão W e i) variável de Durham para a transição de dois para um jacto. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

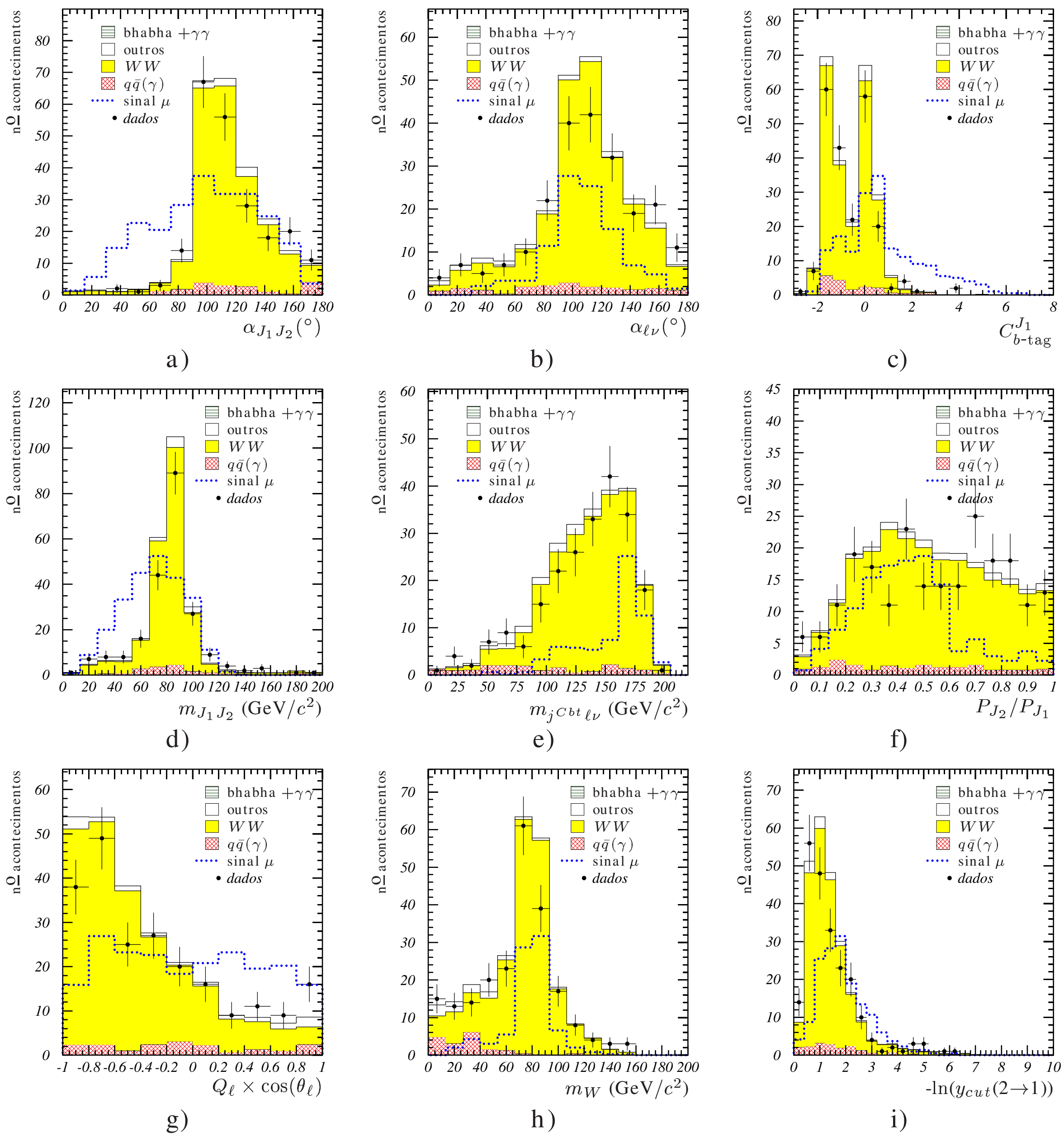



*Figura 5.22: PDF usadas para a amostra μ da topologia semileptónica a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV: a) ângulo entre os dois jactos; b) ângulo entre o leptão e o neutrino; c)* combined b-tag *do jacto mais energético; d) massa reconstruída dos dois jactos; e) massa reconstruída do jacto com maior $C_{b\text{-tag}}$, do leptão e do neutrino; f) razão entre os momentos lineares do jacto menos energético e do mais energético; g) produto entre o sinal da carga do leptão e o coseno do seu ângulo polar; h) massa reconstruída do bosão W e i) variável de Durham para a transição de dois para um jacto. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

