UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO

INSTITUTO DE FÍSICA

Estudo do decaimento $\tau \rightarrow 3h\pi^{\circ}\nu_{\tau}$ no detetor DELPHI.

Tese de Mestrado

Tatiana da Silva

Orientador: Leandro S. de Paula

Agradecimentos

A Leandro de Paula pela oportunidade de trabalhar num projeto de tese tão interessante, pela orientação, amizade, paciência, disponibilidade, pelos tempos em St. Genis e pelos passeios nos finais de semana.

A Bernard Maréchal pelo incentivo para prosseguir numa carreira científica e pela oportunidade de ir ao CERN.

A Sandra Amato pela orientação, pela força de sempre, pelo companheirismo e disponibilidade em St. Genis.

A Miriam Gandelman pelas discussões, pela ajuda de sempre e por me apresentar o universo das poderosas 'kumacs'.

A Fernando Marroquim e todo o grupo de Física de Altas Enegias pelas idéias, discussões e sugestões.

Aos meus amigos Dani, Hugo e Smurfetty que foram grandes companheiros, me apoiando e tornando os dias nesta ilha mais divertidos, além das discussões constantes, idéias, sugestões e soluções sobre os meus resultados.

A Maurício Barbi pela companhia nos finais de semana e aos meus colegas que têm se esforçado muito para melhorar o nosso curso, nossas condições de trabalho e espírito de grupo.

A Felipe Canto e Odair Gonçalves pela ajuda e soluções nas horas de "sufoco".

A Felipe Coelho e aos professores do departamento de Física Nuclear que não só tornaram a minha estadia muito agradável como me apoiaram nas mais diversas formas.

Ao atleta Curt Rollof, a todo o pessoal que trabalha na rede de computação do Instituto de Física e aos funcionários do Instituto de Física.

A Tiziano Camporesi pelo apoio e oportunidade de trabalhar no STIC.

A Alberto Benvenuti pelo carinho e orientação cuidadosa.

A Marco Paganoni pelo “abrigo” e incentivos.

A Philippe Gavillet pela oportunidade de ir ao CERN, disponibilidade e companhia nos chocolates.

A minha mãe, tia Marlene e Amanda pelos incentivos, carinho, apoio e compreensão em todos os momentos.

Este trabalho foi parcialmente financiado pelo CNPq, pela reitoria, pela Comunidade Européia e pela Fundação José Bonifácio.

Resumo

Neste trabalho apresenta-se resultados de testes realizados em colaboração com o grupo do detetor de luminosidade do DELPHI, o STIC, e realiza-se a medida das razões de ramificação dos decaimentos $\tau \rightarrow 3h\pi^{\circ}\nu_{\tau}$, $\tau \rightarrow \omega\pi\nu_{\tau}$, utilizando dados do detetor DELPHI coletados durante os anos de 1993, 1994 e 1995. Os resultados obtidos nos testes são satisfatórios e os valores medidos para as razões de ramificação são compatíveis com medidas recentes.

Abstract

In this thesis the results obtained for tests carried out in collaboration with the group of the DELPHI luminosity detector, STIC, are presented and the measurement of the branching fractions of the $\tau \rightarrow 3h\pi^{\circ}\nu_{\tau}$ and $\tau \rightarrow \omega\pi\nu_{\tau}$ decays is performed, using the data collected by DELPHI during the 1993, 1994 and 1995 runs. The results of the tests are satisfactory and the measured values for the branching fractions are compatible with recent measurements.

Índice

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Capítulo 1

Introdução

O principal objetivo da Física de Partículas Elementares é estudar a estrutura fundamental da matéria. De acordo com o que se conhece até os dias de hoje, toda matéria é composta por partículas de spin 1/2, os quarks e léptons, e acredita-se que todas as interações entre estas partículas são resultantes de quatro interações fundamentais: gravitacional, fraca, eletromagnética e forte.

O modelo atualmente aceito para a descrição das interações entre as partículas elementares é o Modelo Padrão. Este modelo descreve três das quatro interações fundamentais e é resultado da junção de duas teorias: a teoria Eletrofraca de Glashow-Weinberg-Salam, que descreve as interações eletromagnética e fraca e a Cromodinâmica Quântica, que descreve a interação forte.

O LEP (**L***arge* **E***lectron* **P***ositron* collider), que é um acelerador colisor de pósitrons e elétrons, tem permitido a realização de testes da validade deste modelo com precisão sensível às correções radiativas de primeira ordem. Para isso, a energia de centro de massa foi escolhida, em sua primeira fase de operação, LEP I, em torno do pico de ressonância do Z°, permitindo o estudo deste bóson vetorial neutro. Quatro pontos em que os feixes se cruzam neste acelerador, são equipados com detetores. O DELPHI (**D***etector with* **L***epton,* **P***hoton and* **H***adron* **I***dentification*) é um destes detetores.

Aproximadamente 3.3 % dos decaimentos do Z° resultam no par $\tau^+\tau^-$, decaimento este completamente governado pela teoria eletrofraca. O τ, que é o lépton mais pesado atualmente conhecido, apresenta uma grande variedade de estados finais. Além dos modos de decaimento nos léptons mais leves, elétron e múon (decaimentos governados pela interação eletrofraca), possui modos de decaimento hadrônicos. O processo de produção e decaimento nestes estados finais são governados pela interação forte e como a quantidade de momento transferido é baixa, não é possível fazer cálculos detalhados dos efeitos desta interação. Desta forma, para que previsões sejam feitas, faz-se necessário o uso de modelos fenomenológicos da corrente hadrônica.

O objetivo deste trabalho é estudar o decaimento deste lépton em 3 hádrons carregados e em um π°, $\tau \to 3h\pi^\circ\nu_\tau$, usando-se os dados coletados pelo detetor DELPHI nos anos de 1993, 1994 e 1995. O estudo desta amostra pode revelar alguma característica desconhecida ou pouco compreendida de ressonâncias através das quais este decaimento pode acontecer.

Este trabalho está dividido na seguinte forma: no segundo capítulo apresenta-se, brevemente, o contexto teórico e fenomenológico das medidas realizadas; no terceiro, introduz-se o aparato experimental e os programas utilizados na coleta e processamento dos dados; no quarto, discute-se a medida da luminosidade, o problema da hermeticidade do detetor e são descritos três testes, dos quais participei, relacionados com o detetor de luminosidade do DELPHI e com contadores que foram instalados neste detetor, visando o aumento de hermeticidade; no quinto, apresenta-se os critérios usados na seleção do par $\tau^+\tau^-$ e do seu modo decaimento, $\tau \rightarrow 3h\pi^\circ\nu_\tau$, bem como o estudo realizado da estrutura ressonante deste canal formada pelo méson ω; no último capítulo são apresentados os resultados finais e a conclusão do trabalho.

Capítulo 2

Considerações Teóricas

2.1 O Modelo Padrão

O princípio da invariância de gauge é talvez o conceito mais importante usado em teorias modernas sobre partículas e campos, pois acredita-se que as quatro interações fundamentais sejam descritas pelas simetrias de gauge local.

O Modelo Padrão [1–4] fundamenta-se neste tipo de simetria e é, atualmente, o modelo aceito na descrição das interações eletromagnética, fraca e forte entre as partículas elementares.

Apesar de seu sucesso, existem fortes razões para se acreditar que não se trata de uma teoria fundamental da natureza, mas a manifestação de uma estrutura que se reduz a ele na escala de energia e precisão atualmente exploradas. Isto porque possui muitos parâmetros livres e trata de forma diferente as interações fundamentais que descreve.

O trabalho atual da Física de Partículas Elementares, desenvolvido em aceleradores, está relacionado com testes da validade e com a determinação dos 'dados de entrada' deste modelo.

O Modelo Padão foi criado unindo-se duas teorias, a Cromodinâmica Quântica (QCD) e a teoria Eletrofraca de Glashow-Weinberg-Salam.

2.1.1 A Interação Forte

O setor da interação forte é descrito pela QCD [5]. O grupo de simetria é o não-abeliano, $SU(3)_C$, onde o índice C se refere ao número quântico de cor. Este grupo possui dimensão 3 e 8 geradores que correspondem a 8 bósons de gauge, os glúons. Estes não possuem massa, carregam um tipo de carga denominada de cor e geram a interação forte que atua tanto entre os quarks quanto entre eles mesmos.

A intensidade do acoplamento da interação forte, g'', é um parâmetro livre da teoria, e é expressa através da constante de acoplamento, α_S:

$$\alpha_S = \frac{g''^2}{4\pi}. \tag{2.1}$$

Esta constante depende da quantidade de momento transferido, Q^2, tornando-se pequena a alta energia (liberdade assintótica), e grande a baixa energia, sugerindo que os quarks permanecem ligados dentro dos hádrons (confinamento), o que pode explicar o porquê de quarks e glúons livres ainda não terem sido observados experimentalmente. Esta propriedade de liberdade assintótica permite que o tratamento perturbativo seja aplicado de forma satisfatória à dinâmica dos hádrons.

2.1.2 O Modelo Eletrofraco de Glashow-Weinberg-Salam

As interações eletromagnética e fraca são parcialmente unificadas no modelo de Glashow-Weinberg-Salam, através da escolha do grupo de simetria $\mathrm{SU}(2)_L \otimes \mathrm{U}(1)_Y$, onde $\mathrm{U}(1)_Y$ é o grupo de hipercarga fraco e $\mathrm{SU}(2)_L$ é o de isospin fraco. O índice L indica que as transformações deste grupo somente atuam sobre a componente de mão esquerda dos campos fermiônicos, pois a interação fraca viola a paridade, o que é expresso pela estrutura $\mathrm{V} - \mathrm{A}$ desta interação.

Os férmions são representados por espinores de Dirac, ψ, e por razões, ainda desconhecidas, aparecem em três famílias, cada uma contendo dois quarks e dois léptons. Os quarks que juntamente com os glúons são os constituintes dos hádrons, possuem carga elétrica fracionária e três cores possíveis (carga da interação forte). Os léptons não possuem cor e podem ter carga elétrica unitária ou nula (neutrinos).

Evidências experimentais mostram que somente férmions de mão esquerda estão presentes na corrente fraca carregada, permitindo que estes sejam decompostos numa componente de mão esquerda e outra de mão direita:

$$\psi = \psi_L + \psi_R \begin{cases} \psi_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi \\ \psi_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi \end{cases},$$

onde na representação de Dirac-Pauli,

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & I \\ I & 0 \end{pmatrix}, \text{ I é a matriz identidade.}$$

As partículas fermiônicas de mão esquerda são agrupadas em dubletos de $\mathrm{SU}(2)_L$:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L ; \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L ; \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

<table>
<tr><th colspan="2" rowspan="2">Partículas</th><th colspan="5">Números Quânticos</th></tr>
<tr><th>spin J</th><th>cor</th><th>I_3</th><th>Y</th><th>Q_{em}</th></tr>
<tr><td>bóson de Higgs</td><td>H</td><td>0</td><td>0</td><td>-1/2</td><td>1</td><td>0</td></tr>
<tr><td>léptons de mão direita</td><td>l_R</td><td rowspan="11">1/2</td><td rowspan="3">0</td><td>0</td><td>-2</td><td>-1</td></tr>
<tr><td rowspan="2">léptons de mão esquerda</td><td>ν_L</td><td>1/2</td><td rowspan="2">-1</td><td>0</td></tr>
<tr><td>l_L</td><td>$-1/2$</td><td>-1</td></tr>
<tr><td rowspan="2">quarks de mão direita</td><td>$u_R,\ c_R,\ t_R$</td><td rowspan="8">3</td><td>0</td><td>4/3</td><td>2/3</td></tr>
<tr><td>$d_R,\ s_R,\ b_R$</td><td>0</td><td>$-2/3$</td><td>$-1/3$</td></tr>
<tr><td rowspan="6">quarks de mão esquerda</td><td>u_L</td><td>1/2</td><td>1/3</td><td>2/3</td></tr>
<tr><td>d_L</td><td>$-1/2$</td><td>1/3</td><td>$-1/3$</td></tr>
<tr><td>s_L</td><td>0</td><td>$-2/3$</td><td>$-1/3$</td></tr>
<tr><td>c_L</td><td>0</td><td>4/3</td><td>2/3</td></tr>
<tr><td>b_L</td><td>0</td><td>$-2/3$</td><td>$-1/3$</td></tr>
<tr><td>t_L</td><td>0</td><td>4/3</td><td>2/3</td></tr>
<tr><td>fóton</td><td>γ</td><td rowspan="5">1</td><td rowspan="4">0</td><td>0</td><td>0</td><td>0</td></tr>
<tr><td rowspan="3">bósons de gauge eletrofracos</td><td>W^+</td><td>1</td><td>0</td><td>1</td></tr>
<tr><td>Z°</td><td>0</td><td>0</td><td>0</td></tr>
<tr><td>W^-</td><td>-1</td><td>0</td><td>-1</td></tr>
<tr><td>glúons</td><td>g</td><td>8</td><td>0</td><td>0</td><td>0</td></tr>
</table>

Tabela 2.1: Espectro de partículas no Modelo Padrão. O valor do número quântico de cor igual a zero significa a ausência de cor.

e as de mão direita em singletos:

$$e_R,\ \mu_R,\ \tau_R,\ u_R,\ d_R,\ c_R,\ s_R,\ t_R,\ \text{e}\ b_R.$$

Dentro desta teoria os neutrinos de mão direita não existem.

Os números quânticos dos férmions e bósons do Modelo Padrão encontram-se na tabela 2.1.

Com base na observação de transições entre quarks de diferentes famílias (troca de sabor), concluiu-se que os auto-estados de massa e os auto-estados da interação fraca dos quarks não são os mesmos. Por convenção, os quarks (u, c, t) não se misturam e os auto-estados fracos (d′, s′, b′) são escritos como combinação dos auto-estados de massa (d, s, b) em termos de uma matriz unitária 3×3, V:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix},$$

onde V é a matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [4] que tem a forma:

$$V = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}.$$

Resultados experimentais [6] demonstram que os elementos diagonais são dominantes.

Para manter a invariância de gauge os quatro campos que descrevem os bósons massivos, Z° e $W^\pm$, que mediam a interação fraca, e o fóton sem massa (interação eletromagnética), são introduzidos na teoria pelo tripleto de isospin sem massa, W_μ^a (a = 1, 2, 3), e pelo singleto, B_μ, também sem massa.

Os campos W_μ^a se acoplam à corrente fraca J_μ^a:

$$J_\mu^a = \frac{1}{2}\psi_L \gamma_\mu \tau^a \psi_L, \ \tau \text{ são as matrizes de Pauli,}$$

com intensidade g e B_μ se acopla à corrente de hipercarga, j_μ^Y, com intensidade, convencionalmente, dada por $g'/2$:

$$j_\mu^Y = \bar{\psi}\gamma_\mu Y \psi,$$

onde a hipercarga, Y, é definida por:

$$Y = 2(Q - I_3) \begin{cases} I_3 \text{ é a terceira componente de isospin} \\ Q \text{ é o operador de carga.} \end{cases}$$

Assim, a interação básica eletrofraca é dada por:

$$\boxed{-igJ^a_\mu W^{a\mu} - i\frac{g'}{2}j^Y_\mu B^\mu}$$

Como são introduzidas duas constantes de acoplamento distintas, $(g,\, g')$, para as interações de $\mathrm{SU}(2)_L$ e $\mathrm{U}(1)_Y$, as interações eletromagnética e fraca não são completamente unificadas.

A construção da lagrangiana invariante de gauge deve ser feita de forma que férmions de mão direita se acoplem somente com a hipercarga fraca e os dubletos esquerdos se acoplem a todos os bósons de gauge e nenhum termo de massa pode aparecer na mesma.

Então, para dar massa aos bósons fracos sem que a invariância seja destruída, um campo escalar de Higgs é introduzido, como um dubleto de isospin com hipercarga, $Y = 1$, no Modelo Padrão Mínimo:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^o \end{pmatrix}, \ \text{com} \begin{cases} \phi^+ = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2} \\ \phi^o = (\phi_3 + i\phi_4)/\sqrt{2} \end{cases}$$

A simetria da lagrangiana é quebrada quando se atribui ao valor esperado do estado fundamental, ϕ^o, um valor não-nulo:

$$\phi^o = \langle 0|\phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}.$$

Um bóson de Goldstone é associado a cada uma das três simetrias: $\mathrm{SU}(2)_L$, $\mathrm{U}(1)_Y$, e $U(1)_{em}$. Fixando-se corretamente o gauge para a expansão de ϕ, segundo teoria de perturbação, somente o campo de Higgs não desaparece.

Com a substituição do valor esperado do vácuo, ϕ^o, na lagrangiana, as componentes carregadas do tripleto W_μ^a (representam os bósons $W^\pm$):

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

adquirem massa, dada por:

$$M_W = \frac{1}{2}gv. \tag{2.2}$$

Diagonalizando-se a matriz de massa da componente neutra deste tripleto, W_μ^3, e de B_μ, que não são mais auto-estados de massa, faz com que os campos físicos Z_μ e A_μ, que representam os bósons neutros, Z° e fóton, apareçam:

$$Z_\mu = cos\,\theta_w W_\mu^3 - sen\,\theta_w B_\mu$$

$$A_\mu = sen\,\theta_w W_\mu^3 + cos\,\theta_w B_\mu.$$

Aqui, θ_w é o ângulo de mistura eletrofraco ou ângulo de Weinberg. É obtido através da razão entre os acoplamentos dos dois grupos independentes $\mathrm{U(1)}_Y$ e $\mathrm{SU(2)}_L$:

$$tan\,\theta_w = \frac{g'}{g}. \tag{2.3}$$

A massa do bóson Z° é dada por:

$$M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2} \tag{2.4}$$

e se relaciona com a massa dos bósons $W^\pm$ através da relação:

$$cos\,\theta_w = \frac{M_W}{M_Z}. \tag{2.5}$$

A escolha de ϕ^o quebrou a simetria de $\mathrm{SU}(2)_L$ e $\mathrm{U}(1)_Y$ mas, como ϕ^o é neutro ($Y = 1, I_3 = -1/2$), a simetria de $\mathrm{U}(1)_{em}$ permanece inalterada e por isto o fóton não adquire massa. E a escolha do dubleto de Higgs fixa o parâmetro ρ, que determina a intensidade relativa entre a interação fraca por corrente neutra e por corrente carregada, igual à unidade:

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 cos\,\theta_w} = 1.$$

O mesmo dubleto de Higgs, que gera massa para os bósons $W^{\pm}$ e Z°, é suficiente para gerar massa para os férmions. Estes adquirem massa através do acoplamento de Yukawa entre os campos fermiônicos e o Higgs. Introduzindo-se na lagrangiana o termo invariante de gauge:

$$\boxed{-G_f[\bar{\psi}_L\phi\psi_R + \bar{\psi}_R\phi^{\dagger}\psi_L]}$$

obtém-se, após a quebra de simetria as massas dos férmions dadas por:

$$m_f = \frac{G_f v}{\sqrt{2}}. \tag{2.6}$$

A constante de acoplamento, G_f, deve ser determinada por medidas experimentais das massas dos férmions.

Exigindo-se que o termo de interação eletromagnética tenha a sua forma usual,

$$\mathcal{L}_I = e j_\mu^{em} A^\mu,\ e = \sqrt{4\pi\alpha}\begin{cases} e \text{ é a carga do elétron} \\ \alpha \text{ é a constante de estrutura fina} \end{cases}$$

as constantes de acoplamento, $(g,\ g')$, têm que satisfazer:

$$g sen\,\theta_w = g' cos\,\theta_w = e.$$

O termo de interação por corrente carregada é escrito como:

$$\mathcal{L}_I^{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}}\bar{\psi}_L\gamma^\mu(T^+W_\mu^+ + T^-W_\mu^-)\psi_L \begin{cases} T^\pm = \frac{1}{2}(\tau_1 \pm i\tau_2) \\ \tau_{1,2} \text{ são as matrizes de Pauli.} \end{cases} \tag{2.7}$$

Esta corrente, mediada pelos $W^\pm$, acopla-se com férmions esquerdos e é puramente V − A.

A corrente fraca neutra, cujo termo de interação é escrito como:

$$\mathcal{L}_I^{CN} = -\frac{g}{2cos\,\theta_w}\bar{\psi}\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)\psi Z_\mu, \tag{2.8}$$

é uma mistura de V e A. Os acoplamentos vetorial, g_V, e axial, g_A, para cada férmion f, são expressos em função da terceira componente de isospin fraco I_3, da carga Q_f e de θ_w:

$$\begin{aligned} g_V &= I_3 - 2Q_f sen^2\theta_w, \\ g_A &= I_3. \end{aligned}$$

O Modelo Padrão Mínimo possui, então, 19 parâmetros livres: as constantes de acoplamento (g, g', g''), as massas de férmions e bósons, o valor esperado do vácuo (v), e os elementos da matriz de CKM.

Os acoplamentos fermiônicos e o valor esperado do vácuo são determinados através dos observáveis físicos: α_{em}, α_S, G_f e $sen\,\theta_w$. Os elementos da matriz de CKM podem ser determinados a partir de decaimentos, por interação fraca, dos quarks ou em alguns casos, a partir de espalhamentos profundamente inelásticos de neutrinos, mas as massas dos férmions e bósons são parâmetros completamente livres do modelo.

2.2 O Tau

Desde sua descoberta em 1975, este lépton tem sido objeto de extensivos estudos que têm por objetivo investigar pontos como a universalidade leptônica, a estrutura V − A das interações eletrofracas, a violação de sabor ou número leptônico, verificação das 'hipóteses' CVC (**C***onserved* **V***ector* **C***urrent*) e PCAC (**P***artially* **C***onserved* **A***xial* **C***urrent*), a existência de corrente de segunda classe altamente suprimida dentro do Modelo Padrão e outros.

Os valores atuais para a medida da massa, spin, vida média do τ e limites na massa do neutrino do τ são [7]:

- Massa : $m_\tau = 1777.00^{+0.30}_{-0.27}\,\mathrm{MeV/c^2}$
- Spin : $s_\tau = 1/2$
- Vida Média : $\tau_\tau = 291.0 \pm 1.5 \times 10^{-15}\,\mathrm{s}$
- Massa do Neutrino do Tau: $m_{\nu_\tau} < 24\,\mathrm{MeV/c^2}$, CL = 90 %

2.2.1 A produção do par $\tau^+\tau^-$

No Modelo Padrão, a produção do par de taus no processo de aniquilação e^+e^- (figura 2.1), ocorre, através das interações eletromagnética e fraca (corrente neutra),

$$e^+e^- \to \gamma,\, Z^\circ \to \tau^+\tau^-.$$

A seção de choque, em primeira aproximação (nível de Born), possui três componentes

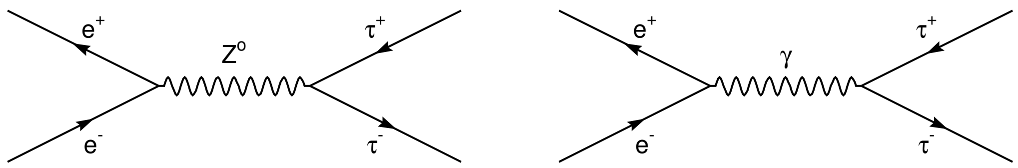


Figura 2.1: Diagramas de mais baixa ordem para o processo $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

que são provenientes do diagrama de troca de um Z° (σ_Z), do diagrama de troca de um γ (σ_γ) e do termo de interferência eletrofraca, γ-Z°, sendo escrita como:

$$\frac{d\sigma(s)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}(\sigma_Z + \sigma_\gamma + \sigma_{\gamma Z}). \tag{2.9}$$

As três componentes são:

$$\sigma_\gamma = 1 + cos^2\theta, \tag{2.10}$$

$$\sigma_{\gamma Z} = -2Q_\tau \left[g_V^e g_V^\tau (1 + cos^2\theta) + 2g_A^e g_A^\tau cos\,\theta\right] Re\chi, \tag{2.11}$$

$$\sigma_Z = \left[(g_V^{e2} + g_A^{e2})(g_V^{\tau 2} + g_A^{\tau 2})(1 + cos^2\theta) + 8g_V^e g_V^\tau g_A^e g_A^\tau cos\,\theta\right] \mid \chi \mid^2, \tag{2.12}$$

onde θ é o ângulo entre a direção do elétron e do τ^-, $g_V^{e,\tau}$ e $g_A^{e,\tau}$ são os acoplamentos vetorial e axial do elétron e do tau com a corrente fraca neutra, Q_τ a carga do tau e χ o propagador do Z°. Este propagador tem a seguinte forma:

$$\chi = \frac{G_f}{8\sqrt{2}\pi\alpha}\frac{M_Z^2 s}{(s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z)}, \tag{2.13}$$

onde M_Z e Γ_Z são a massa e a largura total do decaimento do Z°.

Supondo a universalidade dos léptons, as constantes de acoplamento, no Modelo Padrão, têm a forma:

$$\begin{aligned} g_V^e &= g_V^\tau = \tfrac{1}{4} + sen^2\,\theta_w \\ g_A^e &= g_A^\tau = \tfrac{1}{4}. \end{aligned}$$

Podemos, então, reescrever a seção de choque agrupando os termos de acordo com a dependência angular:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}\left[S(1 + cos^2\,\theta) + Acos\,\theta\right], \tag{2.14}$$

onde

$$S = 1 - 2Q_\tau g_V^e g_V^\tau Re\chi + \left[(g_V^{e2} + g_A^{e2})(g_V^{\tau 2} + g_A^{\tau 2})\right] \mid \chi \mid^2$$

e

$$A = -4Q_\tau g_V^e g_A^\tau Re\chi + 8g_V^e g_V^\tau g_A^e g_A^\tau \mid \chi \mid^2 .$$

A seção de choque total é obtida integrando-se a equação 2.14 em todo o ângulo sólido:

$$\sigma_\tau = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}S. \tag{2.15}$$

As relações entre os observáveis físicos, no Modelo Padrão, são modificadas por correções radiativas. Mas, na proximidade da ressonância do Z° as contribuições referentes

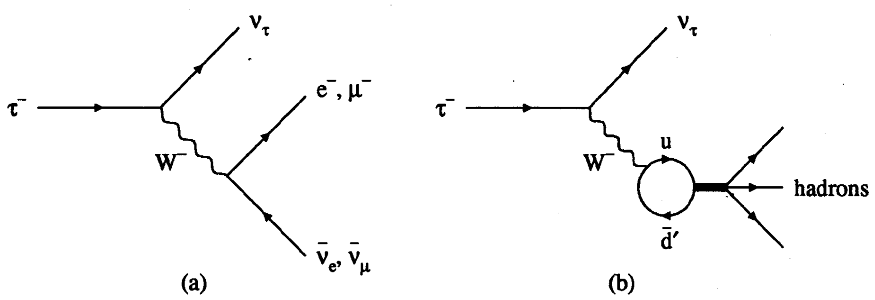


Figura 2.2: Diagramas de Feynman para o decaimento do τ em (a) léptons, e (b) em um ou mais hádrons.

aos termos provenientes da QED e aos de interferência são pequenos. Assim, podem ser desprezados em primeira aproximação. Para $\sqrt{s} = M_Z$, $Re\chi = 0$ obtemos:

$$\sigma_\tau = \frac{4\pi\alpha^2}{3M_Z^2}\left[1 + (g_V^{e2} + g_A^{e2})(g_V^{\tau 2} + g_A^{\tau 2})\left(\frac{G_f}{8\sqrt{2}\pi\alpha}\right)^2 \frac{M_Z^3}{\Gamma_Z^2}\right]. \tag{2.16}$$

2.2.2 O decaimento do τ

O τ apresenta além de decaimentos puramente leptônicos, decaimentos com estados finais hadrônicos. Isto porque sua massa permite o decaimento em hádrons compostos pelos quarks da primeira família, $\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}$.

No Modelo Padrão, onde há a conservação de número leptônico e carga elétrica, o τ decai, através da corrente fraca carregada, no bóson W e no ν_τ. Em seguida, este bóson pode se acoplar à corrente carregada leptônica ou à corrente carregada hadrônica, como descrito pelo diagrama 2.2.

Como o acoplamento do W com a corrente carregada possui intensidade universal,

$$\mathcal{L}_{CC} = \frac{g}{2\sqrt{2}}\left[\sum_l \bar{\nu}_l\gamma^\mu(1-\gamma_5)l + \bar{u}\gamma^\mu(1-\gamma_5)d'\right]W_\mu + h.c. \begin{cases} l = e,\ \mu,\ \tau \\ \text{h.c. é o hermitiano conjugado} \end{cases}$$

existem cinco contribuições, igualmente prováveis (desprezando-se as massas de estados finais fermiônicos e correções relacionadas aos glúons), para a largura do decaimento. Duas correspondem aos modos de decaimentos leptônicos, $\tau^- \to \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$ e $\tau^- \to \nu_\tau \mu^- \bar{\nu}_\mu$ e as outras três estão associadas com as três possibilidades de cor do par quark-antiquark do modo de decaimento $\tau^- \to \nu_\tau \bar{d}' u$. Sendo assim, espera-se que as razões de ramificação para os diferentes canais, sejam aproximadamente:

$$B_l \equiv Br(\tau^- \to \nu_\tau l^- \bar{\nu}_l) \simeq \frac{1}{5} = 20\,\% \ \ (l = e,\ \mu),$$

$$R_\tau \equiv \frac{\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau + hádrons)}{\Gamma(\tau^- \to \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)} \simeq N_C = 3.$$

Decaimento Hadrônico do τ

Como citado no início da seção, o τ é o único lépton, atualmente conhecido, suficientemente massivo para decair em hádrons, sendo assim um ótimo laboratório para o estudo da corrente fraca hadrônica de forma clara (baixa multiplicidade). Mas, há a necessidade de se fazer previsões relacionadas a esta corrente usando-se uma descrição mais fenomenológica. Estas previsões são feitas baseadas em modelos específicos que levam em consideração a presença de ressonâncias no estado final. Algumas restrições adicionais resultam de leis de conservação como CVC [4] e PCAC [4].

Supondo uma estrutura V − A no vértice de acoplamento do W com a corrente dos quarks $u - d'$, ($\mathcal{J}^{\mu}_{HADR}$), separa-se esta corrente em duas componentes, uma vetorial e outra axial:

$$\mathcal{J}^{\mu}_{HADR} = \mathcal{J}^{\mu}_{V,HADR} - \mathcal{J}^{\mu}_{A,HADR}.$$

Algumas restrições precisam ser impostas ao estado final hadrônico:

- devido à conservação de momento angular, somente estados finais com momento angular total, ($J = 0,\ 1$), são permitidos;
- como a corrente $\mathcal{J}^{\mu}_{HADR}$ é carregada, as componentes V e A possuem isospin I = 1;
- as componentes V e A possuem estranheza, $S = 0$ ou $S = 1$;
- a partir da definição da paridade G [1] [2] para um sistema composto por n píons,

$$G(n\pi) = C(n\pi)(-1)^{I} = (-1)^{n},$$

a paridade C (conjugação de carga) é oposta à paridade G neste sistema.

Como correntes vetoriais (axiais) transformam-se de forma ímpar (par) segundo C, a parte vetorial da corrente hadrônica, $\mathcal{J}^{\mu}_{V,HADR}$, é responsável pelo decaimento do τ num número par de píons e a parte axial, $\mathcal{J}^{\mu}_{A,HADR}$, num número ímpar de píons. Desta maneira, os seguintes estados finais hadrônicos são permitidos no decaimento do τ:

J^P	$=$	0^+	$\Longrightarrow$	$escalar$
J^P	$=$	0^-	$\Longrightarrow$	$pseudoescalar$
J^P	$=$	1^-	$\Longrightarrow$	$vetor$
J^P	$=$	1^+	$\Longrightarrow$	$vetor - axial$

[1] A paridade G consite de uma rotação de 180° em torno do eixo Iy do espaço de isospin seguida da conjugação da carga.

As correntes hadrônicas para os estados acima podem ser classificadas de acordo com a paridade G. Assim, correntes com os seguintes números quânticos:

$$\boxed{\begin{array}{lllll} I^G & = & 1^+, & J^P & = & 1^- \\ I^G & = & 1^-, & J^P & = & 1^+ \quad \text{ou } 0^- \end{array}}$$

são classificadas como sendo 'correntes de 1ª classe'. Correntes de estados que possuem valores de paridade G opostos a estes, são classificadas como 'correntes de 2ª classe'.

<u>O decaimento $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau$</u>

O estudo deste decaimento [8–13] é especialmente interessante, pois pode evidenciar a existência de corrente de 2ª classe.

Os números quânticos e propriedades relevantes destes mésons são dados na tabela 2.2.

Partículas	J^P	I	G	massa (MeV)	Modo de decaimento dominante
π	0^-	1	-1	(139.56995 ± 0.00035)	-
ω	1^-	0	-1	(781.94 ± 0.12)	$\pi^+\pi^-\pi^\circ$

Tabela 2.2: Números quânticos e propriedades dos mésons π e ω.

Considerando-se o sistema ω-π dominantemente no estado $J^{PG} = 1^{-+}$ (1ª classe), este canal de decaimento do τ tem sido estudado segundo a hipótese de CVC e dentro do contexto dos modelos VMD (**V**_ector_ **M**_eson_ **D**_ominance_), e mais recentemente usando-se o formalismo de perturbação quiral de mésons vetoriais pesados.

Em primeira aproximação a amplitude para este decaimento pode ser escrita como:

$$\mathcal{M} = \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} \mathcal{J}^{\mu}_{lept} < \omega\pi \mid \bar{u}\gamma_\mu d \mid 0 >, \tag{2.17}$$

onde $\mathcal{J}^{\mu}_{lept}$ é corrente leptônica V − A,

$$\mathcal{J}^{\mu}_{lept} = \bar{\nu}_l \gamma^{\mu}(1-\gamma_5) l,$$

e V_{ud} é elemento da matriz CKM. A forma do elemento de matriz hadrônico da corrente vetorial é fixado pela covariância de Lorentz, como:

$$< \omega\pi \mid \bar{u}\gamma_{\mu} d \mid 0 >= i F_V(s) \epsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} \varepsilon^{*\alpha} q_1^{\beta} q_2^{\gamma},$$

$q_{1,2}$ é o quadrivetor momento do ω e do π, ε^* é o quadrivetor polarização do ω; $F_V(s)$ fator de forma do vértice hadrônico em função de s, $s = (q_1 + q_2)^2$.

A largura diferencial e a função espectral, $v(s)$, do sistema ω-π são dadas por [14]:

$$\frac{d\Gamma}{ds} = \frac{G_F^2 \mid V_{ud} \mid^2}{1536\pi^3 m_{\tau}^3} \mid F_V(s) \mid^2 \frac{(m_{\tau}^2 - s)^2}{s^2} (m_{\tau}^2 + 2s)(s^2 - 2s(m_{\omega}^2 + m_{\pi}^2) + (m_{\omega}^2 + m_{\pi}^2)^2), \quad (2.18)$$

$$v(s) = \frac{32\pi^2 m_{\tau}^3}{G_F^2 \mid V_{ud} \mid^2 (m_{\tau}^2 - s)^2 (m_{\tau}^2 + 2s)} \frac{d\Gamma}{ds}. \quad (2.19)$$

Para que previsões possam ser feitas há a necessidade de se usar um modelo para determinar $F_V(s)$. Usando-se o modelo VMD e admitindo-se que o elemento de matriz hadrônico é dominado pelos mésons vetoriais, ρ e ρ', o fator de forma pode ser escrito como:

$$F_V(s) = g_{\rho} g_{\rho\omega\pi} \left\{ \frac{1}{(s - m_{\rho}^2 + i m_{\rho}\Gamma_{\rho}(s))} + \frac{\alpha_{\omega}}{(s - m_{\rho'}^2 + i m_{\rho'}\Gamma_{\rho'}(s))} \right\}, \quad (2.20)$$

$\alpha_\omega = g_{\rho'} g_{\rho'\omega\pi} / g_\rho g_{\rho\omega\pi}$ e os $g_\rho e g_{\rho\omega\pi}$ são constantes de acoplamento determinadas em [15]. Usando-se os valores destas constantes e deixando-se α_ω como parâmetro livre, ajusta-se a função espectral 2.19 [8], obtendo-se [14]:

$$\alpha_\omega = -0.37 \pm 0.14$$

Assim, a partir das equações 2.20 e 2.18 determina-se a razão de ramificação deste decaimento, de acordo com o modelo VMD:

$$Br(\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau)^{VMD} = (1.22 \pm 0.56)\,\% \tag{2.21}$$

A hipótese de CVC estabelece uma relação entre as funções espectrais dos decaimentos $\tau^- \to h^-\nu_\tau$ com as seções de choque dos processos $e^+e^- \to h^o$, onde h é um sistema hadrônico com números quânticos $I^G J^{PC} = 1^+1^{--}$. A partir desta hipótese as razões de ramificação de vários modos de decaimento são previstas. Para este canal o valor fornecido por esta hipótese é [16]:

$$Br(\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau)^{CVC} = (1.79 \pm 0.14)\,\% \tag{2.22}$$

Assim, uma determinação precisa da razão de ramificação do processo $\tau \to \omega\pi\nu_\tau$, permite diferenciar entre os dois modelos, determinando qual descreve corretamente o sistema $\omega - \pi$.

