

1995/11
S774

Tese de Mestrado

Estudo do Decaimento $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ no
Experimento DELPHI

Monique Kam'la Moura Srivastava

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Rio de Janeiro, Julho de 1995.



529.721
S774

Dedicatória

Ao meu amor Ricardo

Agradecimentos

Aos meus queridos pais, pelo afeto e apoio constantes.

Às minhas irmãs Márcia e Marisa e meus irmãos Roberto e Flávio pelo carinho.

À Rose pela paciência durante todos estes anos.

À Miriam pelo companherismo e a "super-ajuda" durante a minha estadia no CERN e a realização deste trabalho, que não teria sido concretizado sem o seu apoio.

À Ana e Luciana, minhas amigas de tantos anos.

Ao Shellard pela orientação e amizade.

Ao Santoro pela oportunidade de trabalhar num grupo tão entusiasmante como o LAFEX.

Ao Moacir, Arthur e Gilvan, pela amizade e a constante ajuda profissional.

Aos meus colegas do LAFEX, Carla, Margarida, Eduarda, Eliane, Denison, Hendly, Alexandre*, Leandro*, Victor, Roberto, André, Guilherme, Mauro* e Paulo.

À todo o pessoal administrativo, em particular à Sônia, à Miriam, ao Márcio e ao Ricardo.

Esta tese foi parcialmente financiada pelo CNPq.

Resumo

Neste trabalho mede-se o *branching ratio* do decaimento $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ usando dados do detector DELPHI, um dos quatro experimentos do acelerador e^+e^- LEP. Atualmente o LEP opera com uma energia de aproximadamente 91 GeV, no limiar da produção do Z^0 . Em 1993 foram produzidos cerca de 850000 Z^0 , onde selecionamos $\simeq 18000$ pares de taus. O valor do *branching ratio* determinado foi de:

$$BR(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = 24.14 \pm 0.54 \pm 0.62\%,$$

que concorda com o valor da média mundial.

Abstract

The *branching ratio* of the decay $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ was measured using data from the DELPHI detector, one of the four experiments of the e^+e^- LEP accelerator. Nowadays LEP runs at the center of mass energy of about 91 GeV, near the threshold for the Z^0 production. In 1993, 850000 Z^0 were produced, from which we have selected $\simeq 18000$ tau pairs. The measured value of the *branching ratio* was:

$$BR(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = 24.14 \pm 0.54 \pm 0.62\%,$$

which agrees with the world average value.

Índice

1	Introdução	1
2	Considerações Teóricas	3
2.1	Modelo Padrão	3
2.1.1	As interações	3
2.1.2	As partículas	5
2.1.3	Interação eletrofraca	7
2.2	Física de férmions no LEP	11
2.2.1	Secção de choque	11
2.2.2	Assimetrias	13
2.2.3	Polarização	14
2.3	Características do τ	16
2.3.1	A descoberta	16
2.3.2	A massa do τ	17
2.3.3	O spin	18
2.3.4	Momento Magnético	18
2.3.5	Vida Média	19
2.3.6	Acoplamento do τ	20

2.3.7	O decaimento hadrônico do τ	21
3	O Experimento DELPHI	23
3.1	O Acelerador LEP	23
3.2	O Detector DELPHI	23
3.3	Descrição do Detector	28
3.3.1	Detectores de Traço Centrais	28
3.3.2	Detectores de Traço Frontais	33
3.3.3	Ring Imaging Čerenkov Counters (RICH)	35
3.3.4	Calorímetros	36
3.3.5	Câmaras de Múons	38
3.3.6	Cintiladores	41
3.3.7	Small Angle Tagger (SAT)	41
3.3.8	Very Small Angle Tagger (VSAT)	42
3.4	O 'trigger'	42
3.4.1	'Trigger' de traços	43
3.4.2	'Trigger' de múons	43
3.4.3	'Trigger' de energia eletromagnética	44
3.4.4	'Trigger' de energia hadrônica	44
3.4.5	'Trigger' de Bhabha	44
3.5	Reconstrução	44
3.6	Simulação	45
4	Seleção de Taus	46

4.1	Introdução	46
4.2	Evento típico $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	46
4.3	<i>Background</i>	47
4.3.1	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	47
4.3.2	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, e^+e^-$	49
4.3.3	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$	49
4.3.4	Raios C3smicos	52
4.3.5	Intera33es 'beam gas' e 'beam wall'	53
4.4	Vari33veis 3teis para a sele333o de eventos	53
4.5	Sele333o de eventos $\tau^+\tau^-$	55
4.5.1	Sele333o de tra33os	56
4.6	Sele333o $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \bar{l}l$	56
4.7	Elimina333o de $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, e^+e^-$:	58
4.8	Amostra selecionada	61
5	O decaimento $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$	63
5.1	Introdu333o	63
5.2	Sele333o de tra33os carregados	63
5.3	Reconstru333o de π^0	65
5.4	A sele333o de ρ	74
5.5	Medida de <i>Branching Ratio</i>	74
5.6	<i>Background</i>	81
5.7	Erros sistem33ticos	81

5.8 Resultado da medida do *Branching Ratio* 84

6 Conclusões **86**

Lista de Figuras

2.1	Decaimento $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$	10
2.2	Diagrama de mais baixa ordem para produção de férmions	11
2.3	Decaimento referente a descoberta do τ	17
3.1	Visão global do DELPHI	25
3.2	Secção Longitudinal do DELPHI	26
3.3	Secção Transversal do DELPHI	27
3.4	Detector de micro vértice	28
3.5	Corte transversal de um quadrante do detector interno	29
3.6	TPC: Cilíndro	31
3.7	TPC: Setor da tampa	31
3.8	Posição relativa dos fios nos dois planos consecutivos da FCA	34
3.9	As três diferentes orientações dos fios na FCB, defasados de 120°	34
3.10	Secção transversal de um módulo da HPC: estrutura da câmara de leitura	37
3.11	Estrutura em torres da leitura do HAC	38
3.12	As três camadas da câmara de múons	39
3.13	Posição relativa das camadas da câmara de múons frontal em relação ao HAC	40

4.1	$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	48
4.2	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	50
4.3	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	51
4.4	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$	52
4.5	Momento radial normalizado pelo momento do feixe: no eixo x o momento do traço no hemisfério 1 e no eixo y o momento do traço no outro hemisfério. O raio em 1 separa taus, dentro desta região , de múons, fora desta região .	59
4.6	Energia radial normalizada pela energia do feixe: no eixo x a energia do traço no hemisfério 1 e no eixo y a energia do traço no outro hemisfério. O raio em 1 separa taus, dentro desta região , de elétrons, fora desta região .	60
5.1	Momento do traço carregado reconstruído.	66
5.2	Distribuição de energia dos fótons: (a) O mais energético do evento; (b) O menos energético do evento	68
5.3	Diferença entre a massa do π^0 reconstruído a partir de dois fótons e sua massa aceita mundialmente	69
5.4	Ângulo entre dois fótons	70
5.5	Momento do π^0 classificado como π^0 - Merged	71
5.6	Fração de neutros reconstruídos na HPC em função da energia do π^0 gerada.	71
5.7	Momento do π^0 classificado como 'Pseudo π^0 - Merged'	72
5.8	Momento do π^0 supondo todos os 'tipos' de π^0 selecionados	73
5.9	Massa do ρ reconstruído	75
5.10	Momento do ρ reconstruído	76

5.11	Diferença entre a massa do ρ reconstruído e sua massa dada pelo PDG . . .	77
5.12	Massa do ρ para eventos identificados como $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ MC	78
5.13	Massa do ρ para eventos de dados reais selecionados	79
5.14	Distribuições dos <i>background</i>	82

Lista de Tabelas

2.1	Quarks e Léptons	5
2.2	Massas dos férmions	6
2.3	Possíveis estados finais do decaimento do tau	22
4.1	Larguras de decaimento parciais do Z^0	47
4.2	Taus selecionados	61
4.3	<i>Background</i> de taus	62
5.1	Fração de <i>Background</i> interno: os principais e o total	80
5.2	<i>Background</i> externo: $y(\%)$ decaimento diferente de $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ e $x(\%)$ decaimento diferente de $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$	81

Capítulo 1

Introdução

Esta tese tem como objetivo estudar o decaimento $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ no DELPHI, um dos quatro experimentos do acelerador LEP, localizado no CERN. LEP é um colisor de e^+e^- , que atualmente opera com uma energia de centro de massa em torno do limiar de produção do Z^0 ($\simeq 91\text{GeV}$).

Dada a alta luminosidade do LEP, cada um dos experimentos coletou até agora da ordem de 4×10^6 decaimentos do Z^0 , o que permite fazer testes rigorosos da validade do modelo padrão das interações eletrofracas.

O τ , descoberto em 1975 [3], é o mais pesado dos léptons, que diferentemente do elétron e do múon, tem massa suficientemente grande, $m_\tau \simeq 1.77\text{GeV}/c^2$, para decair em hádrons. Um de seus possíveis decaimentos hadrônicos é o $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$, sendo o propósito deste trabalho a medida do *Branching Ratio* deste decaimento.

A tese está organizada da seguinte forma:

No capítulo 1 fazemos uma breve descrição do modelo padrão, das propriedades do decaimento $Z^0 \rightarrow f\bar{f}$ e da física de taus.

No capítulo 2 é descrito o detector DELPHI, já que a compreensão de suas características é fundamental para entender o comportamento dos dados para efetuar uma

análise física.

Descrevemos no capítulo 3 a seleção da amostra de decaimentos $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ que usaremos para posteriormente identificar os decaimentos $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$.

No capítulo 4 estabelecemos as condições para a seleção do canal $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$, calculamos o *branching ratio* deste decaimento e discutimos a forma de estimar os erros sistemáticos.

Finalmente, apresentamos as conclusões do trabalho.

Capítulo 2

Considerações Teóricas

2.1 Modelo Padrão

2.1.1 As interações

Atualmente o modelo padrão [2] é o que melhor descreve as interações das partículas elementares. A eletrodinâmica quântica(QED) faz parte deste modelo, descrevendo muito bem a interação de partículas carregadas com o fóton, o quanta do campo eletromagnético.

A QED é uma teoria de campo de gauge local, e sua lagrangiana é invariante sob o grupo abeliano $U(1)_{em}$ de transformações de gauge local. Por causa disso, se começamos por exemplo, com uma teoria de campo escalar livre, devido a esta invariância, seremos forçados a modificar a teoria tal que ela contenha também um campo de gauge vetorial com um termo de interação .

O modelo padrão é uma teoria de gauge local em analogia à QED, que está contida nele. O que muda agora é o grupo em que ela se baseia, $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. O grupo $SU(3)_C$ é o grupo de simetria das interações fortes, descrito pela cromodinâmica quântica(QCD), enquanto o grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ é o grupo das interações eletromagnética e fraca (eletrofraca) parcialmente unificadas.

O setor das interações fortes no modelo padrão , QCD, é baseado no grupo não abeliano

$SU(3)_C$. A escolha deste grupo se deve a invenção do modelo de quarks. Neste modelo, o próton é formado por três quarks cada um de spin $1/2$ e pelo princípio de exclusão de Pauli, estes devem estar em estados quânticos distintos. Para assegurar isso é necessário então introduzir o número quântico chamado *cor*, num total de três para cada quark. Como o grupo $SU(3)_C$ tem oito parâmetros, teremos oito campos de gauge, os chamados glúons, que interagem com os quarks coloridos. Como estes glúons são coloridos, estes também interagem com eles mesmos. Apesar desta simetria das interações fortes ser explícita, não observamos experimentalmente os glúons nem os quarks. A possível explicação para este fato é o confinamento destas partículas, ou seja, a interação forte entre as partículas coloridas é tal que estas estão sempre ligadas formando estados sem cor, não sendo observadas livres.

A interação eletrofraca é baseada no grupo de simetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$, onde $SU(2)_L$ é o grupo de isospin fraco e $U(1)_Y$ da hipercarga. Imediatamente nos deparamos com um problema: requerendo a invariância local da teoria de interação eletrofraca sobre este grupo, os campos de gauge correspondentes deveriam ter massa nula. Entretanto, a interação fraca é uma interação de curto alcance, isto indica que o campo de gauge deve ser massivo. Para resolver esta questão, Weinberg e Salam introduziram na teoria campos escalares adicionais e usaram o mecanismo de Higgs para gerar massa aos campos de gauge que intermediam as interações fracas. Neste caso a lagrangeana é simétrica, mas o vácuo, estado de mínima energia, não, provocando uma quebra espontânea da simetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$ para $U(1)_{em}$.