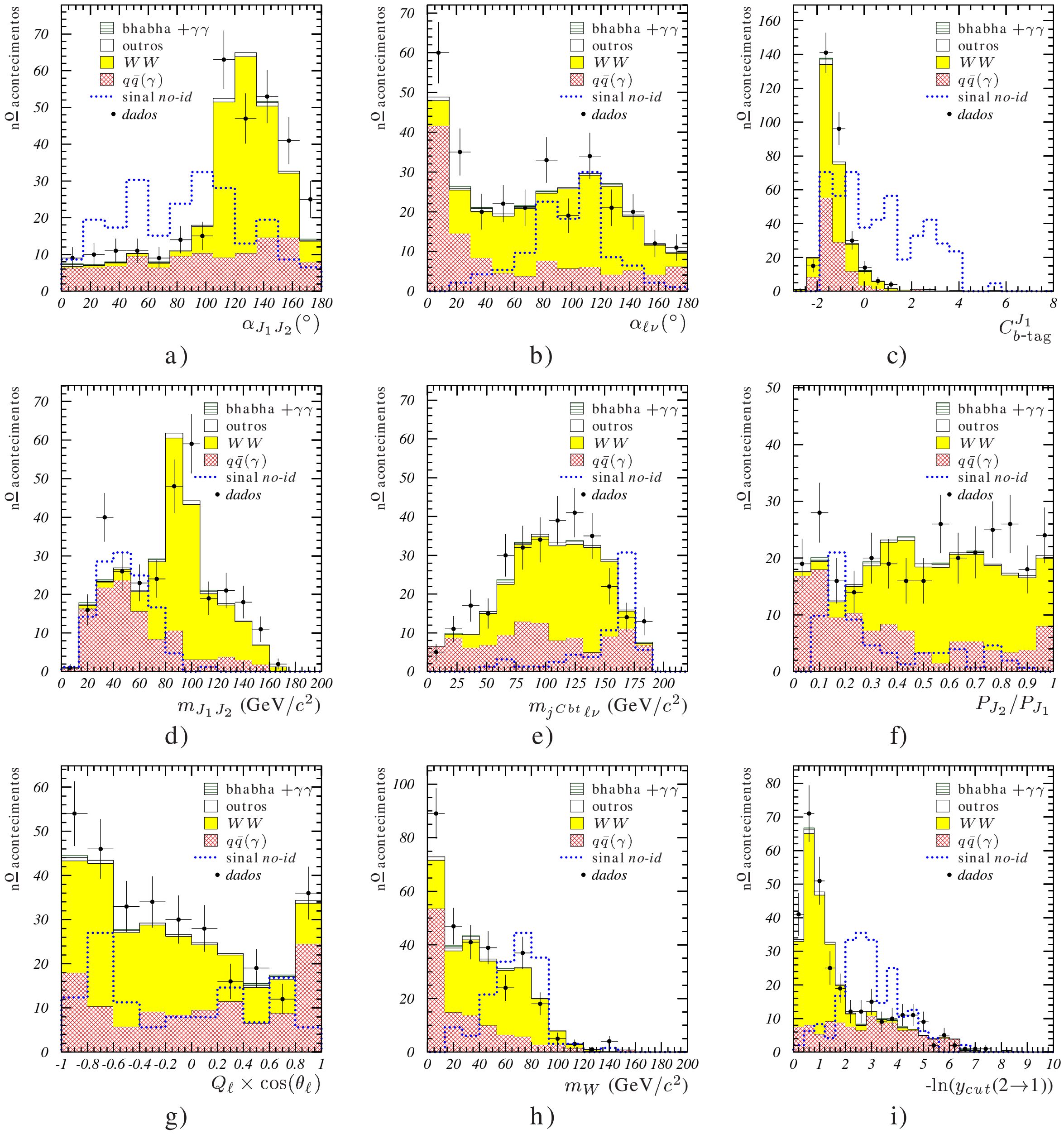



*Figura 5.23: PDF usadas para a amostra* no-id *da topologia semileptónica a $\langle\sqrt{s}\rangle = 188{,}6$ GeV: a) ângulo entre os dois jactos; b) ângulo entre o leptão e o neutrino; c)* combined b-tag *do jacto mais energético; d) massa reconstruída dos dois jactos; e) massa reconstruída do jacto com maior $C_{b\text{-tag}}$, do leptão e do neutrino; f) razão entre o momentos lineares do jacto menos energético e do mais energético; g) produto entre o sinal da carga do leptão e o coseno do seu ângulo polar; h) massa reconstruída do bosão W e i) variável de Durham para a transição de dois para um jacto. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

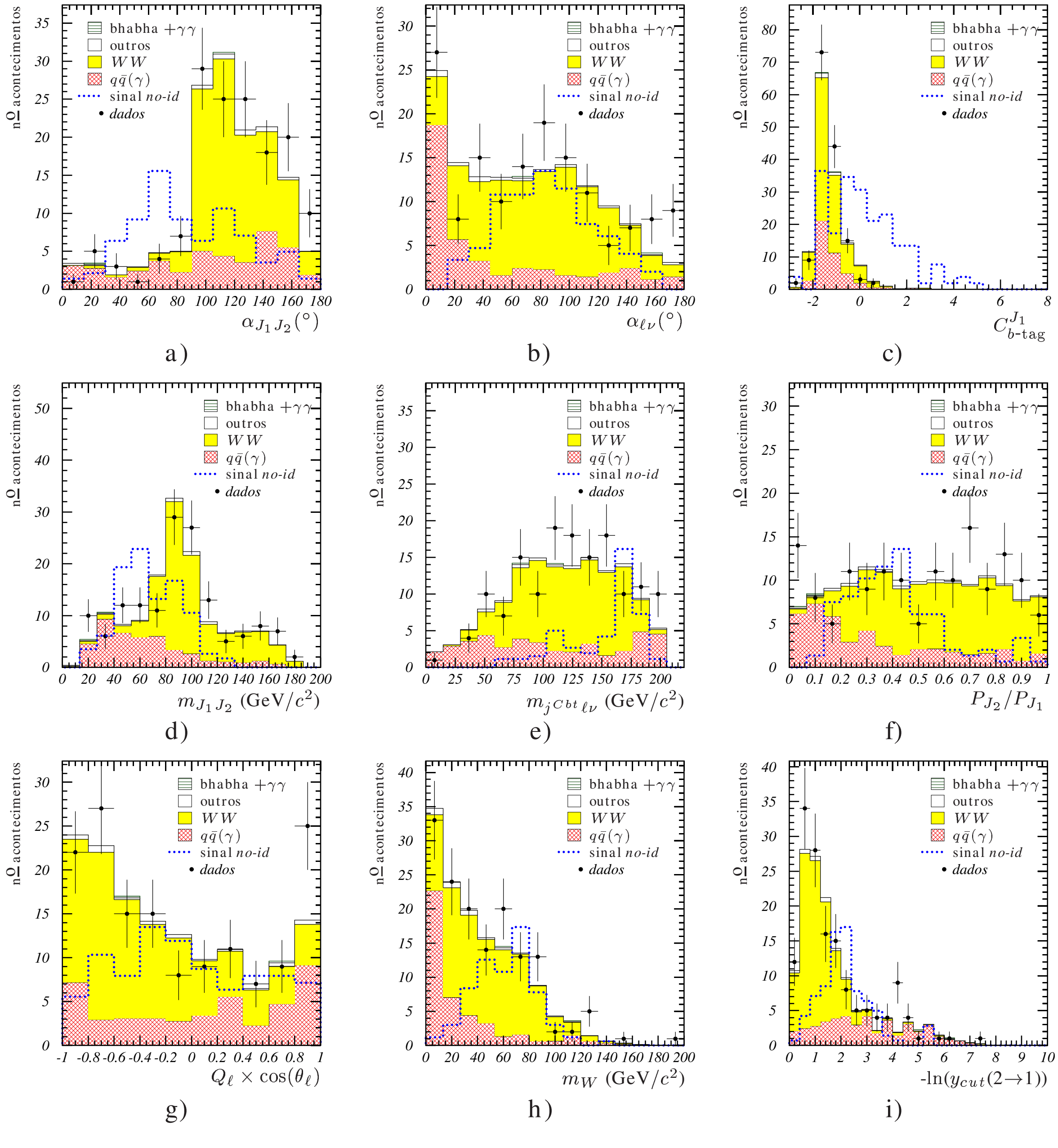



*Figura 5.24: PDF usadas para a amostra* no-id *da topologia semileptónica a $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 206,6 GeV: a) ângulo entre os dois jactos; b) ângulo entre o leptão e o neutrino; c)* combined b-tag *do jacto mais energético; d) massa reconstruída dos dois jactos; e) massa reconstruída do jacto com maior $C_{b\text{-tag}}$, do leptão e do neutrino; f) razão entre o momentos lineares do jacto menos energético e do mais energético; g) produto entre o sinal da carga do leptão e o coseno do seu ângulo polar; h) massa reconstruída do bosão W e i) variável de Durham para a transição de dois para um jacto. A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