<u>Corrente de 2ª Classe</u>

Esta corrente é entendida supondo-se que a conservação de isospin forte é violada devido à diferença entre a massa dos quarks, m_d e m_u.

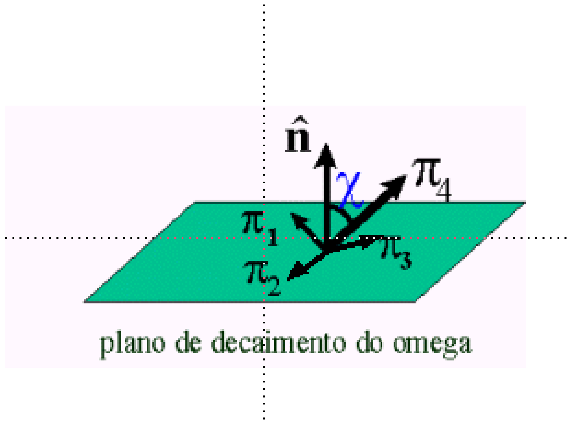


Figura 2.3: Definição do ângulo χ para o sistema $\omega - \pi$.

Cada estado J^P possui uma distribuição angular característica. E o estudo desta distribuição permite observar possíveis contribuições provenientes desta corrente.

Para o sistema $\omega - \pi$ esta distribuição é definida a partir do ângulo χ definido como sendo o ângulo no referencial de repouso do ω entre a normal ao seu plano de decaimento e o quarto píon (figura 2.3).

Como pode ser observado na figura 2.4 a distribuição esperada para um estado com $J^P = 1^+$, somente produzido por correntes de 2ª classe vetor-axiais, é constante (orbital s) e para $J^P = 0^-$ é proporcional a $cos^2\chi$, enquanto que a esperada para uma corrente vetorial de 1ª classe é proporcional a $sen^2\chi$.

O s estudos realizados até hoje [8,9,11,12], observaram o sistema $\omega - \pi$ dominantemente no estado $J^{PG} = 1^{-+}$. O resultado mais restritivo é o apresentado em [12], cujo limite colocado para contribuições de corrente de 2ª classe é menor que 8.6 % com CL = 95 %.

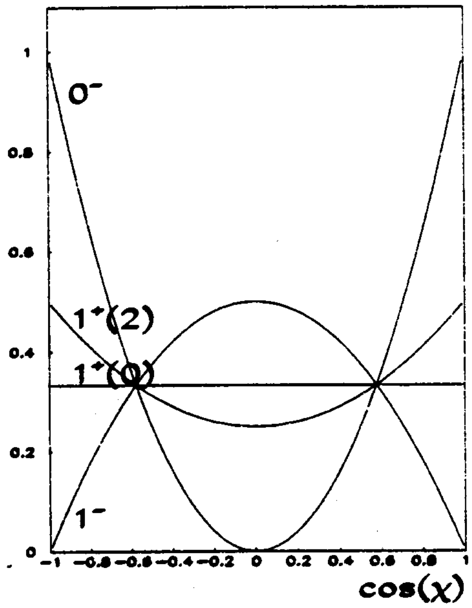


Figura 2.4: Distribuições esperadas para o sistema $\omega - \pi$ das hipóteses $J^P = 1^+,\ 1^-,\ 0^-$.

Capítulo 3

O Aparato Experimental

3.1 O acelerador

No início dos anos 80, a comunidade européia de física de altas energias decidiu construir um grande acelerador colisor de pósitrons e elétrons, o LEP [17] (**L***arge* **E***lectron* **P***ositron collider*), com a motivação de realizar medidas precisas da teoria eletrofraca. Desta forma, os parâmetros do acelerador foram ajustados para que este operasse em duas fases. A primeira (LEP I), a uma energia de centro de massa, $\sqrt{s} \sim 91\,\text{GeV}$, próxima ao pico de ressonância do Z°, visando o estudo das propriedades deste bóson neutro. E a segunda fase (LEP II), a uma energia de centro de massa, no intervalo $(136 - 200)\,\text{GeV}$, visando a exploração de nova física no setor eletrofraco.

3.1.1 Características gerais

Está localizado parcialmente na França e parcialmente na Suíça, no CERN (a abreviação provém da designação original[1] francesa **C***onseil* **E***uropéen pour la* **R***echerche* **N***ucléaire*). O anel do colisor possui $26,66\,\text{km}$ de perímetro. Foi construído abaixo do solo numa

[1] A denominação atual é Laboratório Europeu para Física de Partículas.

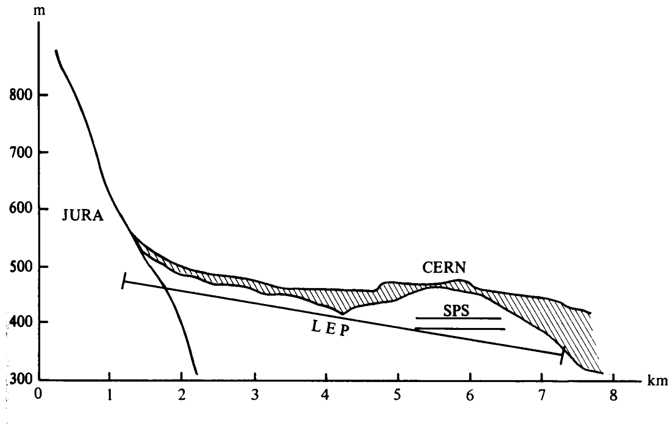


Figura 3.1: Visão esquemática da inclinação do colisor LEP.

profundidade que varia entre $50 - 150\,\mathrm{m}$, com um ângulo de inclinação igual a $0.8°$. Esta inclinação (veja figura 3.1) foi feita para minimizar a profundidade em que penetra na montanhas do Jura.

O anel do acelerador tem a forma de um octágono, com oito arcos de círculo com raio de curvatura ρ, $\rho = 3096\,\mathrm{m}$, alternando com oito seções retas de $500\,\mathrm{m}$ de extensão. Assim, os feixes ao serem acelerados passam oito vezes pela mesma configuração.

Os feixes de elétrons e pósitrons são mantidos nos trechos de órbita circular por meio de dipolos magnéticos. A focalização é feita por quadrupolos magnéticos posicionados tanto nos arcos do anel quanto nas seções retas. Como elétrons e pósitrons possuem cargas opostas e mesma massa, podem circular no mesmo tubo com o mesmo arranjo de magnetos. Os feixes possuem a mesma energia e desta forma o sistema de referência do centro massa coincide com o do laboratório. A energia disponível é:

$$E_{CM} = 2 \times E_{feixe}.$$

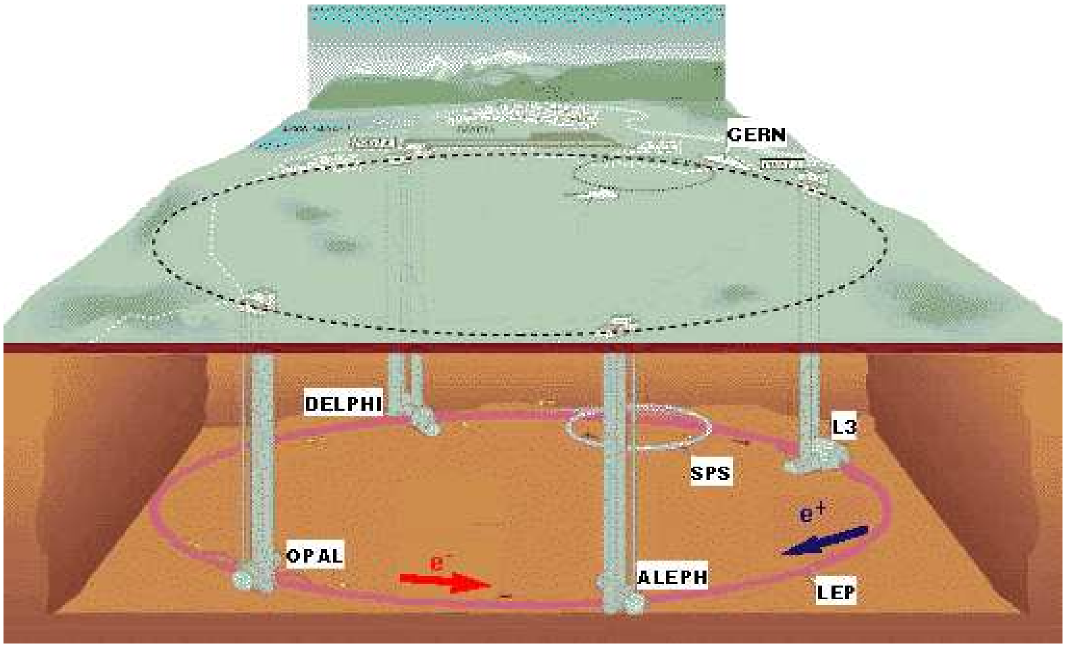


Figura 3.2: Os quatro pontos de interação do LEP cobertos pelos detetores: ALEPH, DELPHI, L3, OPAL.

O tubo do feixe é feito de alumínio. Possui uma forma ovalada com 10 cm de altura e 25 cm de diâmetro. A pressão é mantida em 10^{-9} Torr e próximo aos pontos de interação este valor é reduzido para aproximadamente 2.10^{-10} Torr, com o intuito de diminuir ainda mais a interação entre as partículas do feixe e as moléculas do gás residual.

As colisões dos feixes ocorrem nas seções retas e quatro delas, como pode ser observado na figura 3.2, são equipadas com os detetores: **ALEPH** (**A**_pparatus for_ **LE**_P_ **PH**_ysics_), **DELPHI** (**DE**_tector with_ **L**_epton,_ **P**_hoton and_ **H**_adron_ **I**_dentification_), L3 (**L**_EP_-**3**), **OPAL** (**O**_mni_ **P**_urpose_ **A**_pparatus for_ **L**_EP_). Os detetores procuram cobrir todos os aspectos acessíveis da física deste experimento, mas a ênfase num determinado assunto reflete numa escolha particular no projeto de cada detetor.

As características comuns são:

- detetores para reconstrução do traço usando-se campos magnéticos produzidos por solenóides, permitindo a medida do momento das partículas carregadas;
- calorímetros eletromagnéticos para medidas de energia dos fótons e elétrons em quase todo ângulo sólido;
- calorímetros hadrônicos e câmaras de múons;
- detetores capazes de reconstruir vértices provenientes do decaimento de hádrons constituídos por quarks b e c, e do lépton τ;

3.1.2 O sistema de injeção

Os elétrons e pósitrons sofrem um processo de aceleração gradual em distintos aceleradores (figura 3.3).

Na primeira etapa na qual pósitrons são gerados, elétrons são acelerados num acelerador linear LIL-V (**L***EP* **I***njector* **L***inacs*) até atingirem uma energia de 200 MeV. Colisões com um alvo de tungstênio levam à produção de pósitrons com uma energia média de 10 MeV. Os pósitrons são, então, acelerados por um segundo acelerador linear LIL-W até uma energia de 600 MeV. Os elétrons para o feixe de elétrons são produzidos a uma energia de 10 MeV por um canhão de elétrons e são injetados diretamente no segundo acelerador linear LIL-W. O próximo estágio nesta cadeia é a transferência dos elétrons e pósitrons para um anel acumulador, EPA (**E***lectron* **P***ositron* **A***cumulator*). Este armazenamento é feito para compensar o ritmo lento de produção de pósitrons, permitindo desta forma o

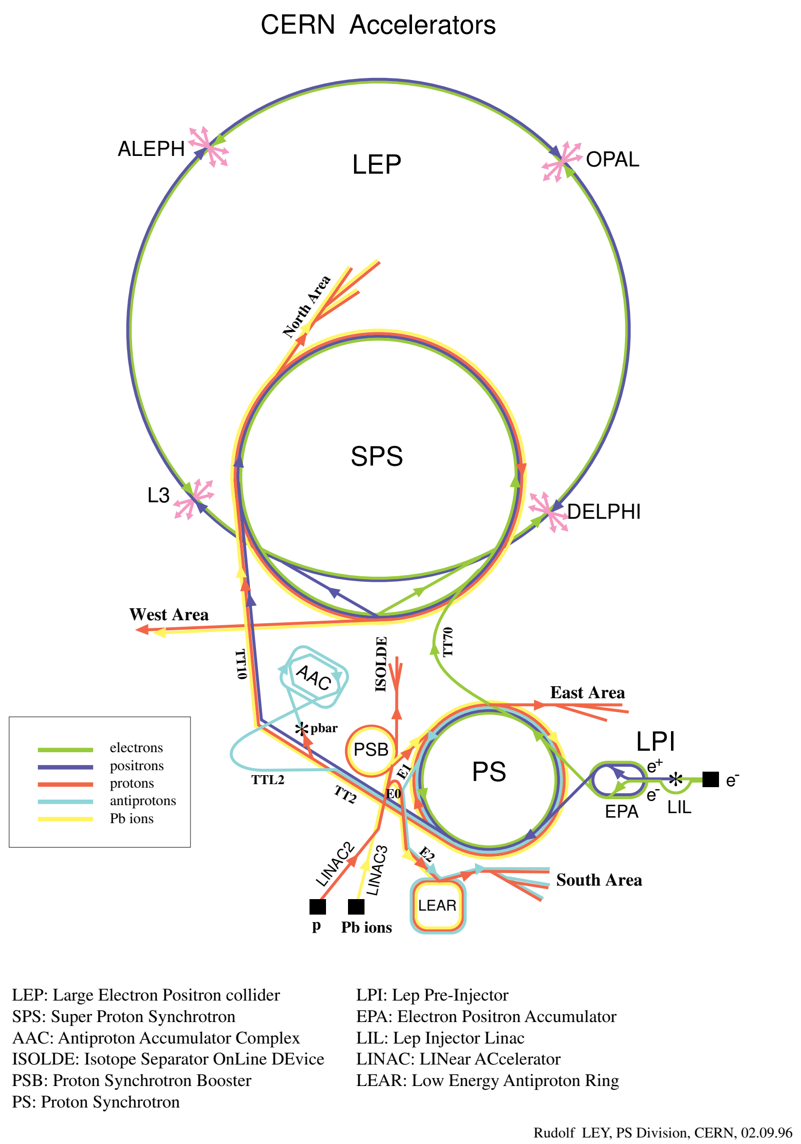


Figura 3.3: Complexo de aceleradores do CERN, permitindo observar o sistema de injeção do LEP:LIL (**L***EP* **I***njector* **L***inacs*), EPA (**E***lectron* **P***ositron* **A***cumulator*), PS (**P***roton* **S***yncrotron*), SPS (**S***uper* **P***roton* **S***yncrotron*).

aumento da intensidade dos feixes. Estes ao saírem do anel acumulador seguem para o PS (**P**roton **S**yncrotron) onde são acelerados até 3.5 GeV. Em seguida, são transferidos para o SPS (**S**uper **P**roton **S**yncrotron) atingindo 20 GeV. Os elétrons (pósitrons) a 20 GeV são, então, injetados no LEP em 'aglomerados' e acelerados até atingirem a energia desejada.

3.1.3 Perda de energia por radiação síncroton

Partículas carregadas ao serem aceleradas numa órbita circular de raio ρ, emitem radiação e a energia perdida em cada volta é dada por [18–20]:

$$\Delta E(MeV) = \frac{4}{3}\pi e^2\beta^2\frac{E^4_{feixe}}{\rho m^4} = 0.0885\frac{E^4_{feixe}}{\rho}, \tag{3.1}$$

com E_{feixe} = energia do feixe (GeV) dos elétrons (pósitrons), m e e são a massa e a carga do elétron e $\beta = v/c \sim 1$ (para o elétron). Desta forma, vemos que a única maneira de minimizar a perda é aumentar o raio de curvatura, justificando a grande dimensão do acelerador.

Esta perda, na ressonância do Z°, foi de aproximadamente 140 MeV/partícula/volta, e na segunda fase de operação de aproximadamente 2330 MeV/ partícula/volta. Esta perda deve ser reposta pelo sistema de radiofrequência [19, 20].

A construção do LEP e dos quatro detetores terminou em julho de 1989. O primeiro Z° foi observado 16 minutos após o início de sua operação em 13 de Agosto de 1989 pelo detetor **OPAL**.

O LEP I obteve cerca de 145 pb^{-1} de luminosidade integrada, com cerca de 16 milhões de Z° coletados. No final de 1995, entrou em seu novo regime de operação. Na tabela 3.1

Energia (GeV)	Período de Operação	Luminosidade Integrada (pb^{-1})
130-136	novembro de 1995	6
161	julho-agosto de 1996	10
172	outubro-novembro de 1996	10
183	1997	54

Tabela 3.1: Etapas atingidas no processo de aumento de energia do LEP.

são fornecidos a energia, o período de operação e a luminosidade integrada por experimento deste novo regime.

Espera-se atingir $150\,pb^{-1}$ a $192\,GeV$ em 1998. A luminosidade esperada nos anos de 1997-2000 é de, aproximadamente, $100 - 150pb^{-1}$/ano e por experimento.

3.2 O detetor DELPHI

O DELPHI [21, 22] está situado num poço a 100 m de profundidade, num dos quatro pontos de interação do LEP. É composto por 19 subdetetores (figura 3.4) dispostos em duas regiões: a região central, que possui uma forma cilíndrica com cerca de 10 m de diâmetro e 10 m de comprimento, e a região frontal que é composta por duas tampas e por dois calorímetros eletromagnéticos. Desta forma a cobertura em ângulo sólido é de quase $4\,\pi$.

O sistema de coordenadas cartesianas usado no DELPHI é definido da seguinte maneira: o eixo z é paralelo à linha do feixe com z positivo na direção do feixe incidente de elétrons, o eixo x aponta para o centro do anel do LEP e o y na direção vertical. Em coordenadas polares, θ é o ângulo polar medido a partir do eixo z positivo, $0^\circ \leq \theta < 180^\circ$, e ϕ é o ângulo azimutal no plano $x - y$, medido a partir do eixo x positivo no sentido

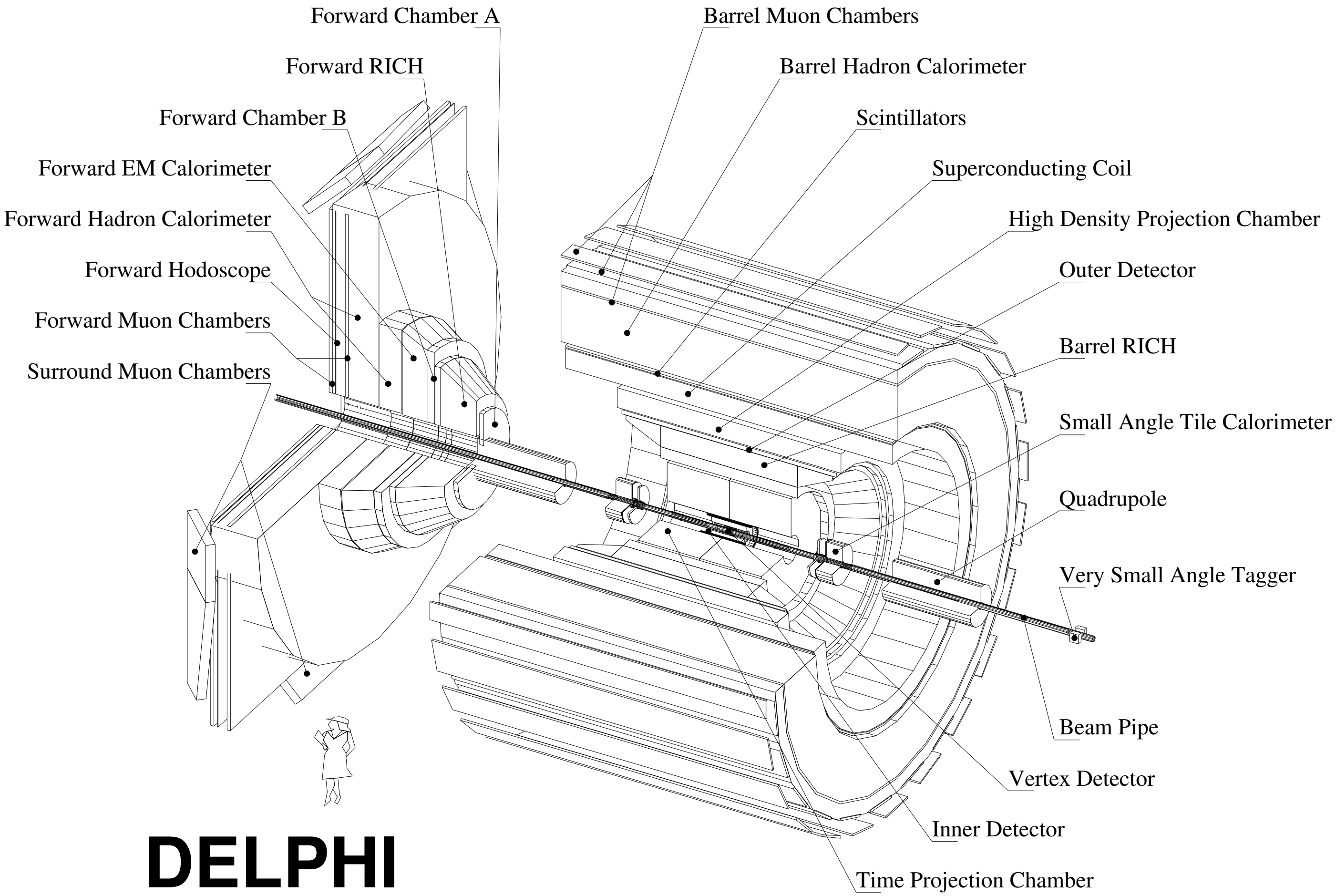


Figura 3.4: Detetor DELPHI.

anti-horário, $0° \leq \phi < 360°$. A coordenada radial, r, é dada por $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Os subdetetores estão organizados de forma que os que ficam mais próximo ao tubo do feixe interferem o menos possível nas medidas realizadas pelos que se encontram na região mais externa do detetor. Desta maneira os detetores para identificação de partículas são colocados antes dos calorímetros, pois estes alteram a direção e a energia das partículas que neles penetram, com exceção dos usados para a identificação de múons (são as únicas partículas carregadas que atravessam todo o detetor e podem ser identificadas na região externa).

Começando a partir do tubo do feixe, as medidas no barril são realizadas na seguinte ordem:

- as posições dos vértices primário e secundário provenientes do decaimento dos hádrons constituídos por quarks c e b e de decaimentos do τ são medidos no detetor de vértices, o VD (**V***ertex* **D***etector*);

- a reconstrução tridimensional da trajetória das partículas carregadas é feita pela câmara de projeção temporal TPC (**T***ime* **P***rojection* **C***hamber*). O VD, e os detetores interno ID (**I***nner* **D***etector*) e externo OD (**O***uter* **D***etector*) complementam esta informação;

- a identificação de partículas é realizada pelo RICH (**R***ing* **I***mage* **CH***erenkov detector*) e pela TPC;

- a medida da energia dos fótons e elétrons é feita pelo calorímetro eletromagnético

HPC (**H***igh density* **P***rojection* **C***hamber*);

- a identificação de raios cósmicos é realizada usando-se a diferença de tempo entre os sinais dados pelos cintiladores do TOF (**T***ime* **O***f* **F***light*);
- a medida da energia dos hádrons é feita no calorímetro hadrônico HCAL (**H***adron* **CAL***orimeter*);
- a identificação de múons (com energia superior a 3 GeV) é feita pelas câmaras de múons MUB (**B***arrel* **MU***on chambers*).

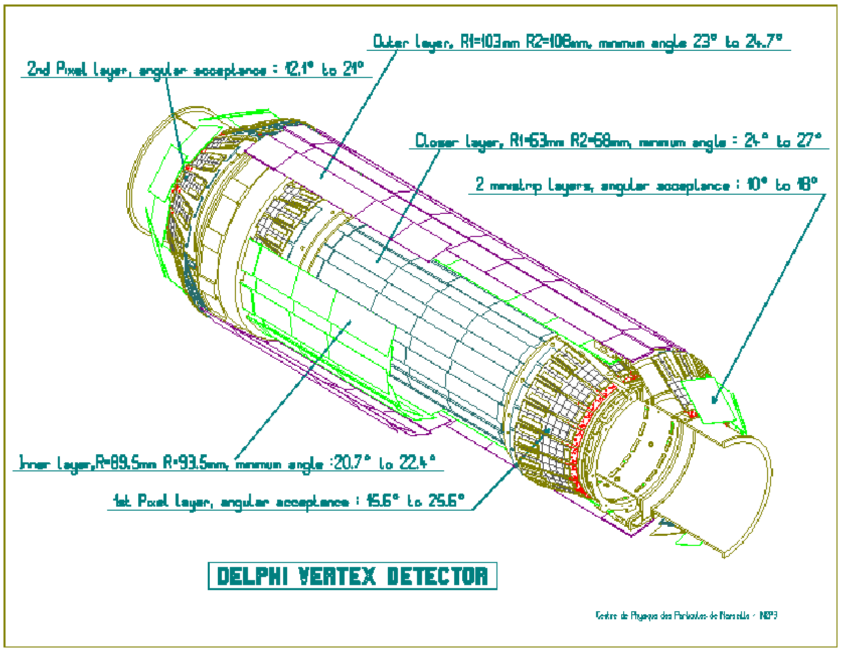
Nas tampas a organização é feita de maneira similar. Câmaras frontais de traço FCA (**F***orward* **C***hamber* **A**) e FCB (**F***orward* **C***hamber* **B**) intercaladas com o detetor de luz Cherenkov frontal FRICH (**F***orward* **R***ing* **I***maging* **CH***erenkov detector*). Após estas câmaras vêm os calorímetros eletromagnético (FEMC - **F***orward* **E***letro***M***agnectic* **C***alorimeter*) e hadrônico HCAL, as câmaras de múons, MUF (**F***orward* **MU***on chambers*) e MUS (**S***urround* **MU***on chambers*). Próximo ao tubo do feixe temos dois calorímetros eletromagnéticos, o STIC (**S***mall angle* **TI***le* **C***alorimeter*) e o VSAT (**V***ery* **S***mall* **A***ngle* **T***agger*) usados para a determinação da luminosidade.

3.2.1 Solenóide supercondutor

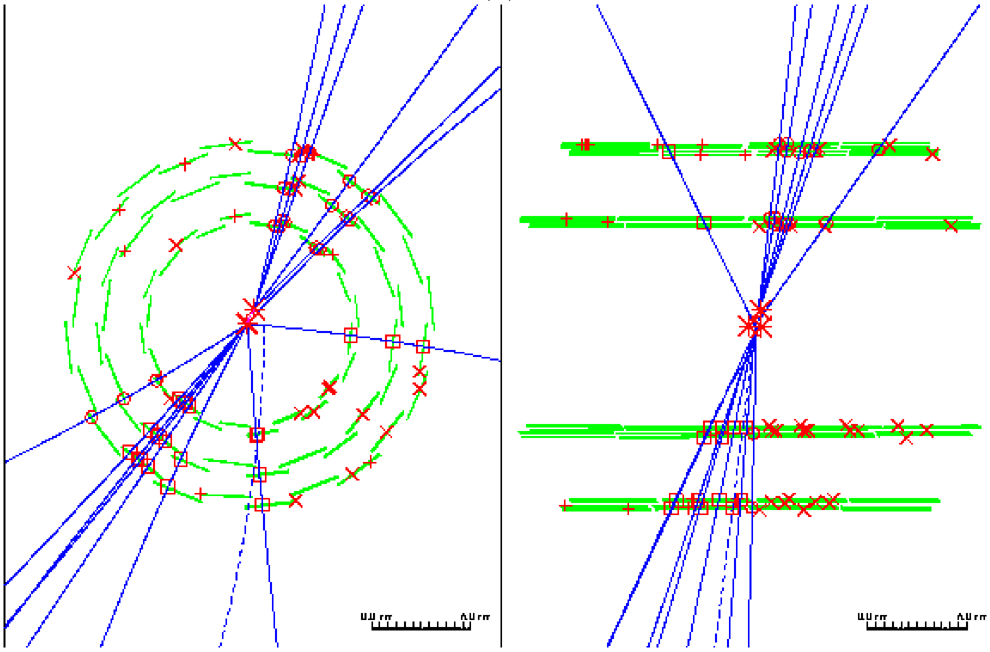
Produz um campo magnético homogêneo de 1.2 T paralelo à linha do feixe com uma corrente de 5000 A. Tem 5.2 m de diâmetro e 7.2 m de comprimento. Sua finalidade é permitir a determinação da carga e do momento das partículas carregadas, cujos traços são reconstruídos nos detetores de trajetórias.

3.2.2 Medida de trajetórias

- **Detetor de Vértices (VD):** É um detetor de silício de alta precisão que mede a posição dos traços carregados em até seis pontos bem próximos à região de interação, auxiliando na reconstrução do traço e melhorando a resolução no momento. Este detetor é importante no estudo de quarks pesados e do lépton τ, como mencionado anteriormente, pois estas partículas decaem rapidamente. É formado por três camadas cilíndricas concêntricas (figura 3.5), sendo cada uma formada por 24 módulos com aproximadamente 10 % de superposição em ϕ. No sistema usado em 1994, cada módulo era composto por 4 placas de silício alinhadas na direção z. Os raios médios de cada camada mediam 6.3, 9 e 11 cm. A camada mais interna possuía 28 cm de comprimento, cobrindo a região angular de $25° < \theta < 155°$. As duas mais externas mediam 24 cm e cobriam a região angular de $43° < \theta < 137°$. Este detetor passou por uma última atualização em 1996 para atender a todas as exigências da física do LEP II. Entre as modificações está a inclusão do VFT (**V***ery* **F***orward* **T***racker*), que aumenta a cobertura a baixos ângulos ($10° < \theta < 25°$) e com isso contribui para uma maior hermeticidade no DELPHI, além de melhorar a reconstrução de traços na região frontal. A determinação da coordenada do vértice primário e secundário é feita com uma resolução em $r\phi$ de 8 μm para um único traço e de 150 μm na separação entre dois traços. Uma descrição detalhada do detetor e de seu funcionamento pode ser encontrada em [23].



(a)



(b)

Figura 3.5: (a) Detetor de Microvértices do DELPHI. O sistema apresentado corresponde ao usado em 1996. (b) *Event Display* de um candidato a b, na região do barril do VD usado em 1994.

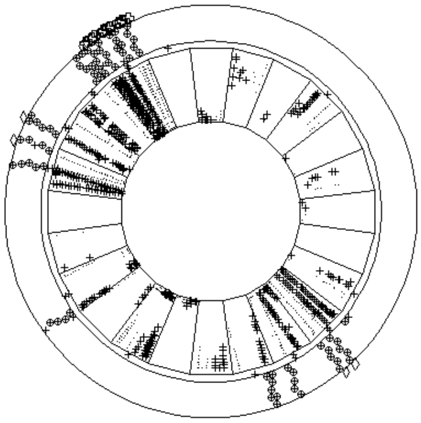


Figura 3.6: Detetor Interno (ID) do DELPHI com um traço produzido pelo decaimento hadrônico do $Z°$.

- **Detetor Interno (ID):** Este detetor [24] tem como principais funções o fornecimento de uma medida precisa do traço próximo ao ponto de interação, a separação do traço dos jatos e de fornecer a informação de *trigger* para a TPC. É composto por duas camadas cilíndricas concêntricas (figura 3.6). A interna é uma câmara de deriva [19] que mede até 24 pontos por traço e é segmentada em 24 setores de 15° em ϕ. Possui uma resolução de 60 μm em $r\phi$ e 1.5 mrad em ϕ. A separação entre dois traços é $\sim$ de 1 mm. A camada externa é formada por 5 câmaras multifilares proporcionais concêntricas com 192 anodos paralelos à direção do feixe. Esta camada é usada no *trigger* e também para resolver a ambiguidade da camada mais interna ao determinar se a partícula passou à direita ou à esquerda dos fios. A resolução em z desta camada para traços isolados depende de θ variando entre 0.5 mm (90°) e 1 mm (30°). Em 1995 este detetor passou por uma atualização. As câmaras multifilares foram substituídas por cinco camadas cilíndricas concêntricas de detetores

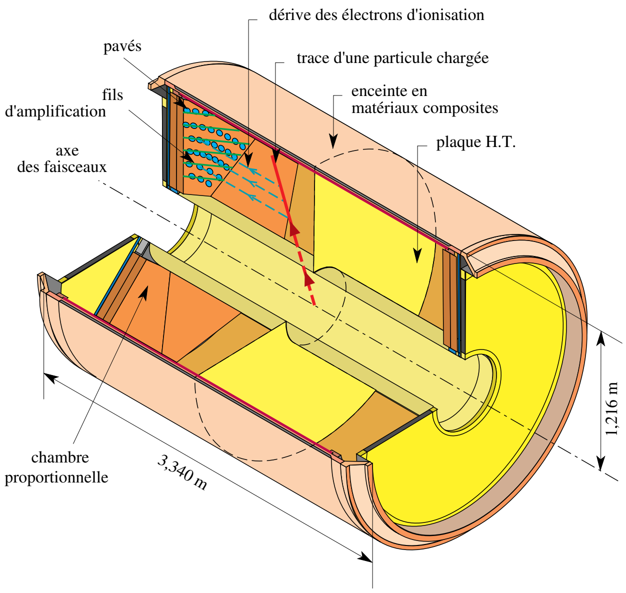


Figura 3.7: Câmara de Projeção Temporal (TPC) do DELPHI.

de *straw tubes*, com 192 fios por camada. Fornecem medida em $r\phi$ e possuem a mesma função que as antigas câmaras proporcionais multifilares. Mas, não há mais nenhuma medida em z.

- **Câmara de Projeção Temporal (TPC) [25]:** É o principal detetor de trajetórias do DELPHI. É uma câmara de deriva cilíndrica (figura 3.7) com 2.7 m de comprimento.

  O volume gasoso é composto com uma mistura de 80 % de argônio e 20 % de metano mantidos à pressão atmosférica. O volume de deriva é separado em duas partes por um disco central situado em $\theta = 90°$, que serve como uma placa de alta tensão (20 kV) para a produção de um campo elétrico de 150 V/cm paralelo à direção do campo magnético (z). A região angular coberta é $20° < \theta < 160°$, mas devido à presença desta placa, há uma região insensível de 2° em $\theta = 90^\circ$. As tampas são divididas em 6 setores. São equipadas com um plano composto por 192 fios anódicos e paralelamente existe um outro plano com 16 tiras circulares (catodos). O princípio de funcionamento, como ilustrado na figura 3.7, é o seguinte: uma partícula carregada ao atravessar o detetor ioniza o gás criando elétrons livres. Estes elétrons, sob ação do campo elétrico, são deslocados para as tampas onde a carga é coletada nos fios que induzem uma carga nas tiras circulares. A velocidade de deriva é aproximadamente $6.7\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$. Desta forma pode-se obter as coordenadas no plano $r\phi$ com uma precisão, $\sigma_{r\phi} \simeq 250\,\mu\mathrm{m}$. A informação em z é dada medindo-se o tempo de deriva dos elétrons. A resolução obtida nesta coordenada é $\sigma_z \simeq 900\,\mu\mathrm{m}$. Assim, pode-se reconstruir um traço com até 16 pontos tridimensionais num raio entre 40 cm e 110 cm determinado a partir do ponto de interação. Além da informação espacial e da medida do momento, feita a partir da curvatura do traço no campo magnético, a TPC pode contribuir para a identificação de partículas, medindo a perda de energia por unidade de comprimento, dE/dx (figura 3.8).

- **Detetor Externo (OD) [26]:** Está localizado a 2 m da linha do feixe, cobrindo a região angular $43^\circ < \theta < 137^\circ$. É composto por 24 módulos em $r\phi$, cada um composto por 145 tubos de deriva distribuídos em 5 camadas. Tem duas funções principais: fornecer uma informação rápida para o *trigger* em $r\phi$ (resolução de $100\,\mu\mathrm{m}$) e em z (resolução de 4.4 cm), devido ao seu tempo de resposta ($2\,\mu\mathrm{s}$), e melhorar a resolução na medida do momento, pois fornece segmentos de traço após

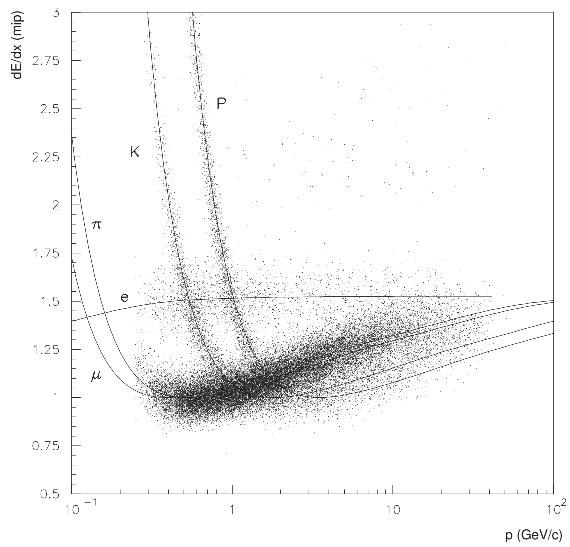


Figura 3.8: Perda específica de energia, dE/dx, na TPC em função do momento.

o RICH.