2.1.2 As partículas

Os campos de matéria do modelo padrão correspondem aos léptons e quarks coloridos de spin $1/2$ (férmions) e um escalar de Higgs com carga elétrica nula. As forças de diferentes naturezas entre estas partículas é intermediada através de campos vetoriais de gauge.

No modelo padrão supõe-se que os léptons e os quarks sejam pontuais. Estas partículas elementares carregam mais de um tipo de 'carga', que é uma medida do acoplamento da interação entre estas e os campos de gauge. Entre os bósons de gauge temos o fóton γ , que interage com as partículas eletricamente carregadas e W^+ , W^- e Z^0 que intermediam as interações fracas. Existem ainda oito glúons coloridos g^a , que geram interação forte entre os quarks e também entre eles.

Os férmions ainda têm uma característica que é o sabor que os distingue. Eles se agrupam em famílias num total de três, cada uma com dois sabores de léptons e de quarks como mostra a tabela 2.1.

	Sabor			Carga elétrica
Quarks	u	c	t	$2/3$
	d	s	b	$-1/3$
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	0
	e^-	μ^-	τ^-	-1

Tabela 2.1: Quarks e Léptons

Os hádrons são considerados como estados ligados de quarks, antiquarks e glúons, com cor total nula. Um bárion é constituído de três quarks, chamados de valência, e ainda

pares de quark-antiquark e glúons do mar. Já um méson é um par de quark-antiquark de valência, mais as partículas do mar.

As massas dos léptons carregados já foram obtidas diretamente das experiências. No caso das massas dos neutrinos o modelo padrão supõe que estas sejam nulas, mas ainda não há comprovação deste fato, temos apenas limites superiores que são obtidos indiretamente. Como os quarks livres não são observados, suas massas nunca foram medidas pela maneira usual. Estas são estimadas indiretamente por medidas das propriedades dos hádrons. Dois tipos de massa são normalmente associadas a cada sabor de quark: massa de "corrente" e massa "constituínte". A massa de corrente está geralmente ligada a um processo envolvendo grande transferência de momento, enquanto que a constituínte é mais conveniente quando estamos lidando com propriedades estáticas do hádron. A tabela 2.2 mostra as massas dos léptons e as massas de constituínte dos quarks [14]:

férmion	massa (Mev)	massa de constituínte (Mev)
e	$\simeq 0.511$	
μ	$\simeq 105$	
τ	$\simeq 1.77 \times 10^3$	
ν_e	$< 5.1 \times 10^{-6}$	
ν_μ	< 0.27	
ν_τ	< 31	
u		$2 < m_u < 8$
d		$5 < m_d < 15$
s		$100 < m_s < 300$
c		$1 < m_c < 1.6 \times 10^3$
b		$4.1 < m_b < 4.5 \times 10^3$
t		$163 < m_t < 189 \times 10^3$ (CDF, 1995)
		$169 < m_t < 228 \times 10^3$ (D0, 1995)

Tabela 2.2: Massas dos férmions

2.1.3 Interação eletrofraca

Um espinor de Dirac, ψ , pode ser decomposto numa componente de mão esquerda e em outra de mão direita, ou seja:

$$\psi = \psi_L + \psi_R,$$

onde

$$\psi_L = \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \psi \quad e \quad \psi_R = \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \psi.$$

Na teoria eletrofraca as partículas fermiônicas são agrupadas em dubletos de $SU(2)_L$ para a componente de mão esquerda,

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L,$$

e singletos para a componente de mão direita

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

Temos então os seguintes valores para terceira componente do isospin de cada uma partículas: $I_z = 0$ para os férmions de mão direita, $I_z = 1/2$ para a componente superior do dubleto e $I_z = -1/2$ para a inferior.

A interação eletrofraca baseada no grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$ é mediada por quatro campos de gauge sem massa W^1, W^2, W^3 e B^0 . Os três primeiros formam um tripleto de $SU(2)_L$

que acopla com o isospin fraco dos férmions e o singlete B^0 acopla com a hipercarga definida como:

$$Y = 2(Q_f - I_z), \quad (2.1)$$

onde q_f é a carga elétrica do férmion e I_z é a terceira componente do seu isospin fraco.

A quebra espontânea da simetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$ induzida pelo mecanismo de Higgs levam ao aparecimento do fóton, sem massa, responsável pela interação eletromagnética, e o bóson massivo Z^0 associado a corrente fraca neutra.

$$\gamma = W^3 \text{sen}\theta_w + B^0 \text{cos}\theta_w \quad (2.2)$$

$$Z^0 = W^3 \text{cos}\theta_w - B^0 \text{sen}\theta_w, \quad (2.3)$$

onde θ_w é o ângulo de Weinberg. São gerados também dois bósons vetoriais W^+ e W^- , carregados e com massa. Desprezando correções radiativas, as massas dos bósons se relacionam como:

$$M_{W^\pm} = \frac{e}{2^{5/4} G_F^{1/2} \text{sen}\theta_w} \simeq \frac{37.3 \text{GeV}/c^2}{\text{sen}\theta_w} \quad (2.4)$$

$$M_{Z^0} = \frac{M_W}{\text{cos}\theta_w} \simeq \frac{37.3 \text{GeV}/c^2}{\text{sen}\theta_w \text{cos}\theta_w} \quad (2.5)$$

$$M_\gamma = 0, \quad (2.6)$$

onde $G_F \simeq 1.166 \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$, é a constante de Fermi.

A lagrangeana de interação das interações eletrofracas de quarks e léptons é descrita como:

$$L_{int} = e[J_{em}^\mu A_\mu + \frac{1}{2\text{cos}\theta_w \text{sen}\theta_w} J_n^\mu Z_\mu + \frac{1}{2\sqrt{2}\text{sen}\theta_w} (J_+^\mu W_\mu^- + J_-^\mu W_\mu^+)], \quad (2.7)$$

onde J_{em}^μ , J_n^μ e J_\pm^μ são as corrente eletromagnética, fraca neutra e carregada respectivamente.

A corrente eletromagnética, que é mediada pelo fóton, se acopla vetorialmente apenas e tem a seguinte forma:

$$J_{em}^\mu = \sum_f e_f \bar{u}(f) \gamma^\mu u(f),$$

onde $e_f = -1, 2/3$ ou $-1/3$ dependendo do tipo de férmion.

A corrente fraca neutra é uma mistura de V e A, com a combinação sendo determinada por θ_w .

$$J_n^\mu = 2 \sum_f \bar{u}(f) \gamma^\mu (g^l \frac{1 - \gamma_5}{2} + g^r \frac{1 + \gamma_5}{2}) u(f),$$

onde $g^{l,r}$ são os acoplamentos de mão esquerda e direita com a corrente fraca neutra:

$$g^{l,r} = I_z^{l,r} - q_f \text{sen}^2 \theta_w, \quad (2.8)$$

onde $I_z^{l,r}$ é a terceira componente do isospin fraco do férmion de mão esquerda e de mão direita respectivamente.

A forma da corrente fraca neutra em função dos acoplamentos vetorial e axial será então :

$$J_n^\mu = \sum_f \bar{u}(f) \gamma^\mu [v - a \gamma_5] u(f),$$

onde os acoplamentos vetorial e axial são combinações lineares dos acoplamentos de mão esquerda e direita:

$$v = \frac{g^l + g^r}{2} \quad (2.9)$$

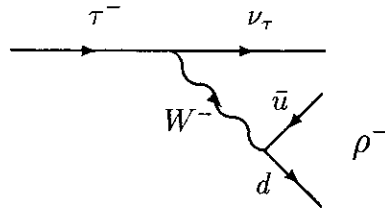


Figura 2.1: Decaimento $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$

e

$$a = \frac{g^l - g^r}{2}. \tag{2.10}$$

Esta diferença existente entre acoplamentos de mão esquerda e de mão direita, permitindo o aparecimento do fator contendo γ_5 , produz uma violação de paridade e helicidade neste tipo de interação .

A corrente fraca carregada mediada por W^+ e W^- se acopla aos férmions via interação de mão esquerda (V-A) apenas. Este tipo de interação é a que ocorre no decaimento do τ . Na nossa experiência um par de τ é produzido a partir da interação eletrofraca neutra, mas seu decaimento $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$, é mediado por uma corrente carregada como mostra a figura 2.1.

A corrente carregada tem a forma:

$$J_+^\mu = (\bar{\nu}_e \ \bar{\nu}_\mu \ \bar{\nu}_\tau) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} + (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t}) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) V_{KM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \tag{2.11}$$

$$J_-^\mu = (J_+^\mu)^\dagger \tag{2.12}$$

onde V_{KM} é a matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.

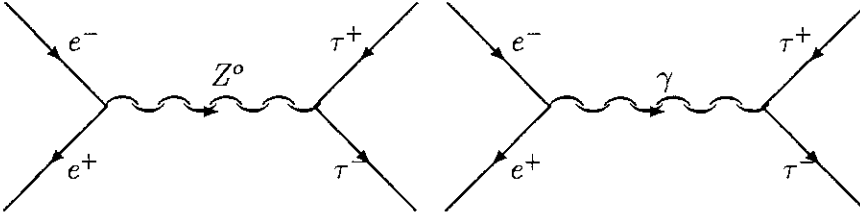


Figura 2.2: Diagrama de mais baixa ordem para produção de férmions

2.2 Física de férmions no LEP

2.2.1 Secção de choque

Nesta sessão vamos estudar a física de férmions no LEP. Como esta tese tem uma ligação com o estudo do férmion τ , vamos particularizar nossos resultados para a partícula tau, sabendo que os resultados são mais gerais, podendo ser aplicados para férmions em geral ¹.

A produção de taus na aniquilação e^+e^- permite o estudo da secção de choque eletrofraca incluindo os efeitos de interferência entre o fóton e o Z^0 . Para feixes não polarizados e ainda, desprezando a massa do férmion ², a secção de choque diferencial é calculada a partir dos diagramas de mais baixa ordem, figura 2.2. Devemos lembrar que no caso de elétrons temos mais diagramas que contribuem para esta secção de choque e portanto não podemos incluir a produção de elétrons nesta descrição. A forma da secção de choque para o par de férmions tem a forma [12]:

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}(\sigma_\gamma + \sigma_{\gamma z} + \sigma_z), \quad (2.13)$$

¹Alguns férmions serão excluídos dependendo do que estivermos estudando

²Como estamos desprezando a massa do férmion, não poderemos generalizar este resultado para o quark pesado *top*

onde s é o quadrado da energia total do centro de massa, σ_γ é a contribuição da QED apenas, σ_z é a contribuição da interação fraca apenas e $\sigma_{\gamma z}$ aparece devido a interferência eletro-fraca. As três componentes são dadas por [13]:

$$\sigma_\gamma = 1 + \cos^2\theta \quad (2.14)$$

$$\sigma_{\gamma Z} = -2q_f[v_e v_\tau(1 + \cos^2\theta) + 2a_e a_\tau \cos\theta] \text{Re}\chi \quad (2.15)$$

$$\sigma_Z = [(v_e^2 + a_e^2)(v_\tau^2 + a_\tau^2)(1 + \cos^2\theta) + 8v_e v_\tau a_e a_\tau \cos\theta] |\chi|^2, \quad (2.16)$$

sendo θ o ângulo entre a direção do elétron e do τ^- , $v_{e,\tau}$ e $a_{e,\tau}$ os acoplamentos vetorial e axial do elétron e do tau com a corrente fraca neutra, q_f a carga do tau e χ o propagador do Z^0 , que tem a forma:

$$\chi = \frac{G_f}{8\sqrt{2}\pi\alpha s} \frac{m_z^2 s}{-m_z^2 + im_z\Gamma_Z}, \quad (2.17)$$

onde m_z e Γ_z correspondem a massa e a largura do Z^0 . No modelo padrão, supondo a universalidade dos léptons, as constantes de acoplamento têm a forma:

$$v_e = v_\tau = \frac{1}{4} + \text{sen}^2\theta_w \quad (2.18)$$

$$a_e = a_\tau = \frac{1}{4}. \quad (2.19)$$

Atualmente temos os seguintes valores para m_z e Γ_z :

$$m_z = 91.187 \pm 0.007 \pm 0.006 \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma_z = 2.483 \pm 0.011 \pm 0.045 \text{ GeV}/c^2$$

Podemos reescrever a secção de choque da forma:

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} [S(1 + \cos^2\theta) + A\cos\theta] \quad (2.20)$$

onde temos:

$$S = 1 - 2Q_f v_e v_\tau \text{Re}\chi + [(v_e^2 + a_e^2)(v_\tau^2 + a_\tau^2)|\chi|^2] \quad (2.21)$$

$$A = -4q_f a_e a_\tau \text{Re}\chi + 8v_e v_\tau a_e a_\tau |\chi|^2. \quad (2.22)$$

Apenas o termo simétrico contribui para a secção de choque total:

$$\sigma_\tau = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} S. \quad (2.23)$$

No LEP, onde $\sqrt{s} \simeq m_z$ obtemos a seguinte aproximação :

$$\sigma_\tau \simeq \frac{4\pi\alpha^2}{3m_z^2} [1 + (v_e^2 + a_e^2)(v_\tau^2 + a_\tau^2) \left(\frac{G_f}{8\sqrt{2}\pi\alpha}\right)^2 \frac{m_z^3}{\Gamma_z^2}] \quad (2.24)$$

2.2.2 Assimetrias

O termo da secção de choque de QED de mais baixa ordem é completamente simétrico com respeito ao ângulo de produção do τ , entretanto, ao adicionarmos o termo de interferência e de interação fraca, esta simetria é destruída devido ao termo dependente de $\cos\theta$. Este

efeito pode ser observado experimentalmente, medindo a assimetria 'forward - backward', definida como:

$$A_{FB} = \frac{N_F - N_B}{N_F + N_B}, \quad (2.25)$$

onde N_F e N_B são os números de τ^- emergentes com $0 \leq \theta < 90^\circ$ e $90^\circ < \theta \leq 180^\circ$, os hemisférios 'forward' e 'backward' com relação ao sentido de e^- . Integrando a equação 2.20 sobre toda a distribuição temos:

$$A_{FB} = \frac{3}{8} \frac{A}{S}. \quad (2.26)$$

Esta expressão pode ser simplificada quando a colisão e^+e^- tem uma energia de centro de massa aproximadamente igual a massa do Z^0 , que é o caso do LEP. Neste caso, teremos $Re\chi = 0$ para $\sqrt{s} = m_z^2$ e ainda, os termos devido a troca de fóton são desprezíveis em relação aos de interação com o Z^0 , ou seja, $\Gamma_z^2/m_z^2 \ll 1$. A assimetria 'forward-backward' é então dada por:

$$A_{FB} \simeq \frac{3}{4} \frac{2v_e a_e}{v_e^2 + a_e^2} \frac{2v_\tau a_\tau}{v_\tau^2 + a_\tau^2} = \frac{3}{4} A_e A_\tau, \quad (2.27)$$

onde A_e e A_τ são as assimetrias no acoplamento de mão esquerda (g^l) e direita (g^r) da corrente fermiônica com o Z^0 :

$$A_f = \frac{L - R}{L + R} = \frac{(g^l)^2 - (g^r)^2}{(g^l)^2 + (g^r)^2} = \frac{2v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2} \quad (2.28)$$

2.2.3 Polarização

A diferença na secção de choque para produção de τ de mão esquerda e direita, na aniquilação $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, é devida a diferentes intensidades de acoplamento de mão esquerda e direita. Isto faz com que o férmion produzido seja polarizado³. Esta

³Nesta descrição sobre polarização devemos excluir os quarks

polarização é refletida na distribuição de energia e na distribuição angular dos produtos de decaimento do τ . Esta assimetria de helicidade é definida como:

$$A_{POL}^{\tau} = -\frac{\sigma(\tau_L) - \sigma(\tau_R)}{\sigma(\tau_L) + \sigma(\tau_R)} \quad (2.29)$$

onde $\sigma(\tau_L, \tau_R)$ são as secções de choque para a produção de taus de mão esquerda e direita.

Esta expressão é equivalente a:

$$A_{POL}^{\tau} = \frac{(g^l)^2 - (g^r)^2}{(g^l)^2 + (g^r)^2} = -\frac{2v_{\tau}a_{\tau}}{v_{\tau}^2 + a_{\tau}^2} = -A_{\tau}. \quad (2.30)$$

Esta polarização média longitudinal do τ depende apenas dos acoplamentos vetorial e axial do τ , portanto uma medida de sua polarização é uma forma de medir v_{τ}/a_{τ} .

A dependência da polarização com a energia do centro de massa s e o ângulo θ pode ser obtida a partir da secção de choque de Born para produção de τ , $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, que inclui a dependência na polarização longitudinal do τ^- [21]:

$$\frac{d\sigma_{born}}{d\cos\theta}(s, \cos\theta; p_{\tau}) = (1 + \cos^2\theta)F_0(s) + 2\cos\theta F_1(s) + p_{\tau}[(1 + \cos^2\theta)F_2(s) + 2\cos\theta F_3(s)], \quad (2.31)$$

com:

$$F_0(s) = \frac{\pi\alpha^2}{2s} [q_e^2 q_{\tau}^2 + 2\text{Re}\chi(s)q_e q_{\tau} v_e v_{\tau} + |\chi(s)|^2 (v_e^2 + a_e^2)(v_{\tau}^2 + a_{\tau}^2)] \quad (2.32)$$

$$F_1(s) = \frac{\pi\alpha^2}{2s} [2\text{Re}\chi(s)q_e q_{\tau} a_e a_{\tau} + |\chi(s)|^2 2v_e a_e 2v_{\tau} a_{\tau}] \quad (2.33)$$

$$F_2(s) = \frac{\pi\alpha^2}{2s} [2\text{Re}\chi(s)q_e q_{\tau} v_e a_{\tau} + |\chi(s)|^2 (v_e^2 + a_e^2) 2v_{\tau} a_{\tau}] \quad (2.34)$$

$$F_3(s) = \frac{\pi\alpha^2}{2s} [2\text{Re}\chi(s)q_e q_\tau a_e v_\tau + |\chi(s)|^2(v_\tau^2 + a_\tau^2)2v_e a_e] \quad (2.35)$$

$$\chi(s) = \frac{s}{s - M_z^2 + i s \frac{\Gamma_\tau}{M_z}} \quad (2.36)$$

A forma da polarização então fica:

$$A_{POL}^\tau(s, \cos\theta) = -\frac{d\sigma(\cos\theta, p = +1) - d\sigma(\cos\theta, p = -1)}{d\sigma(\cos\theta, p = +1) + d\sigma(\cos\theta, p = -1)} = -\frac{(1 + \cos^2\theta)F_2(s) + 2\cos\theta F_3(s)}{(1 + \cos^2\theta)F_0(s) + 2\cos\theta F_1(s)} \quad (2.37)$$

Na ressonância do Z^0 esta expressão se reduz a:

$$A_{POL}^\tau(\cos\theta) = \frac{A_\tau + \frac{2\cos\theta}{1+\cos^2\theta} A_e}{1 + \frac{2\cos\theta}{1+\cos^2\theta} A_\tau A_e} \quad (2.38)$$

2.3 Características do τ

2.3.1 A descoberta

Em 1975 foi descoberto o lépton τ [1] no detector MARK I, com 24 eventos produzidos pela aniquilação e^+e^- a uma energia de centro de massa de 4.8 GeV. Estes eventos continham um elétron e um muon apenas. As partículas observadas eram acolineares, além disso, aparentemente o evento não conservava energia nem momento. Esta "energia faltante" foi interpretada como energia carregada por neutrinos. O decaimento observado está mostrado na figura 2.3.

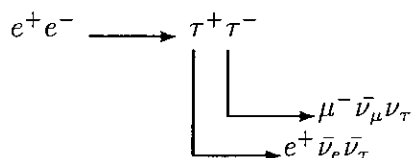


Figura 2.3: Decaimento referente a descoberta do τ

2.3.2 A massa do τ

Este novo lépton tem a peculiaridade de ser bem mais pesado que o elétron. A massa do τ foi determinada a partir da dependência da secção de choque de produção de τ com a energia de centro de massa perto do limiar. A medida mais recente usando este método foi realizada pelo experimento BES [18]. Até esta medida, a massa do τ estava acima do esperado, não concordando com a universalidade dos léptons, pois tínhamos para

$$\left(\frac{G_{\tau\rightarrow e\nu\bar{\nu}}}{G_{\mu\rightarrow e\nu\bar{\nu}}}\right)^2 = \left(\frac{m_\mu}{m_\tau}\right)^5 \frac{(B_\tau)^e \tau_\mu}{(B_\mu)^e \tau_\tau}, \quad (2.39)$$

onde $(B_\tau)^e$ e $(B_\mu)^e$ são os *branching ratio* eletrônico do tau e do múon, um valor de 0.941 ± 0.025 . Esta dependência na massa do τ na potência 5, exige então uma medida bastante precisa. Com a medida do experimento BES, onde eles analisam apenas eventos leptônicos, foi obtido o valor 0.960 ± 0.024 . Ainda mais recentemente foram usados dois novos métodos: O trabalho da colaboração ARGUS onde eles analisam o espectro de uma pseudomassa do τ do tipo $\tau \rightarrow \pi\pi\pi\nu$ [19] e o outro do grupo do CLEO, onde usando apenas eventos que decaem hadronicamente, estes analisam o espectro de mínima energia cinematicamente permitida para a massa do τ [20]. Estes dois últimos métodos são interessantes no sentido de que estas formas de medir, contrariamente ao método

anterior, dependem da massa do neutrino, permitindo assim obter limites para a massa do neutrino. A média mundial da massa do τ é $1777.1_{-0.5}^{+0.4} MeV/c^2$ [14].

2.3.3 O spin

Para a determinação do spin do τ foi estudado o processo

$$e^+e^- \rightarrow \gamma_{virtual} \rightarrow \tau^+\tau^-, \quad (2.40)$$

onde sua secção de choque, supondo o acoplamento V-A com partículas pontuais, tem a mesma dependência em energia que a secção de choque pontual, modificada pelos efeitos da massa do τ perto do limiar de produção :

$$\sigma_{\tau^+\tau^-} = \sigma_{point}F(\beta), \quad (2.41)$$

onde $F(\beta)$ é uma função do spin da partícula e $\beta = v/c$ sendo v a velocidade do τ no sistema do laboratório. Para partículas de spin 1/2 temos:

$$F(\beta) = \frac{\beta(3 - \beta^2)}{2} \quad (2.42)$$

Fazendo o ajuste com esta secção de choque então , concluí-se que o τ tem spin 1/2.

2.3.4 Momento Magnético

Assumindo que o tau obedece a equação de Dirac, seu momento de dipolo magnético tem a forma:

$$\mu_\tau = g'_\tau \frac{e}{2mc} \frac{h}{2} \quad (2.43)$$

onde a constante $g'_\tau = 2$. O fator g'_τ reflete a natureza pontual da partícula, desvios deste valor podem indicar uma subestrutura do τ . Entretanto, mesmo na ausência de

uma estrutura interna , a interação eletrofraca modifica o fator g'_τ devido à emissão e absorção de fótons virtuais (efeitos de QED), bósons vetoriais (efeito de interação fraca) e à polarização do vácuo em pares de partículas - antipartículas reais e virtuais (efeito de interação forte) . Este fator g'_τ pode ser descrito pela anomalia no momento magnético a'_τ da seguinte maneira:

$$g'_\tau = 2(1 + a'_\tau) \quad (2.44)$$

onde a'_τ terá a forma:

$$a_\tau = a_1 \frac{\alpha}{\pi} + (a_2^{QED} + a_2^{had\tau}) \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + a_2^{fraco} + O\left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 + \dots \quad (2.45)$$

O primeiro termo corresponde ao diagrama de QED de segunda ordem e é bem calculado sendo $a_1 = 1/2$ [5]. Este é o termo dominante, pois os outros contribuem com valores muito baixos.

2.3.5 Vida Média

A vida média do τ pode ser usada para testar a universalidade dos léptons. No caso de desintegração em elétrons, desprezando a massa do neutrino, a largura de decaimento tem a forma:

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = \frac{G_e G_\tau m_\tau^5}{192\pi^3} f(x)(1 + \delta_{ew}) \quad (2.46)$$

onde $x = m_e^2/m_\tau^2$, $f(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \ln x$ e $\delta_{ew} \simeq -0.4\%$ é a correção eletrofraca [7]. Para o decaimento do μ temos à mesma forma, levando então a relação :

$$\tau_\tau = \tau_\mu \left(\frac{G_\mu}{G_\tau}\right)^2 \left(\frac{m_\mu}{m_\tau}\right)^5 BR(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau). \quad (2.47)$$

A medida mais recente da vida média do tau foi realizada de quatro formas diferentes pelo experimento DELPHI [6]. O resultado combinado é $\tau_\tau = 298 \pm 7fs$, com isso obtém-se a razão das constantes de acoplamento de Fermi como sendo 0.985 ± 0.013 , que é compatível com a universalidade dos léptons.