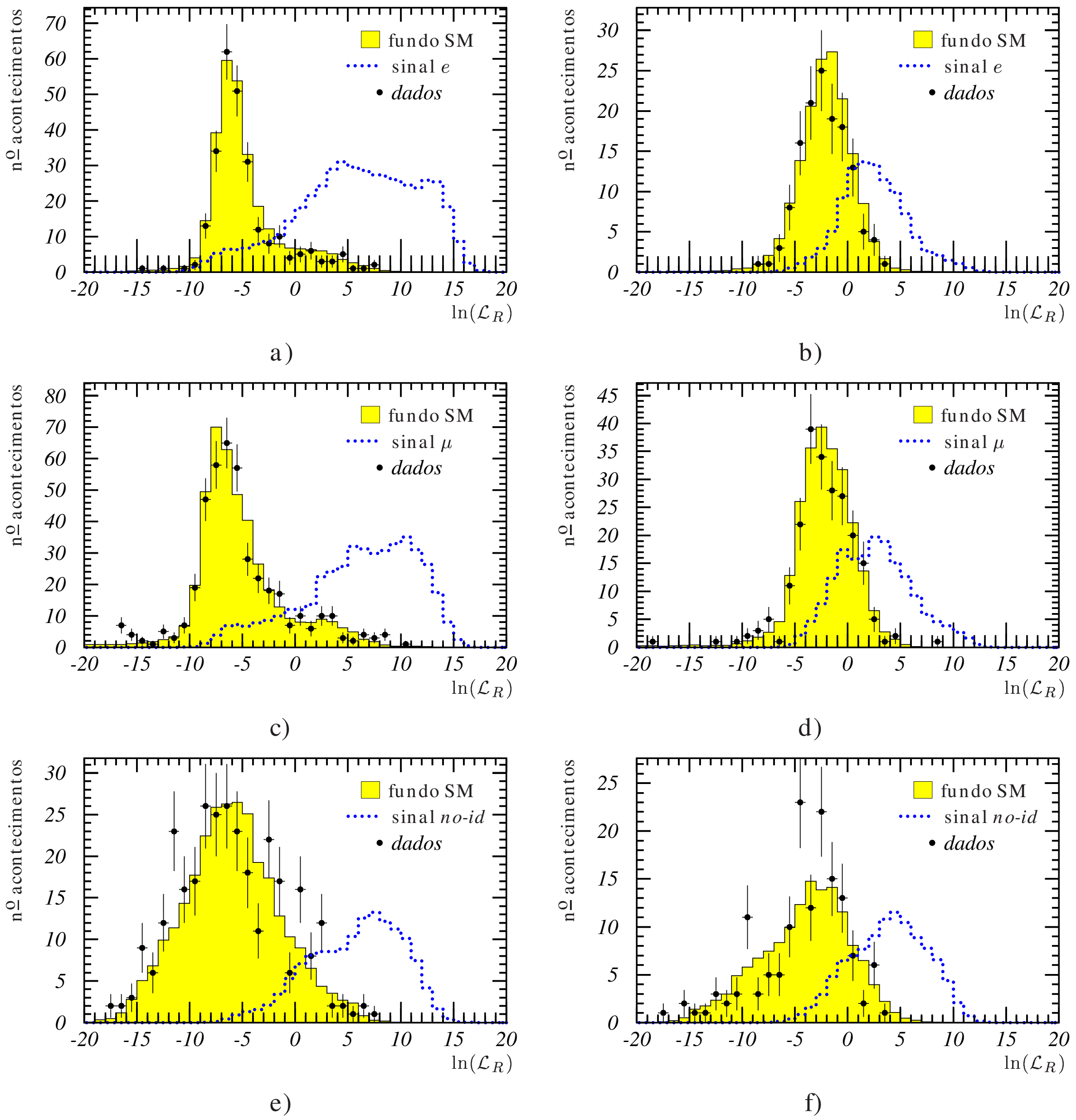



*Figura 5.25: Variáveis discriminantes obtidas a $\langle\sqrt{s}\rangle = 188{,}6$ GeV (coluna da esquerda) e a $\langle\sqrt{s}\rangle = 206{,}6$ GeV (coluna da direita): a) e b) amostra e; c) e d) amostra $\mu$ e e) e f) amostra* no-id. *A normalização do sinal é arbitrária enquanto que a do fundo corresponde à dos dados analisados.*

# 6

# Resultados

Na comparação sistemática entre os dados e as previsões do SM, efectuada para as variáveis discriminantes obtidas para todas as energias e topologias, não se encontrou nenhum indício da existência de sinal. Nestas circunstâncias é possível determinar, tal como referido na secção 2.2, limites inferiores para escala de energia $\Lambda$ da produção simples de quarks $t$ via interacções de contacto. A secção 6.1 descreve o método usado para a extracção de limites e os resultados obtidos são apresentados na secção 6.2. A secção 6.3 é dedicada ao estudo da estabilidade da análise e dos erros sistemáticos. Os resultados finais são comparados com os obtidos por outras análises na secção 6.4.

## 6.1 Método

O limite para a escala de energia $\Lambda$ determina-se[1] ajustando as distribuições das variáveis discriminantes dos dados com as da hipótese de sinal mais fundo. Para isso, contruiu-se um teste estatístico que caracteriza os dados em relação ao fundo e ao sinal [62]:

$$X_d = \sum_i n_i \ln\left(1 + \frac{s_i(\Lambda)}{b_i}\right) \tag{6.1}$$

em que o índice $i$ corre sobre todos os canais de todas as variáveis discriminantes e $n_i$, $s_i(\Lambda)$ e $b_i$ são, respectivamente, o número de acontecimentos no canal $i$ das variáveis discriminantes dos dados, sinal e fundo. A variável $X_d$ toma valores mais elevados quanto mais semelhante ao sinal forem os acontecimentos observados.

O teste estatístico $X_d$ foi comparado com os testes estatísticos análogos para as hipóteses de sinal mais fundo ($X_{s+b}$) e apenas fundo ($X_b$). Para a hipótese de sinal mais fundo, a distribuição de $X_{s+b}$ foi obtida através de um método iterativo em que se simulavam distribuições compatíveis estatísticamente (de acordo com a distribuição de Poisson) com a soma das variáveis discriminantes do sinal e do fundo. Em cada iteração, $X_{s+b}$ foi determinado a partir de:

$$X_{s+b} = \sum_i n_i^{(s+b)} \ln\left(1 + \frac{s_i(\Lambda)}{b_i}\right) , \tag{6.2}$$

[1] Uma descrição mais pormenorizada do método para a extração de limites pode ser encontrada em [62, 63]

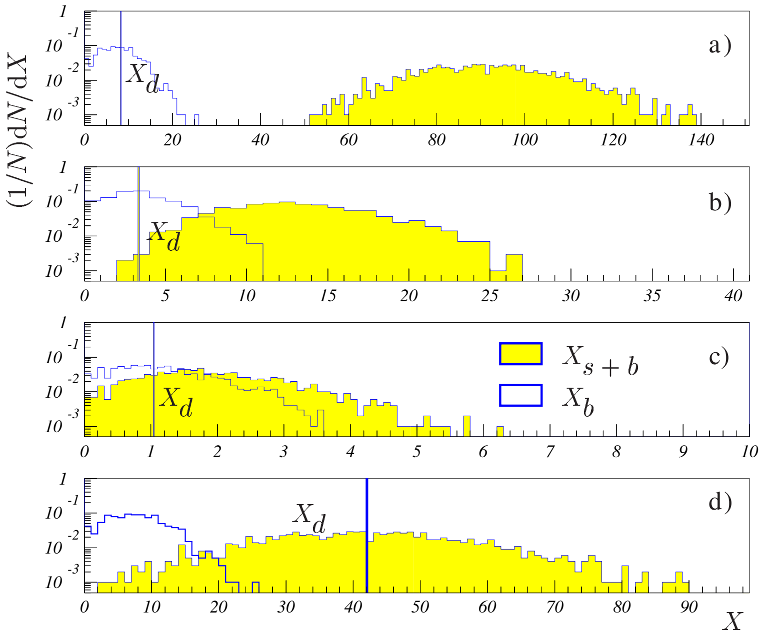



*Figura 6.1: Distribuições dos testes estatísticos das hipóteses de sinal mais fundo ($X_{s+b}$) e apenas fundo ($X_b$), comparadas com o valor do teste estatístico dos dados ($X_d$), correspondendo a quatro casos diferentes: a) exclusão completa da hipótese de sinal; b) exclusão da hipótese de sinal a 5% CL; c) incapacidade de excluir a hipótese de sinal e d) hipótese de sinal confirmada. (Adaptado de [62])*