- **Câmaras Frontais A e B:** Proporcionam sinal de *trigger* na região frontal e complementam a TPC nesta região na reconstrução de traços e na medida de momento.

  1. **Câmara Frontal A** [22, 27]: Está posicionada em $z = \pm 155\,\mathrm{cm}$, permitindo a cobertura angular $11° < \theta < 33°$ e $147° < \theta < 169°$. Cada lado do detetor é composto por 3 câmaras deslocadas uma em relação à outra de 120° e são divididas em dois semidiscos com raio interno de 29 cm e externo de 103 cm. A resolução na medida de posição (x,y) 150 μm.

  2. **Câmara Frontal B:** Está posicionada em $z = \pm 284\,\mathrm{cm}$, cobrindo a região angular $13° < \theta < 35°$ e $145° < \theta < 167°$. Cada lado do detetor é composto

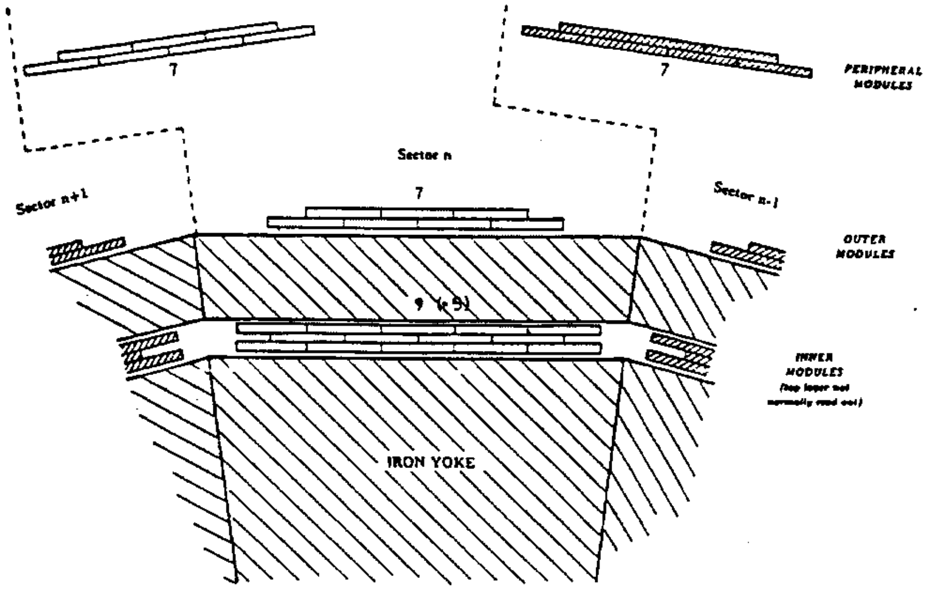


Figura 3.9: As três camadas da Câmara de Múon Central (MUB).

por 2000 fios divididos em 12 planos de fios sensíveis. A resolução espacial é de 150 μm.

- **Câmaras de Múons [21]:** Têm como finalidade a identificação de múons, que por não produzirem chuveiros eletromagnéticos e nem hadrônicos penetram até estas câmaras de deriva, que cobrem grande parte do ângulo sólido. São divididas em três detetores:

  1. **Câmara de Múons Central (MUB):** São compostas por três camadas (veja figura 3.9): a interna (imersa nas camadas de ferro do calorímetro hadrônico), a externa e a periférica, com raios de 445.5 cm, 479.3 cm, 532 cm e cobertura angular de $50^\circ < \theta < 130^\circ$. A segmentação de cada camada é de 2×24 setores

e cada um tem dois planos formados por câmaras de deriva. Cada setor da camada periférica se superpõe parcialmente aos setores das camadas interna e externa. A maior parte dos traços cruzam duas camadas produzindo 4 pontos. A resolução na medida de um ponto no plano $r\phi$ é de 1 mm e de 10 mm na medida da coordenada z.

2. **Câmara de Múons Frontal (MUF):** É formada por dois planos, um inserido na camada de ferro do HCAL e o segundo por fora. Cada plano é segmentado em quatro quadrantes de $4.4 \times 4.4\, m^2$, sendo cada um composto por duas câmaras de deriva ortogonais. Complementa a região angular da Câmara Central, cobrindo $15° < \theta < 45°$ e o equivalente para $-z$.

3. **Câmara de Múons Periférica (MUS):** Foram instaladas em 1994 visando o aumento da cobertura angular e da hermeticidade do detetor, cobrindo a região morta, $\theta \sim 50°$, entre a câmara central e a frontal. São 8 setores móveis (4 em cada tampa do DELPHI), cada um é dividido em dois planos de tubos de *streamer* [28].

3.2.3 Identificação de partículas

A identificação de píons, káons e prótons com momentos na faixa de $0.7 - 25\, GeV/c$, é feita usando-se detetores de luz Cherenkov, localizados no barril (BRICH - **B***arrel* **R***ing* **I***maging* **CH***erenkov detector*) e nas tampas (FRICH - **F***orward* **R***ing* **I***maging* **CH***erenkov detector*). No RICH [29] partículas carregadas cruzando os radiadores líquidos e gasosos[2]

[2] O radiador líquido é usado para identificação na faixa de momentos $0.7-8\, GeV/c$ e o radiador gasoso na faixa $2.5 - 25\, GeV/c$.

com uma velocidade maior que a da luz nestes meios emitem fótons (efeito Cherenkov, figura 3.10), que são coletados por câmaras de projeção temporal contendo um agente fotosensível. Os fótons produzidos por este efeito são emitidos num cone centrado na trajetória da partícula, refletidos em espelhos parabólicos ou esféricos e focalizados em imagens na forma de anéis. A identificação é feita medindo-se o ângulo Cherenkov, θ_c (ângulo de semiabertura do cone de luz gerado pela partícula), e o momento. Estas duas medidas permitem a determinação da massa da partícula.

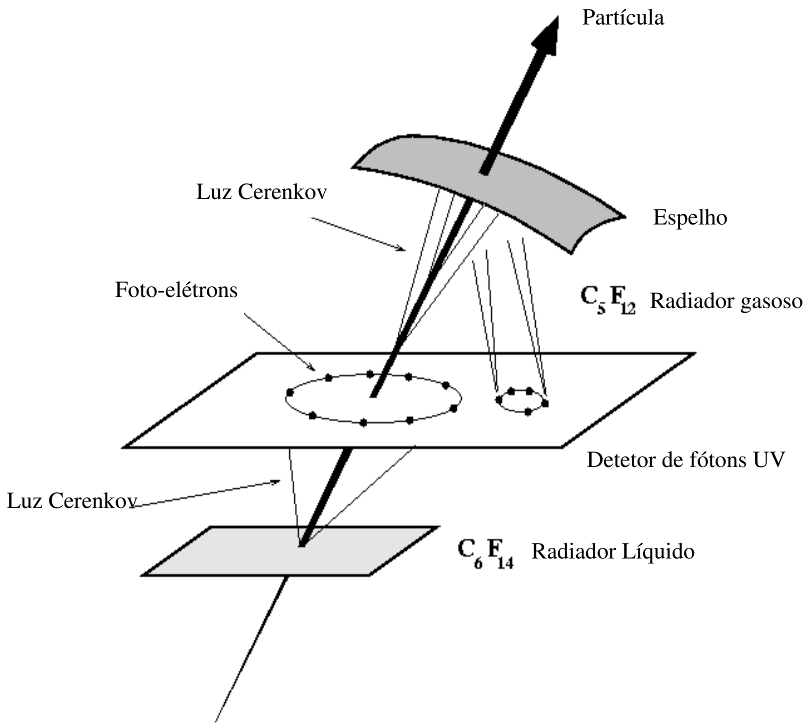


Figura 3.10: Efeito Cherenkov segundo a forma observada pelo RICH.

1. **BRICH:** É um cilíndro com 3.5 m de comprimento, diâmetro interno de 246 cm e externo de 394 cm, segmentado em duas metades por uma parede central em $z = 0$.

Cada metade contém 24 setores compostos de um radiador líquido, um detetor de fótons (câmara de deriva e câmara proporcional multifilar [19, 28]), seguido de um radiador gasoso e um conjunto de espelhos parabólicos.

2. **FRICH:** É composto por duas tiras cônicas, divididas em 12 setores. Cada setor contém 3 radiadores líquidos, uma câmara de deriva, duas câmaras proporcionais multifilares, um radiador gasoso e um conjunto de espelhos esféricos.

3.2.4 Calorímetros

Estes tipos de detetores são necessários para a medida da energia e da posição das partículas neutras, que não são detetadas nas câmaras. Proporcionam informação adicional sobre a posição das partículas carregadas e contribuem para sua identificação em virtude da medida de energia independente do momento.

A segmentação da leitura do sinal é necessária para que se possa medir a energia das diferentes partículas que atravessam o calorímetro simultaneamente. A segmentação transversal à direção de incidência da partícula determina a granularidade do detetor e desta forma sua resolução espacial. O desenvolvimento de uma cascata sobre vários destes segmentos permite o estudo do perfil transversal do chuveiro, e também a determinação do ponto de entrada da partícula. Além disso, como chuveiros eletromagnéticos e hadrônicos possuem perfis diferentes, os calorímetros fornecem informação sobre a natureza da partícula cuja energia está sendo medida.

No DELPHI existem 4 calorímetros eletromagnéticos (HPC, FEMC, STIC e VSAT – estes dois últimos serão descritos no próximo capítulo) e um calorímetro hadrônico

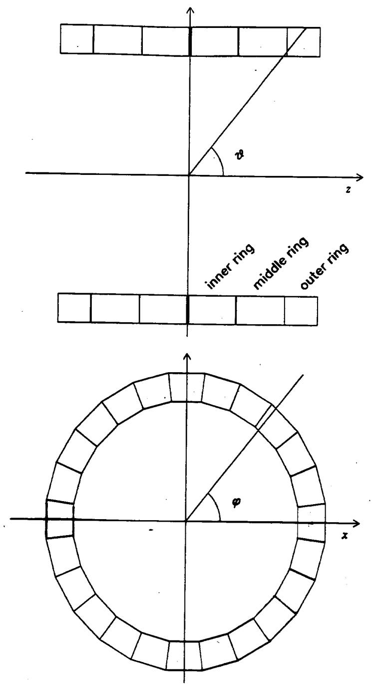


Figura 3.11: Visão esquemática dos anéis e módulos da HPC.

(HCAL).

- **Calorimetro Eletromagnético (HPC) [30]:** É um calorímetro de amostragem [19] a gás, que usa o tempo de deriva para fornecer informação tridimensional da distribuição de carga induzida pelos chuveiros eletromagnéticos. Cobre a região angular do barril, $43° < \theta < 137°$. É formado por 144 módulos arranjados em 6 anéis ao longo da direção de propagação (z). Cada anel é composto por 24 módulos em ϕ, como mostra a figura 3.11.

  Os dois componentes básicos de cada módulo são: o meio conversor, que do ponto de vista da deteção é completamente passivo, e as câmaras proporcionais que constituem a região de deteção. O meio conversor é formado por fios de chumbo que possuem uma forma trapezoidal e se encontram colados em ambos os lados a uma fita feita de fibra de vidro. Estas fitas são dobradas em forma de um acordeon, cada um composto por 40 paredes absorvedoras, num total de $19\,X_\circ$ [3].

A estabilidade mecânica do sistema é dada por um suporte de aço, pois o chumbo é um material que se deforma com facilidade. Este suporte está presente nos dois lados de cada acordeon. Existe uma separação de 8 mm entre as paredes de chumbo, preenchido com a mistura gasosa Ar/CH_4 (80 %/20 %), que constitui a região de deriva. A tensão para criar o campo de deriva é aplicada a cada um dos fios por meio de um divisor de voltagem. Cada região de deriva é coberta por uma câmara proporcional monofilar, obtendo-se uma estrutura de catodos (*pads*) independentes. Esta estrutura define a granularidade nas coordenadas radial e azimutal. A terceira coordenada é determinada medindo-se a carga em função do tempo de deriva. A região de conversão e de deriva é separada da região de deteção por um *grid* que se encontra em contato elétrico com o catodo. Isto permite uma leitura melhor do sinal do catodo e faz com que o ganho da câmara seja independente do campo de deriva, além de proporcionar uma maior segurança no caso da ruptura de um fio das câmaras proporcionais.

Desta maneira quando um elétron ou fóton entra na HPC (veja figura 3.12), eles interagem com o material conversor produzindo elétrons secundários que ionizam o gás. Os elétrons provenientes da ionização, movem-se longitudinalmente em direção

[3] $X_\circ$ (**comprimento de radiação** característico do material absorvedor) que para este caso é a distância média percorrida pelo elétron no chumbo até sua energia cair a 1/e do valor inicial.

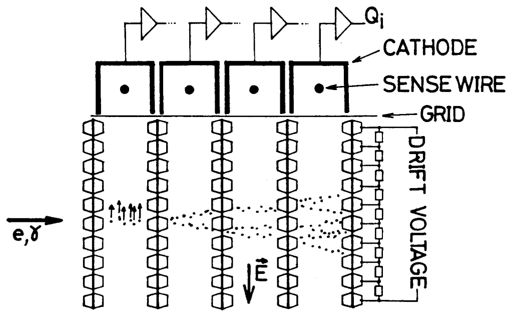


Figura 3.12: Princípio de funcionamento do Calorímetro Eletromagnético (HPC).

à câmara proporcional onde a carga é amplificada e o sinal é lido no catodo. Em virtude da existência de uma pequena componente radial de campo magnético, que provoca uma difusão transversa de carga, a HPC pode ser inclinada de $\pm 5\,\mathrm{mrad}$ para um melhor alinhamento com o campo local. Este calorímetro possui várias regiões mortas [31] que provocam problemas na reconstrução da energia. Em θ são 5: $49^\circ, 67^\circ, 90^\circ, 113^\circ$ e 131°. A região em $\theta = 90^\circ$ tem 7 cm de largura por causa do espaço ocupado pelo anel de suporte do criostato e as outras quatro, com 5 cm de largura, correspondem ao espaço usado para leitura das câmaras. Em ϕ são 24 a cada 15°. A resolução em energia é de aproximadamente 6.5 %. A precisão relativa na energia medida pode ser parametrizada [32] como,

$$\sigma(E)/E = 0.043 \oplus 0.32/\sqrt(E),$$

sendo (E em GeV). O primeiro termo está relacionado ao erro da amostragem que depende da espessura das camadas de conversão, do tamanho da separação entre estas paredes e da natureza do meio de ionização. O segundo termo inclui todos os erros sistemáticos, devidos à perda de energia, a saturação do gás, flutuações na calibração, instabilidades, etc. Além da resolução em energia, a determinação de uma boa resolução espacial é muito importante na HPC, pois a separação elétron–píon e fóton–fóton depende, essencialmente, desta quantidade. A resolução (elétrons a 45 GeV) em z é, $\sigma_z = 0.13\,\mathrm{cm}$, nos anéis mais internos, 0.22 cm nos anéis centrais e 0.31 cm nos externos. Isto corresponde a uma resolução quase constante em θ, $\sigma_\theta = 0.6\,\mathrm{mrad}$. Em ϕ, $\sigma_\phi = 3.1\,\mathrm{mrad}$.

- **Calorímetro Eletromagnético Frontal (FEMC) [33]:** A região sensível do detetor é $8^\circ < \theta < 35^\circ$ e $145^\circ < \theta < 172^\circ$. É formado por dois discos cada um com 5 m de diâmetro e 4532 blocos de vidro dopado com chumbo num total de $20\,X_\circ$. A resolução em energia para Bhabhas é de 4.8 %.

- **Calorímetro Hadrônico [21]:** É utilizado para medir a energia total hadrônica carregada e neutra. Está incorporado ao ferro usado para o retorno do fluxo magnético. Divide-se em duas partes: a central, cobrindo a região angular $42.6^\circ < \theta < 137.4^\circ$ e duas tampas, $11.2^\circ < \theta < 48.5^\circ$ e $131.5^\circ < \theta < 168.8^\circ$. O detetor central tem 8 m de comprimento e é segmentado em 24 módulos em $r\phi$. O material ativo (câmaras de fios) é imerso no espaço de 2 cm que existe a cada 5 cm de ferro. As tampas são similares, mas contêm 19 camadas entre as placa de ferro. O detetor opera no modo de *streamer*. As bordas de leitura são segmentadas em eletrodos que coletam as cargas. Estes são cortados em forma de 'torres', direcionadas para o ponto de interação. A região coberta por estas 'torres' é de $\Delta\phi = 3.75^\circ$ e

$\Delta\theta = 2.96°$, no barril e $\Delta\theta = 2.62°$, nas tampas. A precisão em energia da região central é, $\sigma_E/E = 0.21 \oplus 1.12/\sqrt{E}$, (E expressa em GeV). O termo constante é devido, principalmente, ao material existente entre este calorímetro e o calorímetro eletromagnético.

3.2.5 Cintiladores

- **Contadores de Tempo de Vôo (TOF) [34]:** Estão localizados no barril a uma distância de 310 cm do feixe, entre o solenóide supercondutor e o calorímetro hadrônico. São formados por 172 contadores ($355 \times 19 \times 2\,cm^3$), distribuídos em 44 setores. A figura 3.13 permite a visualização do arranjo dos cintiladores e do sistema de leitura. Cobrem a região angular, $41° < \theta < 139°$, mas há uma falha em $\theta = 90°$ de 6 cm de largura. Servem para um *trigger* rápido, tanto para eventos do feixe como para eventos de raios cósmicos, e fornecem, também, informação para a identificação de múons em conjunção com outros detetores. A resolução temporal é, $\sigma_t = 1.2$ ns, correspondendo a $\sigma_z = 20$ cm.

- **Hodoscópio Frontal [21]:** Tem como finalidade melhorar a deteção de múons e a eficiência do sistema de *trigger* para eventos de raios cósmicos e do feixe. É formado por um plano cintilador (em cada tampa) que é segmentado em 4 quadrantes. Cada quadrante contém 28 contadores. Está instalado após o calorímetro hadrônico. A resolução temporal é de, $\sigma_t = 5$ ns. A leitura dos *hits* e as medidas de tempo (uma por cada quadrante) são combinadas com as das Câmaras de Múons Frontais.

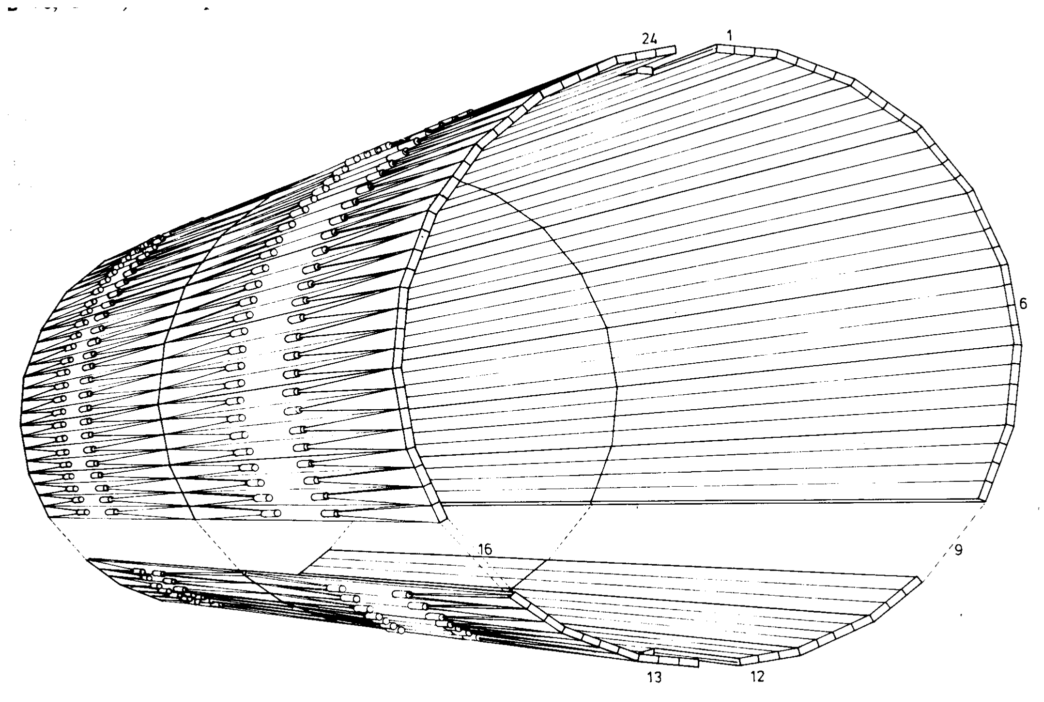


Figura 3.13: Arranjo dos cintiladores e das fotomultiplicadoras usadas nos Contadores de Tempo de Vôo.

3.2.6 Sistema de *trigger*

O sistema de *trigger* [35] desempenha um papel fundamental na cadeia de tomada de dados, decidindo se o sistema de aquisição de dados (**D***ata* **A***quisition* **S***ystem* – **DAS**) tem que gravar um certo evento ou se este sistema deve limpar os *buffers* e aguardar pelo próximo evento.

No DELPHI este sistema é dividido em quatro níveis. Os dois primeiros, **T1 e T2**, são *triggers* de *hardware* e estão sincronizados com o cruzamento dos feixes (**B***eam* **C***ross* **O***ver*) que ocorre a cada 11 μs (1994). Quando um sinal chega anunciando o cruzamento, a informação individual dos detetores mais rápidos (detetores de traço e cintiladores, com resposta da ordem de centenas de nanosegundos) é usada para o primeiro nível (T1). Nesta etapa são testadas quantidades como a existência ou não de um traço, a existência de energia acima de um limiar, etc. O tempo de decisão é de 3.5 μs. Quando a resposta neste nível é positiva, são necessários 39 μs para tomada de decisão do segundo nível (T2). Nesta etapa são usadas as informações de detetores com um longo tempo de deriva, como a TPC, HPC e combinação de sinais provenientes de diferentes subdetetores, o que leva à perda de um BCO, para um evento que tenha passado por T1. Se a resposta é positiva em T2, o DAS precisa de pelo menos 3 ms, para limpar os FEBs (**F***ront* **E***nd* **B***uffers*) e se preparar para o próximo evento. Isto quer dizer que sempre que houver uma resposta positiva neste nível, o experimento fica 'cego' para os próximos 300 BCOs. Os dois níveis seguintes (T3 e T4), são *triggers* de *software* e são assíncronos com relação ao BCO. No T3, são calculadas algumas quantidades para a tomada de decisão, o que leva 30 ms. No

T4, uma reconstrução simplificada é feita entre 300-500 ms, quando é feita uma primeira identificação dos eventos. Estas duas últimas etapas reduzem a contaminação por fator 1/2. Os eventos aceitos após estas quatro etapas, são transferidos para computadores centrais e armazenados em fitas magnéticas.

3.2.7 Simulação e Reconstrução

O principal objetivo de um programa de simulação é reproduzir, o mais próximo possível, os dados reais usando modelos que geram os processos primários. Estes são tratados, pelos programas de reconstrução e de análise, da mesma forma que os dados reais. Isto engloba a resposta dada pelo detetor, levando em consideração seus detalhes geométricos e o material de que são compostos.

O programa de simulação do DELPHI é o DELSIM (**DEL***PHI* **SIM***mulation program*) [36] cuja saída tem o mesmo formato que a saída dada pelo detetor, desta forma os mesmos programas de reconstrução e análise podem ser usados. O processo de simulação pode ser dividido em três partes:

1. O programa de Monte Carlo faz uso de um modelo para a geração dos processos primários. Estes processos são gerados por programas como o JETSET [37], HERWIG [38] e ARIADNE [39] para os processos $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, DYMU3 [40] para $e^+e^- \rightarrow \mu{+}\mu^-$, BABAMC [41] para $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, e KORALZ [42] para $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

2. Simulação da interação da partícula com o material do detetor. Desta forma as interações são simuladas levando-se em conta processos eletromagnéticos (espalhamento Compton, produção de par, bremsstrahlung, conversão de fótons, e outros),

interações nucleares (usa-se o GEANTH que é o simulador de interações hadrônicas dentro do GEANT [43]), espalhamento múltiplos e decaimentos de partículas com pequena vida média;

3. Acompanhamento das partículas dentro dos componentes ativos do detetor e simulação da resposta de cada detetor na forma de sinais eletrônicos. Os resultados são armazenados na mesma estrutura de bancos de dados dos dados reais;

O DELSIM é utilizado nas duas últimas etapas.

A reconstrução dos eventos dos sinais dos detetores (dados 'crus' – simulados e reais) é feita pelo DELANA (**DEL***PHI* **ANA***lysis program*) [44]. A 'espinha dorsal' deste programa é o pacote TANAGRA (**T***rack* **ANA***lysis and* **GRA***phics package*) [45] que fornece uma estrutura bem definida para o armazenamento de trajetórias e informação sobre os vértices num formato independente.

Os estágios da reconstrução são:

↪ O programa de cada subdetetor, de forma independente, decodifica os sinais armazenados, transformando-os em dados calibrados, TD (**T***rack* **D***etector*);

↪ Os dados dos diferentes subdetetores são relacionados procurando-se possíveis elementos de traço, TE (**T***rack* **E***lement*), que podem ser, por exemplo, simplesmente pontos em $r\phi$ ou rz no VD;

↪ As trajetórias das partículas são reconstruídas conectando-se os diferentes TEs, procurando os candidatos a traço, TS (**T***rack* **S***tring*);

↪ Os TS são ajustados segundo a hipótese de traço isolado, formando os TK;

↪ Traços são extrapolados, num primeiro estágio, para dentro do detetor e, num segundo estágio para os calorímetros onde chuveiros são associados aos traços. Chuveiros nos calorímetros eletromagnético e hadrônico que não são associados, são considerados fótons e hádrons neutros. Os TKs são reunidos em grupos TB (**T***rack* **B***undles*), representando candidatos a vértices, que são ajustados dando lugar aos TVs (**T***rack* **V***ertex*).

O TANAGRA constrói a estrutura dos eventos reconstruídos numa cadeia hierárquica de bancos. Estes bancos contêm a informação sobre os pontos espacias, elementos de traço, chuveiros ou vértices, preservando as relações lógicas entre eles (qual banco do detetor foi usado para construir o banco de traços, qual banco de traços foi usado para criar o banco de vértices, qual banco dos calorímetros foi associado com os bancos de traços, ...) e a situação de cada banco dentro da estrutura de eventos (ativo, não ativo, desabilitado, substituído).

As informações físicas são, então, extraídas do TANAGRA e são armazenadas em fitas magnéticas, as DST (**D***ata* **S***ummary* **T***apes*) [46]. O programa de análise da DST, o DSTANA (**D***ata* **S***ummary* **T***ape* **ANA***lysis*), atua sobre a DST e sua saída é utilizada para criar outros bancos de dados. Atualmente, são 5:

↪ **Raw:** contém os dados eletrônicos lidos pelo detetor, é o maior banco (em termos de tamanho);

↪ **Full DST:** é produzida pelo DELANA usando o banco anterior. Contém informações detalhadas sobre os eventos possibilitando, por exemplo, reajustar as trajetórias usando constantes de alinhamento diferentes, corrigir distorções, rodar, novamente, os programas de identificação de elétrons, múons ou hádrons com constantes e procedimentos aperfeiçoados.

↪ **SHORT DST [47]:** produzida pelo DSTANA, a partir da DST. É mais compacto permitindo uma análise mais rápida dos dados. São usadas, principalmente, para estudos de decaimentos hadrônicos de Z°;

↪ **LONG DST [48]:** Armazena os eventos identificados como candidatos leptônicos dos decaimentos do Z°. Contém cerca de 1/3 dos eventos de todas as DST. Os decaimentos hadrônicos do Z°, que representam cerca de 90 % dos dados coletados, são separados dos estados finais leptônicos através da multiplicidade de traços carregados. Para energia de centro de massa da ordem de 91 GeV, os eventos hadrônicos possuem em média 20 partículas carregadas. Mantendo-se os eventos que tenham até 12 partículas carregadas reconstruídas, consegue-se a rejeição destes eventos, preservando todos os decaimentos leptônicos armazenados. Esta amostra de dados é a que foi usada como ponto de partida da análise descrita neste trabalho.

↪ **MINI DST [49]:** são bancos bem reduzidos, contendo informação mínima para análises específicas.

O DSTANA, contém entre outros pacotes, os seguintes que realizam a identificação de partículas (criando códigos padronizados) e são usados na análise descrita nesta tese:

$\hookrightarrow$ **ELEPHANT (ELE*ctron* PH*oton* AN*alysis* T*ool*) [50]:** realiza a identificação de elétrons, fótons e π°s usando as informações fornecidas pela HPC, FEMC e TPC. Deteta conversão de fótons e identifica radiações. Todas as partículas que são tidas como candidatas a elétron são reanalizadas, com o intuito de fornecer uma melhor reconstrução do momento, especialmente de elétrons que irradiaram. Este pacote não só realiza a identificação das partículas como também muda a estrutura da DST. Um banco para o π° é criado quando 2 fótons são identificados como produto do decaimento desta partícula. Da mesma forma, um banco para o fóton é criado quando uma conversão é identificada. Por outro lado, quando identifica uma radiação provoca uma mudança na estrutura, pois o fóton irradiado é associado ao elétron que o irradiou ao invés do vértice primário. Atualmente, é composto por 4 programas:

- ELECID: realiza a identificação de elétrons na região do barril;
- FWELID: realiza a identificação de elétrons na região forward;
- PXPHOT: identificação de fótons e π° no barril;
- ELEFIT: programas de ajuste.

$\hookrightarrow$ **MUFLAG [51]:** é o pacote de identificação de múons. Baseia-se na probabilidade de que pontos medidos nas câmaras de múons foram originados por partículas carregadas, fazendo-se a extrapolação da trajetória destas partículas até estas câmaras. Como alguns píons de alta energia conseguem penetrar por todo o calorímetro hadrônico e deixar sinais nestas câmaras, inclui-se o perfil da deposição em energia no HCAL nos algorítmos de reconstrução.

$\hookrightarrow$ **TAUPLUS [52]:** trata-se de um *software* padrão usado na análise do τ. Foi desenvolvido por membros do grupo responsável pelo estudo da física deste lépton no DELPHI, para facilitar e tornar coerente as diferentes análises, feitas pelos membros da colaboração DELPHI. Pode ser separado em dois pacotes: um contém um conjunto de subrotinas (entrada/saída) que lêem a DST e criam blocos comuns, armazenando as informações dos eventos e o outro, contém um conjunto de subrotinas que usam estes blocos comuns para o cálculo de quantidades físicas.

Para a visualização de eventos, o DELPHI possui um pacote gráfico interativo, o DELGRA [53] (**DEL***PHI* **GRA***phics program*), que permite a visualização com informação detalhada (reconstrução do traço, identificação de partículas, quantidades físicas) de um evento. Permite o estudo do desempenho do detetor e confirmação de resultados dos programas de análise como, por exemplo, a reconstrução de um chuveiro e ajustes de traços.

3.2.8 KORALZ – O gerador do par $\tau^+\tau^-$

O programa de Monte Carlo KORALZ juntamente com a biblioteca do decaimento do τ, TAUOLA [54], são usados para gerar o processo $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ para energias próximas à energia necessária para a produção do bóson Z°. O KORALZ é usado, primeiramente, para gerar eventos $e^+e^-\ (\gamma) \to \tau^+\tau^-(\gamma)$ dentro do setor eletrofraco do Modelo Padrão Mínimo, levando-se em consideração processos de radiação de estado inicial e ou final até segunda ordem em α_{EM}. Mas, somente a troca de um Z° é considerada. Após gerar estes

Canal de Decaimento do τ	Razão de Ramificação (%)
$e\bar{\nu}_e$	17.94
$\mu\bar{\nu}_\mu$	17.45
π	11.26
$\rho \rightarrow \pi\pi^\circ$	24.54
a_1	16.60
K	0.73
K^*	1.26
$3h\pi^\circ$	5.45
$\pi\pi^\circ$	1.08
$3\pi 2\pi^\circ$	0.48
$5\pi\nu_\tau$	0.07
$5\pi\pi^\circ$	0.02
$3\pi 3\pi^\circ$	0.09
$2K\pi$	0.13
$\pi K^\circ \bar{K}^\circ$	0.13
$K\pi^\circ K^\circ$	0.13
$K2\pi^\circ$	0.08
$2\pi K$	0.34
$\pi\pi^\circ \bar{K}^\circ$	0.39
$\eta\pi\pi^\circ$	0.17
$\pi\pi^\circ\gamma$	0.14
KK°	0.28

Tabela 3.2: Modos de decaimento $\tau \rightarrow X\nu_\tau$ com os respectivos valores usados para as razões de ramificação.

eventos o TAUOLA (versão 2.0) é usado para gerar o decaimento do par. Inclui 22 modos de decaimento com as repectivas razões de ramificação listadas na tabela 3.2.

São incluídas correções fracas até primeira ordem, correções exatas de primeira ordem segundo a QED para os decaimentos leptônicos e aproximadas para os outros canais. A dinâmica do decaimento leptônico do tau é completamente governada pela teoria eletrofraca, mas para o modo hadrônico são adicionados modelos que usam considerações de espaço de fase para o cálculo dos elementos de matriz. Assim, um modelo de espaço de fase é utilizado para adicionar as ressonâncias ρ e ω ao decaimento $\tau \to 3h\pi^\circ$ e o modelo Kuhn e Samarita [55] é usado para gerar o decaimento em 3π. Os valores usados para a massa e largura do ω são:

$$m_\omega = 0.782\,\mathrm{GeV/c^2},\ \Gamma_\omega = 0.0085\,\mathrm{GeV}.$$

Capítulo 4

Luminosidade e Hermeticidade

Um parâmetro importante de um acelerador é a luminosidade [56, 57] ou o número de interações que ocorrem por unidade de área, por unidade de tempo. A taxa de eventos para um dado processo X, com seção de choque σ_X^{acc} é dada por $\frac{dN_X}{dt} = \sigma_X^{acc} L$. A escolha da energia do feixe fixa σ_X^{acc}. Como o que se procura é ter a maior estatística possível, ao se construir um acelerador procura-se fazer uma boa escolha de seus parâmetros de forma a maximizar a taxa de eventos e desta forma L.

A medida, com alta precisão, da luminosidade é muito importante, pois fornece a constante de normalização necessária para a obtenção de seções de choque absolutas.

A luminosidade integrada definida como [58]:

$$\mathcal{L} = \int_0^t L dt = \frac{N_X}{\sigma_X^{acc}}, \tag{4.1}$$

onde N_X é o número de eventos produzidos num processo X subtraindo-se a contaminação, $N_X = N_{obs} - N_{cont}$ e σ_X^{acc} é a seção de choque deste processo corrigida pela eficiência do detetor $\epsilon(\Omega)$:

$$\sigma_X^{acc} = \int \frac{d\sigma_X^{acc}}{d\Omega} \epsilon(\Omega) d\Omega, \text{ sendo } \Omega \text{ o ângulo sólido}$$

é muito usada, pois multiplicada pela seção de choque fornece o número total de eventos produzidos durante um intervalo de tempo t.

No LEP, o feixe de elétrons e pósitrons é composto por 'aglomerados' de partículas [59]. As tomadas de dados de 1989 a 1992 foram realizadas usando-se 4 'aglomerados' igualmente espaçados, com os feixes atravessando cada ponto de interação (BCO) a cada 22 μs. Em 1993 usou-se o esquema *pretzel*, com 8 'aglomerados' igualmente espaçados e um BCO de 11 μs. O nome *pretzel* vem da aparência dos feixes que eram forçados a realizar oscilações no plano horizontal para evitar que interações parasitárias ocorressem no meio dos arcos entre os pontos de interação. Estas oscilações possuíam um máximo no ponto em que os feixes de elétrons e pósitrons podiam se cruzar no meio destes arcos, maximizando a separação entre estas partículas e desta forma impedindo que as colisões ocorressem. Este esquema foi abandonado em 1995 adotando-se um no qual os feixes eram compostos por 4 'trens' com no máximo 4 'aglomerados' cada e um BCO de 22 μs. Os trens eram igualmente espaçados e a distância entre os 'aglomerados' era determinada pelo comprimento das seções retas em torno dos pontos de interação. A separação dos feixes, neste esquema, é feita no plano vertical, sendo realizada nas seções retas e não nos arcos do acelerador. Para acomodar os 4 'aglomerados' por 'trem' a distância entre estes 'aglomerados' deveria ser de 247 ns (ou 87 comprimentos de radiofrequência). Mas, esta separação não era suficiente para evitar as interações indesejadas no quarto 'aglomerado'. Decidiu-se, então, operar durante parte do ano com 3 'aglomerados' por 'trem' e parte com somente 2 por 'trem'. Em 1996, com o aumento da energia do feixe, decidiu-se operar, com 2 'aglomerados' por 'trem', separados por 118 comprimentos de radiofrequência, o que corresponde a 8 'aglomerados' por feixe. A mesma configuração foi mantida para 1997.