2.3.6 Acoplamento do τ

A estrutura do vértice $\tau - \nu_\tau - W$ pode ser estudada a partir da medida do espectro de energia dos decaimentos leptônicos do τ . Sendo o decaimento do τ um decaimento fraco onde a paridade não é conservada, este espectro é sensível à particular mistura dos acoplamentos vetorial(v) e axial(a). Desprezando possíveis termos de massa para o ν_τ , correções radiativas e termos proporcionais a m_l^2/m_τ^2 , a distribuição de energia para o férmion vista no referencial do τ é [14]:

$$\frac{d^2\Gamma_{\tau \rightarrow l\nu\bar{\nu}}}{d\Omega dx} \propto x^2 [2(1-x) + \rho_\tau \left(\frac{32}{3x} - 8\right) + 24\eta_\tau \frac{m_l}{m_\tau} \frac{1-x}{x} - P_\tau \xi_\tau \cos\theta [4(1-x) + \delta_\tau \left(\frac{32}{3x} - 8\right)], \quad (2.48)$$

onde $x = 2E_l/m_\tau$, P_τ é a polarização do tau, θ é o ângulo entre o spin do τ e o momento do lépton e ρ , η , δ , e ξ são parâmetros de Michel [8]. Considerando interação vetorial apenas, $\eta = 0$. Podemos ter diferentes combinações (vetorial e axial) de interação nos vértices $l^- \bar{\nu}_l$ e $\tau^- \nu_\tau$. No caso particular da combinação do tipo $(v - a)$ para o vértice $l^- \bar{\nu}_l$ e uma mistura para o outro vértice, o parâmetro ρ tem a seguinte forma:

$$\rho = \frac{3}{4} \frac{(v_\tau - a_\tau)^2}{(v_\tau - a_\tau)^2 + (v_\tau + a_\tau)^2}. \quad (2.49)$$

Para a teoria V-A esperamos um valor de $\rho = 3/4$. Esta medida já foi confirmada em diversos experimentos com bastante precisão. Esperamos também um valor de $\delta = 3/4$ e $\xi = 1$. Este último pode ser obtido a partir da polarização do tau [9].

Ainda neste caso particular, podemos relacionar este parâmetro ξ com a helicidade do neutrino do tau, que é medida a partir da assimetria de violação de paridade.

$$h_{\nu_\tau} = 2 - \xi = -\frac{2v_\tau a_\tau}{v_\tau^2 + a_\tau^2} \simeq 1.2, \quad (2.50)$$

que é consistente com a hipótese de (V - A)

2.3.7 O decaimento hadrônico do τ

Ao contrário do elétron e do múon, o tau é pesado o suficiente para decair em canais hadrônicos, podendo inclusive decair em mésons estranhos. A descrição teórica dos decaimentos do tau é baseada no fato de que a corrente fraca hadrônica é da forma V-A. A forma geral da largura de decaimento hadrônico é dada por [10]:

$$\begin{aligned} \Gamma(\tau^- \rightarrow \text{hádrons} + \nu_\tau) &= \frac{G^2}{32\pi^2 m_\tau^3} \int_0^{m_\tau^2} dq^2 \\ &\times (m_\tau^2 - q^2)^2 ((m_\tau^2 + 2q^2)(v_1(q^2) + a_1(q^2)) + m_\tau^2 a_o(q^2)) \cos^2 \theta_c \\ &\times ((m_\tau^2 + 2q^2)(v_1^s(q^2) + a_1^s(q^2)) + m_\tau^2 (v_o^s(q^2) + a_o^s(q^2))) \sin^2 \theta_c, \end{aligned}$$

onde v e a são funções espectrais vetorial e axial, e θ_c é o ângulo de Cabibbo. Cada função espectral está relacionada ao spin-paridade e a estranheza dos estados finais. Na expressão acima, v_1 , a_1 , v_1^s e a_1^s estão associados a $J = 1$ e os de subíndice 0, a $J = 0$. Portanto apenas estados com $J = 0, 1$ são permitidos. Alguns possíveis estados finais se encontram na tabela 2.3:

Função espectral	spin-paridade J^P	Estranheza S	Estados finais possíveis
v_1	1^-	0	$\rho(770), \rho'(1600), (2\pi)^- \dots$
a_1, a_0	$1^+, 0^-$	0	$\pi^-, A_1(1270), (3\pi)^-$
v_1^s, v_0^s	$1^-, 0^+$	-1	$K^*(890), (K\pi)^-$
a_1^s, a_0^s	$1^+, 0^-$	-1	$K^-, Q_1(1280), Q_2(1400), (K\pi\pi)^-$

Tabela 2.3: Possíveis estados finais do decaimento do tau

Para um particular h^- apenas algumas funções espectrais não são zero. No caso particular do méson vetorial ρ , $J = 1$, apenas a_1 e v_1 sobrevivem. Ainda, para haver conservação de paridade G (combinação de conjugação de carga e isospin) devemos ter $a_1 = 0$, só restando v_1 . Supondo que a corrente vetorial seja conservada, teorema CVC, podemos obter uma relação entre a parte isovetorial da aniquilação de e^+e^- em *hádrons* (no caso ρ^0) com a parte vetorial da corrente carregada fraca, ou seja, é uma forma de relacionar o vértice $W - \rho$ com $\gamma - \rho$. Temos então :

$$v_1(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \rho^-, q^2) = \frac{q^2}{4\pi^2 \alpha^2} \sigma_{I=1}(e^+e^- \rightarrow \rho^0, q^2) \quad (2.51)$$

onde q^2 é a massa invariante de ρ e de ρ^0 . A largura de decaimento então fica:

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \rho^-) = \frac{G_f^2 \cos^2 \theta_c m_\tau^3}{96\pi^3} \int_0^{m_\tau^2} dq^2 \left[1 - \frac{q^2}{m_\tau^2}\right]^2 \left[1 + 2\frac{q^2}{m_\tau^2}\right] \frac{\sigma_{I=1}(e^+e^- \rightarrow \rho^0, q^2)}{\sigma_{point}}, \quad (2.52)$$

onde $\sigma_{point} = \frac{4\pi\alpha^3}{3q}$. O valor obtido para este cálculo é [15]:

$$R(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \rho^-) = \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \rho^-)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} \simeq 1.32 \quad (2.53)$$

que concorda com os valores obtidos nos experimentos.

Capítulo 3

O Experimento DELPHI

3.1 O Acelerador LEP

O colisor de e^+e^- LEP, *Large Electron Positron*, está situado no CERN em Genebra. É um acelerador de 27 km numa profundidade de 100 m abaixo do solo. O anel de colisão consiste de um tubo por onde passa o feixe, uma série de magnetos que servem para guiar ou focalizar o feixe e aceleradores que consistem em cavidades de rádio-frequência que proporcionam energia para a aceleração dos elétrons e dos pósitrons. Cada feixe está concentrado em aglomerados que contêm da ordem de 4×10^{11} elétrons ou pósitrons. Há um total de 8 aglomerados de elétrons e pósitrons, que estão sincronizados para colidirem nos quatro pontos do LEP onde estão localizados os detectores ALEPH, DELPHI, OPAL e L3. LEP está atualmente operando em torno de uma energia de centro de massa de 91 GeV (ressonância do Z^0), e deve aumentar sua energia para 180 GeV, acima do limiar para produção de W^+W^- , em 1996.

3.2 O Detector DELPHI

O detector DELPHI, figura 3.1, *Detector for Electron Photon and Hadron Identification*, é um dos quatro experimentos instalados no LEP. O DELPHI [25] é um detector construído

com diversas finalidades, mas com um interesse especial em identificação de partículas, para isso se utiliza do *Ring Imaging Čerenkov* (RICH), e em medidas de precisão dos decaimentos de partículas próximo ao ponto de colisão, usando então o VD (Detector de Micro Vértice).

O DELPHI tem a forma de um cilindro, constituído de sucessivas camadas de detectores coaxiais a direção de propagação do feixe, como mostram as figuras 3.2 e 3.3:

Temos na região central o VD, o Detector Interno (ID), a Câmara de Projeção Temporal (TPC), o RICH e o Detector Externo (OD) num raio de 2 m a partir do centro da colisão. Em seguida vêm os calorímetros eletromagnético (HPC) e hadrônico (HAC), e finalmente as câmaras de múons num raio de 5 m. Da mesma maneira temos as tampas com os seguintes detectores frontais: as câmaras de traço (FCA e FCB), o RICH, os calorímetros eletromagnético e hadrônico e as câmaras de múon a 5 m de cada lado do ponto de interação. Desta forma, temos uma cobertura em ângulo sólido de quase 4π . As câmaras de traço e o calorímetro eletromagnético estão dentro de um campo magnético solenoidal de 1.2 Tesla produzido por uma bobina supercondutora carregando uma corrente de 5000 A.

Os vários sub-detectores são construídos por diferentes técnicas para atingir seus objetivos de identificação ou medida de posição, momento, ou energia dos produtos de decaimento decorrentes da colisão e^+e^- .