em que $n_i^{(s+b)}$ é o número total de acontecimentos das distribuições simuladas a partir da soma das variáveis discriminantes do sinal e do fundo. Para cada iteração, o teste estatístico $X_b$ foi obtido de uma forma semelhante, simulando distribuições compatíveis estatísticamente com as variáveis discriminantes do fundo:

$$X_b = \sum_i n_i^{(b)} \ln\left(1 + \frac{s_i(\Lambda)}{b_i}\right) , \tag{6.3}$$

em que $n_i^{(b)}$ é o número total de acontecimentos das distribuições simuladas a partir da variáveis discriminantes do fundo.

De acordo com o método "Modified Frequentist Likelihood", o nível de confiança ($CL$) com que se extraiu o limite na escala de energia $\Lambda$ define-se a partir de [62, 63]:

$$1 - CL = \frac{\int_0^{X_d} P_{s+b}(X)\mathrm{d}X}{\int_0^{X_d} P_b(X)\mathrm{d}X} , \tag{6.4}$$

em que $P_{s+b}$ e $P_b$ são, respectivamente, as distribuições de $X_{s+b}$ e $X_b$. A figura 6.1 ilustra a comparação entre as distribuições dos testes estatísticos das hipóteses de sinal mais fundo ($X_{s+b}$) e apenas fundo ($X_b$) e o valor do teste estatístico dos dados ($X_d$) para quatro casos diferentes. O limite observado com um nível de confiança igual a 95% é o valor de $\Lambda$ para o qual a expressão 6.4 é igual a 0,05.

O limite esperado é o limite que se obteria caso os dados fossem perfeitamente descritos pelo fundo e foi obtido substituindo $X_d$ pela mediana da distribuição dos testes estatísticos da hipótese de fundo ($X_b$).

## 6.2 Resultados

Os limites obtidos com $CL_s = 95\%$ e $m_t$ =175 GeV/$c^2$ para os cenários de parâmetros indicados na tabela 2.3, combinando todos os canais de energia, estão indicados na

*Tabela 6.1:*
*Limites observados e esperados na escala de energia $\Lambda$(GeV) obtidos com um nível de confiança igual a 95%.*

| Cenário | Topologia semileptónica | | Topologia hadrónica | | Topologias combinadas | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | obs. | esp. | obs. | esp. | obs. | esp. |
| Sem contribuição de erros sistemáticos: | | | | | | |
| $SVT$ | 1337 | 1313 | 1363 | 1313 | 1475 | 1445 |
| $S$ | 670 | 607 | 638 | 619 | 736 | 676 |
| $V$ | 1003 | 1003 | 1031 | 1018 | 1103 | 1115 |
| $T$ | 1124 | 1151 | 1181 | 1158 | 1235 | 1274 |
| $a$ | 473 | 477 | 477 | 478 | 513 | 527 |
| $V-a$ | 1024 | 1027 | 1043 | 1034 | 1120 | 1138 |
| $V+a$ | 991 | 1006 | 1021 | 1006 | 1088 | 1109 |
| Com contribuição de erros sistemáticos: | | | | | | |
| $SVT$ | 1318 | 1311 | 1248 | 1206 | 1419 | 1388 |
| $S$ | 653 | 607 | 593 | 571 | 696 | 649 |
| $V$ | 998 | 997 | 967 | 945 | 1080 | 1075 |
| $T$ | 1124 | 1144 | 1090 | 1066 | 1216 | 1218 |
| $a$ | 472 | 475 | 449 | 439 | 507 | 505 |
| $V-a$ | 1020 | 1022 | 989 | 960 | 1107 | 1093 |
| $V+a$ | 988 | 1003 | 960 | 928 | 1073 | 1068 |

tabela 6.1. Os limites obtidos com contribuição dos erros sistemáticos serão discutidos na secção seguinte.

Os limites em $\Lambda$ com contribuição dos erros sistemáticos obtidos para os cenários de parâmetros $S$ e $T$ podem ser expressos na seguinte forma:

$$\left(\frac{T}{\Lambda^2}\right)_{\text{obs}} = 6,76 \times 10^{-7}\text{GeV}^{-2}, \quad \left(\frac{T}{\Lambda^2}\right)_{\text{esp}} = 6,74 \times 10^{-7}\text{GeV}^{-2}, \tag{6.5}$$

$$\left(\frac{S}{\Lambda^2}\right)_{\text{obs}} = 2,06 \times 10^{-6}\text{GeV}^{-2}, \quad \left(\frac{S}{\Lambda^2}\right)_{\text{esp}} = 2,37 \times 10^{-6}\text{GeV}^{-2}. \tag{6.6}$$

## 6.3 Estabilidade da análise e erros sistemáticos

A estabilidade da análise face quer aos cortes efectuados na fase sequencial, quer à construção (número de canais e grau de suavização) das PDF e das variáveis discriminantes usadas na fase discriminante, foi estudada. Os efeitos de cada alteração foram comparados com os valores de referência da tabela 6.1, combinando todos os canais de energia e as duas topologias do sinal. Os efeitos sistemáticos no limite final originados pela incerteza no valor da massa do quark $t$ e nas hadronizações dos quarks do

*Tabela 6.2:*
*Variações relativas, em percentagem, no limite esperado em $\Lambda$ e na eficiência do sinal para diferentes valores de corte de várias distribuições usadas na análise sequencial. Estes valores foram obtidos combinando todos os canais de energia.*