A luminosidade depende da densidade de partículas nestes aglomerados e da frequência em que os feixes se cruzam nos pontos de interação. A densidade é dada pelo número de partículas contidas nos aglomerados (N_{e^+} e N_{e^-}) e pelas dimensões transversais do feixe [17] (σ_x, σ_y)[1]. A frequência é obtida fazendo-se o produto entre o número de 'aglomerados' por feixe, k, e a frequência de revolução, f. A luminosidade pode ser expressa em função destes parâmetros pela seguinte fórmula [60]:

$$L = kf\frac{N_{e^+}N_{e^-}}{4\pi\sigma_x\sigma_y}cm^{-2}s^{-1}.$$

Os parâmetros $N_{e^\pm}$, $\sigma_{x,y}$ não são bem determinados para uma obtenção precisa da luminosidade. Uma melhor precisão pode ser obtida usando-se um processo com uma seção de choque bem conhecida e que dependa de menos parâmetros que precisam ser medidos.

Na primeira fase de operação do LEP, a equação 4.1 é usada para medir a luminosidade contando-se o número de eventos de espalhamento Bhabha a baixos ângulos:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-(n\gamma) \quad (\theta < 11.5^o),$$

A escolha deste espalhamento pode ser justificada pelas seguintes razões:

1. é um processo descrito basicamente pela QED, desta forma a seção choque pode ser calculada com alta precisão. Para pequenos ângulos polares a contribuição do

[1] A forma dos 'aglomerados' é descrita por uma distribuição Gaussiana no espaço de dimensão 6, onde σ_x é o valor quadrático médio da dimensão horizontal do feixe e σ_y da dimensão vertical.

diagrama do canal t é dominante:

$$\frac{d\sigma^{QED}}{d\theta} \sim \frac{32\pi\alpha^2}{s}\frac{1}{\theta^3},$$

ou integrando-se entre θ_{min} e θ_{max}:

$$\sigma \simeq \frac{1040nb}{s(Gev^2)}\left(\frac{1}{\theta^2_{min}} - \frac{1}{\theta^2_{max}}\right); \tag{4.2}$$

2. possui uma alta seção de choque, o que possibilita a realização da medida com grande precisão e permite o estudo de erros sistemáticos sem limitação estatística;

3. por ser um processo com uma assinatura simples[2], é possível obter uma alta eficiência na seleção e conhecer bem a região em que o evento é selecionado, o que garante um controle da sistemática.

Os detetores usados no DELPHI para a seleção de eventos Bhabha são o STIC (*Small angle TIle Calorimeter*) e o VSAT (*Very Small Angle Tagger*). Estão posicionados a baixos ângulos, em virtude da dependência angular da seção de choque deste espalhamento.

4.1 **S***mall angle* **TI***le* **C***alorimeter*

O STIC é um detetor de luminosidade do DELPHI de segunda geração, instalado no início de 1994, substituindo o SAT, com dois objetivos principais:

1. medir a luminosidade com uma precisão experimental de 0.1 %, para tomadas de dados no pico do Z° (LEP I);

[2]Os chuveiros eletromagnéticos são *back-to-back*, com mesma energia que o feixe.

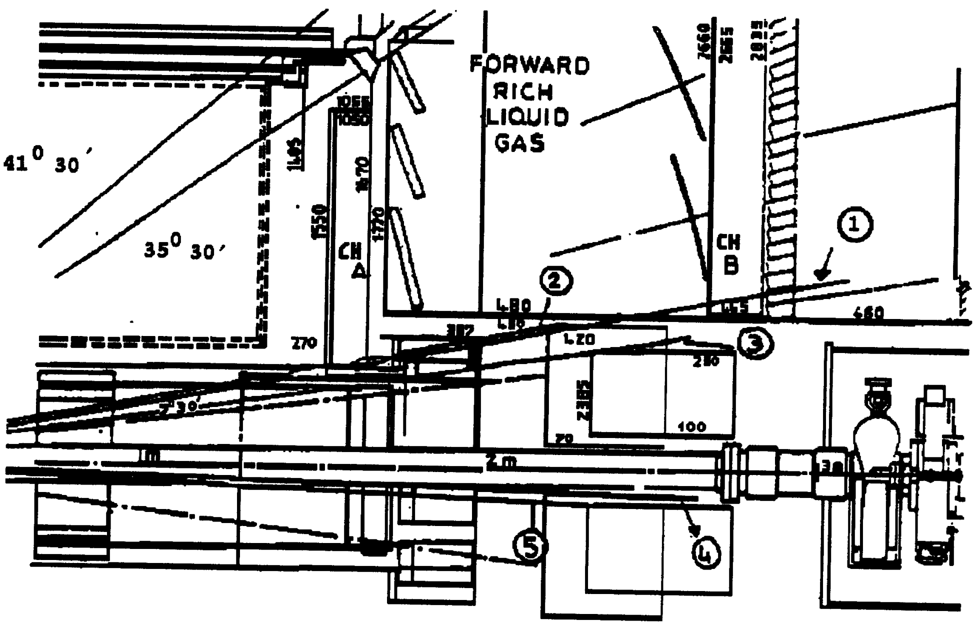


Figura 4.1: Cobertura Angular: 1)= 10.8° cobertura do FEMC; 2)= 10.9° limite superior do STIC; 3)8.6° limite superior do SAT; 4)= 1.82° limite inferior do STIC; 5)= 2.5° limite inferior do SAT.

2. aumentar a hermeticidade do detetor na região frontal, pois havia uma região morta (figura 4.1) entre 8° e 11° deixada pelos calorímetros eletromagnéticos ($SAT + FEMC$), e melhorar a resolução em energia na região frontal do DELPHI.

O STIC (figura 4.2) é composto por três detetores:

- o calorímetro;
- o sistema de veto;
- os detetores de silício.

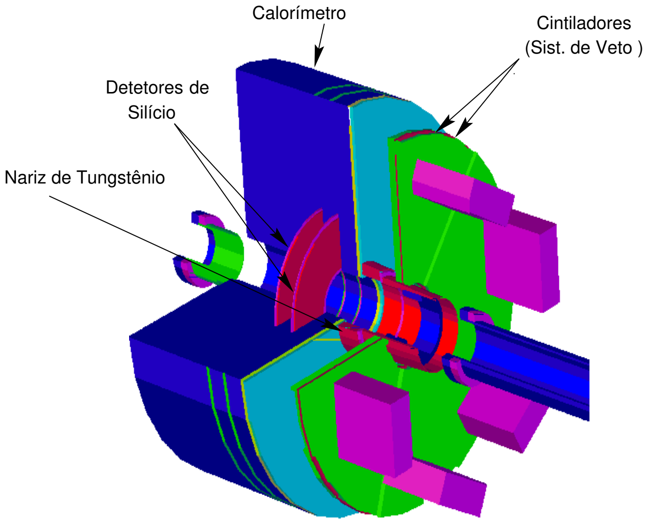


Figura 4.2: STIC: Calorímetro, Cintiladores do Sistema de Veto, Detetores de Sílicio e Máscara de Tungstênio.

4.1.1 Calorímetro

O STIC é um calorímetro [61] de amostragem composto por dois módulos cilíndricos, o calorímetro A que fica diante do feixe de pósitrons e o calorímetro C que fica de frente para o feixe de elétrons (figura 4.3).

Estão localizados simetricamente a 2.2 m do ponto de interação, cobrindo a região angular entre $1.7^\circ \leq \theta \leq 11^\circ$, medida em relação à linha do feixe. Cada módulo é constituído por 47 camadas compostas por 3.4 mm de espessura de chumbo (material passivo), reforçado em ambos os lados por folhas de aço inoxidável (100 μm de espessura) e telhas cintiladoras (material ativo), correspondendo a um total de 27 $X_\circ$. O reforço dado pelo aço garante sustentação mecânica ao sistema, da mesma forma que na HPC.

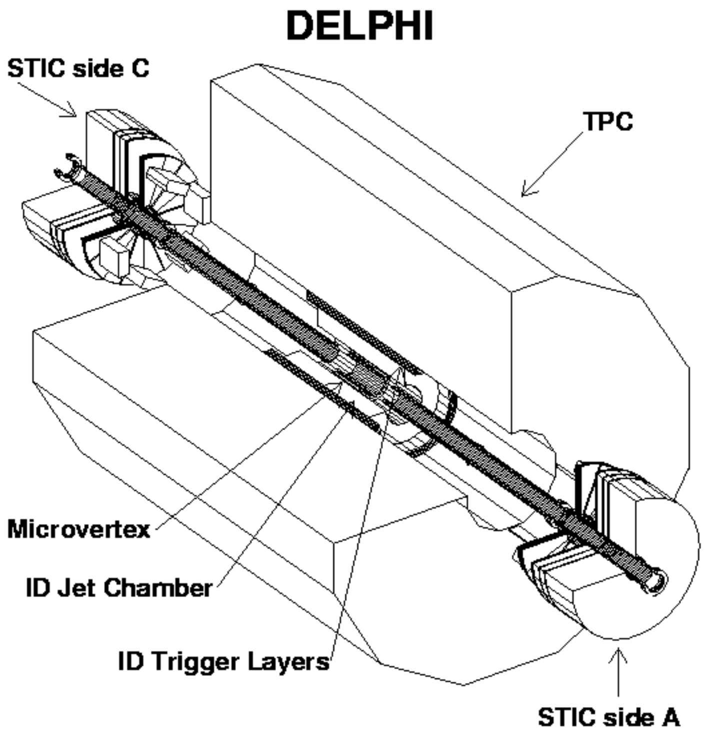


Figura 4.3: Detetores centrais do DELPHI. O feixe de elétrons tem direção do lado A para o C.

A luz produzida nos cintiladores pelo chuveiro eletromagnético é trasportada para os fotodetetores, localizados na parte traseira do detetor, por fibras WLS (**W**_ave_ **L**_ength_ **S**_hifter_). Estas fibras estão posicionadas ortogonalmente às placas do calorímetro, numa densidade de 1 fibra/cm^2 e têm como principal característica provocar um deslocamento no comprimento de onda, apresentando um pico de absoção em 420 nm (azul) e um de emissão em 520 nm (verde).

As telhas cintiladoras estão segmentadas em 10 anéis, cada um composto por 16 setores azimutais de 22.5°. Com exceção dos anéis interno e externo, cada setor radial possui 30 mm $\pm$ 25 μm de comprimento (figura 4.4). O anel interno tem 35 mm e o externo 78 mm. Cada um destes setores radiais constitui uma torre, formando 160 torres em cada módulo, num total de 320 torres.

As bordas dos setores estão deslocadas de um plano para outro em 375 μm num total de 18 mm do primeiro ao último plano. Este deslocamento foi feito para a obtenção de uma completa hermeticidade, evitando que partículas escapem do calorímetro através dos buracos destinados às fibras óticas ou através das falhas entre as duas metades cilíndricas que compõem cada módulo.

A não uniformidade na resposta em energia, típica de detetores deste tipo, é resolvida com esta estrutura de torres compostas por planos contínuos de conversão e com uma alta densidade de fibras.

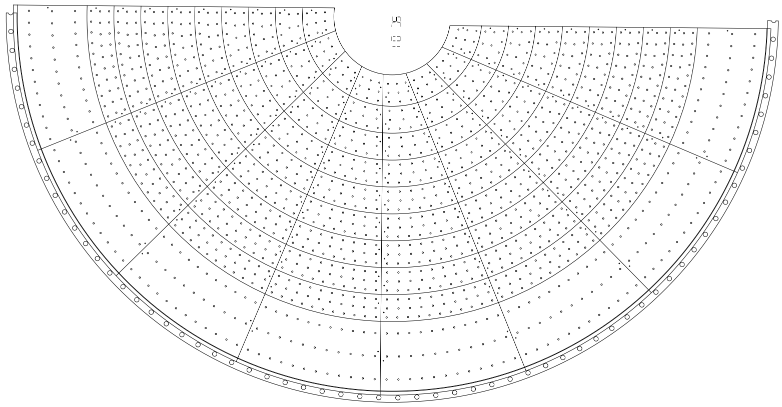


Figura 4.4: Plano cintilador de um dos módulos do STIC, permitindo observar os 10 setores radiais e 8 azimutais.

4.1.2 Detetores de Silício

No LEP II uma precisão angular de aproximadamente $0.6°$ na medida da direção do chuveiro das partículas pode permitir a rejeição de contaminação proveniente de interações do feixe com o gás residual no tubo do feixe e identificação correta de eventos com apenas um fóton no estado final (veja figura 4.5).

Esta identificação é muito importante, pois nesta fase do LEP cerca de 50 % de eventos $q\bar{q}$ são produzidos com bremsstrahlung dos estados iniciais, o que reduz a energia de centro de massa. A reconstrução destes eventos torna possível fazer um *auto-scan*[3] entre a energia do Z° e a energia máxima do LEP, permitindo os seguintes estudos [62]:

- medida independente do número de neutrinos com precisão em torno de $1 - 2\,\%$;

[3]Neste caso, *auto-scan* é o estudo do espectro dos fótons de radiação de estado inicial que permite a determinação da seção de choque de Born para eventos $e^+e^- \to$ *hádrons* a energias abaixo da energia nominal do feixe. No LEP II este estudo permite a estimativa da seção de choque de e^+e^- para $m_Z \leq \sqrt{s} \leq m_{W^+W^-}$.

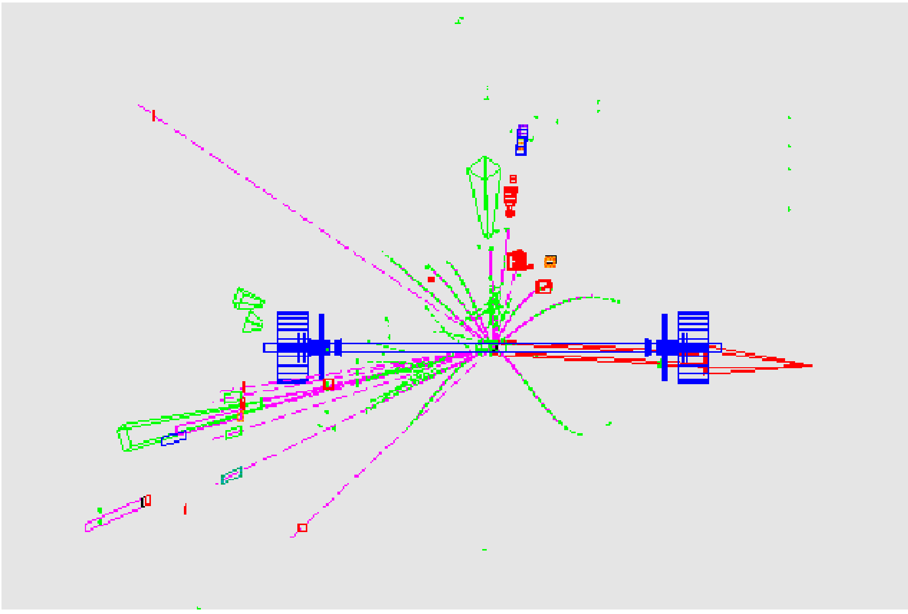


Figura 4.5: Evento $e^+e^- \to Z^\circ\gamma$ a 130 GeV, onde o fóton vai diretamente dentro do STIC.

- medida de α_s para energias entre 100 e 200 GeV;
- medida de acoplamentos anômalos de $Z^\circ Z^\circ \gamma$;
- medida da razão $R = \frac{\sigma(e^+e^- \to q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$.

Como a geometria do STIC impede a reconstrução do eixo do chuveiro (não há segmentação longitudinal do calorímetro), equipou-se o detetor com dois planos de detetores formados por tiras de silício, posicionados respectivamente a $4.0\,X_\circ$ (plano 8) e $7.4\,X_\circ$ (plano 15), cobrindo a região interna do detetor ($1.7^\circ \leq \theta \leq 4.7^\circ$). A escolha da substituição dos planos 8 e 15 se deve ao fato deles estarem posicionados próximo ao máximo do chuveiro (resultado obtido através da simulação de eventos de chuveiro eletromagnético no calorímetro).

Cada um dos dois planos é formado por um suporte de 3.5 mm de alumínio sobre o qual telhas cerâmicas de 1 mm de espessura estão alinhadas. As tiras de silício são coladas com cola condutiva à superfície metalizada da cerâmica que é usada para criar o plano da voltagem de *bias* para os diodos.

Cada detetor de silício [58] tem uma espessura de 300 μm, sendo constituído por um sanduíche de silício altamente resistivo do tipo-n, com tiras do tipo-p implantadas em um lado e uma camada n^+ do outro.

As tiras são circulares com uma separação radial de 1.712 mm (1.754 mm) para o primeiro (segundo) plano, cobrindo 22.5° em ϕ.

Nos dois planos os detetores de silício estão arranjados em duas coroas concêntricas. Cada 45° em ϕ é formado por três camadas de silício: uma interna composta por dois setores de 22.5° em ϕ (cada um com 24 tiras) e duas outras externas que cobrem cada uma 22.5° em ϕ com 36 tiras.

Uma característica pouco usual destes detetores é dada pelo fato de possuírem buracos de 1.4 mm de diâmetro no silício, necessários para a passagem das fibras óticas (WLS).

O sinal é transportado para fora do calorímetro por cabos Kapton, como pode ser observado na figura 4.6.

Estes detetores começaram a operar no final da tomada de dados de 1995, e os primeiros resultados mostram uma precisão na reconstrução da direção do chuveiro, da ordem de 0.7°.

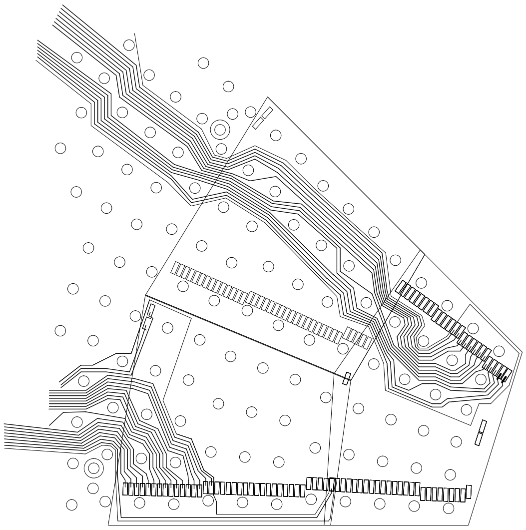


Figura 4.6: Setor de 45° dos Detetores de Silício. As tiras não estão desenhadas, mas podemos ver os buracos para passagem das fibras e as conecções com os cabos Kapton.

4.1.3 Sistema de Veto

É composto por 64 contadores trapezoidais dispostos em 2 planos posicionados em frente aos cilindros do calorímetro, a uma distância entre 2010 e 2050 mm do ponto de interação, cobrindo a região angular, $2.5° \leq \theta \leq 11°$, que corresponde à região radial, $87.8 \leq r \leq 379$ mm.

A luz é coletada por 16 fibras WLS sendo 8 em cada lado do cintilador.

Este sistema [63] permite a separação entre partículas carregadas e neutras. Esta separação é feita exigindo-se que não haja nenhum sinal nestes cintiladores e uma deposição por um chuveiro com uma energia superior a 10 GeV [64] no calorímetro.

A eficiência para partículas carregadas é melhor que 96 % e para a identificação de fótons mediu-se, durante a tomada de dados de 1995 a 130 GeV, aproximadamente $(55 \pm$

10) %.

4.1.4 Nariz e Proteções de Tungstênio

Para obter a precisão experimental de 0.1 % na determinação da luminosidade é necessário um profundo conhecimento dos erros sistemáticos. E devido à distribuição da seção de choque do espalhamento Bhabha possuir um pico correspondente à região de pequenos ângulos, a acurácia da medida da luminosidade depende criticamente da determinação precisa do raio interno (R_{min}) da região fiducial [58]. Incluindo-se apenas a contribuição do ângulo mínimo de espalhamento (θ_{min}) na incerteza da luminosidade, podemos estimar que:

$$\frac{\Delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}} \simeq \frac{\Delta\sigma^{acc}}{\sigma^{acc}} \simeq \frac{2\Delta R_{min}}{R_{min}}$$

Como $R_{min} \simeq 10\,\text{cm}$, o erro em R_{min} deve ser menor que $50\,\mu\text{m}$ para que o erro seja menor que 0.1 %.

A região fiducial é definida de forma assimétrica nos dois lados do detetor (denominados 'lado estreito (C)' e 'lado largo (A)'). Esta escolha, mantém os eventos radiativos na amostra selecionada e minimiza a sensibilidade da medida a movimentos do ponto de interação e a deslocamentos dos centros dos módulos do STIC em relação à linha do feixe.

A determinação de R_{min} pode ser feita usando-se o calorímetro, onde o que se mede é a energia compartilhada por duas torres, ou em conjunção com um sistema de máscaras de tungstênio (veja figura 4.7).

No STIC o primeiro anel do calorímetro, no lado C, é coberto (sistema adotado no LEP I) por uma máscara de tungstênio (nariz de tungstênio) [64], que define este raio

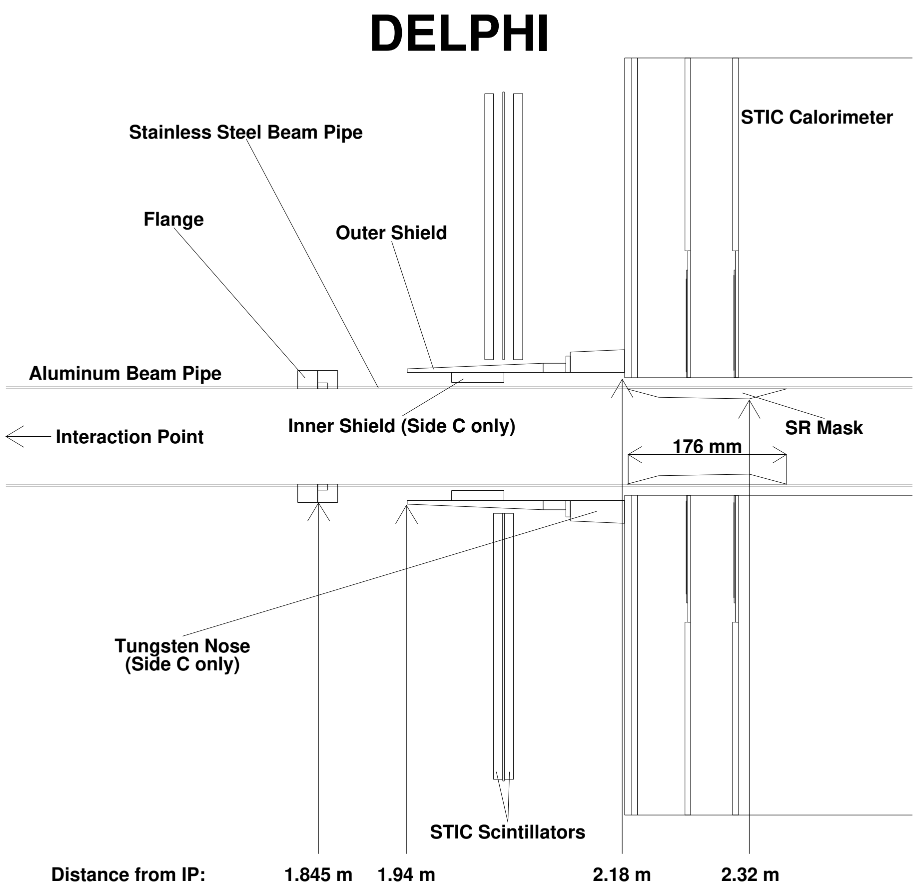


Figura 4.7: Vista da região do tubo do feixe, permitindo a observação do nariz de tungstênio, proteção interna e externa instaladas somente do lado C (elétrons saindo).

mínimo realizando um corte na energia do chuveiro eletromagnético, pois os elétrons que atravessam a máscara perdem grande parte de sua energia antes de atingir o calorímetro, enquanto os elétrons, a ângulos maiores, depositam toda a sua energia no calorímetro. Dentro do tubo do feixe, nos labos A e C, existe um outro anel de tungstênio, denominado de 'máscara interna de tungstênio', que tem a função de proteger a câmara de traços (TPC) do DELPHI da radiação síncroton. Qualquer tipo de radiação que escape desta máscara é reduzida por duas outras proteções que são denominadas de proteção interna e externa, e estão instaladas no nariz de tungstênio.

Estendem-se radialmente de 61 mm a 96 mm a partir da linha do feixe o que corresponde à região angular de $1.72°$ a $2.52°$. Desta forma partículas provenientes da região de interação podem atingir a região ativa do calorímetro por baixo do nariz de tungstênio se estiverem na região angular de $1.55°$ a $1.72°$. No lado oposto, 'lado A' ou 'lado largo', usa-se somente a informação do calorímetro, aplicando-se cortes no raio reconstruído do chuveiro eletromagnético.

Com esta configuração obteve-se $\Delta R_{min} \simeq 20\,\mu$m.

O STIC vem operando no LEP desde 1994, tendo detetado cerca de 4 milhões de eventos Bhabha (2.4 milhões em 1994 e 1.6 milhões em 1995). Apresenta uma resolução em energia de 2.7 % para elétrons a 45 GeV e uma resolução na determinação da posição radial entre 250 μm e 1.2 mm, atendendo às exigências necessárias para a precisão de 0.1 % na medida da luminosidade.

4.2 Teste do protótipo semicircular do novo anel cintilador com leitura feita por fibras WLS

Durante o período de janeiro a março de 1995 participei do teste do protótipo do novo anel cintilador instalado no STIC.

A região morta citada acima entre o calorímetro e as proteções de tungstênio foi deixada para permitir uma maior clareza na instalação do contador de veto. Além disto no início de 1996 a máscara de tungstênio foi removida, aumentando esta região morta próxima ao tubo do feixe. Para cobrir esta região, dois novos cintiladores, conhecidos como pequenos contadores de veto [65], foram instalados diretamente no tubo do feixe a uma distância de 1800 mm do ponto de interação. Cada pequeno contador tem uma forma semicircular com 10 mm de espessura, raio interno de 56.5 mm e externo de 110 mm. O raio interno é determinado pelo tamanho do tubo do feixe (55 mm de raio) e o raio externo foi escolhido para coincidir com a região de transição entre as torres do STIC nos anéis 2 e 3.

No final de 1995 foi desenvolvido um protótipo com o objetivo de verificar a coleta de luz e investigar um método para se colar fibras em superfície circular sem provocar o aparecimento de bolhas de ar que podem limitar a transmissão de luz.

O protótipo tem uma forma semicircular (figura 4.8) com um raio interno de 56 mm e um externo de 120 mm.

A coleta de luz foi feita utilizando-se um dispositivo que se encontra nas duas extremidades do contador, no qual 8 fibras WLS foram coladas com cimento ótico. Estas fibras

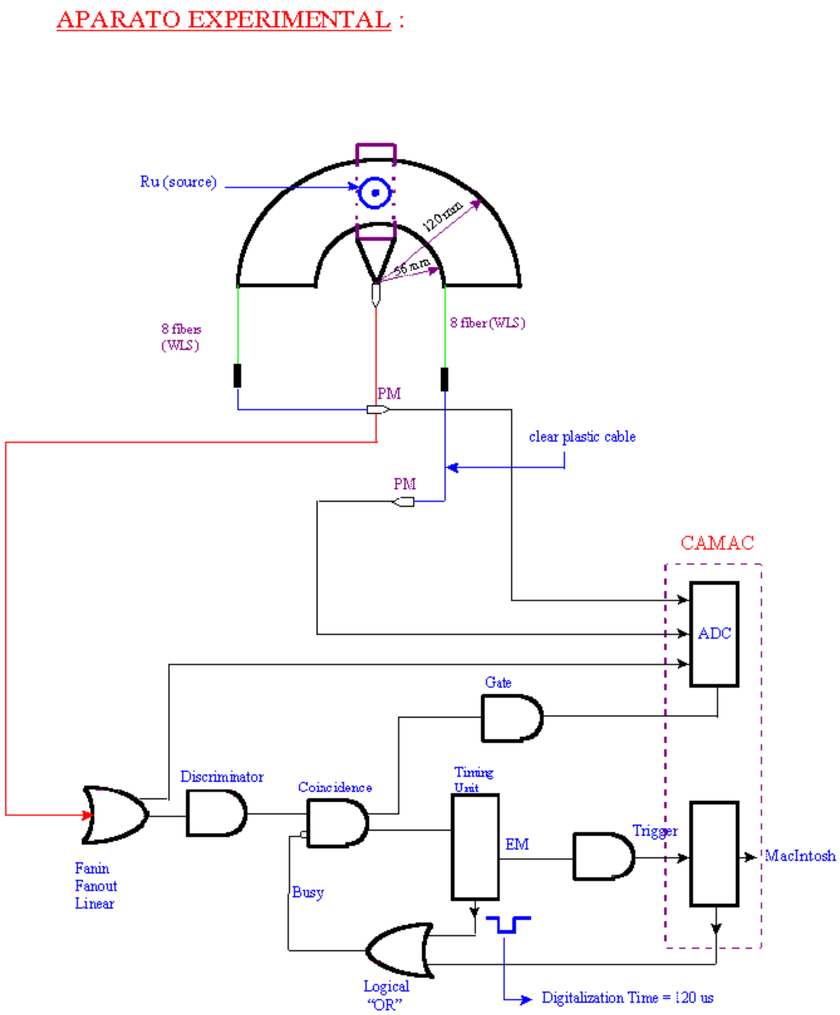


Figura 4.8: Esquema experimental usado no teste do protótipo.

eram terminadas com conectores que permitiam a fácil ligação com fibras transparentes que transportam a luz para os fotodetetores (fotomultiplicadoras Hamamatsu H3165).

A resposta do contador foi estudada com raios cósmicos e uma fonte de raios beta (Rutênio).

Realizei o teste com a fonte. Neste teste, as fibras, nas extremidades interna e externa do contador, eram conectadas através de cabos de fibras óticas, de 1 m de comprimento, a fotomultiplicadoras diferentes, pois queria-se medir a transmissão de luz de forma independente. Um pequeno contador de 2 mm de espessura foi colocado embaixo do contador teste (8 mm de espessura) e a fonte de Rutênio, protegida com 2 mm de chumbo e com uma janela de 1.5 mm de diâmetro, foi colocada em cima deste contador.

O sinal era enviado para um *fanin fanout* linear que tinha como função copiar a entrada, ou seja, fornecia duas saídas exatamente iguais à entrada. Uma saída seguia para o ADC e a outra era discriminada, somente sinais acima de 20 mV eram aceitos, gerando o *trigger*. Após a geração do *trigger* a coincidência era bloqueada, a unidade de tempo atrasava o *trigger* para o computador até que o ADC terminasse a digitalização do sinal e também impedia que *triggers* adicionais fossem gerados até que o sistema de aquisição gerasse um *busy*. A coincidência era vetada pelo tempo morto do sistema de aquisição.

A aquisição foi baseada no sistema MACUA1 [66] que rodava num Macintosh ligado a um módulo Camac.

Com a finalidade de estudar a uniformidade na coleta de luz foram obtidos dados em

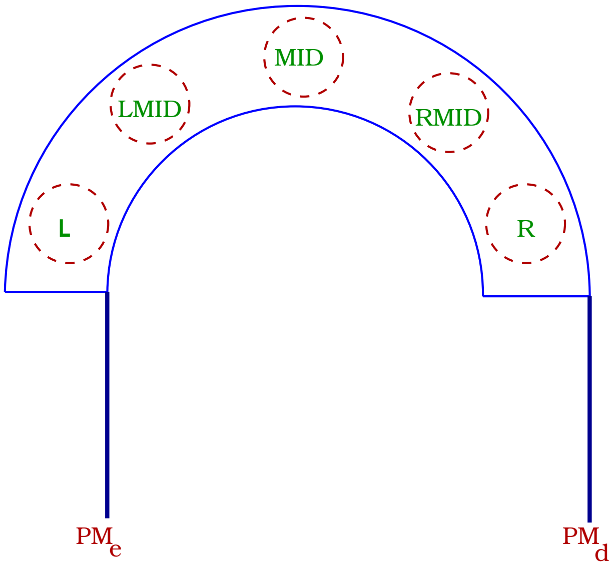


Figura 4.9: Diferentes posições, no contador, da fonte de Rutênio para obtenção dos dados no teste do protótipo.

diversos pontos do contador como pode ser observado na figura 4.9.

4.2.1 Análise dos Dados

A qualidade do contador é dada pelo número de fotoelétrons [66]:

$$N_{pe} = \frac{(P_{dist} - P_{ped})^2}{\sigma^2}$$

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{dist}^2 - \sigma_{ped}^2},$$

sendo P_{dist} e σ_{dist} o pico e a largura da distribuição, e P_{ped} e σ_{ped} o pico e a largura do pedestal.

Para as diferentes posições, como o sinal era lido de forma independente pelas duas fotomultiplicadoras, analisou-se o sinal de cada uma impondo um corte na outra para eliminar sinais que não correspondiam ao de uma partícula carregada que tivesse atravessado o contador.

	l	lmid	mid	rmid	r
PM_d corte PM_e	9.5 ± 0.4	8.6 ± 0.4	9.8 ± 0.2	9.4 ± 0.3	8.1 ± 0.3
PM_e corte PM_d	9.8 ± 0.4	10.2 ± 0.5	9.2 ± 0.3	10.9 ± 0.4	9.6 ± 0.4
PM_{e+d} corte PM_e	18 ± 1	15 ± 2	18 ± 1	17 ± 2	15 ± 1
PM_{e+d} corte PM_d	20 ± 1	16 ± 2	20 ± 1	18 ± 2	17 ± 1
PM_{e+d} corte $PM_{e,d}$	22 ± 2	21 ± 2	24 ± 1	20 ± 2	23 ± 1

Tabela 4.1: Número de Fotoelétrons

A primeira linha da tabela 4.1 refere-se à análise da fotomultiplicadora da direita impondo um corte na da esquerda. A segunda linha é o estudo inverso ao da primeira. As distribuições que ilustram estes cortes podem ser vistas na figura 4.10.

Nas demais linhas analisou-se o sinal somado das duas fotomultiplicadoras e impôs-se cortes a cada uma delas e, finalmente, cortou-se em ambas.

Na figura 4.11 são superpostos os espectros correspondentes a três posições diferentes da fonte.

Observamos uma uniformidade na coleta de luz para as diferentes posições, com uma resposta do contador de aproximadamente 10 fotoelétrons.

4.3 **V***ery* **S***mall* **A***ngle* **T***agger*

O VSAT [67, 68] cobre a região polar, $0.3° \leq \theta \leq 0.4°$, e estuda o mesmo processo físico que o STIC, ou seja, o espalhamento Bhabha.

É um calorímetro eletromagnético formado por quatro módulos (F1, F2, B1, B2) que definem duas diagonais independentes (F1-B2 e F2-B1) para o espalhamento Bhabha

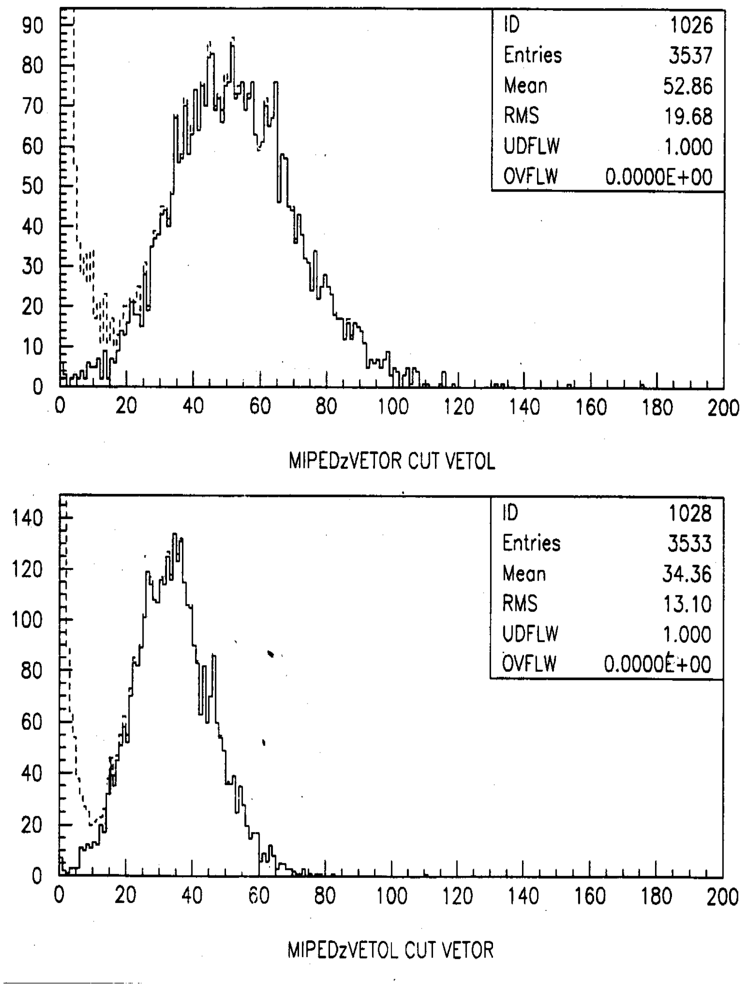


Figura 4.10: Espectro do ADC da fotomultiplicadora da direita impondo um corte em 15 contagens na da esquerda e embaixo o espectro da fotomultiplicadora da esquerda impondo um corte em 12 contagens na da direita.