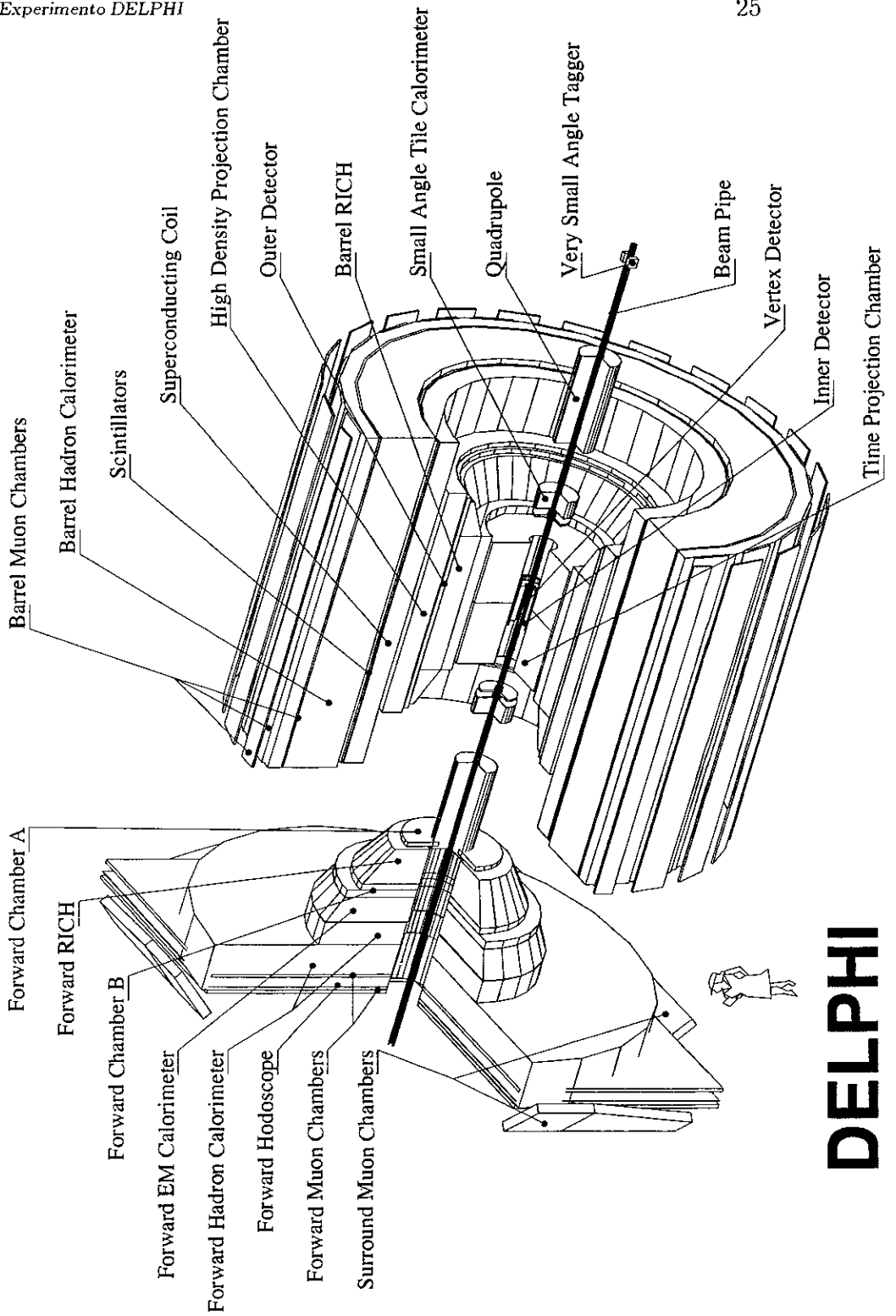


Figura 3.1: Visão global do DELPHI

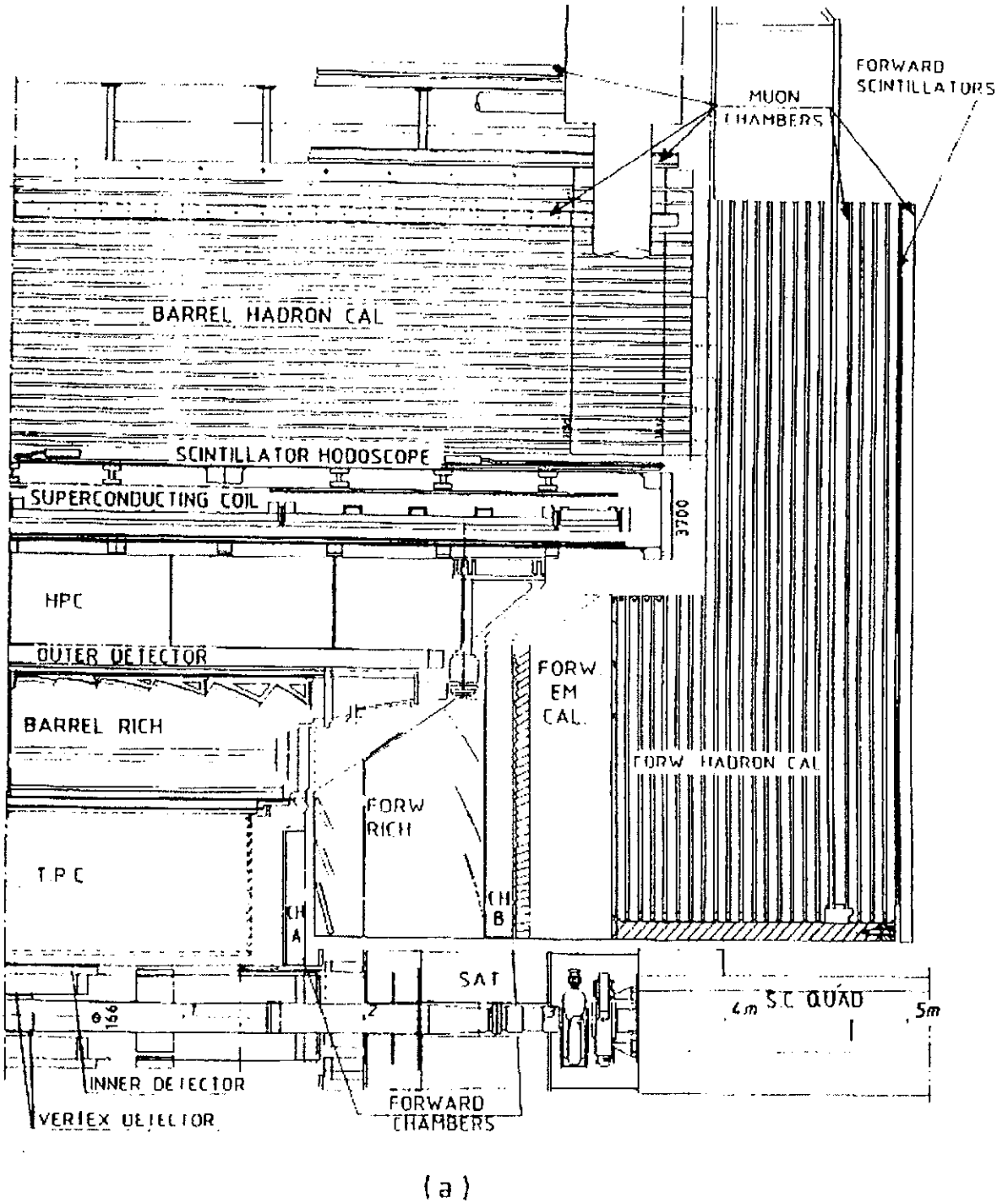
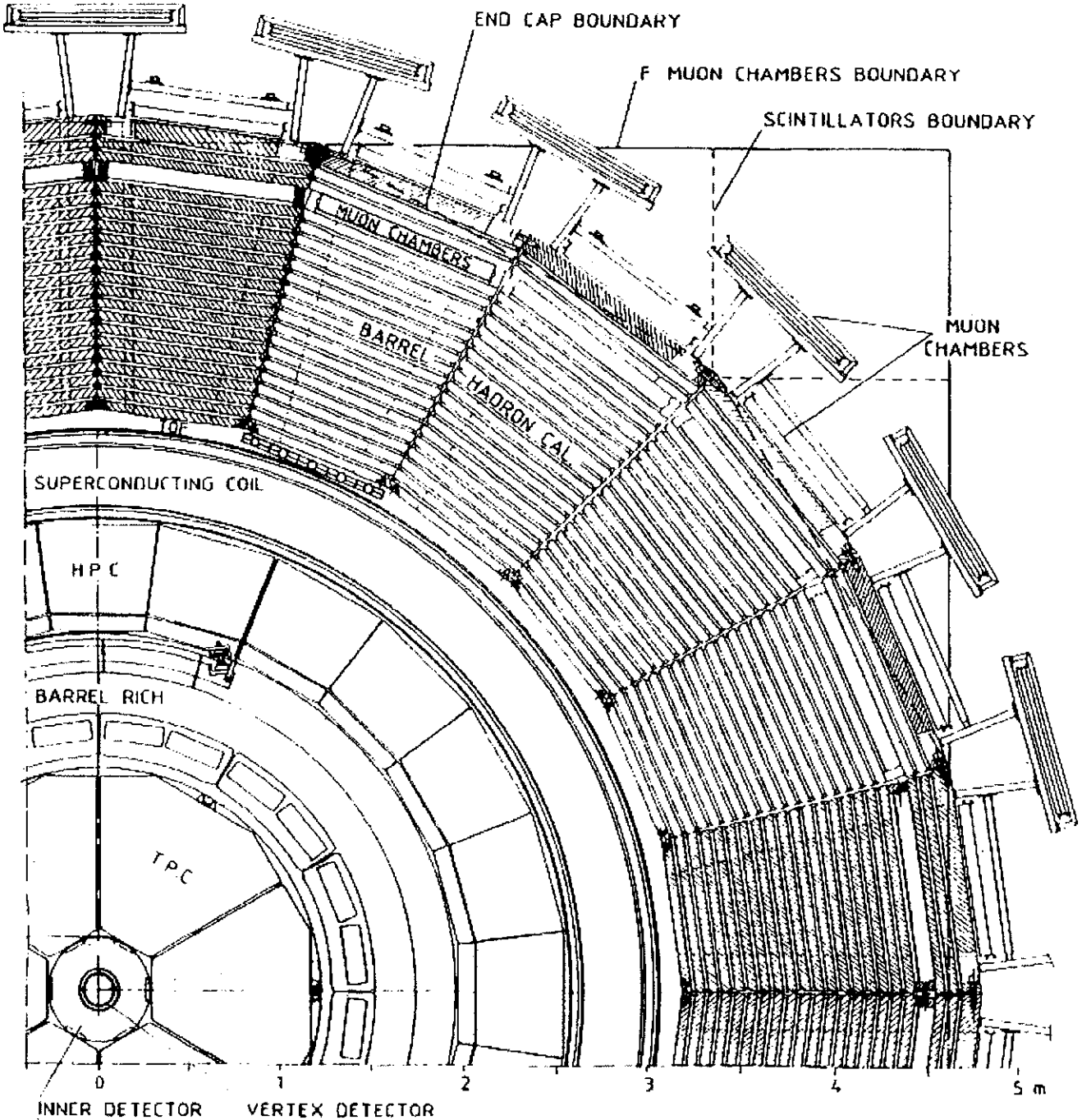


Figura 3.2: Secção Longitudinal do DELPHI.



(b)

Figura 3.3: Secção Transversal do DELPHI

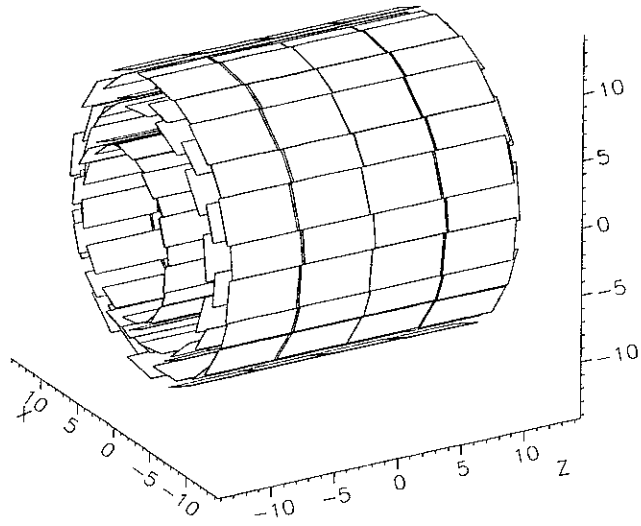


Figura 3.4: Detector de micro vértice

3.3 Descrição do Detector

3.3.1 Detectores de Traço Centrais

Detector de Micro Vértice (VD)

É um detector de silício de alta precisão que mede a posição dos traços carregados em três pontos bem próximos a região de interação, auxiliando assim a reconstrução do traço e melhorando a resolução no momento [26]. Ele é fundamental para o estudo de quarks pesados e do lépton τ , que decaem muito rapidamente.

Este detector é formado de três 'casca' de cilindro concêntricas como podemos ver na figura 3.4, em que cada uma é composta de várias plaquetas de silício. Os raios médios de cada casca são 6.3, 9 e 11 cm. A camada mais interna tem comprimento de 28 cm e cobre uma região angular de $25^\circ < \theta < 155^\circ$. As duas mais externas medem 24 cm e cobrem a região de $43^\circ < \theta < 137^\circ$.

As plaquetas estão dispostas em módulos, cada um com 4 plaquetas alinhadas na

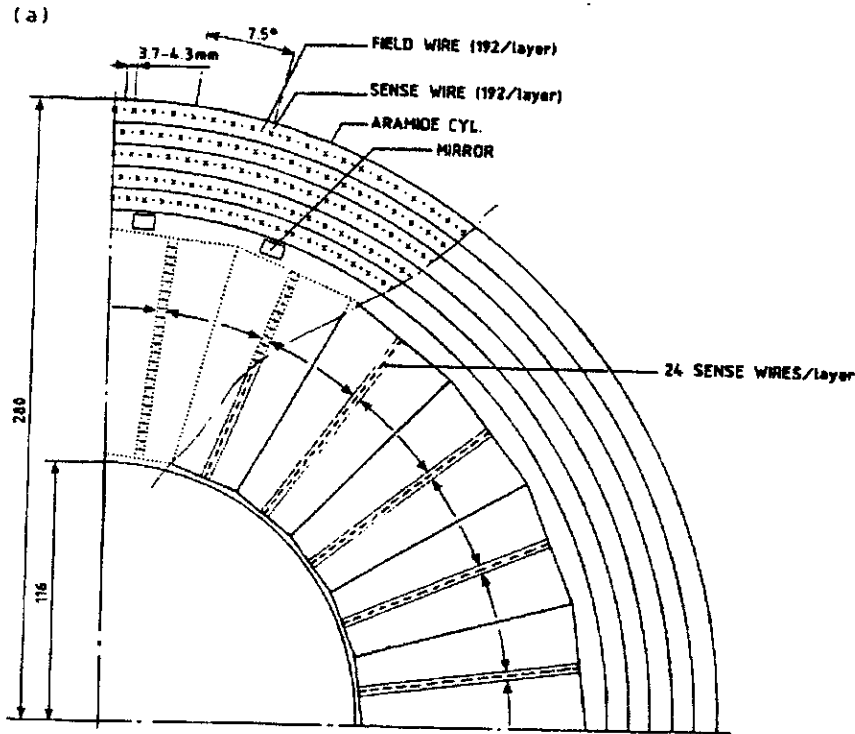


Figura 3.5: Corte transversal de um quadrante do detector interno

direção z , que é a direção do feixe. O número total de módulos de silício é de 24 com uns 10 – 15% de superposição entre eles. A resolução de separação de traços é:

$$\sigma = 100\mu m$$

Detector Interno (ID)

O detector interno [27] tem dois objetivos: reconstrução dos traços carregados e informação de *trigger*. Para isso, este detector é formado por duas camadas concêntricas, mas com duas funções diferentes.