| Distri-buição | Corte | $\Delta_\Lambda(\%)$ | | $\Delta_\varepsilon(\%)$ | | Corte | $\Delta_\Lambda(\%)$ | | $\Delta_\varepsilon(\%)$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | min | max | min | max | | min | max | min | max |
| Topologia hadrónica | | | | | | | | | | |
| $\sqrt{s'/s}$ | $\geq 0{,}63$ | $-0{,}2$ | 0,3 | 1,8 | 3,6 | $\geq 0{,}77$ | $-0{,}5$ | 0,3 | $-8{,}0$ | $-5{,}6$ |
| nº b. tr. | $\geq 22$ | $-0{,}2$ | 0,3 | 0,4 | 2,2 | $\geq 28$ | $-0{,}8$ | 0,1 | $-5{,}2$ | $-2{,}1$ |
| thrust | $\leq 0{,}81$ | $-0{,}9$ | 0,3 | $-29{,}1$ | $-22{,}1$ | $\leq 0{,}99$ | $-2{,}1$ | $-1{,}6$ | 1,0 | 5,2 |
| $-\ln(y_{\text{cut}})$ | $\leq 5{,}18$ | 0,2 | 0,4 | $-15{,}6$ | $-3{,}1$ | $\leq 7{,}15$ | $-0{,}5$ | $-0{,}1$ | 1,3 | 9,6 |
| Topologia semileptónica | | | | | | | | | | |
| nº b. tr. | $\geq 6$ | 0,1 | 0,5 | 0,0 | 0,9 | $\geq 10$ | $-0{,}2$ | 0,1 | $-2{,}8$ | 0,0 |
| $\theta_\ell$ | $\geq 20$ | 0,2 | 0,5 | 0,0 | 11,1 | $\geq 30$ | $-0{,}6$ | 0,0 | $-9{,}1$ | 0,0 |
| $\alpha_{\text{iso}\ell}$ | $\begin{cases}\geq 5^\dagger\\ \geq 15^\ddagger\end{cases}$ | 0,2 | 0,6 | 0,0 | 5,0 | $\begin{cases}\geq 15^\dagger\\ \geq 25^\ddagger\end{cases}$ | $-0{,}2$ | 0,2 | $-4{,}5$ | 0,0 |
| $P_\ell/\sqrt{s}$ | $\geq 0{,}05$ | 0,4 | 0,9 | $-6{,}1$ | 25,9 | $\geq 0{,}100$ | $-0{,}5$ | 0,2 | $-18{,}2$ | $-3{,}4$ |
| $\not\theta$ | $\geq 20$ | $-0{,}4$ | 0,2 | 0,0 | 13,8 | $\geq 30$ | 0,0 | 0,4 | $-11{,}5$ | 0,0 |
| $E_{\text{vis}}/\sqrt{s}$ | $\geq 0{,}15$ | $-0{,}6$ | 0,0 | 0,0 | 5,3 | $\geq 0{,}25$ | $-0{,}2$ | 0,4 | $-3{,}0$ | 0,0 |

$^\dagger$ *e*

$^\ddagger$ *no-id*

estado final dos acontecimentos de sinal também foram estudados. Os erros sistemáticos originados por estas incertezas foram comparados com os valores de referência para dois cenários extremos de parâmetros ($SVT$ e $a$) e para dois canais extremos de energia ($\langle\sqrt{s}\rangle = 188{,}6$ GeV e $\langle\sqrt{s}\rangle = 204{,}8$ GeV). Em qualquer dos casos, só se efectuou uma alteração de cada vez.

Os efeitos estudados para avaliar a estabilidade da análise são os seguintes:

- **Valores dos cortes da análise sequencial**

  Alterando aproximadamente 10% os valores dos cortes nas distribuições mais importantes da selecção sequencial, verificou-se que, apesar de nalguns casos a eficiência do sinal, no final desta fase da análise, variar entre 20% a 30%, o resultado final é estável, com variações relativas máximas da ordem dos 2%. Tal deve-se ao facto de o ponto de trabalho ter sido alterado e os acontecimentos que se eliminam ou que passam à análise discriminante serem pouco semelhantes aos do sinal e, portanto, não contribuirem significativamente para a forma das variáveis discriminantes na região do sinal. As variações relativas extremas do limite esperado em $\Lambda$ e na eficiência do sinal estão representadas na tabela 6.2.

- **Construção das PDF**

  A tabela 6.3 representa as variações relativas extremas do limite esperado em $\Lambda$

*Tabela 6.3:*
*Variações relativas, em percentagem, no limite esperado em $\Lambda$ para diferentes definições (número de canais e grau de suavização) das PDF usadas na análise discriminante. Estes valores foram obtidos combinando todos os canais de energia. As PDF da topologia hadrónica são referidas pela seguinte ordem: #1 momento linear do jacto b, $P_b$;#2* Combined $b$-tag. *do acontecimento, $C^{\mathrm{evento}}_{b\text{-tag}}$ e #3 massa reconstruída do bosão W, $m_W$.*

| Sistemático | Alteração | $\Delta_\Lambda(\%)$ | | Alteração | $\Delta_\Lambda(\%)$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | | min | max | | min | max |
| Topologia hadrónica | | | | | | |
| nºcanais PDF #1 | $\times$ 0,5 | −0,9 | −0,5 | $\times$ 1,5 | 0,0 | 0,4 |
| nºcanais PDF #2 | $\times$ 0,5 | −0,4 | 0,1 | $\times$ 1,5 | −0,3 | 0,1 |
| nºcanais PDF #3 | $\times$ 0,5 | −0,9 | −0,3 | $\times$ 1,5 | −0,5 | 0,3 |
| +1 PDF | $(P_j^{\min}/P_j^{\max})$ | 1,2 | 2,0 | — | — | — |
| suavização PDF | maior | −1,5 | −1,0 | menor | −0,3 | 0,3 |
| Topologia semileptónica | | | | | | |
| nºcanais PDF | $\times$ 0,5 | −3,5 | −2,7 | $\times$ 1,5 | 0,5 | 1,1 |
| suavização PDF | maior | −0,8 | −0,5 | menor | 0,7 | 1,2 |

fazendo alterações no grau de suavização das PDF e no número de canais dos histogramas correspondentes. O número de canais dos histogramas de cada PDF foi alterado 50%. No canal hadrónico alterou-se uma PDF de cada vez, enquanto que no canal semileptónico as alterações foram feitas simultaneamente para todas as PDF. A maior variação relativa do limite esperado em $\Lambda$ é 3,5%. No canal hadrónico, a inclusão de uma PDF adicional (a razão entre os momentos lineares do jacto menos energético e do jacto mais energético) não altera significativamente o resultado final. As alterações do grau de suavização (para maior ou menor) das PDF também não alteram significativamente o resultado final.

- **Determinação das variáveis discriminates, $\mathcal{L}_R$**

  Sendo os limites calculados a partir das variáveis discriminantes, espera-se que as alterações no número de canais e no grau de suavização dos histogramas correspondentes originem maiores variações relativas extremas em $\Lambda$ do que os casos estudados anteriormente. As variações relativas extremas do limite esperado em $\Lambda$ estão representadas na tabela 6.4.

Os erros sistemáticos estudados são os seguintes:

- **Incerteza na massa do quark $t$**

  As contribuições de desvios sistemáticos originados pela incerteza na massa do quark $t$ também foram consideradas, estudando as alterações para dois cenários de parâmetros da secção eficaz e para dois canais de energia, combinando as duas topologias do sinal. A incerteza na massa do quark $t$ é, de todos os casos estudados, o que origina as variações relativas mais importantes no limite esperado em $\Lambda$ (tabela 6.5). Para $\langle\sqrt{s}\rangle = 204{,}8$ GeV, as variações relativas do limite esperado em $\Lambda$

*Tabela 6.4:*
*Variações relativas, em percentagem, no limite esperado em $\Lambda$ para diferentes definições (número de canais e grau de suavização) das variáveis discriminates usadas na análise discriminante. Estes valores foram obtidos combinando todos os canais de energia.*

| Sistemático | Alteração | $\Delta_\Lambda(\%)$ | | Alteração | $\Delta_\Lambda(\%)$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | | min | max | | min | max |
| Topologia hadrónica | | | | | | |
| nº canais $\mathcal{L}_R$ | $\times$ 0,5 | $-6{,}1$ | $-5{,}5$ | — | — | — |
| suavização $\mathcal{L}_R$ | maior | $-0{,}4$ | 0,3 | menor | 0,0 | 0,3 |
| Topologia semileptónica | | | | | | |
| suavização $\mathcal{L}_R$ | maior | $-2{,}0$ | $-1{,}5$ | menor | 3,4 | 4,1 |

são da ordem dos 8%. No entanto, na região do limite cinemático ($\langle\sqrt{s}\rangle = 188{,}6$ GeV e $m_t = 180$ GeV/$c^2$), as variações relativas do limite esperado em $\Lambda$ chegam aos 23,6%.