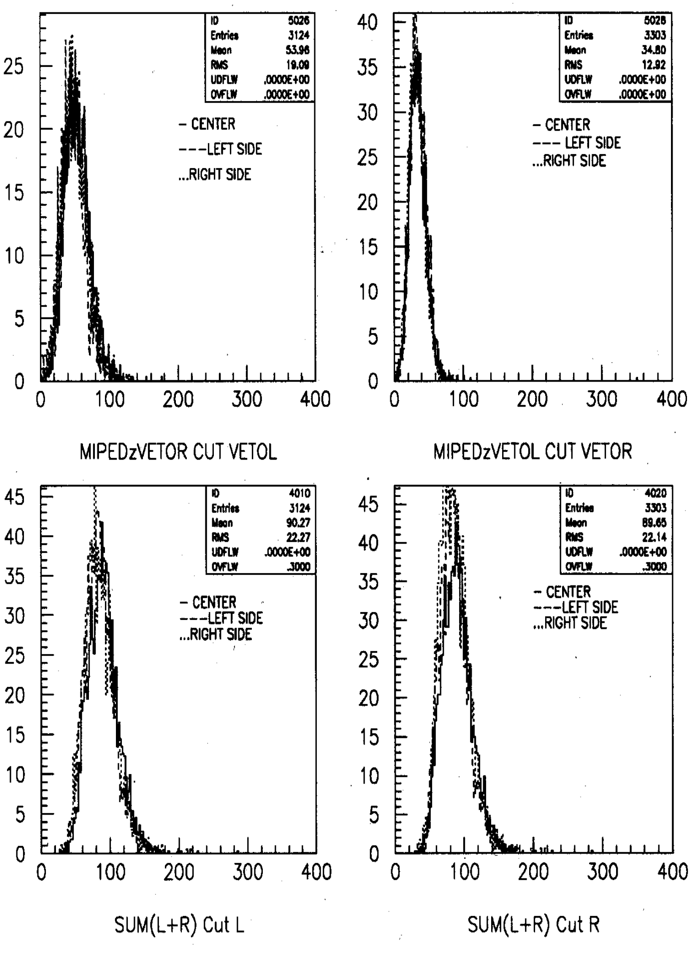


Figura 4.11: Superposição dos espectros das distribuições correspondentes a três posições da fonte para diferentes critérios de seleção utilizados, permitindo a observação da uniforminade do contador.

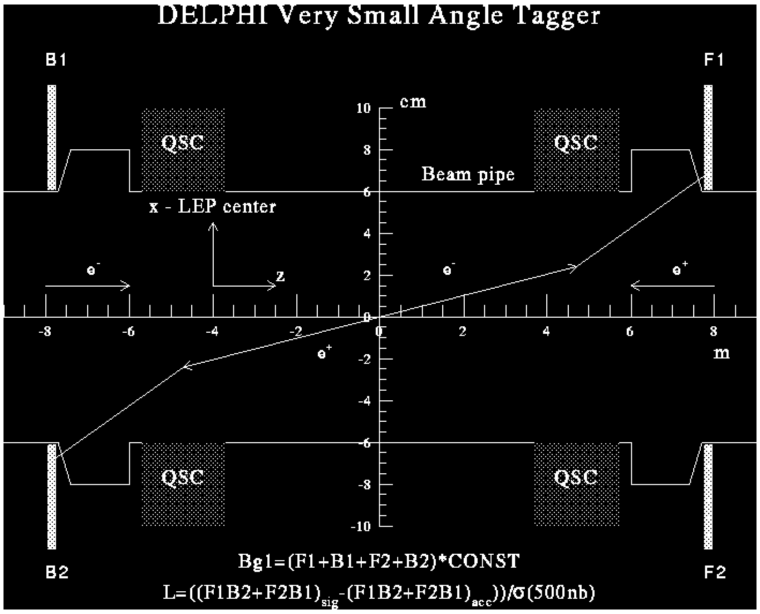


Figura 4.12: Região do tubo do feixe. Módulos do VSAT (B1, B2, F1, F2), quadrupolos supercondutores (QSC).

como mostra a figura 4.12.

Estes módulos estão posicionados simetricamente a $z = \pm\ 7.7\, m$ do ponto de interação, imediatamente atrás dos quadrupolos supercondutores (**QSC**).

Estes magnetos são compostos por quatro pólos (figura 4.13). O campo magnético é nulo no centro e sua intensidade aumenta a partir do centro em todas as direções (possui um gradiente fixo, ou seja, uma variação constante com a posição – igual e oposta para os dois planos ortogonais).

Uma partícula positivamente carregada entrando no magneto ao longo do plano $x = 0$, mas $y \neq 0$, será defletida em direção ao centro do magneto, sendo desta forma focalizada. Esta mesma partícula atravessando o magneto ao longo de $y = 0$, mas $x \neq 0$ sofrerá o efeito oposto, sendo desfocalizada. Desta forma o quadrupolo focaliza num plano e

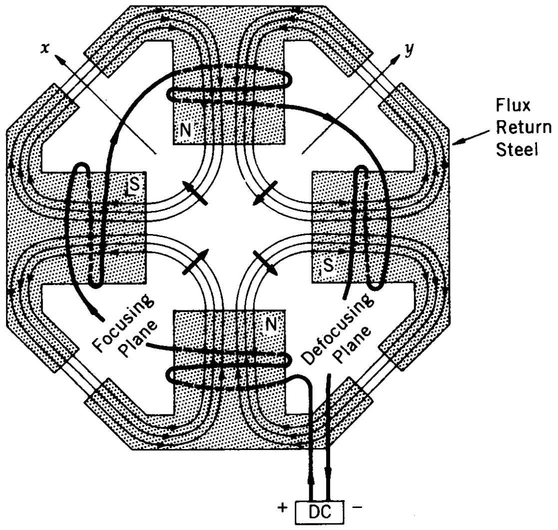


Figura 4.13: Propriedades de focalização e desfocalização de um quadrupolo magnético para um partícula positivamente carregada entrando no plano do papel.

desfocaliza no outro.

Os elétrons e pósitrons do espalhamento Bhabha são desfocalizados no plano x (levando-os para os módulos do detetor) e focalizados em y.

Cada módulo é composto por 12 camadas de tungstênio ($2\,X_\circ$ cada) intercaladas com 12 camadas de silício (**F***ull* **A***rea silicon* **D***etector*) para medidas de energia. Três planos de tiras de silício são colocados a 5, 7 e $9\,X_\circ$ (figura 4.14), próximos ao máximo do chuveiro, para a determinação das coordenadas (x,y) do centro do chuveiro eletromagnético. As dimensões do calorímetro são de 3 cm em x, 5 cm em y e $24\,X_\circ$ (cerca de 10 cm) ao longo da direção do tubo do feixe (z).

A resolução em energia a 45 GeV é de 5 % e em posição é de 170 μm.

Na figura 4.15 temos os valores de luminosidade do DELPHI, nos anos de 1991-1995

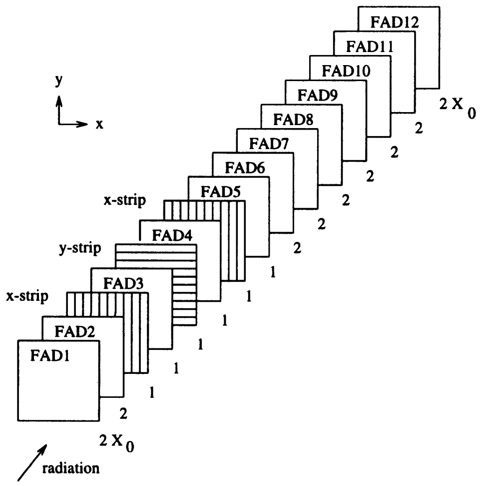


Figura 4.14: Módulos do VSAT, evidenciando os **FAD**s e os planos de tiras de silício.

fornecidos por seus luminômetros – (SAT + VSAT nos anos de 1991-1993, STIC + VSAT 1994-1995).

4.4 Hermeticidade

Para aumentar a hermeticidade do DELPHI além da instalação do STIC, fez-se necessário a instalação de contadores para cobrir falhas ou regiões mortas do detetor. Este aumento de hermeticidade do detetor é muito importante, principalmente para a segunda fase de operação do LEP que tem como um dos principais objetivos a procura do bóson de Higgs [58, 69]. O processo mais sensível, nesta fase, para sua deteção é:

$$e^+e^- \to Z^\circ H^\circ,$$

onde o H° decai em dois jatos e o Z° em $\nu\bar{\nu}$. Uma das principais assinaturas deste evento é a significativa quantidade de momento 'faltante', tipicamente da ordem de 20 GeV/c. Um

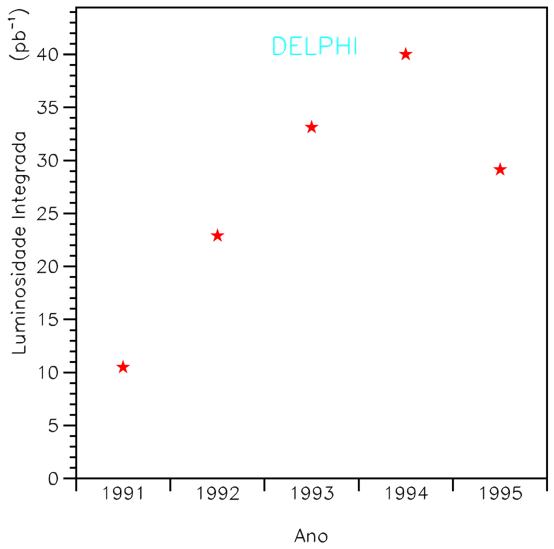


Figura 4.15: Luminosidade do DELPHI de 1991-1995. Nos anos de 1991,1993 e 1995 os dados também foram tomados acima e abaixo do pico do Z°.

detetor hermético é muito importante para permitir a eliminação das principais fontes de contaminação ($q\bar{q}\gamma$, $W\mu\nu$, $We\nu$), onde o fóton não é reconstruído, ou os léptons carregados são perdidos por estarem concentrados nas regiões menos instrumentadas do detetor [70] (40° ($33^{\circ} < \theta < 43^{\circ}$), 90°, regiões mortas em ϕ).

Além destas regiões principais, existem outras, entre os módulos do detetor, que também afetam a hermeticidade do detetor, contribuindo para 'deteriorização ' da energia detetada. O módulo e a direção do momento 'faltante' e de outras variáveis topológicas são alterados da mesma forma.

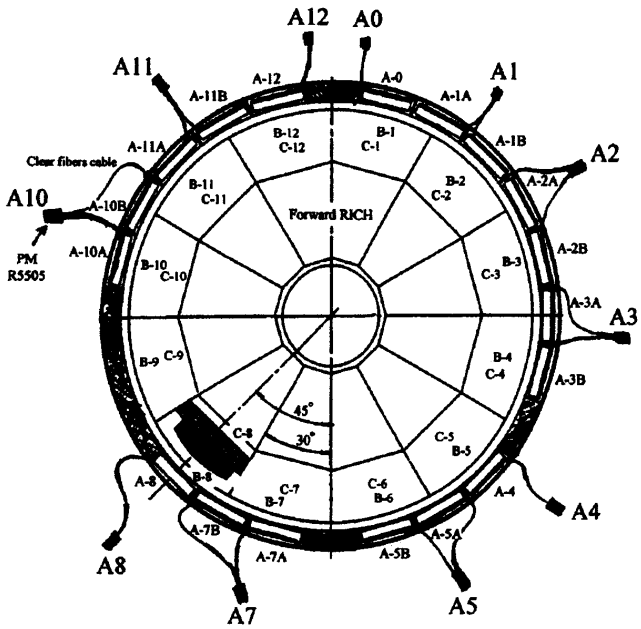


Figura 4.16: Contadores de 40°.

4.4.1 Contadores de 40°

Os contadores de 40° [66] são um conjunto de contadores compostos por chumbo e material cintilador instalados na região entre o barril e o calorímetro eletromagnético na região frontal no lado C do DELPHI (veja figura 4.16) e têm como função a identificação da energia eletromagnética que não é detetada por escapar nas falhas entre o barril e as tampas.

Existem três tipos de contadores: A, B, C. Cada um é composto por 2 cm de chumbo e 1 cm de material cintilador. Possuem formas diferentes mas têm a mesma espessura e se encontram dispostos em três anéis concêntricos. A coleta de luz é feita usando-se fibras WLS.

O raio mais externo é constituído pelos contadores A que cobrem um ângulo polar (θ) entre 39° e 42°, e um intervalo azimutal de 15°. Os raios mediano e interno consistem dos contadores B e C, respectivamente. Eles cobrem um intervalo polar entre 36° e 40° e ocupam a mesma região azimutal, estando acoplados à mesma fotomultiplicadora.

Realizei dois testes relacionados a estes contadores:

1. Teste das Fotomultiplicadoras usadas nos Contadores de 40°;

2. Teste dos Cabos de Fibras Óticas usadas nos Contadores de 40°.

4.4.2 Teste das Fotomultiplicadoras usadas nos Contadores de 40°

Uma fotomultiplicadora [71] é um dispositivo fotossensível, que converte sinais luminosos, extremamente fracos, em pulsos elétricos.

Dois componetes básicos de uma fotomultiplicadora são o fotocatodo e o multiplicador de elétrons (figura 4.17). O fotocatodo consiste de uma camada fotossensível que converte o maior número possível de fótons em elétrons de baixa energia. Mas, por ser extremamente pequeno, o sinal fornecido por estes elétrons precisa ser amplificado. O multiplicador de elétrons que é composto por vários eletrodos denominados de dinodos, funciona como um amplificador de fotoelétrons através do processo de emissão secundária, fornecendo da ordem de $10^7 - 10^{10}$ elétrons para um pulso típico de um cintilador.

O primeiro processo realizado por uma fotomultiplicadora consiste, então, em converter a luz incidente sobre o fotocatodo em fotoelétrons. Esta luz deve estar na região do visível, ultravioleta ou próxima ao infravermelho.

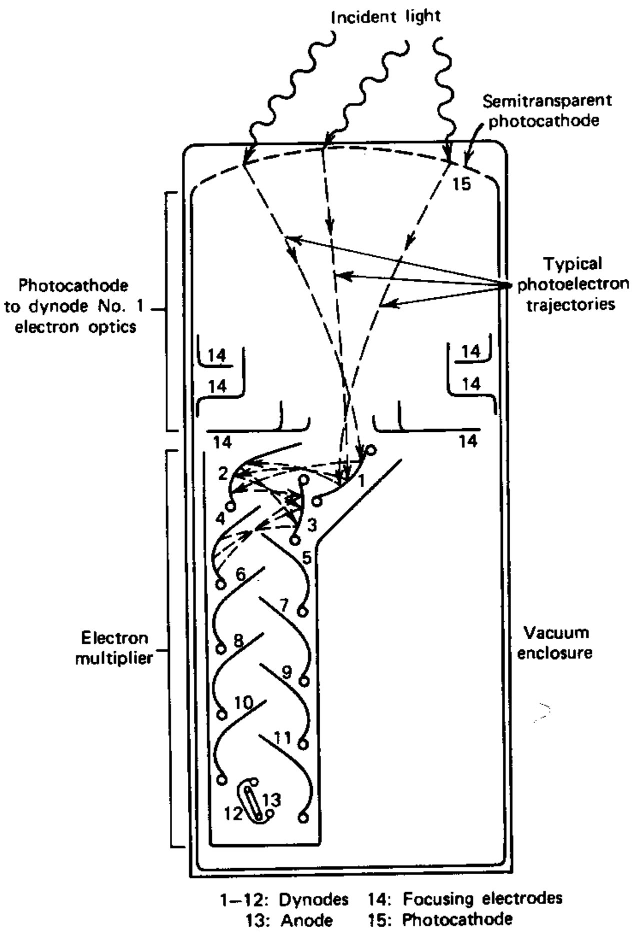


Figura 4.17: Elementos básicos de uma fotomultiplicadora.

Estes fotoelétrons são acelerados e direcionados para o multiplicador de elétrons por meio dos eletrodos focalizadores. No multiplicador colidem com a superfície do primeiro dinodo, podendo excitar elétrons aí existentes e provocar a reemissão de um ou mais elétrons da mesma superfície. Estes elétrons secundários emitidos pela superfície são acelerados para o próximo dinodo onde novas emissões secundárias ocorrem. A repetição do processo nos sucessivos dinodos dá origem a uma grande corrente de amplificação (ganho), que é definida como a razão entre a corrente de saída do anodo e a corrente fotoelétrica do fotocatodo.

A maioria das fotomultiplicadoras realiza esta amplificação de carga de uma forma linear, produzindo um pulso proporcional ao número inicial de fotoelétrons. Não-linearidades podem aparecer para pulsos muito altos em virtude de efeitos espaciais de carga entre o último dinodo e o anodo onde o número de fotoelétrons é maior. Estes efeitos espaciais de carga afetam a trajetória dos elétrons nesta região fazendo que não sejam coletados. Outro fator que pode causar não-linearidades em pulsos com alta amplitude é qualquer desvio das voltagens dos dinodos do seu valor de equilíbrio durante a geração do pulso.

Um parâmetro muito importante de uma fotomultiplicadora é a sua eficiência quântica (QE), definida como:

$$QE = \frac{\text{número de fotoelétrons emitidos}}{\text{número de fótons incidentes}}.$$

Para qualquer fotocatodo a eficiência quântica depende fortemente do comprimento de onda ou da energia da luz incidente, como pode ser observado na figura 4.18. Então, ao se escolher um fotocatodo deve-se procurar aquele que melhor se adapta ao espectro

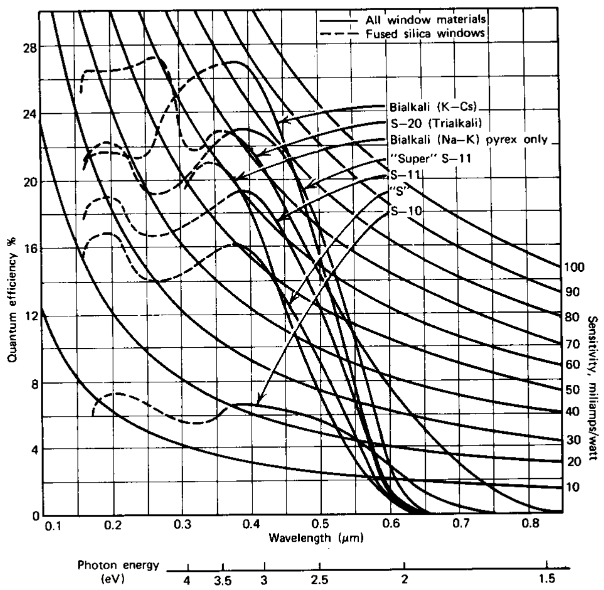


Figura 4.18: Curvas de eficiência quântica e sensibilidade de diferentes materiais para fotocatodos. O uso de janelas de sílica ou quartzo é necessário para extender a resposta das fotomultiplicadoras na região do ultravioleta.

de emissão do cintilador usado, ou como no caso do STIC, o que se faz é usar as fibras WLS que provocam um deslocamento no comprimento de onda da radiação incidente de forma a atingir a eficiência quântica das fotomultiplicadoras usadas.

A figura 4.18 também mostra a sensibilidade espectral (S) de diferentes materiais usados para a fabricação de fotocatodos. Esta sensibilidade, definida como sendo a relação entre a corrente do fotocatodo e a potência da radiação incidente, relaciona-se com a eficiência quântica, para um dado comprimento de onda, λ, da seguinte forma:

$$QE = 1240 \times \frac{S}{\lambda} \times 100\,(\%),$$

com λ em nanometros, e S em A/W (Ampère por Watt).

Os fotocatodos apresentam eficiências que atingem no máximo valores entre $20 - 30\,\%$.

Fotomultiplicadoras devem ser guardadas no escuro quando não estão em uso. Além disto a exposição à luz ambiente pode ser desastrosa quando estão sendo usadas, pois um alto nível de iluminação leva a correntes no anodo que excedem os valores suportáveis e podem causar danos à estrutura da fotomultiplicadora. Um outro problema é a exposição a campos magnéticos, pois estes podem defletir os elétrons de sua trajetória e com isto causar a perda no ganho das fotomultiplicadoras. Até mesmo a influência do campo magnético da Terra é suficiente para alterar a trajetória dos elétrons uma vez que em média possuem uma energia muito baixa (da ordem de 100 eV de um dinodo para outro). Torna-se importante o uso de proteções magnéticas para prevenir alterações no ganho de uma fotomultiplicadora quando se pretende operá-las num campo magnético.

Procurou-se através deste teste investigar a estabilidade das fotomultiplicadoras.

O sistema de aquisição (figura 4.19) é semelhante ao do teste do protótipo, mas o *trigger* é dado por um pulsador que faz com que um LED pisque. Este LED emite luz verde para reproduzir a situação em os cabos de fibra transparente recebem luz verde das fibras WLS e a transporta até os fotodetetores.

O número de fotoelétrons (N_{pe}) e o ganho (G) foram calculados em relação a uma fotomultiplicadora de referência:

$$N_{pe} = \frac{(P_{dist} * ATT - P_{ped})^2}{(\sigma * ATT)^2}, \quad \sigma = \sqrt{\sigma_{dist}^2 - \sigma_{ped}^2}$$

onde P_{dist} e σ_{dist} são o pico e a largura da distribuição, P_{ped} e σ_{ped} são o pico e a largura do pedestal e ATT é o fator de atenuação [66] usado no sinal das fotomultiplicadoras de

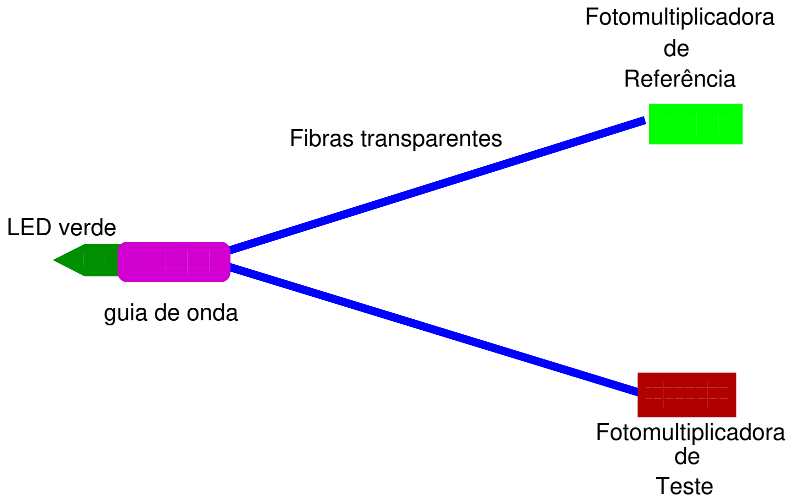


Figura 4.19: Esquema experimental usado no teste das fotomultiplicadoras dos Contadores de 40°.

teste para evitar a saturação do ADC, dado por:

$$ATT = 10^{\frac{x_{db}}{20}}, \quad x_{db} \text{ é a atenuação aplicada ao sinal em decibéis}$$

$$Ganho = \frac{(P_{dist} * ATT - P_{ped})}{N_{pe}}.$$

Foram testadas 44 fotomultiplicadoras. Os resultados (tabela 4.2) mostram que cada fotomultiplicadora apresenta um ganho específico, informação fundamental para a análise dos dados fornecidos por elas. A observação da estabilidade das fotomultiplicadoras é feita ao longo dos anos, desta forma estes dados foram armazenados para comparação com estudos a serem realizados nos próximos anos.

PM	N_{pe}	**Ganho**	**PM**	N_{pe}	**Ganho**
082	1.52	0.26	312	2.01	0.57
083	1.42	0.87	323	1.18	1.38
087	1.91	0.60	344	1.91	0.87
091	1.80	0.44	379	1.13	0.34
092	1.61	0.41	460	1.38	2.33
093	1.45	0.67	461	0.87	2.98
097	0.95	2.77	462	1.03	2.85
102	1.78	0.63	465	0.92	3.47
109	1.24	1.01	472	1.56	0.71
103	1.42	0.36	480	1.69	1.72
139	1.59	0.83	511	1.33	1.42
172	1.88	1.18	549	1.52	0.35
177	1.09	1.34	655	1.59	1.90
193	1.57	0.75	670	1.41	0.69
203	1.95	0.98	677	1.33	1.79
209	1.00	1.00	688	2.04	0.32
212	1.00	1.56	693	0.85	2.39
222	1.50	0.71	739	2.21	0.25
232	2.26	0.21	750	0.85	0.56
240	1.65	2.22	751	0.80	1.32
242	1.27	0.85	752	0.89	1.06
301	1.45	1.02	771	1.30	0.37

Tabela 4.2: Resultados

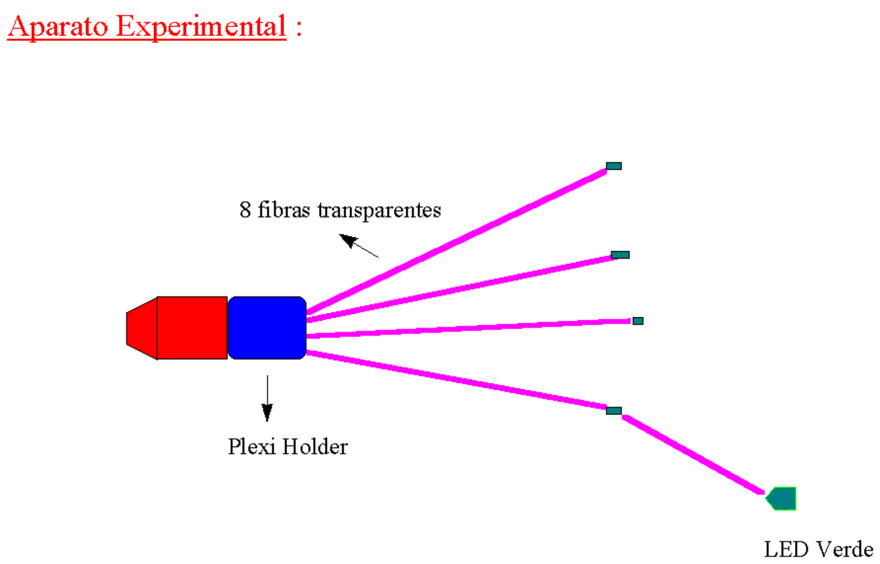


Figura 4.20: Esquema experimental usado no teste dos cabos de fibras óticas dos Contadores de 40°.

4.4.3 Teste dos Cabos de Fibras Óticas Usados nos Contadores de 40°

O objetivo deste teste é verificar a existência de algum cabo danificado medindo-se a transmissão de luz através dos mesmos.

Os cabos eram iluminados com luz verde, emitida por um LED. A aquisição (figura 4.20) é semelhante à do teste anterior. A figura 4.21 ilustra o espectro do ADC para um dos cabos testados.

Verificou-se que nenhum dos cabos estudados estava danificado.

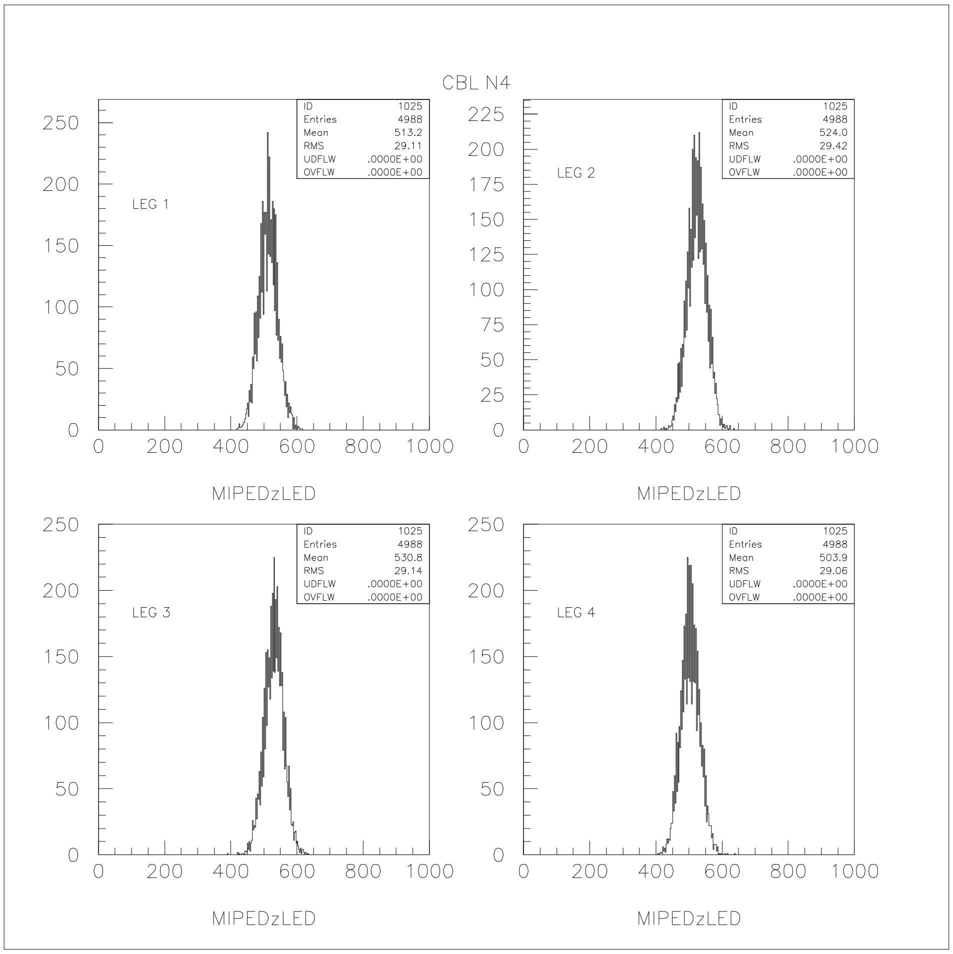


Figura 4.21: Espectros do ADC para um dos cabos testados.

4.5 Contadores de $90°$

Existe uma falha de 7.5 cm na região dos $90°$ em função da instalação de um anel para o criostato. Esta falha aponta diretamente para o ponto de interação. Desta forma partículas que saem nesta direção não são detetadas.

Os contadores de $90°$ cobrem esta região permitindo identificar se partículas escaparam por esta região. São compostos por chumbo e cintiladores. O sinal é tranportado por fibras WLS até as fotomultiplicadoras que se encontram fora do campo magnético.

4.6 Falhas em ϕ

As falhas existentes na direção ϕ e que apontam para o ponto de interação são provenientes da separação entre os módulos da HPC. O espaço existente entre a HPC e o criostato permite a instalação de contadores similares aos de $90°$. Mas para realizar esta instalação é necessária a retirada de módulos da HPC. Como ainda não foi possível realizar uma grande intervenção, para a instalação destes contadores, somente alguns foram instalados nas regiões críticas não cobertas pelo TOF (**T***ime* **O***f* **F***light scintillators*).

Capítulo 5

Análise dos Dados

A análise descrita neste capítulo usa os dados coletados no DELPHI nos anos de 1993, 1994 e 1995, para determinar a razão de ramificação do processo $\tau \to 3h\pi^{\circ}\nu_{\tau}$. A partir da amostra selecionada destes eventos, investiga-se a estrutura ressonante deste decaimento formada pelo méson ω. O decaimento $\pi^{\circ} \to \gamma\gamma$, ocorre com probabilidade de quase 100 %. Mas, nem sempre é possível identificar os dois fótons para a reconstrução do π°. Com o objetivo de aumentar a estatística, mantém-se na amostra os eventos em que somente um dos dois fótons, provenientes deste decaimento do π°, é identificado. Então, as topologias estudadas são:

$$h^{+}h^{-}h^{-}\pi^{\circ} \to \begin{cases} h^{+}h^{-}h^{-}\gamma\gamma \\ h^{+}h^{-}h^{-}\gamma \end{cases}$$

Os dados de 1994 foram todos coletados na energia de centro de massa correspondente ao máximo do pico de ressonância do Z°. Em 1993 e 1995 utilizou-se, além dos dados adquiridos no 'pico', os que foram tomados em energias em torno de 2 GeV abaixo e acima deste ponto.

As energias de centro de massa (E_{cm}) e as respectivas luminosidades integradas ($\mathcal{L}_{int}$)

	1993		1994		1995	
	E_{cm}	$\mathcal{L}_{int}$	E_{cm}	$\mathcal{L}_{int}$	E_{cm}	$\mathcal{L}_{int}$
P - 2	89.48	9.209			89.48	7.999
P	91.25	14.368	91.27	39.990	91.3	12.856
P + 2	93.08	9.563			93.02	8.282

Tabela 5.1: Energias de centro de massa e luminosidades integradas para os anos 1993, 1994 e 1995 usadas na seleção.

para o pico (P) e fora do pico (P $\pm$ 2) são dadas na tabela 5.1.

5.1 Cálculo da Razão de Ramificação

A determinação da razão de ramificação, Br($\tau \rightarrow X\nu_\tau$), onde X = $3h\pi^\circ$ pode ser feita usando-se a expressão:

$$\mathrm{Br}(\tau \rightarrow X\nu_\tau) = \frac{N_X(1 - f^{int}_{\tau\rightarrow X\nu_\tau} - f^{ext}_{\tau\rightarrow X\nu_\tau})/\varepsilon_{\tau\rightarrow X\nu_\tau}}{2N_{\tau^+\tau^-}(1 - f^{ext}_{\tau^+\tau^-})/\varepsilon_\tau} \tag{5.1}$$

onde N_X é o número de candidatos selecionados do decaimento $\tau \rightarrow X\nu_\tau$; $f^{int}_{\tau\rightarrow X\nu_\tau}$ é a fração de contaminação interna, composta por eventos de outros decaimentos do tau; $f^{ext}_{\tau\rightarrow X\nu_\tau}$ é a fração de contaminação externa, composta por processos que não sejam e^+e^- $\rightarrow \tau^+\tau^-$; $\varepsilon_{\tau\rightarrow X\nu_\tau}$ é a eficiência obtida na seleção do canal $\tau \rightarrow X\nu_\tau$; $N_{\tau^+\tau^-}$ é o número de candidatos a eventos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$; $f^{ext}_{\tau^+\tau^-}$ é a contaminação proveniente de outros processos contidos dentro da amostra de tau; ε_τ é a eficiência da seleção desta amostra.

Desta forma para realizar a seleção dos eventos desejados ($\tau^+\tau^-$ e $3h\pi^\circ$) será necessário eliminar aqueles que possam ser confundidos com estes processos. Isto é feito usando-se grandezas que permitem diferenciar os diversos processos, fazendo-se uso de cortes que

Número de Eventos Reais		
1993	1994	1995
156672	263681	144539

Tabela 5.2: Número de eventos existentes nas amostras iniciais de dados para os anos de 1993–1995.

	Número de Eventos Simulados		
Processos Físicos	1993	1994	1995
$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$	645614	1277491	726611
$e^+e^- \to e^+e^-$	amostra de 1994	118835	98455
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$	amostra de 1994	340421	219640
$e^+e^- \to q\bar{q}$	amostra de 1994	2459	amostra de 1994
$e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$	amostra de 1995	amostra de 1995	25088
$e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$	21792	amostra de 1993	amostra de 1993

Tabela 5.3: Número de eventos existentes nas amostras iniciais de dados simulados para os anos de 1993–1995.

procuram maximizar a eficiência da seleção do sinal.

As medidas das frações de contaminação e das eficiências são feitas usando-se dados simulados, desta forma é imprescindível um bom acordo entre os dados reais e o Monte Carlo.

As amostras iniciais de dados utilizadas, correspondem a aquelas que são identificadas como "candidatos leptônicos do decaimento do Z°". A tabela 5.2 apresenta o número de eventos existentes nestas amostras de dados reais e o número de eventos dos processos físicos simulados disponíveis são apresentados na tabela 5.3.

Como não havia amostras disponíveis, para cada ano, de todos os processos simulados, a amostra existente foi usada nos demais, como pode ser observado na tabela 5.3. Isto é uma boa aproximação, pois o detetor não apresentou mudanças significativas nestes três anos e além disso, são processos pouco significativos para esta análise devido ao tipo de topologia estudada e também devido ao uso de variáveis eficientes na rejeição destes processos.

5.2 Seleção de Eventos $\tau^+\tau^-$

O grupo que estuda a física do tau no DELPHI tem dois objetivos principais a determinação de razões de ramificação dos diversos decaimentos deste lépton e a medida do ângulo de Weinberg a partir da determinação da polarização. Para tornar coerente a comparação e a combinação dos resultados obtidos pelas diferentes análises procurou-se estudar e definir um critério de seleção padrão de pares $\tau^+\tau^-$ que maximizasse o sinal e introduzisse o menor erro sistemático nos resultados dos estudos citados acima. Mas devido à dificuldade de se obter um critério objetivo para a determinação do corte ideal que satisfaça simultaneamente todas as análises optou-se por manter um compromisso entre a maximização do sinal e a minimização dos erros sistemáticos. Fiz uso destes critérios na seleção a ser descrita, mas procurei investigar sua aplicabilidade para esta análise.

Os principais processos que podem ser confundidos com um evento típico de produção destes pares, através da aniquilação do par e^+e^-, são: $e^+e^- \to e^+e^-$, $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \to q\bar{q}$, $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$, deteção de raios cósmicos, interações do feixe com a parede do tubo e com o gás residual.