A primeira, a mais interna é uma câmara de arrasto segmentada em 24 setores em $R\phi$, onde cada um contém 24 fios no seu centro, como na figura 3.5.

Seu comprimento é de 80 cm, cobrindo uma região angular de $29^\circ < \theta < 151^\circ$ e, se combinada com a FCB, detector que descreverei mais tarde, de $18^\circ < \theta < 162^\circ$. A medida do tempo de deriva até cada um dos fios permite a determinação de 20 pontos, em média (máximo de 24), da trajetória da partícula. A precisão na medida de cada ponto é

$$\sigma_{R\phi} = 80\mu m.$$

A segunda delas é uma câmara de trigger que consiste em 5 camadas cilíndricas, cada uma com 192 fios distribuídos ao longo de ϕ , formando assim uma 'Multiwire Proportional Chamber' (MWPC), e um catodo formado por 192 tiras circulares. A resolução em z é

$$\sigma_z < 1mm.$$

Câmara de Projeção Temporal (TPC)

A TPC [28] é o detector de traços mais importante do DELPHI. Ele detecta a posição do traço em três dimensões, mede o momento (a partir da curvatura do traço no campo magnético) e além disso pode identificar algumas partículas medindo a energia depositada no detector.

Este detector é uma câmara de arrasto constituída de duas metades de cilindro de comprimento 1.33 m, raio interno 35 cm e externo 111 cm, separadas por uma placa de alta tensão em $z = 0$, produzindo assim um campo elétrico paralelo à direção do feixe, figura 3.7. A região angular coberta é de $20^\circ < \theta < 160^\circ$, mas devido a esta parede no centro, há uma região insensível de 2° em θ .

As tampas são divididas em 6 setores equipados com um plano de 192 fios sensíveis e paralelamente temos outro plano com 16 tiras circulares de eletrodos. Quando uma

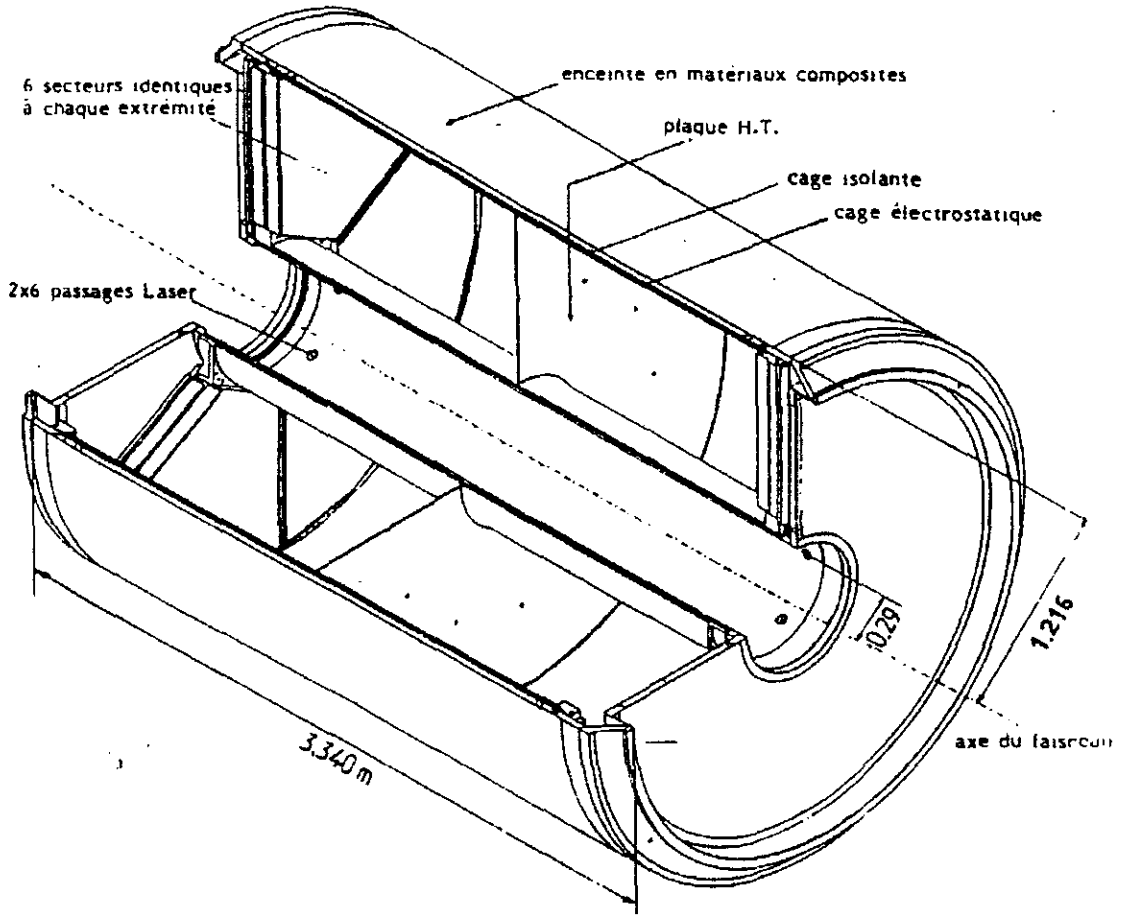


Figura 3.6: TPC: Cilindro

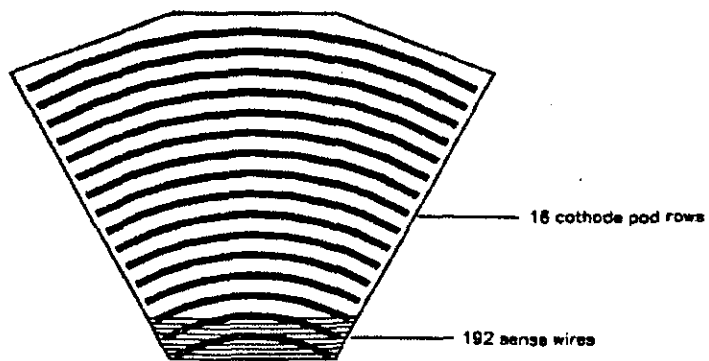


Figura 3.7: TPC: Setor da tampa

partícula carregada atravessa o detector, ela ioniza o gás que há nele criando elétrons que, devido ao campo elétrico, se deslocam com uma velocidade típica de $6.5\text{cm}/\mu\text{s}$ para as tampas, onde a carga é coletada pelo fio e este induz uma carga nos eletrodos, podendo assim reconstruir o traço no plano $R\phi$ com

$$\sigma_{R\phi} \simeq 250\mu\text{m}.$$

A coordenada z é obtida pela medida do tempo de deriva do elétron, com precisão

$$\sigma_z \sim 1\text{mm}.$$

Assim é possível reconstruir o traço em 3 dimensões sendo este detector a base da reconstrução da trajetória, onde um mínimo de 4 pontos são medidos. A TPC mede um número máximo de 16 pontos ao longo da trajetória.

A medida da energia da partícula, obtida a partir da altura do pulso induzido nos fios, permite a separação $e - \pi$ numa região de energia abaixo de 8 GeV com uma resolução de 5.5%.

Detector Externo (OD)

O detector externo [29] tem duas funções : a primeira, devido ao seu tempo de resposta ($2\mu\text{s}$), prover uma rápida informação para o trigger tanto em $R\phi$ quanto em z . A outra é a de melhorar a resolução na medida do momento, visto que o tamanho da TPC é limitado pelo RICH. O OD começa num raio de 198 cm e cobre um ângulo de $43^\circ < \theta < 137^\circ$.

É formado por 24 setores em $R\phi$ medindo 4.7 m ao longo de z e cada um contendo 145 tubos de deriva distribuídos em 5 camadas. Todas as camadas contribuem com no mínimo



um ponto em $R\phi$ e ainda, três delas proporcionam informação relativa à coordenada z utilizando - se do tempo relativo dos sinais nas pontas dos fios.

A resoluções espaciais são :

$$\sigma_{R\phi} = 110\mu m$$

$$\sigma_z = 3.5cm.$$

3.3.2 Detectores de Traço Frontais

Câmara Frontal A (FCA)

Esta câmara de deriva está posicionada diretamente atrás das capas da TPC, $z = \pm 155$ cm permitindo que as regiões de $11^\circ < \theta < 33^\circ$ e $147^\circ < \theta < 169^\circ$ possam ser exploradas tanto em termos de reconstrução de traço quanto em trigger.

Cada lado do detector consiste de 3 câmaras deslocadas uma em relação a outra de 120° e dividida em duas metades de disco com raio interno de 29 cm e externo de 103 cm. Cada metade tem duas camadas defasadas com 64 fios como mostra a figura 3.8. A resolução típica é de:

$$\sigma_{xy} \sim 300\mu m.$$

Câmara Frontal B (FCB)

Cobre a região $13^\circ < \theta < 35^\circ$ e $145^\circ < \theta < 167^\circ$. Cada câmara do detector consiste em duas metades de disco, com raio interno de 48 cm e externo de 211 cm, perpendicularmente ao feixe na região de $|Z| \simeq 260 - 274$ cm, figura 3.9. Tem 12 fios sensíveis que são agrupados em pares defasados de 120° . A resolução da FCB é:

$$\sigma_{x,y} \simeq 150\mu m.$$

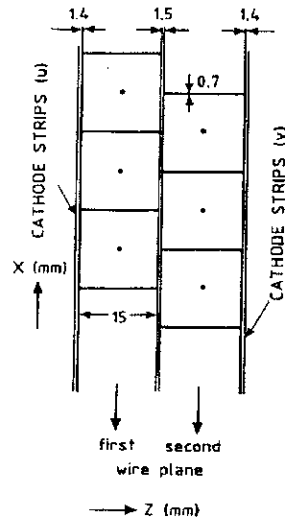


Figura 3.8: Posição relativa dos fios nos dois planos consecutivos da FCA

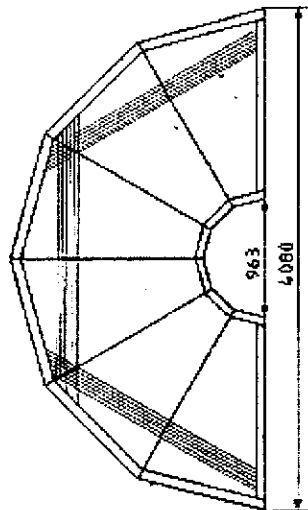


Figura 3.9: As três diferentes orientações dos fios na FCB, defasados de 120°

3.3.3 Ring Imaging Čerenkov Counters (RICH)

O RICH foi desenvolvido para a identificação de píons, kaons e prótons. Partículas carregadas cruzando os radiadores Čerenkov com uma velocidade maior que a velocidade da luz neste meio, emitem fótons que são coletados por câmaras de projeção temporal contendo um agente fotosensível. Os fótons produzidos pelo efeito Čerenkov são emitidos num cone centrado na trajetória da partícula, refletidos em espelhos parabólicos e focalizados em imagens na forma de anéis. Temos dois detectores independentes, o central, cobrindo uma região de $40^\circ < \theta < 140^\circ$, e o frontal.

Barrel Rich (RIB)

Este detector [30] mede 3.5 m, com raio interno de 123 cm e externo de 192 cm. É dividido em duas metades com uma parede de 6.4cm no meio. É segmentado em 24 setores em cada metade. Um total de 288 espelhos cobre a superfície do detector. É composto por dois radiadores, o líquido que é usado para identificar partículas com até 10 GeV/c e o gasoso que identifica partículas com momento entre 2.5 GeV/c e 25 GeV/c.

Forward Rich (RIF)

Consiste em duas metades de cone e é dividido em 12 setores modulares ao longo de ϕ [31]. Também é composto por dois radiadores, o líquido que é usado para identificar partículas com até 10 GeV/c e o gasoso que permite a identificação até 40 GeV/c.

3.3.4 Calorímetros

Calorímetro Eletromagnético Central (HPC)

A HPC [32] é uma câmara de arrasto segmentada com camadas de chumbo para induzir um chuveiro eletromagnético na passagem de elétrons e fótons. Isto permite a separação de elétrons e fótons de hádrons.