- **Esquemas de fragmentação para o sinal**

  A hadronização e a fragmentação dos quarks do estado final pode ser parametrizada de várias formas[2]. A função de fragmentação simétrica de Lund (modelo 1) foi testada e comparada com o esquema em que as massas dos quarks $c$ e $b$ são consideradas (modelo 3) e com o esquema em que o efeito das massas na função de fragmentação é introduzido através da produção de hadrões pesados (modelo 4). Por defeito, o gerador PYTHIA usa o modelo 4. Os limites em $\Lambda$, representados na tabela 6.5, são estáveis para alterações do esquema de fragmentação. Nos canais estudados, verificou-se que das alterações impostas pela mudança de modelo de fragmentação, a eficiência do sinal é a que tem mais influência nos limites em $\Lambda$. A diferença de eficiência média nestes canais é $-1{,}83\%$ e a maior diferença é $-23{,}29\%$. Assim, para a obtenção de limites, a contribuição destes erros sistemáticos foi tida em conta fazendo conservadoramente uma variação relativa na eficiência do sinal igual a $-20\%$.

Com excepção da incerteza na massa do quark $t$, todos estes efeitos foram combinados de forma a obter limites com contribuição de erros sistemáticos. O teste estatístico $X_d$ foi calculado para cada conjunto de variáveis discriminantes correspondentes a cada erro sistemático de uma forma identica à que foi discutida na secção 6.1. O teste estatístico para o cálculo dos limites com contribuição de erros sistemáticos foi considerado com sendo a média aritmética dos diferentes testes estatísticos (incluindo o valor obtido inicialmente — valor de referência). Os testes estatísticos para as hipóteses de sinal mais fundo ($X_{s+b}$) e apenas fundo ($X_b$) foram calculados escolhendo aleatoriamente, em cada iteração, um conjunto de variáveis discriminantes: ou o de referência ou um dos obtidos com os erros sistemáticos. O nível de confiança foi calculado da forma anteriormente descrita. Os limites obtidos com contribuição de erros sistemáticos estão indicados na tabela 6.1.

[2] Uma descrição mais pormenorizada pode ser obtida em [33, 64].

*Tabela 6.5:*
*Variações relativas, em percentagem, no limite esperado em $\Lambda$ usando, na geração do sinal, diferentes valores da massa do quark $t$ e diferentes esquemas de fragmentação para os jactos. Estes valores foram obtidos para dois cenários de parâmetros da secção eficaz (SVT e a) e para dois canais de energia ($\langle\sqrt{s}\rangle$ = 188,6 GeV e $\langle\sqrt{s}\rangle$ = 204,8 GeV), combinando as duas topologias do sinal.*

| | $\Delta_\Lambda(\%)$ | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Sistemático | $m_t = 170$ GeV/$c^2$ | | $m_t = 180$ GeV/$c^2$ | | modelo 1 | | modelo 3 | |
| Cenário | $a$ | $SVT$ | $a$ | $SVT$ | $a$ | $SVT$ | $a$ | $SVT$ |
| 188,6 GeV | 14,1 | 15,7 | −23,6 | −22,8 | −0,3 | −2,9 | 1,6 | 0,5 |
| 204,8 GeV | 7,0 | 7,5 | −8,0 | −8,3 | −1,9 | −2,1 | −1,0 | −0,5 |

*Tabela 6.6:*
*Limites em $\Lambda$ (TeV), com um nível de confiança igual a 95%, estabelecidos pela colaboração L3 para vários cenários diferentes de parâmetros e vários valores de $m_t$. Para cada cenário consideram-se nulos todos os parâmetros à excepção dos indicados (adaptado de [31]).*

| | apenas um $V_{ij} = 1$ | $S_{RR} = 1$ | $T_{RR} = 1$ |
|---|---|---|---|
| $m_t = 170$ GeV/$c^2$ | 0,76 | 0,65 | 1,24 |
| $m_t = 175$ GeV/$c^2$ | 0,75 | 0,65 | 1,24 |
| $m_t = 180$ GeV/$c^2$ | 0,70 | 0,60 | 1,16 |

## 6.4 Comparação com outras análises

A colaboração L3 [31] também pesquisou a produção simples de quarks $t$ de acordo com o mesmo modelo usado nesta tese. Não tendo sido encontrado nenhum acontecimento de sinal, impuseram-se limites com um nível de confiança igual a 95% em $\Lambda$ para vários cenários diferentes de parâmetros e vários valores da massa do quark $t$ (tabela 6.6). Os resultados apresentados pela colaboração L3 são compatíveis com os apresentados nesta tese. Não se encontraram na literatura mais resultados experimentais referentes a este modelo.

Tal como referido na secção 2.2.2, as colaborações CDF [25, 24], ZEUS [26], H1 [27], ALEPH [28, 29], OPAL [30], L3 [31] e DELPHI [32], pesquisaram a produção de quarks $t$ de acordo com o modelo dos acoplamentos anómalos [24]. Não tendo sido encontrado nenhum acontecimento de sinal, impuseram-se limites com um nível de confiança igual

*Tabela 6.7:*
*Limites obtidos por outras análises em $\kappa_Z$ com um nível de confiança igual a 95%. Também se indica o limite convertido em $\kappa_Z$ obtido com a análise descrita nesta tese.*

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| CDF | 0,73 | DELPHI | 0,41 | ALEPH | 0,42 |
| OPAL | 0,41 | L3 | 0,37 | Esta análise | 0,41 |

a 95% em $\kappa_Z$ (tabela 6.7). Os resultados em $\Lambda$, apresentados nesta tese para o cenário $a$, podem ser convertidos em limites superiores em $\kappa_Z$, através da expressão 2.23. Os resultados convertidos são:

$$\kappa_Z^{\mathrm{obs}} = 0,41 \qquad \kappa_Z^{\mathrm{esp}} = 0,42 \tag{6.7}$$

e são compatíveis com os obtidos pelas colaborações do acelerador LEP.

# 7

# Conclusões

De acordo com o SM, a secção eficaz para a produção de quarks $t$ no acelerador LEP é muito inferior ao limiar de observação. Possíveis extensões ao SM prevêem valores superiores para esta secção eficaz. Desta forma, a pesquisa de quarks $t$ pode revelar a existência de física nova.