Um evento típico $\tau^+\tau^-$ possui baixa multiplicidade, pois o τ decai em 1, 3 ou 5 partículas carregadas. Estes eventos possuem baixo momento transverso com relação à direção de propagação do τ, pois a alta energia de cada τ limita o ângulo de abertura dos jatos de partículas resultantes de seu decaimento, o que faz com que estes jatos sejam colimados e pouco acolineares. Em cada decaimento do τ são produzidos um ou dois neutrinos, que não são detetados fazendo com que a energia total do evento seja menor do que a energia de centro de massa. As principais fontes de contaminação citadas acima também possuem assinaturas com características peculiares. O processo $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ é caracterizado por uma alta multiplicidade dos jatos de partículas (em média 20 traços carregados) provenientes da hadronização dos quarks e glúons produzidos. Estes jatos são menos colimados do que os produzidos pelo τ. A produção de pares de múons é observada no detetor como dois traços com alto momento, aproximadamente $2E_{feixe}$. Quando não ocorre a emissão de radiação no estado inicial ou final estes traços são colineares, pois o momento e a energia 'faltante' são desprezíveis. Além destas características, os eventos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ e $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, depositam uma grande quantidade de energia na HPC ($E_{tot} \simeq 2E_{feixe}$). Os eventos de dois fótons ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^+e^- f\bar{f}$), ocorrem quando o elétron e o pósitron emitem um fóton virtual cada um e estes interagem produzindo um par de férmions. O estado final caracteriza-se por jatos de partículas com baixo momento e energia e alto ângulo de acolinearidade [1]. Isto porque os elétrons e pósitrons transferem pouca energia para os férmions, desta forma são pouco desviados de sua trajetória, não sendo, normalmente, medidos. A característica marcante dos eventos de raios cósmicos é a distância máxima do ponto de interação, pois estes eventos não foram formados pela co-

[1] O ângulo de acolinearidade (θ_{acol}) é definido como, $\theta_{acol} = 180° - \theta_{12}$, sendo θ_{12} o ângulo entre o traço mais energético do hemisfério 1 e o do hemisfério 2.

lisão deste par e, portanto, só passariam próximo ao ponto de interação esporadicamente. As interações com o tubo do feixe ou com o gás residual, produzem eventos com energia de centro de massa e momento transverso bem baixos e ângulos pequenos. Algumas das características descritas acima dos processos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, $q\bar{q}$, $\mu^+\mu^-$, e^+e^-, $e^+e^-\gamma$ e evento de raio cósmico podem ser observadas na figura 5.1.

A seleção de um evento no qual o par $\tau^+\tau^-$ é produzido, é feita em três etapas, descritas a seguir.

5.2.1 Seleção leptônica

Nesta primeira etapa são usados critérios para rejeitar eventos hadrônicos, eventos de dois fótons, raios cósmicos, interações com a parede do tubo ou com o gás residual.

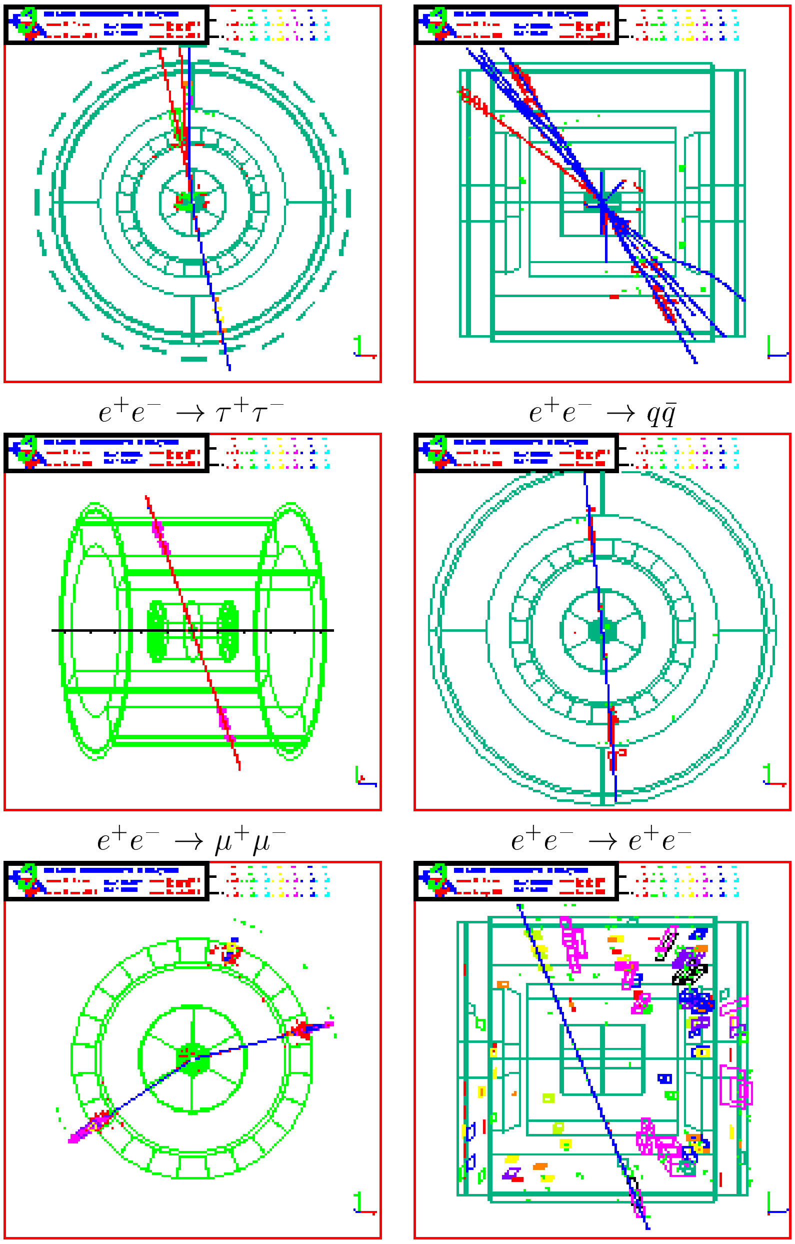
Para permitir a identificação do estado final de cada τ, divide-se os eventos em dois hemisférios, usando-se um plano perpendicular ao eixo do evento que é determinado pelo eixo de *thrust*, $\vec{n}$, definido como sendo o vetor que maximiza a relação:

$$T = max \frac{\sum_i \mid \vec{p_i} \cdot \vec{n} \mid}{\sum_i \mid \vec{p_i} \mid},$$

onde $\vec{p_i}$ é o vetor momento da partícula i e a soma é feita sobre todas as partículas do evento e T é o *thrust*.

Cada hemisfério corresponde a um τ produzido e deve possuir pelo menos um traço[2] carregado.

[2]Deste momento em diante a palavra traço será usada para se referir à trajetória de uma partícula que tenha sido bem reconstruída. Isto significa que a distância máxima do ponto de interação é de 5 cm, no plano $r\phi$, e 10 cm no eixo z. Além disto, a distância mínima radial entre o primeiro e o último ponto medido associado à trajetória é de 30 cm.



$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ $e^+e^- \to q\bar{q}$

$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ $e^+e^- \to e^+e^-$

$e^+e^- \to e^+e^-\gamma$ raio cósmico

Figura 5.1: Eventos de alguns dos processos estudados.

O primeiro conjunto de cortes é usado para rejeitar os eventos $e^+e^- \to q\bar{q}$ e $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$:

corte 1: $2 \leq N_{tr} \leq 6$

corte 2: $E_{vis} > 8\,\mathrm{GeV}$

corte 3: $\theta_{iso} \geq 160°$

onde N_{tr} é o número de traços do evento, E_{vis} é a energia total obtida somando-se os momentos das partículas carregadas com as energias eletromagnéticas neutras e θ_{iso} é o ângulo mínimo entre dois traços pertencentes a hemisférios opostos.

Para garantir uma boa resposta do detetor, exige-se que o evento esteja dentro da região do barril. Mas, como os eventos $\tau^+\tau^-$ são um pouco acolineares, pede-se que somente um dos taus esteja dentro desta região:

corte 4: $43° < \theta_i < 137°$

onde θ_i é a direção do traço mais energético, no hemisfério i. A comparação entre as distribuições dos dados reais e simulados, destas variáveis, podem ser vistas na figura 5.2. O desacordo é devido a ausência de determinados canais de contaminação não incluídos na simulação. A medida que os demais critérios são aplicados, a discrepância diminui.

O segundo conjunto, é usado para eliminar raios cósmicos, interações do feixe com a parede do tubo ou com o gás residual, exigindo-se que o traço mais energético de cada hemisfério venha de uma região restrita em torno do ponto de interação:

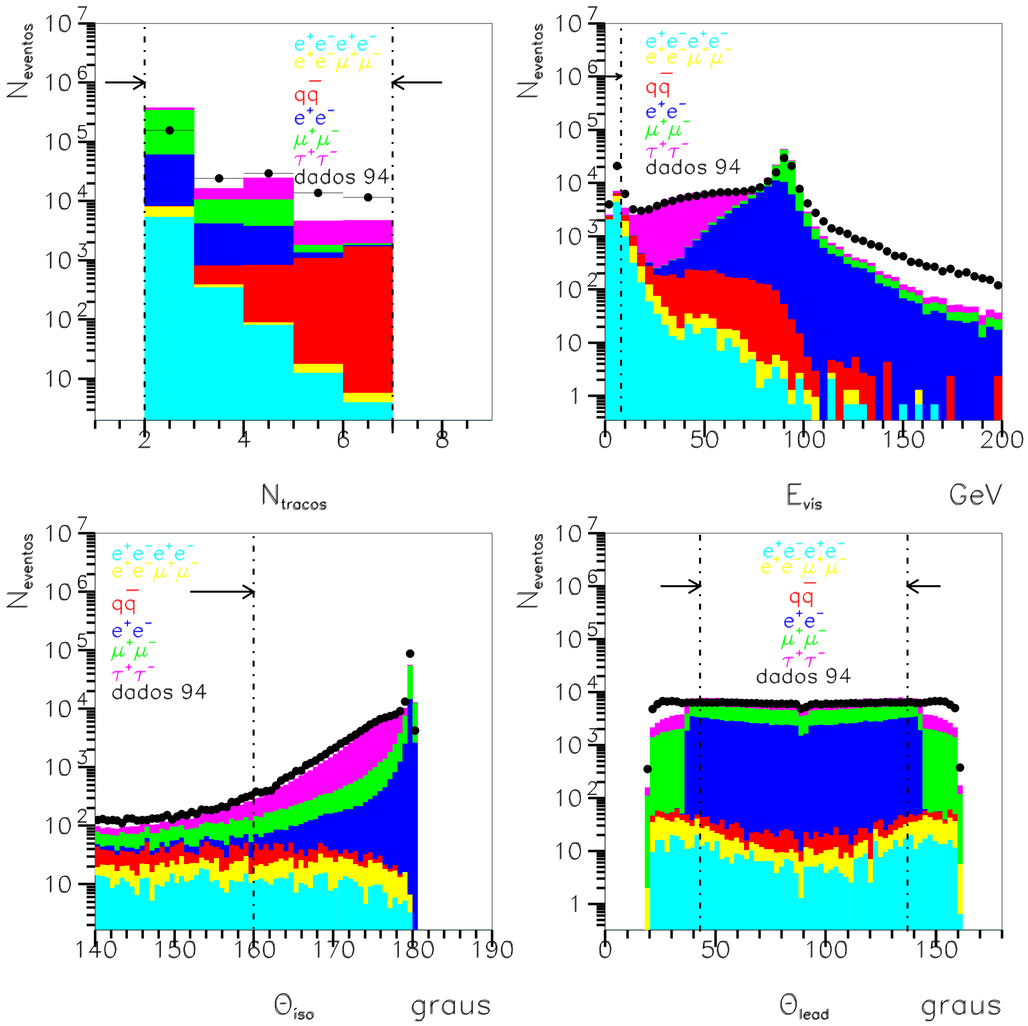


Figura 5.2: Distribuições dos cortes 1–4 da seleção leptônica. Os dados experimentais são representados por pontos e os vários processos simulados pelos histogramas. A legenda indica o processo físico simulado. Os cortes são aplicados de forma acumulativa, ou seja, os eventos da distribuição do ângulo de isolamento, θ_{iso}, passaram por todos os cortes anteriores (1 e 2), com exceção do corte nesta variável.

corte 5: $max\left(\mid z^1_{imp}\mid, \mid z^2_{imp}\mid\right) < 4.5\,\mathrm{cm}$

corte 6: $max\left(\mid r^1_{imp}\mid, \mid r^2_{imp}\mid\right) < 1.5\,\mathrm{cm}$

onde z^i_{imp} é a distância ao longo da direção do feixe do ponto mais próximo do traço i ao ponto de interação e r^i_{imp} é o parâmetro de impacto no plano $r\phi$. A figura 5.3 mostra as distribuições para estas variáveis para os eventos de dados reais e simulados, dos três anos, que foram aceitos até esta fase da seleção.

5.2.2 Seleção de τ

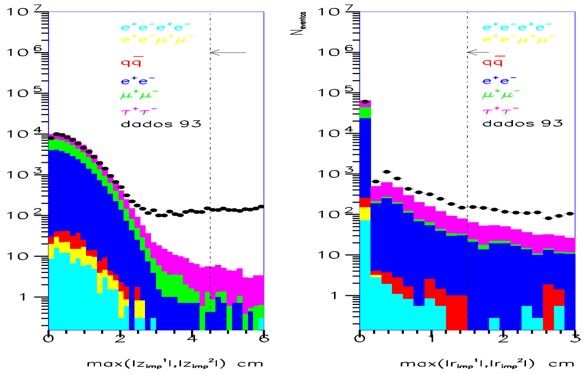
Para remover a contaminação proveniente dos eventos leptônicos, $e^+e^- \to e^+e^-$ e e^+e^- $\to \mu^+\mu^-$, é usado o corte:

corte 7: $P_{rad} < 1\,\mathrm{GeV/c}$,

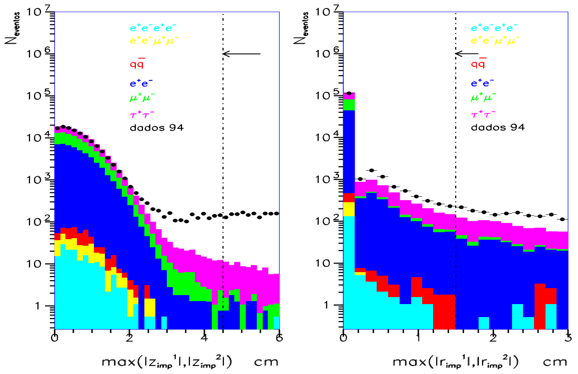
onde $P_{rad} = \sqrt{\vec{p_1}^{\,2} + \vec{p_2}^{\,2}}$, sendo $\vec{p_i}$ o momento do traço mais energético do hemisfério i, normalizado à energia do feixe. Um número significativo de estados finais e^+e^- não são rejeitados por este corte, como pode ser observado na figura 5.4. Isto ocorre porque muitos elétrons perdem energia por *bremstrahlung*. O corte 8 é aplicado, baseando-se no fato de que os elétrons e os fótons radiados por eles, depositam sua energia no calorímetro eletromagnético:

corte 8: $E_{rad} < 1\,\mathrm{GeV}$,

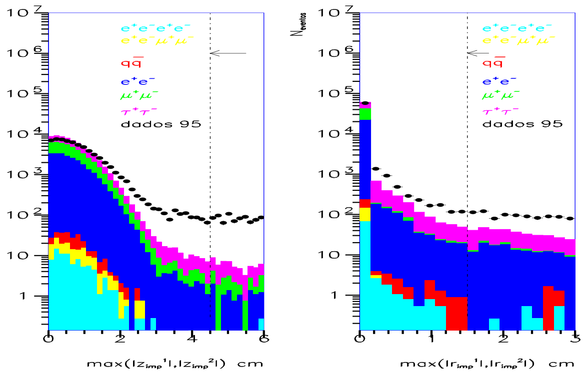
onde $E_{rad} = \sqrt{e_1^2 + e_2^2}$ e e_i é a energia eletromagnética depositada em um cone de 30° em torno do traço mais energético do hemisfério i, normalizada à energia do feixe.



(a)

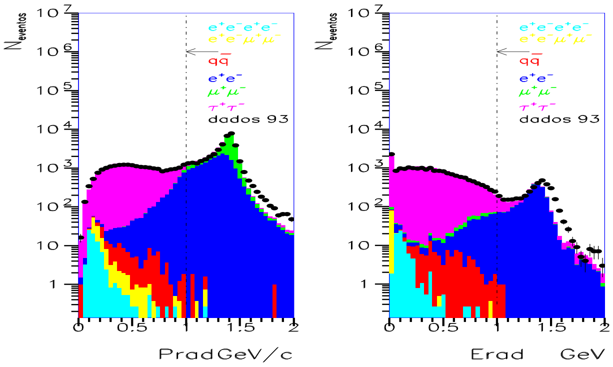


(b)

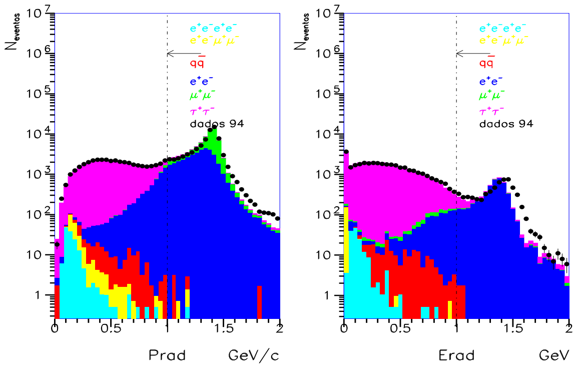


(c)

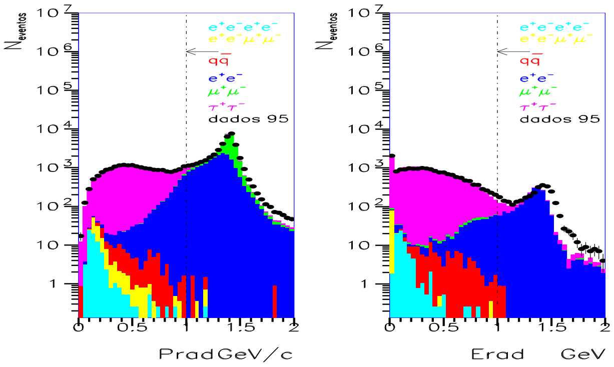
Figura 5.3: Distribuições dos cortes 5 e 6 da seleção leptônica para dados reais e simulados que não foram rejeitados até este ponto da seleção. Em (a) para 1993, (b) 1994, (c) 1995.



(a)



(b)



(c)

Figura 5.4: Distribuições dos cortes 7 e 8 da seleção $\tau\tau$ para rejeição de eventos $e^+e^- \to e^+e^-$ e $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$. Em (a) para 1993, (b) 1994 e (c) 1995.

Como pode ser observado nas figuras 5.3 e 5.4, as distribuições de variáveis dos três anos não apresentam diferenças significativas, assim de agora em diante, usarei somente os dados de 1994 para demonstrar os critérios utilizados.

5.2.3 Cortes adicionais para topologias 1-1

Após todos estes cortes, ainda existem raios cósmicos e eventos $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$. Como são, em sua maioria, processos com um traço em cada hemisfério (topologias 1-1), cortes adicionais são aplicados somente para este tipo de topologia:

corte 9: $\theta_{acol} > 0.5^\circ$

corte 10: $\mid z^1_{imp} - z^2_{imp} \mid < 3\,\mathrm{cm}$

corte 11: $\mid \vec{P_T} \mid > 0.4\,\mathrm{GeV}$

onde θ_{acol} é o ângulo de acolinearidade e $\vec{P_T}$ é a componente transversa, à direção do feixe, do momento total do evento.

Os resultados obtidos usando-se os dados dos anos de 1993, 1994 e 1995, são apresentados na tabela 5.4. As eficiências e as frações de contaminação foram determinadas usando-se os eventos simulados, a partir das seguintes expressões:

$$\varepsilon_\tau^{4\pi} = \frac{N^{mcsel}_{\tau^+\tau^-}}{N^{inicial}_{\tau^+\tau^-}}$$

$$f_X = \frac{N^{mcsel}_X}{N^{final}_{total}}$$

onde $N^{mcsel}_{\tau^+\tau^-}$ é o número de eventos $\tau^+\tau^-$ selecionados, no Monte Carlo de τ no final desta seleção , $N^{inicial}_{\tau^+\tau^-}$ é o número inicial destes eventos presentes na amostra de eventos simulados para este processo, fornecido na tabela 5.3. N^{mcsel}_X é o número de eventos selecionados do estado final X, no final da seleção e N^{final}_{total} é obtido somando-se os eventos

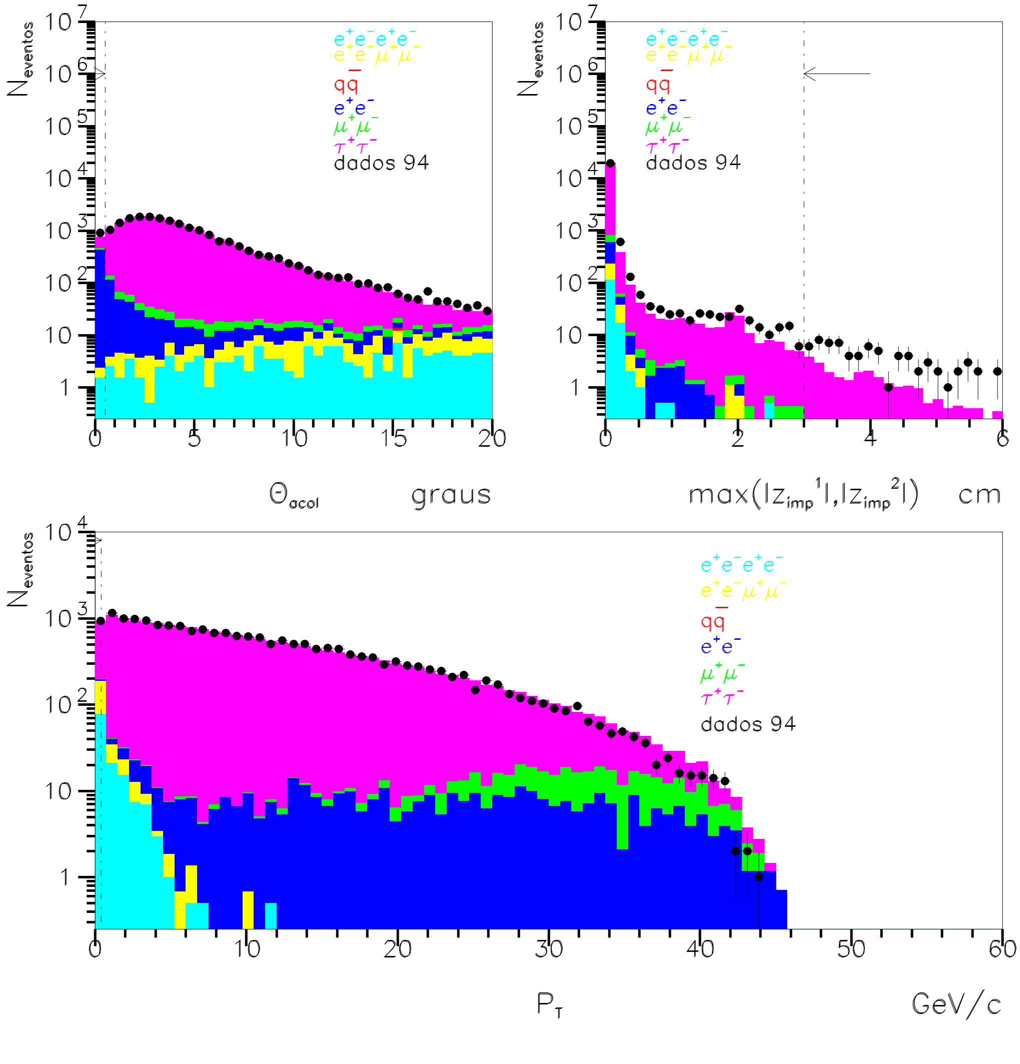


Figura 5.5: Distribuições dos critérios utilizados para eliminar eventos $e^+e^- \to e^+e^- f\bar{f}$ e raios cósmicos.

	1993	1994	1993
N_τ^{sel}	36580 $\pm$ 191	67990 $\pm$ 261	34070 $\pm$ 185
$\varepsilon_\tau^{4\pi}$ (%)	53.13 $\pm$ 0.06	53.05 $\pm$ 0.04	53.59 $\pm$ 0.06
N_τ^{corr}	66594 $\pm$ 357	123971 $\pm$ 487	61841 $\pm$ 342
	1993	1994	1993
contaminação	fração (%)		
$f_{e^+e^-}$	1.603 $\pm$ 0.021	1.604 $\pm$ 0.015	1.503 $\pm$ 0.019
$f_{\mu^+\mu^-}$	0.735 $\pm$ 0.014	0.736 $\pm$ 0.010	0.331 $\pm$ 0.009
$f_{e^+e^-e^+e^-}$	0.237 $\pm$ 0.008	0.238 $\pm$ 0.006	0.219 $\pm$ 0.007
$f_{e^+e^-\mu^+\mu^-}$	0.151 $\pm$ 0.006	0.151 $\pm$ 0.005	0.140 $\pm$ 0.006
$f_{q\bar{q}}$	0.542 $\pm$ 0.012	0.543 $\pm$ 0.009	0.540 $\pm$ 0.012
f_{total}^{ext}	3.268 $\pm$ 0.030	3.272 $\pm$ 0.021	2.733 $\pm$ 0.026

Tabela 5.4: Resultados da seleção $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$ para 1993, 1994 e 1995.

selecionados nas amostras de todos os canais de contaminação e o sinal ($\tau^+\tau^-$). E N_τ^{corr}, é obtido a partir da seguinte expressão:

$$N_\tau^{corr} = N_\tau^{sel}(1 - f_{total}^{ext})/\varepsilon_\tau^{4\pi}.$$

5.3 Seleção de eventos $\tau \to 3hn\pi^\circ, 3h\pi^\circ$

O critério utilizado para a seleção destes decaimentos multi-hadrônicos do τ é baseado numa boa reconstrução de traços carregados e identificação dos fótons provenientes do decaimento do π°. A maior parte dos cortes utilizados nesta seleção foram propostos em [55].

O ponto de partida para esta seleção é a realização de uma seleção leptônica similar à descrita na seção 5.2.1, realizando-se duas alterações. Introduz-se a ela um critério adicional e, além disso, em virtude da topologia estudada conter no mínimo 4 traços e no máximo 6, o corte 1 para a multiplicidade do evento é substituído por:

corte 1: $4 < N_{tr} < 6$

Este corte topológico elimina uma grande parte da contaminação externa (figura 5.6) e dos decaimentos do τ com apenas uma partícula carregada em cada hemisfério (topologia 1-1).

O critério adicional é utilizado para eliminar, principalmente, os eventos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$:

corte 7: $E_{elmg}^{evento} < 1.22 E_{feixe}$

onde E_{elmg}^{evento} é a energia eletromagnética total do evento e E_{feixe} é a energia do feixe.

A partir de agora os hemisférios serão estudados separadamente e a palavra evento passa a ser usada para fazer referência ao hemisfério de decaimento do τ em questão.

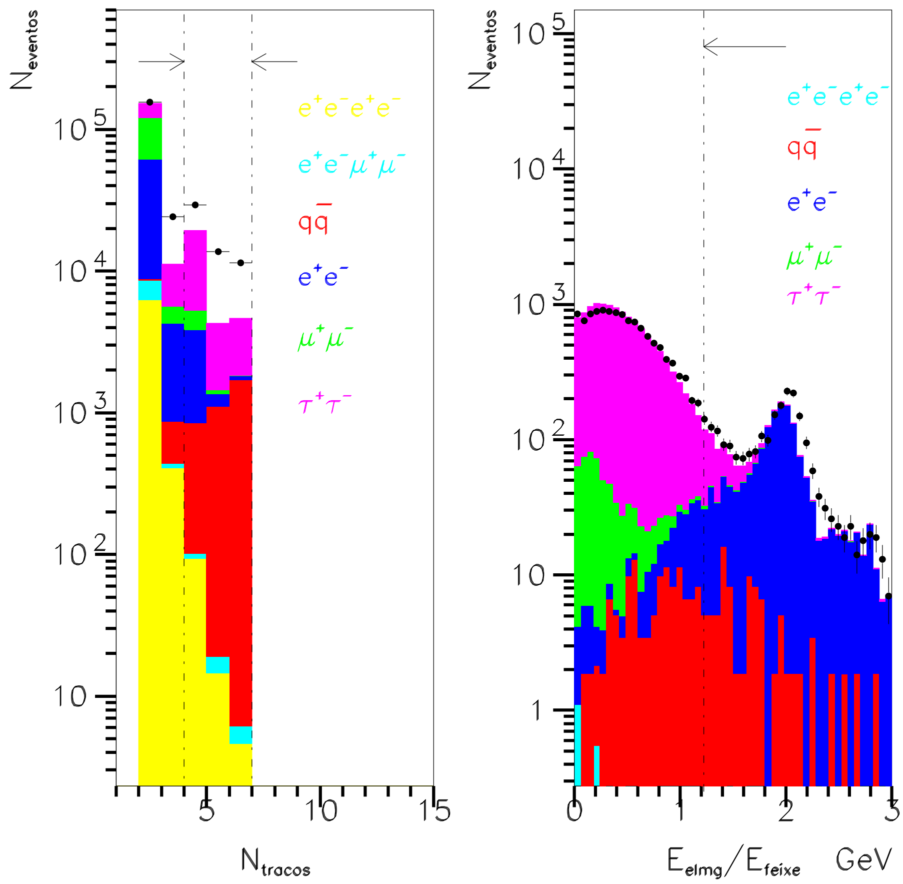


Figura 5.6: Comparação entre dados e Monte Carlo para a multiplicidade dos traços carregados (início da seleção leptônica usada para a obtenção dos eventos $3hn\pi^{\circ}, 3h\pi^{\circ}$) e energia eletromagnética do evento normalizada à energia do feixe (final desta seleção leptônica).

5.3.1 Seleção do modo $\tau \to 3hn\pi^\circ$, $n \geq 0$

A assinatura clara deste tipo de evento é a existência de três traços vindos da região de interação. A maior fonte de contaminação é proveniente de outros decaimentos do τ que apresentam uma topologia que não é a verdadeira. Isto acontece, principalmente, devido à conversão de fótons no par elétron-pósitron. Podemos citar, como exemplo, o decaimento $\tau \to e\bar{\nu}_e\nu_\tau\gamma$ que com a conversão passa a ter três traços e $\tau \to \rho\nu_\tau \to \pi\pi^\circ\nu_\tau$, onde um dos fótons do π° se converte ou, com menos frequência, quando ocorre o decaimento Dalitz, $\pi^\circ \to \gamma e^+e^-$.

O primeiro conjunto de cortes é destinado à rejeição de eventos mal reconstruídos:

corte 1: $N^i_{tr} = 3$

corte 2: $43^\circ < \theta_{3h} < 89^\circ$ ou $91^\circ < \theta_{3h} < 137^\circ$

corte 3: $\sum_{j=1}^{3} Q_j = \pm 1$

corte 4: $\frac{\Delta p_j}{p_j} < 100\,\%,\ \ j = 1, 3$

onde N^i_{tr} é o número de traços do hemisfério i, θ_{3h} é a direção da soma vetorial dos momentos, $\vec{p_j}$, das três partículas carregadas, $\frac{\Delta p_j}{p_j}$ é o erro relativo no momento de cada uma e Q_j é a carga elétrica. As distribuições para este conjunto de critérios podem ser vistas na figura 5.7.

Para remover os eventos hadrônicos ainda presentes na amostra, usa-se um corte no momento visível [3]:

[3] O momento visível é definido como a soma dos módulos dos momentos das três partículas carregadas.

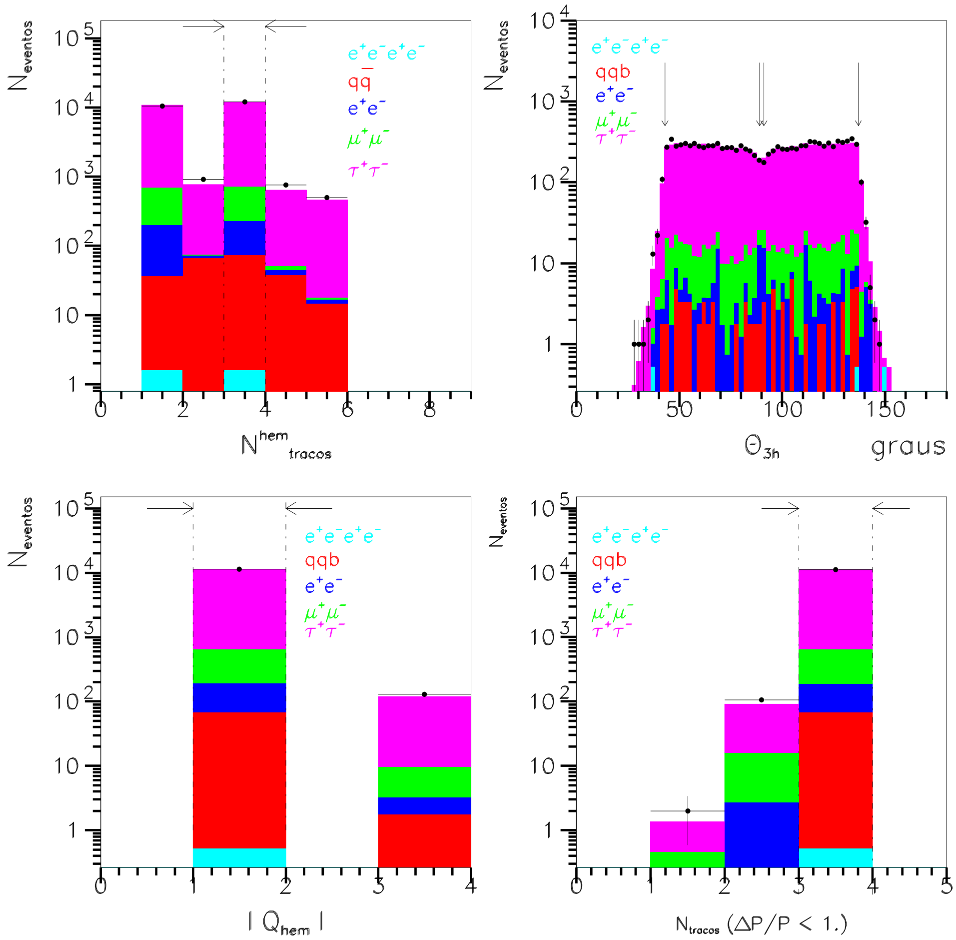


Figura 5.7: Distribuições dos cortes 1–4, da seleção $\tau \rightarrow 3hn\pi^{\circ}$, $n \geq 0$

corte 5: $P_{vis}^{3h} > \frac{1}{3}E_{feixe}$.

A maior parte das conversões de fótons, discutidas acima, são identificadas pelo ELEPHANT (veja seção 3.2.7) ou eliminadas pelo corte 1, mas ainda existe uma quantidade significativa destes eventos. Como a maioria destas conversões ocorrem após o detetor de vértices (VD), sua informação é usada para eliminar o que ainda existe destes eventos. Exige-se um número mínimo de traços com pelo menos dois pontos neste detetor, N_{tr}^{VD}:

corte 6: $N_{tr}^{VD} \geq 2$.

Como o sistema hadrônico é produto do decaimento do τ, exige-se que a massa invariante dos três hádrons seja menor do que 2 GeV/c^2 ($m_\tau \simeq 1.78\, GeV/c^2$). Isto assegura uma boa reconstrução e praticamente não altera o sinal:

corte 7: $m_{3h} < 2\, GeV/c^2$.

Os múons ainda presentes na amostra são rejeitados exigindo-se que nenhum dos traços do evento tenha sido identificado como padrão (N_μ). Esta informação é dada pelo pacote de identificação de múons, MUFLAG (seção 3.2.7):

corte 8: $N_\mu = 0$

As distribuições para os cortes 5–8 encontram-se na figura 5.8.

Observa-se que existe um desacordo, entre os dados e o Monte Carlo, para a distribuição do número de traços com pelo menos dois pontos medidos no VD, N_{tr}^{VD}. Este desacordo levará a um fator de correção a ser determinado na seção 5.4.