Este calorímetro eletromagnético, situado na região central, cobre uma região de $43^\circ < \theta < 137^\circ$. É segmentado em 6 anéis ao longo da direção de propagação, z , cada um dividido em 24 módulos com espaços de 1 cm entre cada um. Seu raio interno mede 208 cm e o externo 260 cm e tem, em média, 18 comprimentos de radiação. Cada módulo é constituído de 41 placas de chumbo separadas por um meio gasoso. A HPC se utiliza do fato dos elétrons emergentes das camadas de chumbo migrarem (com uma velocidade típica de $5\text{cm}/\mu\text{s}$ num campo de 100 V/cm) na direção z dentro do gás para as câmaras proporcionais situadas no fim de cada módulo, onde as cargas são amplificadas e o sinal é lido num eletrodo de 128 segmentos, figura 3.10, para a reconstrução da coordenada z . A forma dos eletrodos define a granularidade na reconstrução da coordenada $R\phi$. Ainda, a existência de 9 camadas permite uma boa reconstrução do chuveiro. A precisão na determinação do início de um chuveiro eletromagnético é de 0.003 radianos em θ e 0.006 radianos em ϕ e a resolução em energia para elétrons de $45\text{ GeV}/c$ é:

$$\sigma_E = 5.5\%.$$

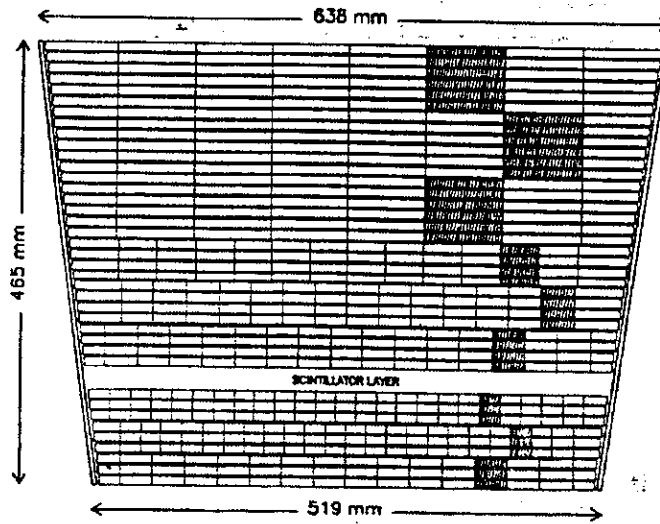


Figura 3.10: Seção transversal de um módulo da HPC: estrutura da câmara de leitura Calorímetro Eletromagnético Frontal (FEMC)

A FEMC [33] é um calorímetro com a função de cobrir a parte frontal do detector. A região sensível é $10^\circ < \theta < 36.5^\circ$ e o equivalente para o outro lado, $-z$. É formada por dois discos cada um com 5 m de diâmetro num total de 9064 blocos de vidro dopado com chumbo em forma de pirâmide. Para elétrons de 45 GeV/c a resolução é:

$$\sigma_E = 11\%.$$

Calorímetro Hadrônico (HAC)

Divide - se em duas partes: a central, cobrindo uma região angular de $42.6^\circ < \theta < 137.4^\circ$ e duas tampas cobrindo $11.2^\circ < \theta < 48.5^\circ$ e $131.5^\circ < \theta < 168.8^\circ$. O detector central é formado por 24 setores constituído de placas de ferro de 5 cm de espessura cada, num total de 110 cm de ferro. As tampas são similares a região central e contém 19 camadas entre as placas de ferro, formada por câmaras de fios. As bordas de leitura são segmentadas em

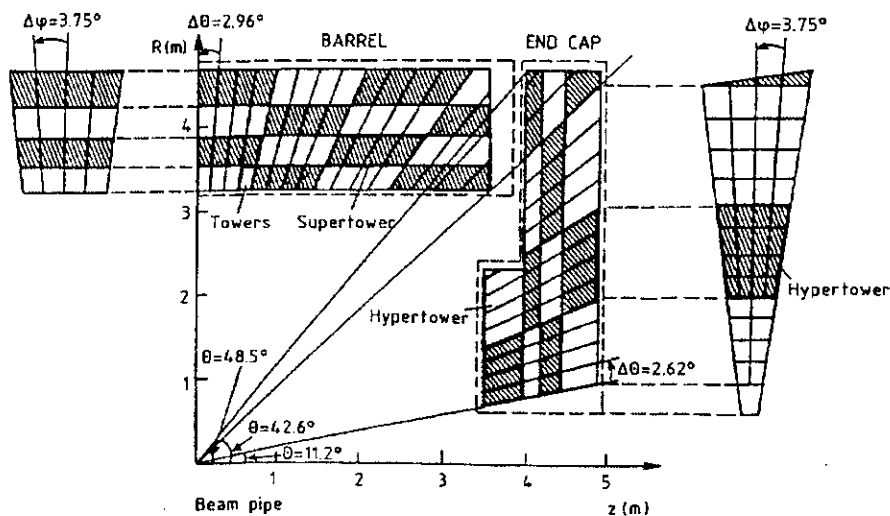


Figura 3.11: Estrutura em torres da leitura do HAC

eletrodos que coletam as cargas. Estes são cortados em forma de 'torres' tal que estejam direcionadas para o centro, como mostra a figura 3.11. A região que estas 'torres' cobrem é de $\Delta\phi = 3.75^\circ$ e $\Delta\theta = 2.96^\circ$ na região central e $\Delta\theta = 2.62^\circ$ nas tampas. A resolução em energia do HAC é:

$$\sigma_E = \frac{120\%}{\sqrt{E}}$$

3.3.5 Câmaras de Múons

Câmara de Múons Central(B - MU)

São importantes para a identificação de múons, que por não produzirem chuva eletromagnética nem hadrônica, atravessam todo o detector e podem atingir estas câmaras de arrasto.

É composto de três camadas: a interna (imersa dentro das camadas de ferro do HAC), a externa e a periférica, com raios de 445.5 cm, 479.3 cm e 532.0 cm, cobrindo uma região

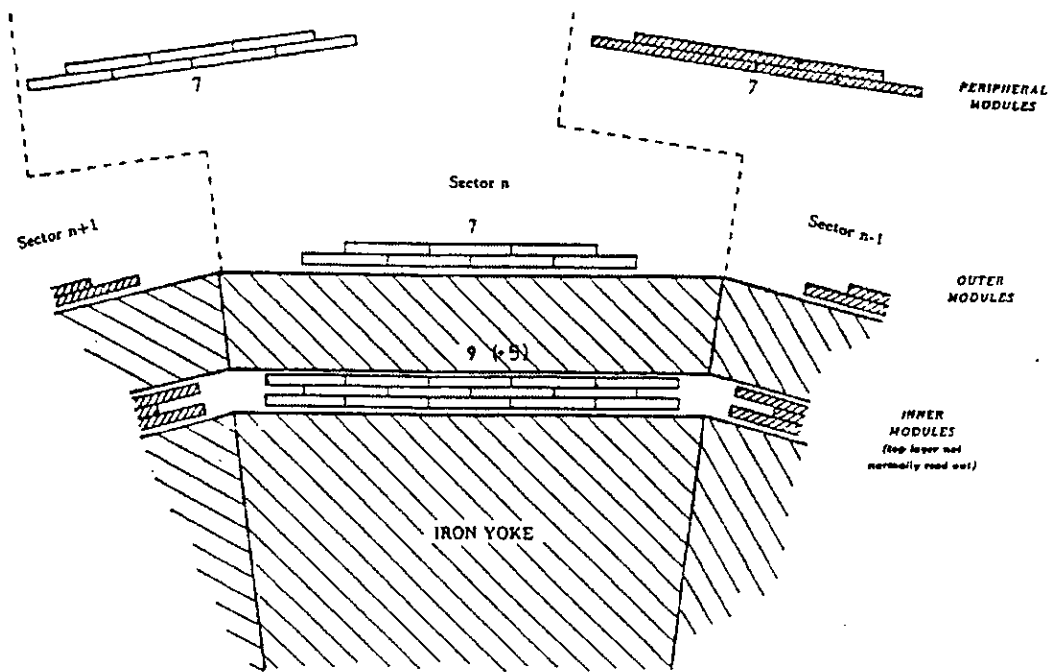


Figura 3.12: As três camadas da câmara de múons

angular de $50^\circ < \theta < 130^\circ$ (a partir de 1994 câmaras adicionais foram colocadas para cobrir a região em torno dos 50° entre as câmaras de múon central e frontal), figura 3.12.

Cada camada é segmentada em 2×24 setores com câmaras de arrasto de 3.65 m de comprimento. Cada setor da camada interna e externa cobre parcialmente o setor correspondente do calorímetro hadrônico. No caso da camada periférica, cada setor se superpõe parcialmente aos setores vizinhos das camadas interna e externa. A maior parte dos traços cruzam duas camadas produzindo idealmente 4 pontos.

Câmara de Múons Frontal (F-MU)

Esta câmara consiste em dois planos de câmaras, um inserido na camada de ferro do HAC e o outro por fora. Cada plano é dividido em quatro quadrantes de $4.4 \times 4.4 m^2$. Dentro

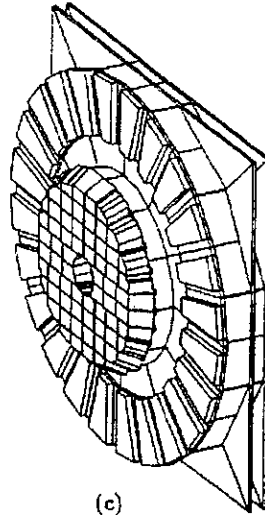


Figura 3.13: Posição relativa das camadas da câmara de múons frontal em relação ao HAC

dos quadrantes existem duas camadas com os fios defasados de 90° como na figura 3.13.

A câmara de múons frontal cobre uma região de $15^\circ < \theta < 45^\circ$ e o correspondente para $-z$. As coordenadas x, y são obtidas a partir do tempo de arrasto dos elétrons no gás ao fio e o tempo de atraso que corresponde a propagação do sinal até os dois extremos do fio. Para um bom par de muons na região frontal, espera-se no máximo a medida de 4 pontos.

Câmara de Múons Periférica (SMC)

Este detector [34], que foi adicionado em 94, cobre a fenda existente em torno de 50° entre a região central e a frontal. O SMC consiste de 8 partes montadas ao lado, em cima e embaixo das tampas. Cada parte é dividida em 2 módulos e cada um em dois planos de tubos de *streamer*.

3.3.6 Cintiladores

Time of flight (TOF)

Serve como 'trigger' para os eventos do feixe e de raios cósmicos, e pode ser usado para eliminar os sinais provenientes dos últimos. É formado por uma única camada com 172 contadores, inseridos no interior do calorímetro hadrônico. Cobre uma região $41^\circ < \theta < 139^\circ$, mas tem uma região insensível de 6 cm em torno dos 90° . A resolução temporal com raios cósmicos é

$$\sigma_t = 1.2 \text{ ns},$$

correspondendo a

$$\sigma_z = 20 \text{ cm}.$$

Hodoscópio Frontal (HOF)

O hodoscópio frontal melhora a detecção e a eficiência do sistema de 'trigger' para eventos vindos do feixe e cósmicos. É bastante útil para o alinhamento interno das câmaras frontais. Consiste em dois planos cintilantes, um em cada tampa, e está posicionado após o HAC. Cada plano é segmentado em quadrantes, tendo cada um 28 contadores. Sua resolução temporal é

$$\sigma_t = 5 \text{ ns}.$$

3.3.7 Small Angle Tagger (SAT)

O SAT é constituído de um calorímetro eletromagnético associado a um detector de traço para $z < 0$ e com uma máscara em $z > 0$. Tem como função monitorar a luminosidade. Está situado junto ao tubo do feixe cobrindo uma região de $3^\circ < \theta < 8^\circ$ em $z = 232.5 \text{ cm}$

do ponto de interação e o correspondente em $-z$, onde predomina o espalhamento Bhabha. O calorímetro é composto de folhas de chumbo concêntricas com o feixe e alternadamente existem fibras cintilantes paralelas ao feixe. Em 1994 este detector foi substituído pelo 'Small Angle Tile Calorimeter' (STIC).

3.3.8 Very Small Angle Tagger (VSAT)

É um calorímetro eletromagnético utilizado para a medida da luminosidade. É composto de 4 módulos adjacentes ao tubo do feixe, localizado a 7.7 m do ponto de interação, dois na frente e dois atrás. O calorímetro é formado de placas de silício alternando com blocos de tungstênio com dimensão de 5 cm em x , 10 cm em y e 10 cm em z .