A produção simples de quarks $t$ via interações de contacto associadas a correntes neutras com troca de sabor foi pesquisada, usando os dados recolhidos pelo detector DELPHI. Os dados analisados, cujas energias de centro de massa variam entre 189 GeV e 209 GeV, correspondem a uma luminosidade integrada aproximadamente igual a 598 pb$^{-1}$. De acordo com os decaimentos dominantes do quark $t$, existem duas topologias possíveis para o estado final: uma com quatro jactos (topologia hadrónica) e outra com dois jactos, um leptão isolado e defeito de energia devido à presença de um neutrino (topologia semileptónica). Desenvolvendo análises específicas para as duas topologias, não se encontrou nenhum desvio em relação às previsões do SM.

Na ausência de sinal, estabeleceram-se limites inferiores, com um nível de confiança igual a 95%, na escala de energia $\Lambda$ para diferentes cenários de acoplamentos da secção eficaz e tendo em consideração a contribuição de erros sistemáticos. Os limites obtidos pela colaboração L3 são compatíveis com estes resultados. A produção de quarks $t$ no acelerador LEP também é prevista por outros modelos. O resultado obtido foi interpretado em termos de um novo acoplamento anómalo ($\kappa_Z$) entre o bosão $Z^0$ e os quarks $t$ e $c$. Este resultado é compatível com os obtidos pelas diferentes colaborações do acelerador LEP, usando análises dedicadas. Não se encontraram na literatura outros resultados experimentais directamente comparáveis. Este trabalho foi apresentado na conferência "Lake Louise Winter Institute 2004 — Fundamental Interactions"[1].

Com este trabalho foi possível testar um modelo teórico que parametriza nova física a uma escala de energia superior à do acelerador usado. A combinação destes resultados com os da colaboração L3 permitiria obter limites mais constrangedores, sendo por isso desejada. Os limites obtidos são inferiores às energias de centro de massa dos aceleradores hadrónicos TEVATRON e LHC. Espera-se que, por ano e com uma baixa luminosidade, sejam produzidos alguns milhões de pares de quarks $t$ nos detectores ATLAS e CMS do LHC. Presentemente, o acelerador TEVATRON, que está na segunda fase de operação, recolhe dados a uma energia de centro de massa superior ($\sqrt{s} \approx 1960$ GeV)

[1]Esta conferência teve lugar em Lake Louise (Alberta, Canadá) em Fevereiro de 2004. Uma descrição mais pormenorizada pode ser obtida em `http://www.phys.ualberta.ca/~llwi`.

e espera-se uma luminosidade integrada bastante superior à da primeira fase. O acelerador LHC entrará em funcionamento nos próximos anos e operará com uma energia de centro de massa superior à do acelerador TEVATRON ($\sqrt{s} \approx 14$ TeV). Desta forma, os aceleradores TEVATRON e LHC oferecem boas condições para estudar o quark $t$, descobrir nova física a ele associada ou estabelecer limites nas escalas de energia correspondentes na ordem das dezenas de TeV.

Com a grande estatística prevista para o TEVATRON e o LHC, espera-se que os erros experimentais associados à massa do quark $t$, às secções eficazes, às larguras de decaimento (quer no canal $t \to bW$, quer nos canais raros $t \to q\gamma$ e $t \to qZ$) e aos elementos da matriz CKM relacionados com o quark $t$, sejam reduzidos entre 58% a 99% [65].

Por tudo isto, o estudo sistemático do quark $t$ é, e continuará a ser nos próximos anos, um dos principais temas de estudo da física das altas energias.

# Bibliografia


[1] S. L. Glashow, *Partial symmetries of weak interactions*, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579–588.

[2] A. Salam, *Weak and electromagnetic interactions*, . Originally printed in “Svartholm: Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden”, Stockholm 1968, 367-377.

[3] S. Weinberg, *A model of leptons*, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264–1266.

[4] **Particle Data Group** Collaboration, K. Hagiwara *et. al.*, *Review of particle physics*, *Phys. Rev.* **D66** (2002) 010001.

[5] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and leptons: An introductory course in modern particle physics*, . New York, Usa: Wiley (1984) 396p.

[6] **SNO** Collaboration, Q. R. Ahmad *et. al.*, *Measurement of day and night neutrino energy spectra at SNO and constraints on neutrino mixing parameters*, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 011302 [`nucl-ex/0204009`].

[7] **SNO** Collaboration, Q. R. Ahmad *et. al.*, *Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory*, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 011301 [`nucl-ex/0204008`].

[8] **SNO** Collaboration, S. N. Ahmed *et. al.*, *Measurement of the total active B-8 solar neutrino flux at the Sudbury Neutrino Observatory with enhanced neutral current sensitivity*, `nucl-ex/0309004`.

[9] **KamLAND** Collaboration, K. Eguchi *et. al.*, *First results from KamLAND: Evidence for reactor anti- neutrino disappearance*, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 021802 [`hep-ex/0212021`].

[10] R. D. Peccei, *Neutrino physics*, *AIP Conf. Proc.* **490** (1999) 80–124 [`hep-ph/9906509`].

[11] J. W. F. Valle, *Brief neutrino physics update*, `hep-ph/0310125`.

[12] **LEP** Collaboration, *Electroweak parameters of the $Z^0$ resonance and the standard model: the LEP collaborations*, *Phys. Lett.* **B276** (1992) 247–253.

[13] **CDF** Collaboration, F. Abe *et. al.*, *Observation of top quark production in anti-$p$ $p$ collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2626–2631 [`hep-ex/9503002`].

[14] **D0** Collaboration, S. Abachi *et. al.*, *Observation of the top quark*, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2632–2637 [hep-ex/9503003].

[15] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP violation in the renormalizable theory of weak interaction*, *Prog. Theor. Phys.* **49** (1973) 652–657.

[16] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, *Weak interactions with lepton-hadron symmetry*, *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1285–1292.

[17] E. Boos *et. al.*, *Single top quark production at LEP-200?*, *Phys. Lett.* **B326** (1994) 190–196.

[18] C.-S. Huang, X.-H. Wu and S.-H. Zhu, *Top-charm associated production at high energy $e^+e^-$ colliders in standard model*, *Phys. Lett.* **B452** (1999) 143–149 [hep-ph/9901369].

[19] J. Wudka, *A short course in effective Lagrangians*, *AIP Conf. Proc.* **531** (2000) 81–101 [hep-ph/0002180].

[20] W. Buchmuller and D. Wyler, *Effective lagrangian analysis of new interactions and flavor conservation*, *Nucl. Phys.* **B268** (1986) 621.

[21] C. Arzt, M. B. Einhorn and J. Wudka, *Patterns of deviation from the standard model*, *Nucl. Phys.* **B433** (1995) 41–66 [hep-ph/9405214].

[22] S. Bar-Shalom and J. Wudka, *Flavor changing single top quark production channels at $e^+e^-$ colliders in the effective lagrangian description*, *Phys. Rev.* **D60** (1999) 094016 [hep-ph/9905407].

[23] S. Andringa *et. al.*, *Search for single top production at LEP via four-fermion contact interactions at $\sqrt{s}$ = 189-208 GeV*, Delphi Note 2001-087 CONF 515. Contributed Paper for EPS HEP 2001 (Budapest), LP01 (Rome) and ICHEP 2002 (Amsterdam).