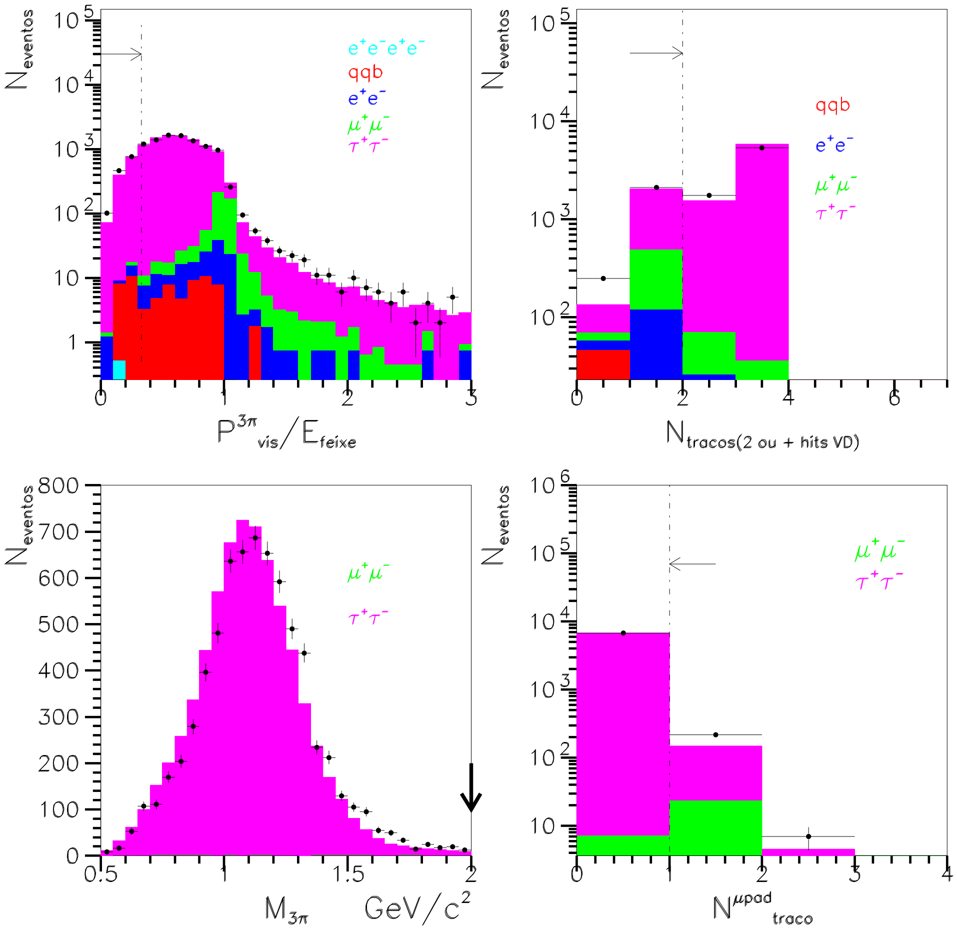


Figura 5.8: Distribuições dos cortes 5–8, da seleção $\tau \to 3hn\pi^{\circ}$, $n \geq 0$. Observa-se um desacordo entre dados reais e simulados, para o corte no número de traços com pelo menos dois pontos medidos no detetor de vértices (VD). Este desacordo será discutido na apresentação dos resultados (seção 5.4). Além disso, observa-se também que a contaminação externa é praticamente nula no final da seleção (N_{μ}).

5.3.2 Seleção de eventos $3h\pi^\circ$

A partir da amostra selecionada pelos critérios descritos acima, a obtenção destes eventos é feita identificando-se fótons para a reconstrução do π°.

Identificação de Fótons

O principal detetor usado para a identificação de fótons [73] é a HPC. Um fóton entrando neste detetor provoca um chuveiro eletromagnético e a partir do padrão deste chuveiro pode ser identificado. Entretanto, devido a quantidade de material existente antes da HPC (tubo do feixe, VD, ID, parede interna e externa da TPC, RICH e OD), muitos fótons são convertidos antes de chegarem até este calorímetro, sendo portanto reconstruídos a partir da deteção do par e^+e^- produzidos na conversão. Os fótons que convertem antes ou na parede interna da TPC são reconstruídos usando-se traços observados nesta câmara. Aqueles que convertem na parede externa ou após esta câmara são separados pelo campo magnético antes de atingirem o calorímetro eletromagnético. Isto provoca dois problemas para o padrão de reconhecimento de neutros, pois um único fóton pode produzir dois chuveiros na HPC, cada um proveniente de uma das partículas do par e^+e^-, ou pode produzir um único chuveiro, mas que se estende na direção azimutal, tornando-se parecido com o chuveiro causado por um fóton que não tenha sofrido conversão. Desta forma, os dois casos podem levar a uma identificação equivocada do π°.

Um algorítmo foi usado para a reconstrução destes fótons a partir de segmentos de traços do OD. Um elemento de traço deste detetor com uma resolução da ordem de 1 mrad em ϕ, forneceu uma identificação do sinal da carga da partícula sem ambiguidades

código	classificação
1,11,61	chuveiros neutros na HPC
21,23,24	chuveiros de fótons convertidos antes da TPC
50,51,53	chuveiros de fótons convertidos após a TPC
101	chuveiros identificados como causados por um π°

Tabela 5.5: Códigos de 'fótons bons' de acordo com a classificação dada pelo PXPHOT.

em toda a faixa de momentos, caso esta partícula tivesse sido criada a mais de 50 cm deste detetor. Caso houvesse dois destes TE com cargas opostas no OD, não associados a traços de partículas reconstruídos na HPC, o algorítmo assumia que estes elementos eram produzidos por um ponto comum de conversão em um par e^+e^-. Se este ponto comum fosse compatível com a estrutura do material fornecido pela TPC e pelo RICH, e se os TE do OD fossem compatíveis no ângulo polar, então eram identificados como um fóton. Existem, portanto, diferentes classes de fótons, de acordo com a reconstrução realizada. Nesta análise, usamos apenas aqueles que são identificados como 'fótons bons' (veja tabela 5.5) segundo os códigos fornecidos pelo PXPHOT (seção 3.2.7).

Reconstrução do π°

Uma vez que os fótons foram identificados, o π° pode ser reconstruído a partir da massa invariante de dois fótons, $E_{\pi^{\circ}} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$:

$$\begin{aligned} m^2_{\pi^{\circ}} &= E^2_{\pi^{\circ}} - \vec{p}^2 \\ &= (E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2 - (\vec{p}_{\gamma_1} + \vec{p}_{\gamma_2})^2 \\ &= 2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - cos\,\theta_{12}). \end{aligned}$$

Usando a identidade $2sin^2\left(\frac{\theta_{12}}{2}\right) = (1 - cos\,\theta_{12})$, temos:

$$m_{\pi^{\circ}} = \sqrt{4E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}sin^2\left(\frac{\theta_{12}}{2}\right)} \tag{5.2}$$

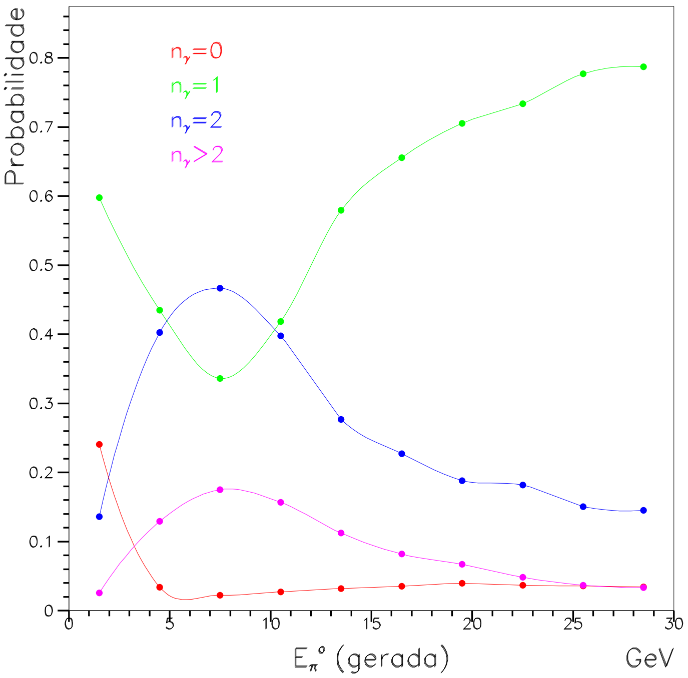


Figura 5.9: Probabilidade para a multiplicidade dos neutros em função da energia gerada do $\pi°$. Os pontos são obtidos contando-se o número de fótons reconstruídos após a passagem do eventos gerados pelo DELSIM. As curvas somente unem os pontos.

Para as energias disponíveis no LEP, $E_{\pi^\circ} \gg m_{\pi^\circ}$. Assim, devido ao 'boost' de Lorentz, θ_{12} é muito pequeno. Isto implica que a partir de uma determinada energia, os dois fótons produzem um único chuveiro na HPC. Para entender como um π° aparece no detetor, vamos observar a figura 5.9 que mostra a fração de neutros reconstruídos em função da energia gerada do π°, E_{π°. Nota-se que até 4 GeV, os eventos com um fóton são dominantes. Isto ocorre porque a energia de um dos fótons pode estar abaixo do limiar de energia utilizado para a reconstrução. Entre $5 - 10$ GeV, é alta a eficiência na identificação dos eventos com dois neutros. Acima de 10 GeV, tendem a ficar muito próximos e o calorímetro eletromagnético os identifica como um único chuveiro neutro. Eventos com nenhum neutro correspondem, provavelmente, a π° que tenham caído nas regiões insensíveis do detetor e eventos com muitos fótons correspondem a chuveiros secundários causados por conversões no material.

Desta forma os candidatos a π° foram divididos nas seguintes classes:

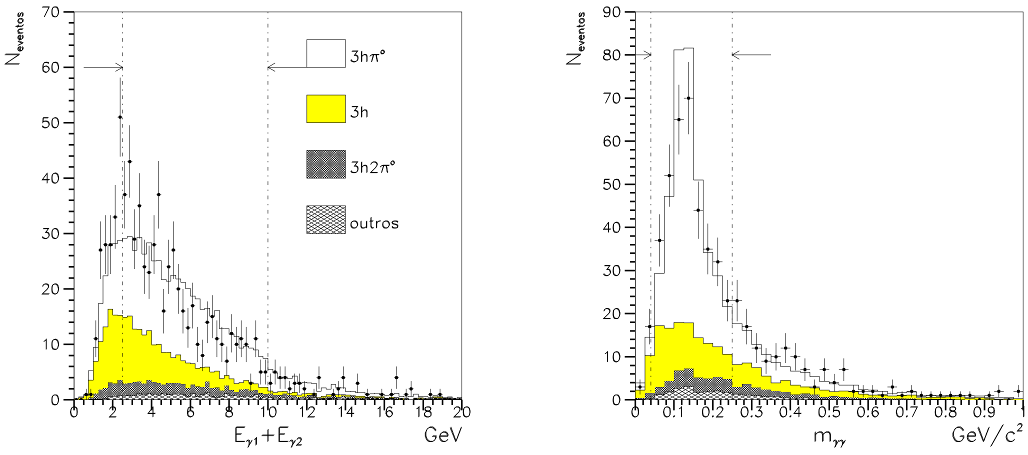
- **Eventos com dois fótons reconstruídos:** para serem aceitos (veja figura 5.10) deveriam possuir energia total $(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})$ no intervalo:

  $$2.5 < (E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}) < 10\,\mathrm{GeV}$$

  e massa invariante

  $$0.04 < m_{\gamma\gamma} < 0.25\,\mathrm{GeV/c^2}.$$

  Caso $(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}) > 10$ GeV e se o fóton de maior energia, E_{γ_1}, tivesse mais do que 85 % da energia total, o segundo fóton não era aceito, pois foi gerado, provavelmente,



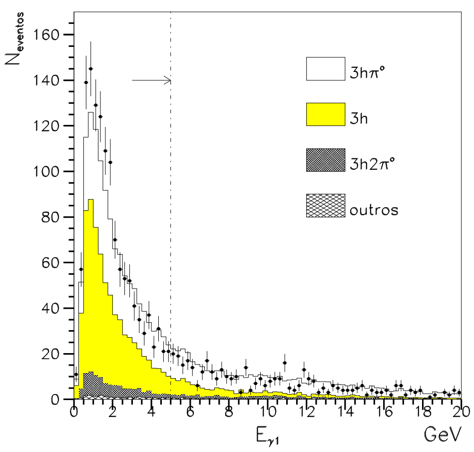
(a) (b)

Figura 5.10: (a) Energia total de eventos com dois fótons. (b) Massa invariante dos dois fótons reconstruídos. A legenda usada em (a) mostra o sinal $3h\pi^\circ$ e as contaminações internas. Esta legenda é válida em (b).

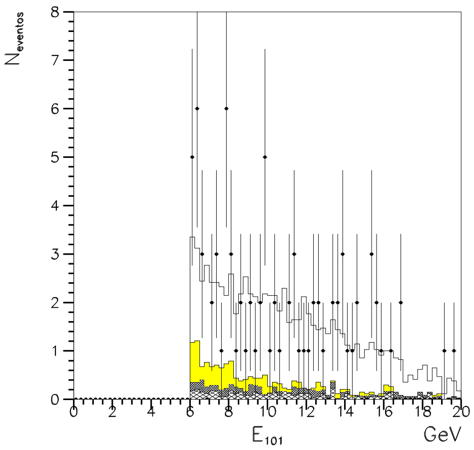
por uma interação hadrônica de um píon carregado ou era um chuveiro secundário que fazia parte do primeiro. Assim, o π° foi reconstruído, neste caso, a partir de um único fóton.

- **Eventos com um fóton:** deveriam possuir energia maior que 5 GeV, exceto quando possuíam o código 101 [4]. A figura 5.11 mostra as distribuições de energia para eventos com um fóton identificado e para eventos com partículas identificadas como π° pelo ELEPHANT. Como são eventos com um fóton, a massa invariante do π° é imposta.

[4] Eventos cujos fótons foram, realmente, identificados como sendo um π°.



(a)



(b)

Figura 5.11: (a) Energia neutra para eventos com um fóton. (b) Energia das partículas identificadas como π° pelo ELEPHANT. A legenda usada em (a) é válida em (b).

Para todos estes candidatos, alguns cortes adicionais foram aplicados para eliminar eventos mal reconstruídos, eventos fora da região do barril ou dentro da região insensível, $\theta = 90°$. Os cortes usados foram:

- $43° < \theta_{\pi^{\circ}} < 89°$ ou $91° < \theta_{\pi^{\circ}} < 137°$, onde $\theta_{\pi^{\circ}}$ é a direção do π°.
- $\vartheta < 30°$, onde ϑ é o ângulo entre o traço mais energético do hemisfério e o π°.
- $43° < \theta_{3h\pi^{\circ}} < 89°$ ou $91° < \theta_{3h\pi^{\circ}} < 137°$, $\theta_{3h\pi^{\circ}}$ é a direção da soma vetorial dos momentos dos três hádrons e do π°.

As distribuições referentes a estas variáveis podem ser observadas na figura 5.12.

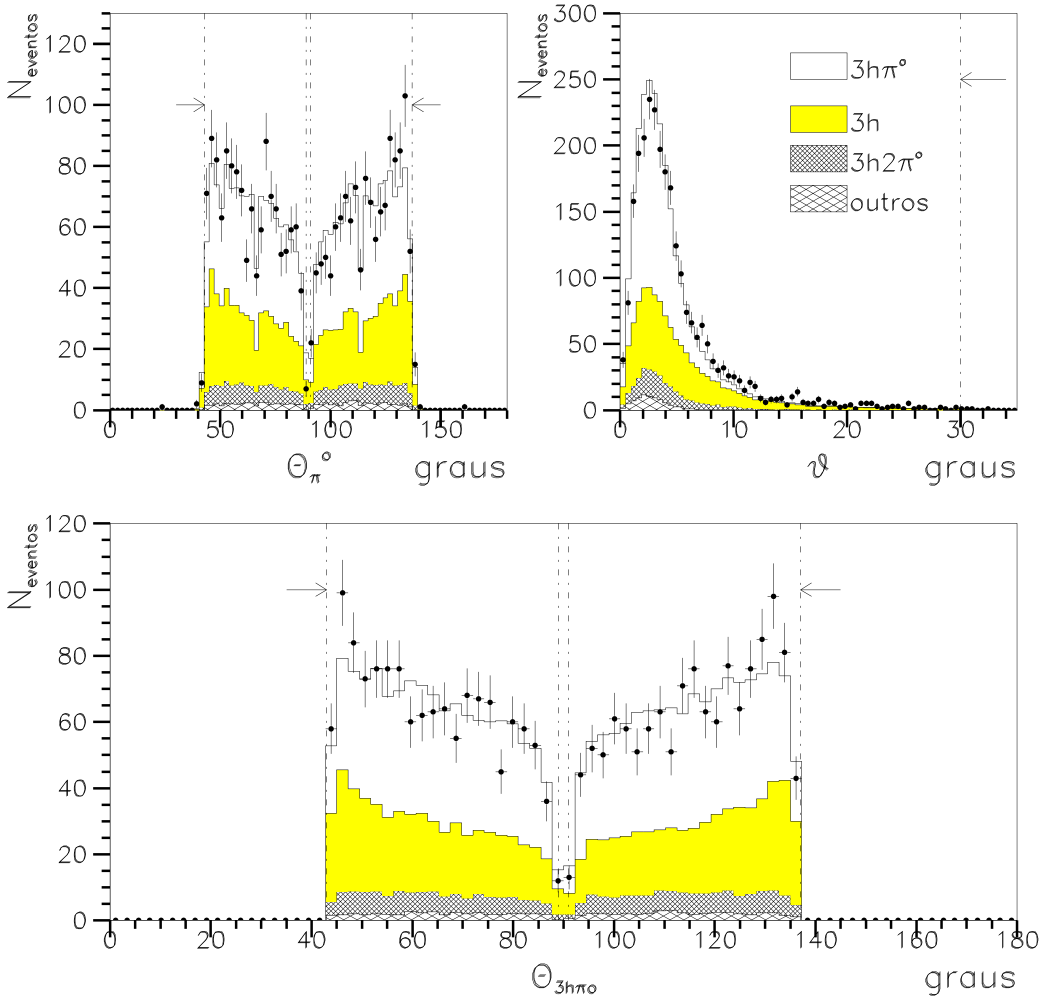


Figura 5.12: (a) Direção do π° reconstruído. (b) Ângulo entre o π° e os traço mais energético do hemisfério. (c) Direção dos dos três hádrons e o π°. A legenda indicada em (b) é válida para as três distribuições.

	1993	1994	1995
$N^{sel}_{3h\pi^\circ}$	551 $\pm$ 23	910 $\pm$ 30	504 $\pm$ 22
$\varepsilon^{4\pi}_{\tau}$ %	11.32 $\pm$ 0.12	11.14 $\pm$ 0.08	11.46 $\pm$ 0.11
	1993	1994	1995
contaminação	fração (%)		
f^{int}_{ρ}	3.138 $\pm$ 0.028	3.633 $\pm$ 0.023	4.012 $\pm$ 0.033
$f^{int}_{a_1\to\pi\pi^\circ}$	1.708 $\pm$ 0.015	2.253 $\pm$ 0.015	2.516 $\pm$ 0.021
$f^{int}_{a_1\to\pi\pi\pi}$	21.466 $\pm$ 0.172	19.752 $\pm$ 0.115	19.158 $\pm$ 0.147
$f^{int}_{3\pi2\pi^\circ}$	4.076 $\pm$ 0.036	4.515 $\pm$ 0.029	4.622 $\pm$ 0.038
$f^{int}_{2\pi K}$	0.875 $\pm$ 0.008	0.683 $\pm$ 0.004	0.745 $\pm$ 0.006
$f^{int}_{\pi 2K}$	0.568 $\pm$ 0.005	0.474 $\pm$ 0.003	0.441 $\pm$ 0.004
f^{int}_{outros}	1.513 $\pm$ 0.014	1.713 $\pm$ 0.011	1.773 $\pm$ 0.015
f^{int}_{total}	33.345 $\pm$ 0.426	33.023 $\pm$ 0.306	33.268 $\pm$ 0.401
f^{ext}_{total}	0.131 $\pm$ 0.001	0.131 $\pm$ 0.001	0.0724 $\pm$ 0.001

Tabela 5.6: Resultados da seleção $\tau \to 3h\pi^\circ$ para 1993, 1994 e 1995.

5.4 Resultados da seleção

No final da seleção descrita, obtivemos amostras compostas por 551 ± 23, 910 ± 30, 504 ± 22 candidatos a $3h\pi^\circ$ para os anos de 1993, 1994 e 1995. A determinação das frações de contaminação fornecidas na tabela 5.6 dependem dos modos de decaimento e das razões de ramificação utilizados no KORALZ. Mas, as razões de ramificação para os decaimentos exclusivos, usados neste gerador do τ, não correspondem, exatamente, aos valores do PDG. Isto ocorre porque no Monte Carlo a soma das razões de todos os decaimentos deve ser igual a 100 %, o que não ocorre com os valores do PDG que são recalculados para se ajustarem às razões de ramificação topológicas. Na tabela 5.7 é feita uma comparação entre os valores utilizados no KORALZ e os do PDG. Como pode ser observado, existe uma significativa diferença entre estes valores para $\tau \to a_1\nu_\tau$, que é a

Modo de Decaimento do τ	Razão de Ramificação (%)	
	KORALZ	PDG
$e\bar{\nu}_e$	17.94	17.83
$\mu\bar{\nu}_\mu$	17.45	17.35
π	11.26	11.31
$\rho \to \pi\pi^\circ$	24.54	25.24
a_1	16.60	18.15
K	0.73	0.71
K^*	1.26	1.28
$3h\pi^\circ$	5.45	4.44
$\pi\pi^\circ$	1.08	—
$3\pi 2\pi^\circ$	0.48	0.51
$5\pi(ex.K^\circ)$	0.07	0.075
$5\pi\pi^\circ\,(ex.K^\circ)$	0.02	0.019
$3\pi 3\pi^\circ$	0.09	—
$2K\pi$	0.13	0.22
$\pi K^\circ \bar{K}^\circ$	0.13	0.10
$K\pi^\circ K^\circ$	0.13	—
$K2\pi^\circ\,(ex.K^\circ)$	0.08	0.08
$2\pi K$	0.34	—
$\pi\pi^\circ \bar{K}^\circ$	0.39	0.41
$\eta\pi\pi^\circ$	0.17	0.17
$\pi\pi^\circ\gamma$	0.14	—
KK°	0.28	—

Tabela 5.7: Modos de decaimento $\tau \to X\nu_\tau$ com os respectivos valores usados para as razões de ramificação no KORALZ e os fornecidos pelo PDG.

principal fonte de contaminação e também para o sinal, $\tau \to 3h\pi^\circ$, o que é uma fonte de erro para os resultados obtidos. Além disso, em virtude da discrepância observada entre dados reais e simulados, no corte 6 (N_{tr}^{VD}), da seleção $3hn\pi^\circ$, corrigiu-se as eficiências apresentadas na tabela 5.6. Os fatores usados em cada ano foram:

$$\boxed{\begin{array}{l} 93\text{: } f_{93} = 0.9820 \\ 94\text{: } f_{94} = 0.9702 \\ 95\text{: } f_{95} = 0.9644 \end{array}}$$

Com uma eficiência da ordem de 11 %, uma contaminação interna de aproximadamente 33 %, cuja principal contribuição vem do decaimento $\tau \to a_1\nu_\tau \to \pi\pi\pi\nu_\tau$, e uma contaminação externa praticamente inexistente, podemos inserir na expressão 5.1 os resultados obtidos até aqui para determinar a razão de ramificação do decaimento $\tau \to 3h\pi^\circ$, para cada ano:

$$\boxed{\begin{array}{l} Br^{1993}(\tau \to 3h\pi^\circ) = (4.86 \pm .22)\,\% \\ Br^{1994}(\tau \to 3h\pi^\circ) = (4.40 \pm .15)\,\% \\ Br^{1995}(\tau \to 3h\pi^\circ) = (4.75 \pm .22)\,\% \end{array}}$$

Combinando-se estes resultados obtemos:

$$\boxed{Br(\tau \to 3h\pi^\circ) = (4.59 \pm 0.11)\,\%}$$

5.4.1 Erros Sistemáticos

O erro sistemático introduzido pelos critérios de seleção foi estimado variando-se cada corte utilizado dentro de uma faixa aceitável no que diz respeito ao acordo existente entre dados reais e simulados e ao objetivo do corte. Para cada variação realizada, o valor da razão de ramificação era calculado. A estimativa foi feita calculando-se o desvio destes valores em relação ao valor obtido com os cortes nominais. A maior contribuição é fornecida

Fonte de Erro	Desvio (%)
Restrição do barril	0.02
Rejeição de contaminação	0.02
Reconstrução do π°	0.06
Total	0.07

Tabela 5.8: Estimativas dos erros sistemáticos introduzidos pelos critérios de seleção na medida da razão de ramificação do decaimento $\tau \to 3h\pi^\circ$.

pelos cortes usados na reconstrução do π°, onde o acordo entre os dados simulados e experimentais não é bom. A tabela 5.8 apresenta os erros sistemáticos estimados nas diferentes etapas da seleção e o valor final obtido combinando-os em quadratura.

O resultado final para esta razão de ramificação é:

$$\boxed{Br(\tau \to 3h\pi^\circ) = (4.59 \pm 0.11_{est} \pm 0.07_{sist})\,\%}$$

5.5 Estudo do canal $\tau \to \omega\pi\nu_\tau$

Após a obtenção da amostra do processo, $\tau \to 3h\pi^\circ$, investiga-se a existência de uma estrutura ressonante que seja formada pelo ω. O ω é reconstruído a partir de seu decaimento dominante, $\omega \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$, com $Br = (88.8 \pm 0.7)\,\%$, calculando-se a massa invariante deste sistema. Como no estado final existem dois píons com carga de mesmo sinal, temos uma ambiguidade para a determinação da massa. Para resolver este problema fizemos o uso do 'DALITZ plot' [2, 75].

5.5.1 Dalitz plot

O Dalitz é um limite cinemático imposto pelo espaço de fase do sistema de 3 partículas. Sua forma mais usual [5] é em função do quadrado da massa invariante de pares de píons:

$$\boxed{d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3 32 M^3} |\mathcal{M}(E_1, E_2)|^2 dm_{13}^2 dm_{23}^2} \tag{5.3}$$

onde 1, 2 e 3 são índices que representam os três píons; $\mathcal{M}$ é a amplitude do decaimento; m_{ij} são as massas invariantes de pares de píons e M é a massa do ω. Desta forma, a densidade de pontos dentro do Dalitz, é proporcional ao quadrado do elemento de matriz.

A região cinemática é dada por:

$$E_3^2 = m_3^2 + (\vec{p_1} + \vec{p_2})^2 = m_3^2 + 2 \mid \vec{p_1} \mid\mid \vec{p_2} \mid cos\, \theta_{12} + \vec{p_1}^{\,2} + \vec{p_2}^{\,2}$$

$$\boxed{\begin{array}{c} E^2 - 2EE_1 - 2EE_2 + 2E_1E_2 = m_3^2 - m_1^2 - m_2^2 + 2(E_1^2 - m_1^2)^{1/2}(E_2^2 - m_2^2)^{1/2} cos\, \theta_{12} \\ \text{para } cos\, \theta_{12} = \pm 1. \end{array}}$$

onde E_j e $\vec{p_j}$ são a energia e momento do píon j; E é a energia total; θ_{12} é o ângulo entre os píons 1 e 2.

Para um dado valor de m_{13}^2, os limites de m_{23}^2 são dados por:

$$\begin{aligned} (m_{23}^2)_{max} &= (E_2 + E_3)^2 - (\sqrt{E_2^2 - m_2^2} - \sqrt{E_3^2 - m_3^2})^2 \quad \overrightarrow{p}_{\mathbf{2}}, \overrightarrow{p}_{\mathbf{3}} \text{ antiparalelos} \\ (m_{23}^2)_{min} &= (E_2 + E_3)^2 - (\sqrt{E_2^2 - m_2^2} + \sqrt{E_3^2 - m_3^2})^2 \quad \overrightarrow{p}_{\mathbf{2}}, \overrightarrow{p}_{\mathbf{3}} \text{ paralelos} \end{aligned}$$

Então, para resolver a ambiguidade, é usada a combinação que corresponde a um evento dentro da região cinemática, como pode ser observado na figura 5.13. Quando

[5] Um cálculo mais detalhado é feito no apêndice A.

as duas combinações caem dentro desta região, cerca de 4 % dos eventos, sorteia-se uma delas.

A massa invariante do sistema $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ obtida a partir dos candidados provenientes de eventos com 1 fóton e com 2 fótons reconstruídos pode ser observada nas figuras 5.14 a e 5.14 b. A figura 5.19 exibe a distribuição total obtida somando-se estas duas contribuições. Estas distribuições exibem um sinal claro correspondente ao méson ω.

A melhor função de ajuste para esta distribuição total é a soma de duas Gaussianas, uma para o sinal e a outra para a contaminação, embora o ω seja descrito por uma *Breit-Wigner* com aproximadamente 8 MeV de largura. Isto ocorre porque a resolução experimental na reconstrução da massa invariante, por ser muito maior do que esta largura, domina o efeito do decaimento descrito pela *Breit-Wigner*.

O ajuste fornece:

$$
\begin{aligned}
N^{\omega}_{cand} &= 463 \pm 43 \\
m_\omega &= (0.759 \pm 0.005)\,\mathrm{GeV/c^2} \\
\Gamma &= (0.06 \pm 0.01)\,\mathrm{GeV/c^2} \\
\chi^2 &= 1.7/\text{grau de liberdade}
\end{aligned}
$$

onde N^{ω}_{cand}, m_ω e Γ são o número de candidatos, a massa e a meia largura a meia altura da Gaussiana do sinal.

O ajuste pode ser visto na figura 5.15 onde os pontos são os dados e a figura 5.16 exibe um evento selecionado, como candidato a ω, na seleção descrita acima.

Como citado na seção 3.2.8, os modos de decaimento do τ nas ressonâncias ρ e ω não possuem uma variável específica dentro do KORALZ. Assim, o estudo detalhado do sinal esperado para o processo de decaimento $\tau \to \omega\pi$, usando-se eventos simulados, não foi possível. A única informação disponível, a nível de simulação, era o sinal desta ressonância

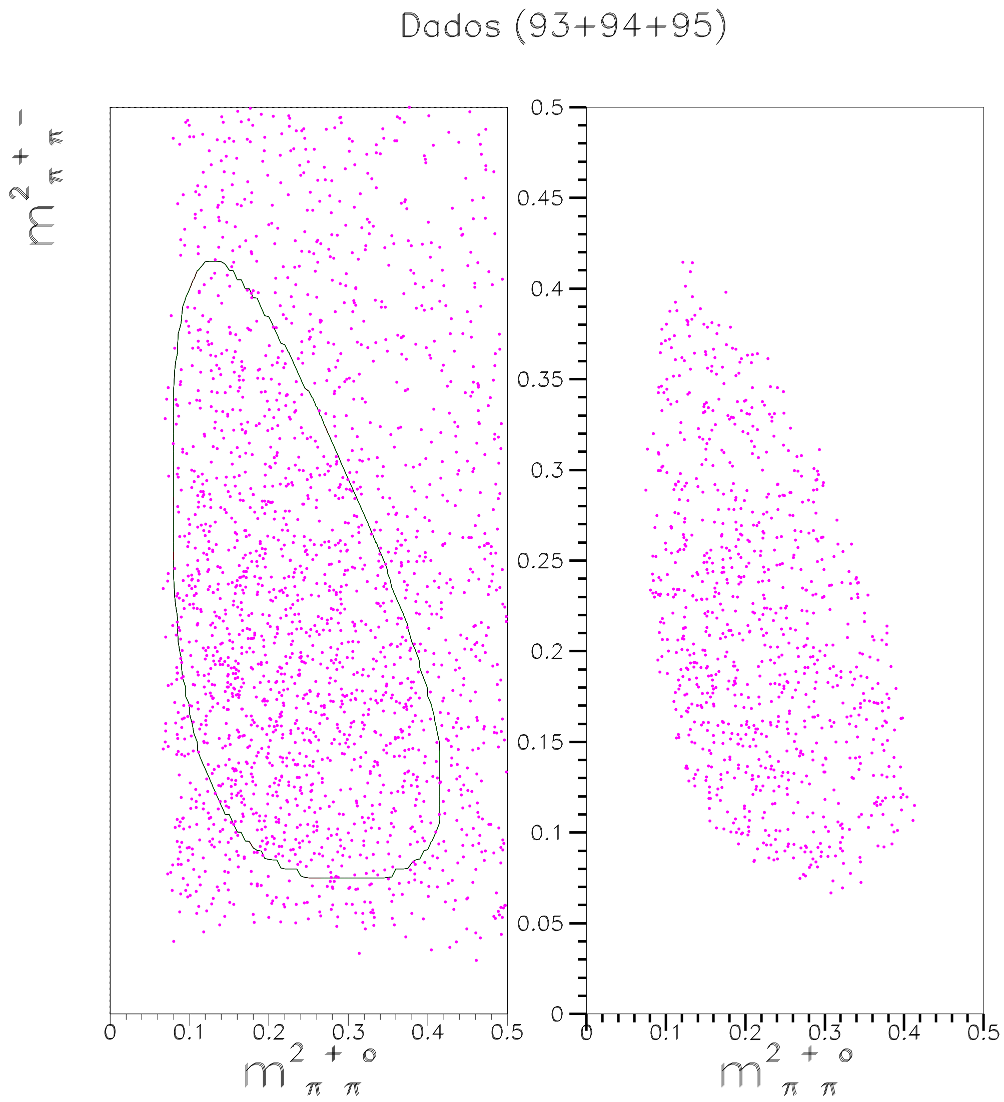
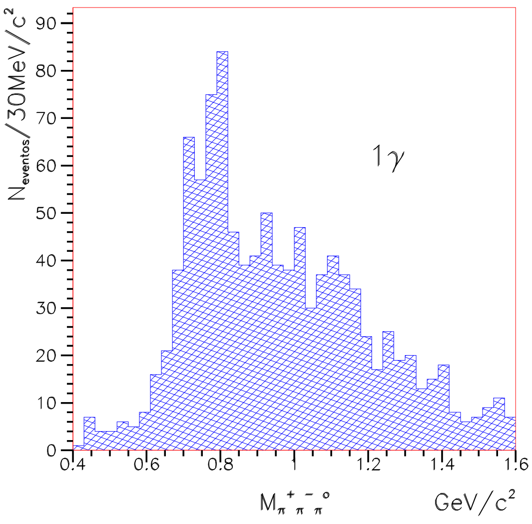
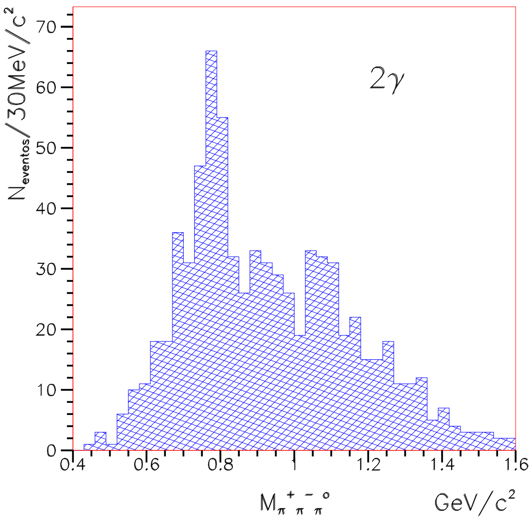


Figura 5.13: À esquerda temos os eventos antes do uso do Dalitz. A curva corresponde à região cinemática do sistema $2\pi\pi^{\circ}$. À direita temos somente os eventos que ficam dentro desta região.



(a)



(b)

Figura 5.14: (a) Massa invariante $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ para píons neutros reconstruídos a partir de um fóton e (b) Massa invariante $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ para píons neutros reconstruídos a partir de eventos com 2 fótons reconstruídos. O histograma é o Monte Carlo e os pontos são os dados (93+94+95).

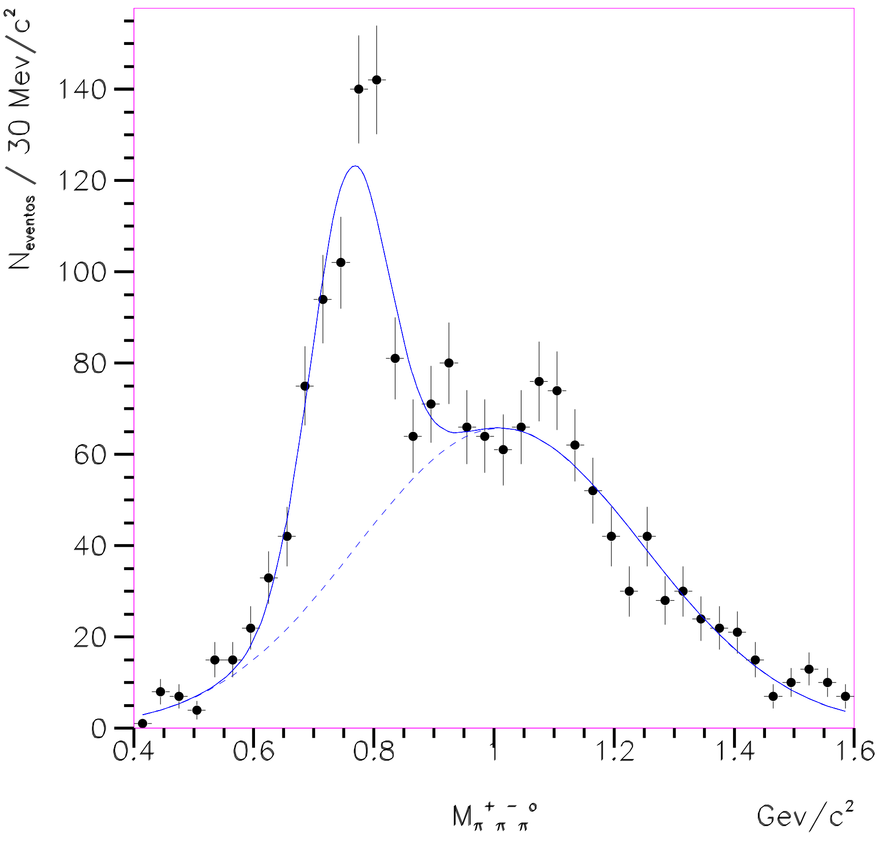


Figura 5.15: Massa invariante $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ para a soma dos dados dos anos 1993–1995 (pontos). A curva contínua corresponde à função de ajuste e a pontilhada corresponde à contribuição não ressonante representada por uma Gaussiana.