[24] V. F. Obraztsov, S. R. Slabospitsky and O. P. Yushchenko, *Search for anomalous top-quark interaction at LEP-2 collider*, *Phys. Lett.* **B426** (1998) 393–402 [hep-ph/9712394].

[25] **CDF** Collaboration, F. Abe *et. al.*, *Search for flavor-changing neutral current decays of the top quark in p anti-p collisions at $\sqrt{s}$ = 1.8 TeV*, *Phys. Rev. Lett.* **80** (1998) 2525–2530.

[26] **ZEUS** Collaboration, S. Chekanov *et. al.*, *Search for single-top production in ep collisions at HERA*, *Phys. Lett.* **B559** (2003) 153–170 [hep-ex/0302010].

[27] **H1** Collaboration, A. Aktas *et. al.*, *Search for single top quark production in ep collisions at HERA*, hep-ex/0310032.

[28] **ALEPH** Collaboration, R. Barate *et. al.*, *Search for single top production in $e^+e^-$ collisions at $\sqrt{s}$ = 189 GeV – 202 GeV*, . CERN-EP-2000-102.

[29] **ALEPH** Collaboration, A. Heister *et. al.*, *Search for single top production in $e^+e^-$ collisions at $\sqrt{s}$ = up to 209 GeV*, *Phys. Lett.* **B543** (2002) 173–182 [hep-ex/0206070].

[30] **OPAL** Collaboration, G. Abbiendi *et. al.*, *Search for single top quark production at LEP2*, *Phys. Lett.* **B521** (2001) 181–194 [hep-ex/0110009].

[31] **L3** Collaboration, P. Achard *et. al.*, *Search for single top production at LEP*, *Phys. Lett.* **B549** (2002) 290–300 [hep-ex/0210041].

[32] **DELPHI** Collaboration, J. Abdallah *et. al.*, *Search for single top quark production at LEP via FCNC at $\sqrt{s}$=189–208 GeV*, *Phys. Lett.* **B**.

[33] T. Sjostrand *Computer Physics Commun.* **82** (1994) 74.

[34] J. F. Donoghue, E. Golowich and B. R. Holstein, *Dynamics of the standard model*, *Cambridge Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* **2** (1992) 1–540.

[35] R. Assmann, M. Lamont and S. Myers, *A brief history of the LEP collider*, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **109** (2002) 17–31.

[36] **DELPHI** Collaboration, P. A. Aarnio *et. al.*, *The DELPHI detector at LEP*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A303** (1991) 233–276.

[37] **DELPHI** Collaboration, P. Abreu *et. al.*, *Performance of the DELPHI detector*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A378** (1996) 57–100.

[38] P. Charpentier *et. al.*, *The DELPHI fastbus data acquisition system*, Delphi Note 91-92 DAS 112.

[39] A. Augustinus *et. al.*, *The DELPHI trigger system at LEP2 energies*, *Por publicar em Nucl. Instr. and Meth. A*.

[40] B. Tomé, *High Precision Luminosity Measurement at LEP with the DELHI STIC Calorimeter.* PhD thesis, Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa, 1998.

[41] **DELPHI** Collaboration, *Performance of the new high precision luminosity monitor of DELPHI at LEP*, Delphi Note 95-68 Brussels PHYS 503.

[42] **LEP Energy Working Group** Collaboration, A. Blondel *et. al.*, *Evaluation of the LEP centre-of-mass energy above the w pair production threshold*, *Eur. Phys. J.* **C11** (1999) 573–585 [hep-ex/9901002].

[43] **L3** Collaboration. Este gráfico pode ser obtido em http://l3www.cern.ch. Não se conhecem gráficos semelhantes feitos pelas outras experiências do acelerador LEP.

[44] W. B. Jadach S. and W. Z. *Computer Physics Commun.* **130** (2000) 260.

[45] E. Accomando and A. Ballestrero, *WPHACT 1.0: a program for WW, Higgs and four fermion physics at $e^+e^-$ colliders*, *Comput. Phys. Commun.* **99** (1997) 270–296 [hep-ph/9607317].

[46] P. a. W. Jadach S. and W. B.F.L. *Phys. Lett.* **B390** (1997) 298.

[47] T. Sjostrand *et. al.*, *High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1*, *Comput. Phys. Commun.* **135** (2001) 238–259 [hep-ph/0010017].

[48] **DELPHI** Collaboration, *DELSIM, DELPHI event generation and detector simulation*, DELPHI Note 89-68 PROG/143.

[49] **DELPHI** Collaboration, *DELANA user's guide*, Delphi Note 89-44 PROG/137.

[50] L. P. D. Bertrand, *TANAGRA, track analysis and graphics package*, Delphi Note 87-95 PROG/98.

[51] DELPHI Analysis Software Task Groups, *DST analysis libraries writeup*, http://pubxx.home.cern.ch/pubxx/tasks/doc/dstana/manual/dstana/dstana.html.

[52] G. W. N. Crosland, P. Kluit, *EMMASS muon identification within DELPHI*, Delphi Note 92-17 PHYS/157.

[53] **DELPHI** Collaboration, G. Wilkinson and P. Collins, *MUCFIX: refining the muon chamber information on the DST*, DELPHI Note 93-13 PHYS/262.

[54] **DELPHI** Collaboration, H. D. Boeck and G. Wilkinson, *MUFLAG: A framework for muon identification*, DELPHI Note 93-14 PHYS/263.

[55] F. M. F. Cossutti, A. Tonazzo, *REMCLU: a package for the Reconstruction of Electromagnetic CLUsters at LEP200*, Delphi Note 2000-164 PROG/242.

[56] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock and B. R. Webber, *New clustering algorithm for multi - jet cross-sections in $e^+e^-$ annihilation*, *Phys. Lett.* **B269** (1991) 432–438.

[57] **DELPHI** Collaboration, J. Abdallah *et. al.*, *b-tagging in DELPHI at LEP*, *Eur. Phys. J.* **C32** (2004) 185–208 [hep-ex/0311003].

[58] N. J. Kjaer and R. Moller, *Reconstruction of invariant masses in multi-jet events*, Delphi Note 91-17 PHYS/88.

[59] P. Abreu *et. al.*, *The estimation of the effective centre of mass energy in $q\bar{q}\gamma$ events from DELPHI*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A427** (1999) 487–494 [hep-ex/9809008].

[60] S. Brandt, C. Peyrou, R. Sosnowski and A. Wroblewski, *The principal axis of jets. an attempt to analyze high- energy collisions as two-body processes*, *Phys. Lett.* **12** (1964) 57–61.

[61] E. Farhi, *A QCD test for jets*, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 1587–1588.

[62] P. Gonçalves, *Test of QED and Search for New Physics in Multi-Photonic Final States at LEP2.* PhD thesis, Instituto Superior Técnico, 2002.

[63] A. L. Read, *Modified frequentist analysis of search results (the CL(s) method)*, CERN-OPEN-2000-205. Prepared for Workshop on Confidence Limits, Geneva, Switzerland, 17-18 Jan 2000.

[64] T. Sjostrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual*, hep-ph/9508391.

[65] **CDF and D0** Collaboration, Y. K. Kim, *Tevatron: Present status and future prospects*, *Int. J. Mod. Phys.* **A17** (2002) 3099–3106.