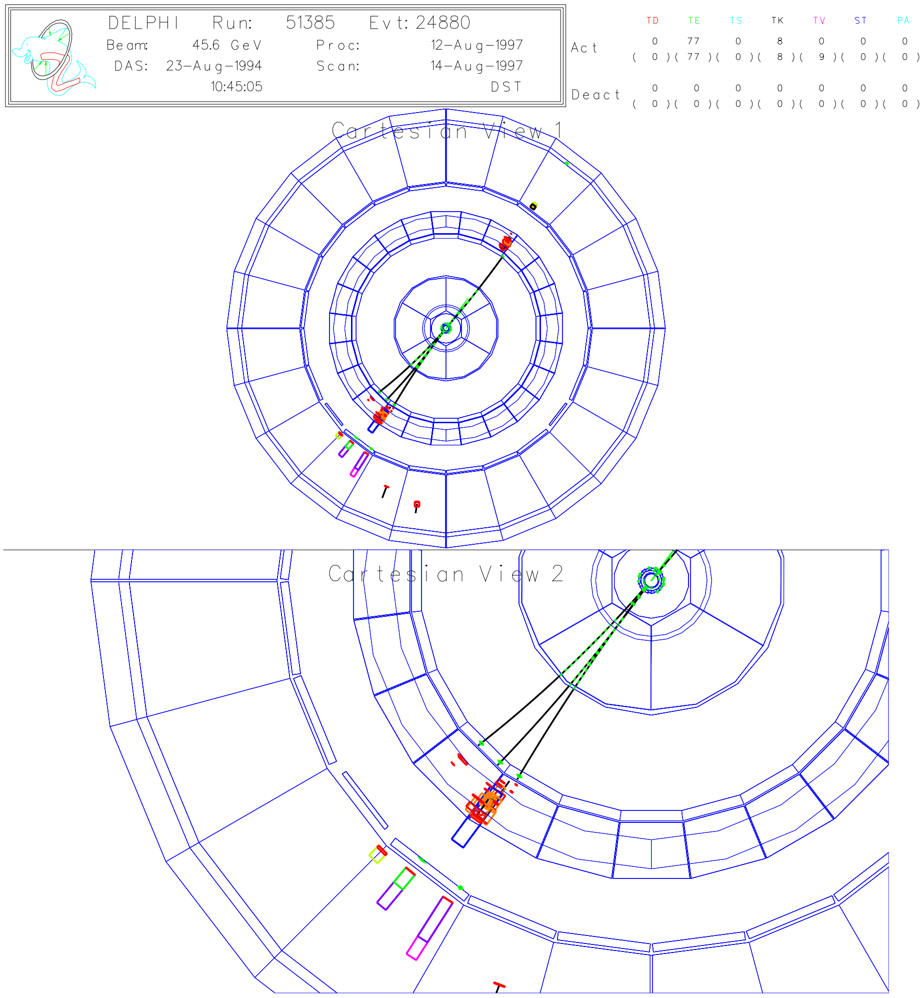
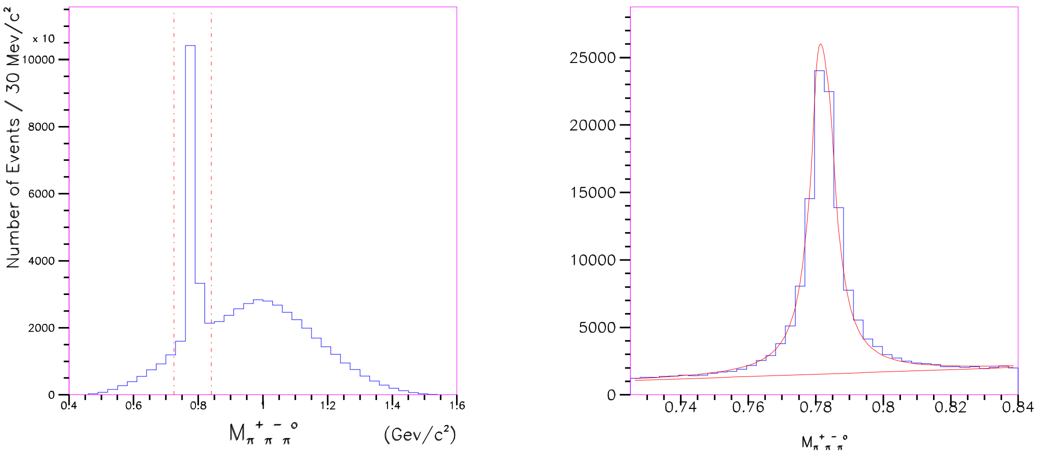


Figura 5.16: Exposição gráfica de um evento selecionado como candidato a ω. Na parte inferior da figura, o hemisério desta partícula é destacado. Temos três traços bem medidos na TPC (é o detetor onde o número 2 está escrito), cujas partículas deixam energia no calorímetro hadrônico (detetor mais externo da figura), e uma partícula neutra, em vermelho, no calorímetro eletromagnético.



(a) (b)

Figura 5.17: (a) Massa invariante $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ para a soma dos dados simulados dos anos 1993–1995. (b) Região utilizada para estimar o número de ω existentes.

presente na distribuição da massa invariante do estado final $3h\pi^\circ$, como pode ser observado na figura 5.17a. Desta forma, para obtermos a eficiência da seleção de eventos $\tau \to \omega\pi$, determinamos a cada etapa da seleção esta distribuição de massa e ajustamos, à região indicada nesta figura, uma $Breit - Wigner$ e aproximamos a contaminação existente nesta região, como sendo descrita por uma reta. Este procedimento está exemplificado na figura 5.17b. Então, a eficiência, $\varepsilon_\omega^{4\pi}$, foi determinada a partir do número de eventos, fornecidos por este ajuste, obtidos no final da seleção , N_ω^{selmc}, dividido pelo número de eventos, também fornecido por este ajuste, existentes no ínicio da seleção, N_ω^{inimc}, antes que qualquer critério de seleção fosse aplicado:

$$\varepsilon_\omega^{4\pi} = \frac{N_\omega^{selmc}}{N_\omega^{inimc}}.$$

A eficiência obtida foi de:

$$\varepsilon_{\omega}^{4\pi} = (10.45 \pm 0.20)\,\%.$$

A razão de ramificação obtida a partir da expressão:

$$Br(\tau \to \omega\pi\nu_\tau) = \frac{N_{cand}^{\omega}}{N_{\tau}^{corr} \times \varepsilon_{\omega}^{4\pi}}$$

foi de:

$$Br(\tau \to \omega\pi\nu_\tau) = (1.75 \pm 0.17)\,\%.$$

Este valor é consistente com os valores obtidos até hoje e com a estimativa dada pela hipótese de CVC, como pode ser visto na figura 5.18.

Além do problema discutido acima sobre a inexistência de informações específicas disponíveis no Monte Carlo, a distribuição 5.19 mostra que os eventos simulados não descrevem bem os dados experimentais. Como todo o processo de seleção é dependente do Monte Carlo, isto implica que a seleção não foi eficiente. A quantidade de contaminação existente na região do pico, como pode ser observado na figura 5.15, é de cerca de 50 %. As maiores fontes de contaminação são provenientes do modo de decaimento $\tau \to a_1\nu_\tau \to \pi\pi\pi\nu_\tau$ e de contribuições não ressonantes do modo de decaimento $\tau \to 3h\pi^\circ$.

Como não é possível fazer uma estimativa dos erros sistemáticos nos moldes do apresentado para a razão de ramificação do decaimento $\tau \to 3h\pi^\circ$, vamos estimá-los usando duas fontes de erro. A primeira vem do erro sistemático da razão de ramificação ($3h\pi^\circ$) e a outra vem do desacordo entre os dados experimentais e o Monte Carlo, observado na

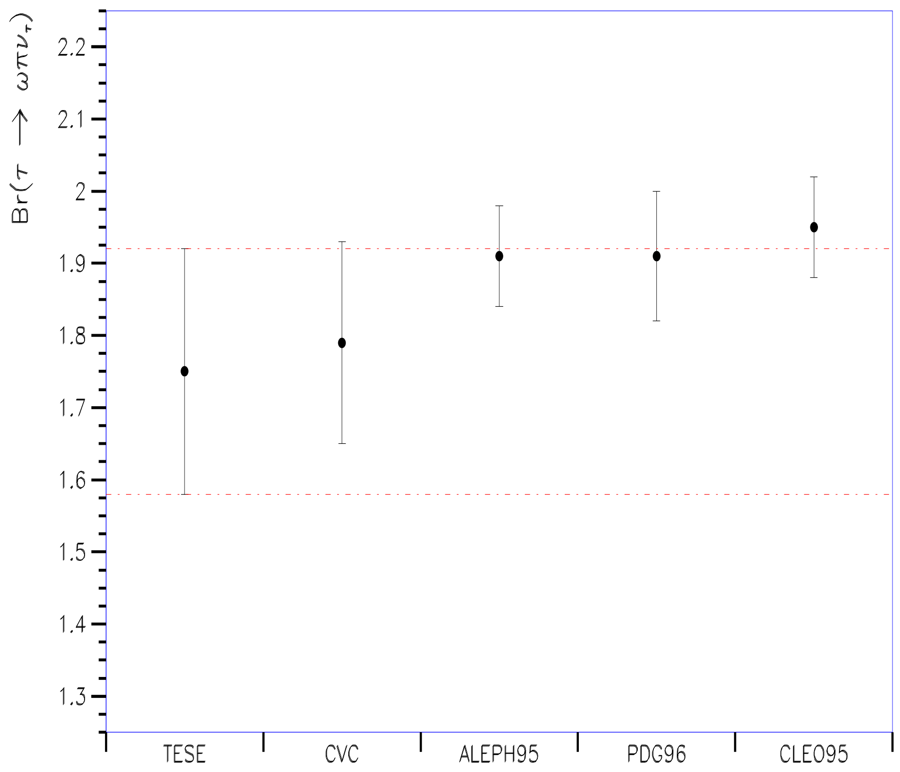


Figura 5.18: Comparação do resultado obtido nesta tese com os valores fornecidos pela hipótese CVC [16], pelo PDG [74] de 1996 e com as duas medidas mais recentes apresentadas pelo ALEPH [12] e CLEO [10] em 1995. Somente o erro estatístico está sendo considerado.

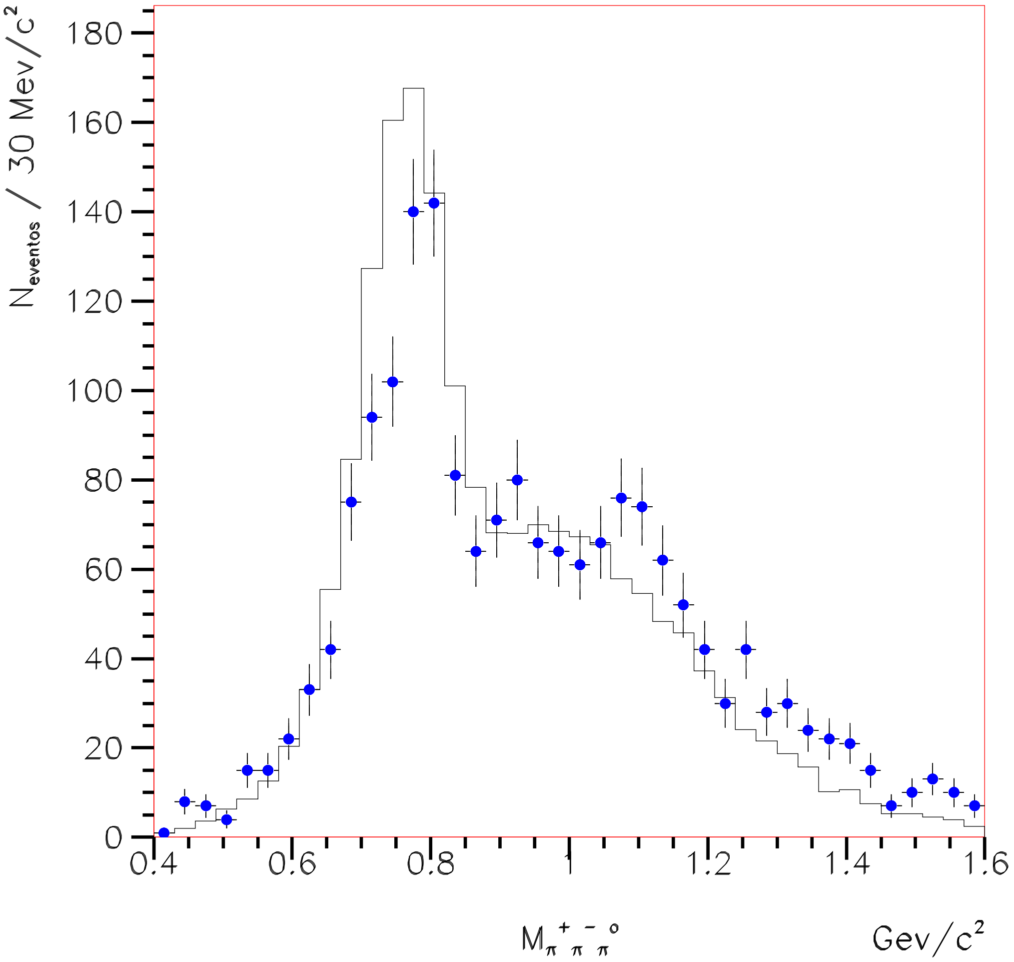


Figura 5.19: Massa invariante $\pi^+\pi^-\pi^\circ$. O histograma é o Monte Carlo e os pontos são os dados (93+94+95).

distribuição de massa invariante do sistema $\pi^+\pi^-\pi^\circ$ (figura 5.15). Esta estimativa é feita comparando-se as eficiências dos cortes em conjunto de dados simulados e reais. O valor obtido é de 10 % do valor da razão de ramificação. Supondo que estas duas fontes de erro são independentes, o erro sistemático estimado é de 0.19 %. O valor final da razão de ramificação é:

$$\boxed{Br(\tau \rightarrow \omega\pi\nu_\tau) = (1.75 \pm 0.17_{est} \pm 0.19_{sist})\,\%.}$$

Em virtude destes problemas, não é possível apresentar nenhum resultado em relação à procura de evidência de corrente de 2ª classe. Como já foi estabelecido em outras análises do DELPHI e de outros experimentos, o KORALZ não consegue descrever corretamente um estado final com quatro píons. Para resolver este problema seria necessário o desenvolvimento de um Monte Carlo dedicado.

Capítulo 6

Conclusões

Os resultados apresentados neste trabalho podem ser divididos em duas partes. Uma relacionada a atividades desenvolvidas no período de janeiro a março de 1996 junto ao grupo do detetor de luminosidade do DELPHI, o STIC, onde participei do teste do protótipo do anel cintilador do STIC e dos testes das fotomultiplicadoras e dos cabos de fibras óticas usados nos Contadores de 40°. A outra está relacionada ao trabalho de análise que permitiu o estudo do decaimento $\tau \to 3h\pi^{\circ}\nu_{\tau}$.

Os resultados obtidos nos testes foram satisfatórios. Observou-se uniformidade na resposta do anel cintilador, variando-se a posição de uma fonte de Rutênio em diversos pontos deste anel. Um sistema similar está sendo usado no STIC. Nenhum dos cabos testados estava danificado e o ganho das fotomultiplicadoras foi determinado para permitir um acompanhamento que deve ser feito ao longo dos anos.

No trabalho de análise, a partir dos dados coletados no detetor DELPHI nos anos de 1993, 1994 e 1995 estudamos o decaimento $\tau \to 3h\pi^{\circ}\nu_{\tau}$, e pela primeira vez, neste experimento, um sinal claro de uma estrutura ressonante composta pelo méson ω foi observado.

Combinando-se as amostras selecionadas destes três anos obtivemos 137640 ± 371 candidatos a decaimento do Z° em $\tau^+\tau^-$, com uma contaminação externa de cerca de 3 %, e 1965 ± 44 candidatos a eventos $\tau \rightarrow 3h\pi^\circ$ com uma contaminação interna da ordem de 33 % e externa praticamente inexistente. A razão de ramificação encontrada foi de:

$$Br(\tau \rightarrow 3h\pi^\circ\nu_\tau) = (4.59 \pm 0.11_{est} \pm 0.07_{sist})\,\%.$$

Este valor está em acordo com o resultado apresentado pelo OPAL [76] e com o valor fornecido pelo PDG de 1996, como pode ser observado na figura 6.1. Após a obtenção da amostra selecionada do processo, $\tau \rightarrow 3h\pi^\circ$, reconstruímos o ω a partir de seu decaimento dominante, $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^\circ$, calculando a massa invariante do sistema $\pi^+\pi^-\pi^\circ$. Usamos o Dalitz plot para resolver a ambiguidade introduzida pela existência de dois píons com mesma carga. Selecionamos 463 ± 43 candidatos a decaimento do τ em $\omega\pi\nu_\tau$, com uma contaminação de aproximadamente 50 %, na região do pico desta ressonância. A razão de ramificação encontrada para este decaimento foi de:

$$Br(\tau \rightarrow \omega\pi\nu_\tau) = (1.75 \pm 0.17_{est} \pm 0.19_{sist})\,\%.$$

Este valor obtido está consistente com medidas recentes e com o valor apresentado pelo PDG de 1996. Mas, uma determinação mais precisa, a partir de uma amostra mais pura e que permita uma estudo mais detalhado deste decaimento, só pode ser obtida desenvolvendo-se um Monte Carlo específico, o que foge dos objetivos deste trabalho. O desenvolvimento deste Monte Carlo é especialmente interessante, pois ao permitir um

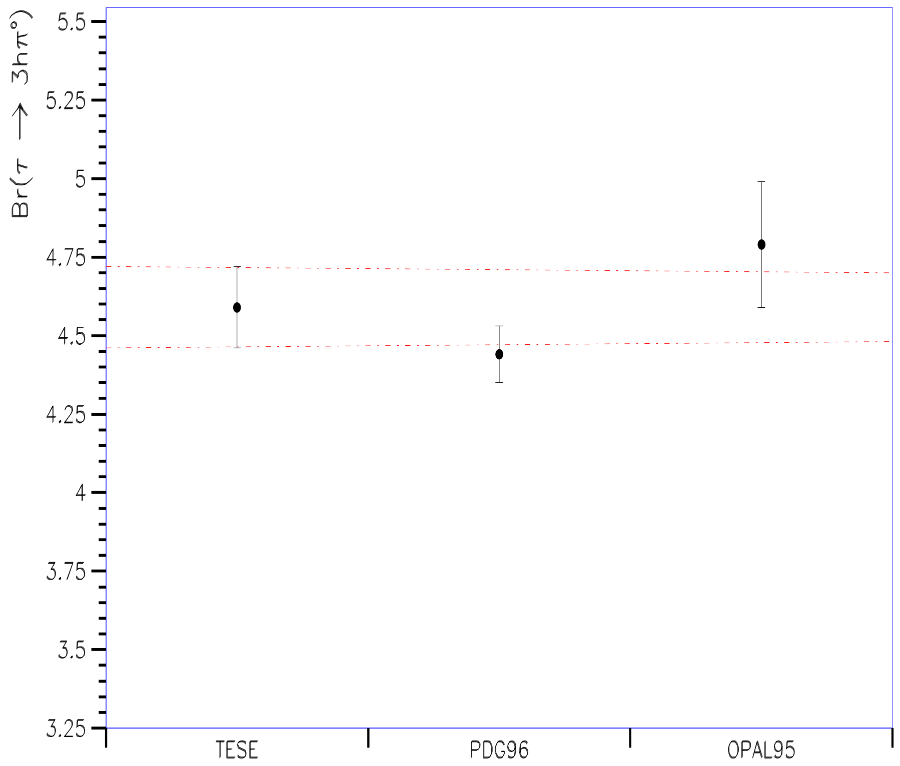


Figura 6.1: Comparação do resultado obtido nesta tese, para a razão de ramificação do decaimento $\tau \rightarrow 3h\pi^\circ$, com os valores fornecidos pelo PDG de 1996 e com a medida apresentada pelo OPAL em 1995.

estudo mais detalhado desta ressonância, tornará possível a investigação da existência de corrente de 2ª classe através deste processo.

Apêndice A

Dalitz plot

O Dalitz plot é um limite cinemático imposto pelo espaço de fase do sistema de 3 partículas. Definindo-se o quadrivetor momento dos três píons como, $p_i = (E_i, \vec{p_i})$, p e M como sendo o momento e a massa do ω e $\mathcal{M}$ a amplitude do decaimento. Pode-se escrever a largura diferencial do decaimento, como:

$$d\Gamma = \frac{1}{2E} \mid \mathcal{M} \mid^2 \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3 2E_2} \frac{d^3p_3}{(2\pi)^3 2E_3} 2\pi^4 \delta^{(4)} \left(p - p_1 - p_2 - p_3\right)$$

No centro de massa deste sistema, temos:

$$\vec{p_1} + \vec{p_2} + \vec{p_3} = 0$$

$$M = E_1 + E_2 + E_3$$

Logo,

$$d\Gamma = \frac{1}{2M} \frac{1}{(2\pi)^5} \mid \mathcal{M} \mid^2 \underbrace{\frac{d^3p_1 d^3p_2 d^3p_3}{(8E_1E_2E_3)} \delta\left(M - E_1 - E_2 - E_3\right) \delta^{(3)} \left(\vec{p_1} - \vec{p_2} - \vec{p_3}\right)}_{\mathrm{d^9R} \Rightarrow \text{espaço de fase diferencial dos 3 corpos}}$$

A idéia é integrar sobre todos os ângulos, deixando-se as energias, E_i como variáveis. Desta forma, passa-se a ter somente duas variáveis independentes. Neste referencial, $\vec{p_3} = -(\vec{p_2} + \vec{p_1})$, é fixo. Assim, integrando-se nesta variável temos:

$$d\Gamma = \frac{1}{2M}\frac{1}{(2\pi)^5} \mid \mathcal{M} \mid^2 \frac{d^3p_1 d^3p_2}{(8E_1E_2E_3)}\delta\left(M - E_1 - E_2 - E_3\right)\delta^{(3)}\left(\vec{p_1} - \vec{p_2} - \vec{p_3}\right)$$

$$E_3 = \sqrt{(\vec{p_1} + \vec{p_2})^2 + m_3^2}$$

Se o estado inicial é não polarizado, o espaço é isotrópico. A integral sobre todas as direções da partícula 1 é:

$$\int d\Omega_1 = 4\pi$$

enquanto

$$\int d\Omega_2 = 2\pi d(cos\theta_{12}) = 2\pi d\xi,\ \theta_{12}\ \text{ é o ângulo entre os píons 1 e 2}$$

$$d^3p_1 = 4\pi p_1^2 dp_1\ \ d^3p_2 = 2\pi p_2^2 dp_2 d\xi$$

Usando-se as relações:

$$E_1^2 = p_1^2 + m_1^2, \quad E_2^2 = p_2^2 + m_2^2$$

$$E_3^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2\xi + m_3^2$$

$$E_1 dE_1 = p_1 dp_1, \quad E_2 dE_2 = p_2 dp_2$$

$$(E_3 dE_3)_{p_1,p_2 fixos} = p_1 p_2 d\xi$$

$$dp_1 dp_2 d\xi = \frac{E_1 E_2 E_3}{p_1^2 p_2^2} dE_1 dE_2 dE_3$$

obtemos:

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3 8M} \underbrace{\mid \mathcal{M}(E_1, E_2) \mid^2 dE_1 dE_2}_{\text{população do Dalitz plot}} \tag{A.1}$$

Desta forma, a densidade de pontos dentro do Dalitz, é proporcional ao quadrado do elemento de matriz.

A região cinemática é dada por:

$$E_3^2 = m_3^2 + (\vec{p_1} + \vec{p_2})^2 = m_3^2 + 2 \mid \vec{p_1} \mid\mid \vec{p_2} \mid cos\,\theta_{12} + \vec{p_1}^{\,2} + \vec{p_2}^{\,2}$$

$$\boxed{\begin{array}{c} E^2 - 2EE_1 - 2EE_2 + 2E_1E_2 = m_3^2 - m_1^2 - m_2^2 + 2(E_1^2 - m_1^2)^{1/2}(E_2^2 - m_2^2)^{1/2} cos\,\theta_{12} \\ \text{para } cos\,\theta_{12} = \pm 1. \end{array}}$$

A forma mais usada, é em função do quadrado da massa invariante de pares de píons. Usando-se as seguintes expressões:

$$m_{13}^2 = (E_1^2 + E_3^2)^2 - (p_1^2 + p_3^2)^2 = (E - E_2)^2 - p_2^2 \Rightarrow dm_{13}^2 = -2EdE_2$$

e

$$m_{23}^2 = (E_2^2 + E_3^2)^2 - (p_1^2 + p_3^2)^2 = (E - E_1)^2 - p_1^2 \Rightarrow dm_{23}^2 = -2EdE_1$$

podemos reescrever a equação A.1, em função destas massas:

$$\boxed{d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3 32M^3} |\mathcal{M}(E_1, E_2)|^2 dm_{13}^2 dm_{23}^2} \tag{A.2}$$

Para um dado valor de m_{13}^2, os limites de m_{23}^2 são dados por:

$$
\begin{aligned}
(m_{23}^2)_{max} &= (E_2 + E_3)^2 - (\sqrt{E_2^2 - m_2^2} - \sqrt{E_3^2 - m_3^2})^2 \quad \overrightarrow{p}_{\mathbf{2}}\,, \overrightarrow{p}_{\mathbf{3}} \text{ antiparalelos} \\
(m_{23}^2)_{min} &= (E_2 + E_3)^2 - (\sqrt{E_2^2 - m_2^2} + \sqrt{E_3^2 - m_3^2})^2 \quad \overrightarrow{p}_{\mathbf{2}}\,, \overrightarrow{p}_{\mathbf{3}} \text{ paralelos}
\end{aligned}
$$

Referências

[1] F. Halzen, A. D. Martin, "Quarks & Leptons - An introductory course in Modern Particle", Wiley.

[2] Donald H. Perkins, "Introduction to High Energy Physics", $3^{\underline{rd}}$ Editon, Addison Wesley.

[3] G. D. Coughlan and J. E. Dodd, "The ideas of particle physics – An introduction for scientists", $2^{\underline{nd}}$ Editon, Cambridge University Press.

[4] Michio Kaku, "Quantum Field Theory - A modern introduction", Oxford University Press.

[5] Taizo Muta, "Foundations of Quantum Chromodynamics", Worl Scientific.

[6] Review of Particle Physics, Physical Review D54 (1996) 94.

[7] Review of Particle Physics, Physical Review D54 (1996) 256, 284.

[8] Argus Collaboration, "Evidence for the decay $\tau^{\pm} \rightarrow \nu_{\tau}\omega\pi^{-}$", Phys. Lett. B185 (1987) 223.

[9] CLEO Collaboration, “Production of η and ω mesons in τ decay and a search for second class currents”, Phys. Rev. Lett 59, 18 (1987) 1993.

[10] CLEO Collaboration, “Measurements of the decays $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \nu_\tau$ and $\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^\circ \nu_\tau$”, Phys. Rev. Lett 75, 21 (1995) 3809.

[11] P. Bourdon, “Study of $\tau^\pm \rightarrow 3\pi\pi^\circ\nu_\tau$”, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 40 (1995) 203-212.

[12] ALEPH Collaboration, “A study of τ decays involving η and ω mesons”, Contribution to the 28^{th} International Conference on High Energy Physics, Warsaw, Poland 25-31 July 1996.

[13] ALEPH Collaboration, “Tau hadronic branching ratios”, Z. Phys. C70, 579-608(1996).

[14] G. López Castro, D. A. López Falcón, “VMD description of $\tau \rightarrow (\omega - \phi)\pi^-\nu_\tau$ decays and the $\omega - \phi$ mixing angle”, CINVESTAV-FIS-09/96

[15] R. Decker, “On the $\tau \rightarrow \nu_\tau \omega\pi$ decay mode”, Z. Phys C - Partcles and Fields 36, 487–488 (1987).

[16] S. I. Eildeman and V.N. Ivanchenko, Nucl. Phys. B40 (Proc. Suppl) (1995) 131.

[17] Jean-Eudes Augustin, “LEP Physics”, CERN-PPE 93-83.

[18] Maria Gracia Verardi, “Il nuovo calorimetro elettromagnetico a piccoli angoli (STIC) (Dell’esperimento DELPHI AL LEP”, Università degli Studi di Bologna (28/10/94).

[19] Richard Fernow, "Introduction to Experimental Particle Physics", Cambridge University Press 1986.

[20] James Wlliam Rohlf, "Modern Physics from α to Z°", John Wiley & Sons, Inc..

[21] P. Aarnio et al. (Delphi Collaboration), "The DELPHI Detector at LEP", NIM A303 (1991) 233-276.

[22] P. Abreu et al. (Delphi Collaboration), "Performance of the DELPHI Detector", CERN-PPE/95-194.

[23] Miriam M. Gandelman, "A Medida de $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had}$ com um Detetor de Vértices no DELPHI", Tese de Doutorado, 1996. Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas.
Erica R. Polycarpo, "Estudo do decaimento $\tau \to a_1(\pi\pi\pi)\nu_\tau$", Tese de Mestrado, 1998. Instituto de Física, UFRJ.

[24] F. Hartjes, J. Timmermans, F. Udo and N. Zonjee, "A drift chamber with variable drift velocity",NIM A256, 55 (1987).

[25] C. Brand et al,"The DELPHI Time Projection Chamber",NIM A283, 567–572 (1989).

[26] A. Amery et al, "The DELPHI Outer Detector", NIM A283, 502 (1989).

[27] E. Mongiardini and A. Petrolini, "The FCA* layout design", DELPHI 96–161 TRACK 88.

[28] Claus Grupen, "Particle Detectos", Cambridge University Press 1996.

[29] Danielle M. Moraes, "Estudo do decaimento $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$ no DELPHI/LEP", Tese de Mestrado, 1998. Instituto de Física, UFRJ.

[30] M. Berggren et al, "Performance of a High Density Projection Chamber", NIM A225 (1984) 477-480.

H. G. Fischer, "The DELPHI High Density Projection Chamber", NIM A265 (1988) 218-222.

A. Cattai et al, "The High Density Projection Chamber for the DELPHI Experiment at LEP", IEEE Trans. on Nuclear Science, Vol NS-32, $N^{\underline{o}}$.

M. Calvin, C. Matteuzzi, "A Study of the HPC Detector Using 45 GeV Electrons", Delphi 92-28 CAL 87.

[31] M. Calvin, C. Matteuzzi, "A Study of the HPC Detector using 45 GeV electrons", DELPHI 92-28 CAL 87.

[32] Alexander Firestone, "Study of the HPC Energy Resolution", DELPHI 91-111 CAL 83.

[33] P. Checchia et al, "Performance of the Forward Eletromagnetic Calorimeter (FEMC) for the end caps of the DELPHI Detector", NIM A275, 49 (1989).

[34] P. Allen et al, "The TSU: A fast bus module for the TOF detector of DELPHI", NIM A277, 347 (1989).

[35] http://wwwcn1.cern.ch/ cieslik/trigger.html

[36] DELPHI Collaboration, "DELSIM, DELPHI event generation and detector simulation - Reference Manual", DELPHI 89-44 PROG 137.

[37] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 82 (1994) 74.

[38] G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys. B238 (1984) 1.

[39] L. Lonnblad, Comp. Phys. Comm. 71 (1992) 15.

[40] J. E. Campagne and R. Zitoun, Z. Phys. C43 (1989) 469.
Proc. of the Brighton Workshop on Radiative Corrections, Sussex, July 1989.

[41] F. A. Berends, W. Hollik and R. Kleiss, Nucl. Phys. B304 (1988) 712.

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

[43] R. Brun et al, CERN report DD/EE/84-1 (1986).

[44] DELPHI Collaboration, "DELPHI Data Analysis Program (DELANA) User's Guide", simulation - Reference Manual" DELPHI 89-68 PROG 143.

[45] D. Bertrand, L. Pape, "TANAGRA, Track Analysis and Graphics Package", DELPHI 87-95 PROG 98.

[46] Y. Sacquin, "DELPHI DST CONTENT (Version 3.06)", DELPHI 91-22 PROG 161.

[47] Tz. Spassoff,' DELPHI ShortDST Content", DELPHI 97-146 PROG 221.

[48] Tz. Spassoff,"DELPHI LongDST Content", DELPHI 97-148 PROG 223.

[49] Tz. Spassoff,“DELPHI MiniDST Content”, DELPHI 97-145 PROG 220.

[50] M. Feindt, C. Kreuter, O. Podobrin, “ ELEPHANT Reference Manual”, DELPHI 96-82 PROG 217.

[51] L. De Boeck, G.R. Wilkinson, “MUCFIX - A Framework for Muon Identification”, DELPHI 93-14/PHYS 263, 1993.

[52] S. de Brabandere, M. Dam, D. Edsall, “TAUPLUS A TAU physics analysis package - Version 5.2”, DELPHI 94-131 PROG 209.

[53] D. Bertrand, F. Carena, F. Giacomini, J. C. Martin, L. Pape, M. Witek, “DELGRA DELPHI Graphics for Interactive Event Viewing” User Manual, Release number 1.00, 26 June 1996.

[54] S. Jadach et al, Comp. Phys. Comm. 76 (1993) 361.

[55] S. de Brabandere, “The decay of the heavy lepton tau to three charged mesons”, Tese de Doutorado, Universiteit Antwerpen (31/03/97).

[56] T.Camporesi et al, “Luminosity Measurement in 94 with the STIC detector”, DELPHI 97-08 PHYS 667.

[57] M. Dam, L. Bugge, “On the Luminosity Determination for DELPHI”, DELPHI 87-81 PHYS 21.

[58] S. J. Alvsvaag et al, “Performance of the new high precision luminosity monitor of DELPHI at LEP”, DELPHI 95-68 PHYS 503.

[59] T. Camporesi et al, CERN-LEPC 94-13; CERN-LEPC 94-16.

[60] Erez Etzion, “Analysis of the τ Polarization and its Forward-Backward Asymmetry on the Z°”, Tese de Doutorado.

[61] V. Hedberg, “The new Small Angle Calorimeter in DELPHI”, DELPHI 94-148 CAL 118.

[62] G.Della Ricca, M.Prest, “Simulation of the DELPHI STIC Silicon Maximum Detector”, DELPHI 96-07 CAL 131.

[63] S. J. Alvsvaag et al (Talk by I. Gouz), “The performance of the DELPHI STIC Calorimeter at LEP”, Published in the proc. of ”The VI International Conference on Calorimetry in High-Energy Physics”, Laboratori Nazionali di Frascati, INFN, Italy, June 1996.

[64] V. Hedberg, “The neutral trigger and off-momentum electron background”, DELPHI 96-07 CAL 131.

[65] S.J. Alvsvaag et al. (Talk by A. Benvenuti), “Performance of the Delphi Small Angle Tile Calorimeter”, Published in the proc. of ”The American Physical Society Division of Particles and Fields 1996 Divisional meeting”. Minneapolis, USA, August 1996.

[66] K. Cankoçak, A. Benvenuti, S.Holmgren, P. Rebecchi, “Study of the 40° counters in a test beam”, DELPHI 95-152 CAL 127.

[67] Almehed et al, “A silicon-tungsten eletromagnetic calorimeter for LEP”, NIM A305(1991) 320-330.

[68] Almehed et al, “High Precision relative luminosity measurement with a Very Small Angle Tagger (VSAT) in DELPHI”, DELPHI 92-77 PHYS 188.

[69] S. Katsanevas et al, “Report from the Working Group on LEP 200 Physics”, DELPHI 92-166 PHYS 250.

[70] S. Hulqvist, R. Jacobsson, e. Johansson,“The detector gaps and the Higgs particle search”, DELPHI 94-143 PHYS 452.

[71] Glen F. Knoll, “Radiation Detection and Measurement”, Second Edition, John Wiley & Sons.

[72] F. Matorras, “A Selection for τ lepton studies”, DELPHI 92-124 PHYS 225.

[73] DELPHI Collaboration, “Measurement of the Tau Hadronic Branching Fractions”, to be submited.

[74] Review of Particle Physics, Physical Review D54 (1996), 269.

[75] R. Hagedorn, “Relativistic Kinematics”, W. A. Benjamin INC.

[76] N. Wermes, “Branching Fractions and Hadronic Structure Functions in $\tau \rightarrow 3h(\pi^{\circ})\nu\tau$ Decays from OPAL”, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 40 (1995) 213-224.