A região que o detector cobre é entre 5 e 7 mrad em ângulo polar e $\pm 45^\circ$ em ϕ . Estando nesta região é então possível detectar os espalhamentos Bhabha, onde elétrons e pósitrons são espalhados quase na direção do feixe, e conseqüentemente medir a luminosidade do feixe no detector.

3.4 O 'trigger'

A alta luminosidade alcançada pelo LEP nos proporciona um Z^0 a cada dois segundos aproximadamente. Desta forma não é possível para um detector coletar todos os dados, pois há um tempo de resposta do detector que não acompanha tamanha velocidade. Além disso, muitas vezes um evento não é bom, ou seja, é raio cósmico, interação 'beam gas' ou simplesmente ruído eletrônico. Para podermos selecionar os dados desejados, há uma filtragem feita por um 'trigger' que só deve ser acionado no momento exato da tomada de eventos considerados bons.

No DELPHI temos 4 níveis de 'trigger'. Dois deles são síncronos com um sinal dado quando os feixes se cruzam, *BCO* (*Beam Cross Over*), que ocorre a cada $22\mu s$. Os tempos de decisão do primeiro e do segundo 'trigger' são de $3\mu s$ e $40\mu s$ respectivamente, de maneira que se um evento é aceito no primeiro nível, perderemos um *BCO*. Os níveis três e quatro são assíncronos com relação ao *BCO* e os tempos de resposta são de $30ms$ e $400ms$ respectivamente.

O 'Trigger Supervisor' recebe os dados do 'subtrigger', unidade que recebe os sinais vindos do detector, e toma a decisão para o primeiro e o segundo nível. Os principais componentes do 'trigger' são descritos abaixo.

3.4.1 'Trigger' de traços

É formado por duas partes independentes, uma para a zona central e a outra para a zona frontal. Na zona central, o primeiro nível é dado pela correlação em $R\phi$ entre os sinais do OD e do ID. A TPC proporciona o segundo nível de 'trigger', formado de dois componentes: o $R - z$, que opera sobre a projeção $R - z$ de cada setor da TPC e o 'contiguity trigger', baseado em correlações no espaço tridimensional. Na zona frontal, o 'trigger' é dado por coincidências de sinais nas câmaras FCA e FCB.

3.4.2 'Trigger' de múons

Os detectores que participam do 'trigger' de múons são o TOF, HOF, HAC e as câmaras de múons. O primeiro nível usa os sinais do HOF ou do TOF enquanto que para o segundo nível, pontos apropriadamente correlacionados no espaço, são requeridos em três de quatro camadas nas câmaras de múons e sinais no calorímetro hadrônico.

3.4.3 'Trigger' de energia eletromagnética

Na parte central, o primeiro nível é dado pelos cintiladores da HPC e o segundo pela medida da altura dos pulsos nos eletrodos em cada módulo, requerendo um mínimo de energia depositada para evitar sinais de radiação natural ou ruídos eletrônicos.

3.4.4 'Trigger' de energia hadrônica

Para o primeiro nível, a soma das alturas dos pulsos são comparadas com uma energia máxima e mínima. No segundo nível, a comparação é semelhante, mas para a energia total depositada no calorímetro hadrônico.

3.4.5 'Trigger' de Bhabha

É realizado pelos detectores SAT e VSAT, requerendo uma deposição de energia mínima de 13GeV no SAT e 30GeV no VSAT e ainda determinadas multiplicidades de chuveiros.

3.5 Reconstrução

O programa de reconstrução de dados do DELPHI é o DELANA. Este código atua diretamente sobre os dados obtidos pelos detectores, 'RAW DATA', e a cada passo da reconstrução, o pacote TANAGRA ('Track Analysis and Graphics') forma uma estrutura dos eventos reconstruídos em forma de bancos de dados contendo as informações sobre cada estágio, ou seja:

- Transforma o 'RAW DATA' em dados calibrados - TD ('Track Detector')
- Dentro de cada detector relaciona os dados e procura os possíveis elementos do traço
- TE ('Track Elements')

- Conecta os TE dos distintos detectores, procurando os candidatos a traço - TS ('Track Strings')

- Ajusta os TS para resolver as possíveis ambiguidades neste nível para produzir os traços carregados e neutros TK

- Os TK se unem em grupos TB ('Track Bundles') representando candidatos a vértices, que se ajustam dando lugar aos TV ('Track Vertex')

Feito isso, podemos construir as DST (Data Summary Tapes), com o programa PXDST, sendo possível agora obter quantidades físicas relevantes para as diversas análises.

3.6 Simulação

DELSIM é o programa de simulação do DELPHI, que gera as partículas e seus decaimentos e simula as respostas de cada detector devido à passagem destas partículas por estes, levando em conta seus detalhes geométricos e o material de que são compostos.

Capítulo 4

Seleção de Taus

4.1 Introdução

A primeira fase da nossa análise consiste em obter os pares de taus vindos do decaimento do Z^0 que são da ordem de 3% do número total de decaimentos. Para isso, devemos eliminar outros eventos que podem ser confundidos com um evento típico de $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Os principais eventos que contribuem para isto são : $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$, raios cósmicos, interações 'beam gas' e 'beam wall'. Este processo de filtragem de pares de taus é realizado com o auxílio do 'pacote' TAUPLUS [40]. Esta seleção foi feita com os dados coletados pelo DELPHI no ano de 1993, quando um total de 850000 Z^0 foram registrados, e com aproximadamente 600000 pares de τ gerados pelo programa de simulação de Monte Carlo com a configuração e calibração do detector correspondente a 1993.

4.2 Evento típico $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

É um evento com baixa multiplicidade, cada tau decaindo na maioria dos casos em 1 ou 3 partículas, raramente em 5. Estes decaimentos têm momento trasversal pequeno com relação à direção de propagação do τ , sendo portanto bem colimados. Em cada decaimento

do τ , são produzidos um ou dois neutrinos, que não são detectados pelo experimento, indicando uma perda de energia e momento visíveis, produzindo uma acolinearidade entre os traços observados. Um evento típico de $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ pode ser observado na figura 4.1.

4.3 Background

Vamos descrever os principais decaimentos que podem ser confundidos com o decaimento desejado $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$:

4.3.1 $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

O *branching ratio* de decaimento do Z^0 em hádrons é aproximadamente 20 vezes maior que seu decaimento em um par de taus, como é mostrado na tabela 4.1 [39], que mostra as larguras de decaimento parciais do Z^0 .

Sem supor a universalidade dos léptons	
$\Gamma_{ee}(MeV)$	83.86 ± 0.17
$\Gamma_{\mu\mu}(MeV)$	84.01 ± 0.24
$\Gamma_{\tau\tau}(MeV)$	84.04 ± 0.31
Supondo a universalidade dos léptons	
$\Gamma_{ll}(MeV)$	83.94 ± 0.13
$\Gamma_{had}(MeV)$	1746.0 ± 3.1
$\Gamma_{inv}(MeV)$	499.5 ± 2.7

Tabela 4.1: Larguras de decaimento parciais do Z^0

Devido ao efeito de hadronização dos quarks e dos glúons produzidos, é observado em seu estado final uma grande quantidade de partículas, tanto carregadas quanto neutras.

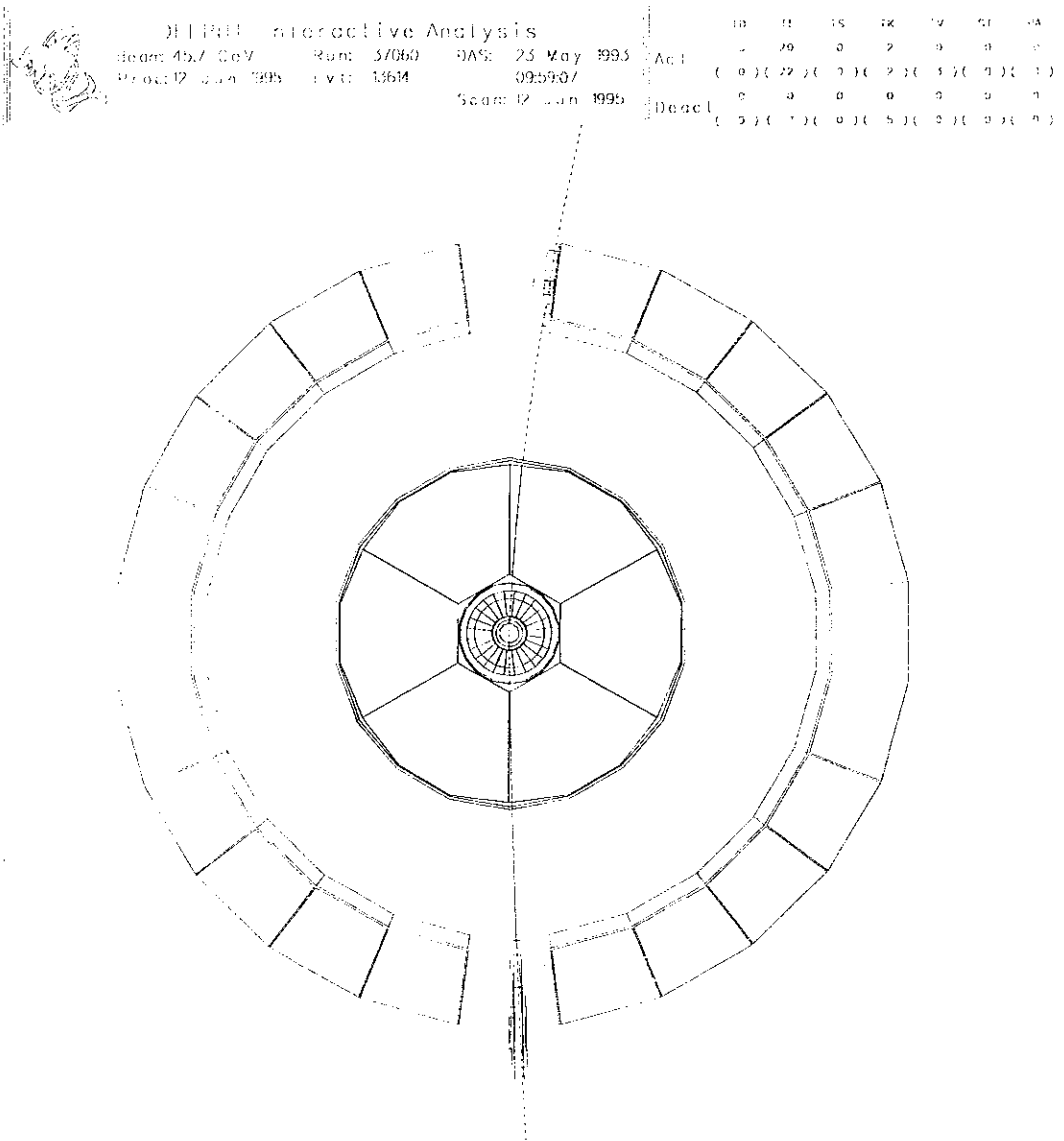


Figura 4.1: $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

O número de traços carregados é da ordem de 20, o que indica eventos de grande multiplicidade. Estas partículas se agrupam em jatos, tipicamente um jato para cada quark ou glúon. Estes jatos são bem menos colimados, figura 4.2, do que um evento típico de um par de taus e ainda, podemos ter mais que dois jatos num mesmo evento. Sendo estes jatos menos concentrados, a distância angular entre um jato de um hemisfério e do outro é menor do que no caso do par de taus.

4.3.2 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, e^+e^-$

Na ausência de emissão de radiação no estado final ou inicial, o decaimento do Z^0 em um par de múons ou elétrons é bem limpo. É observado no detector como um par de traços de alta energia; o momento de cada múon e a energia depositada no calorímetro eletromagnético associada a cada traço eletrônico corresponde a quase a metade da energia do centro de massa. São bastante colineares já que o momento e energia faltante são desprezíveis como mostra a figura 4.3.

Já no caso em que há emissão de fóton radiativo, isto provoca uma acolinearidade no evento, às vezes com mais de um traço por hemisfério (devido à conversão do fóton). Além disso, o momento carregado pelo traço (e a energia depositada no calorímetro no caso do elétron) torna-se baixo com relação ao momento do feixe passando assim a ser um evento similar ao $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, caracterizado por momento e energia faltante.

4.3.3 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$

Este processo de interação com dois fótons ocorre quando tanto o elétron quanto o pósitron "liberam" um fóton virtual cada um e estes interagem produzindo um estado final de par de férmions como mostra a figura 4.4.

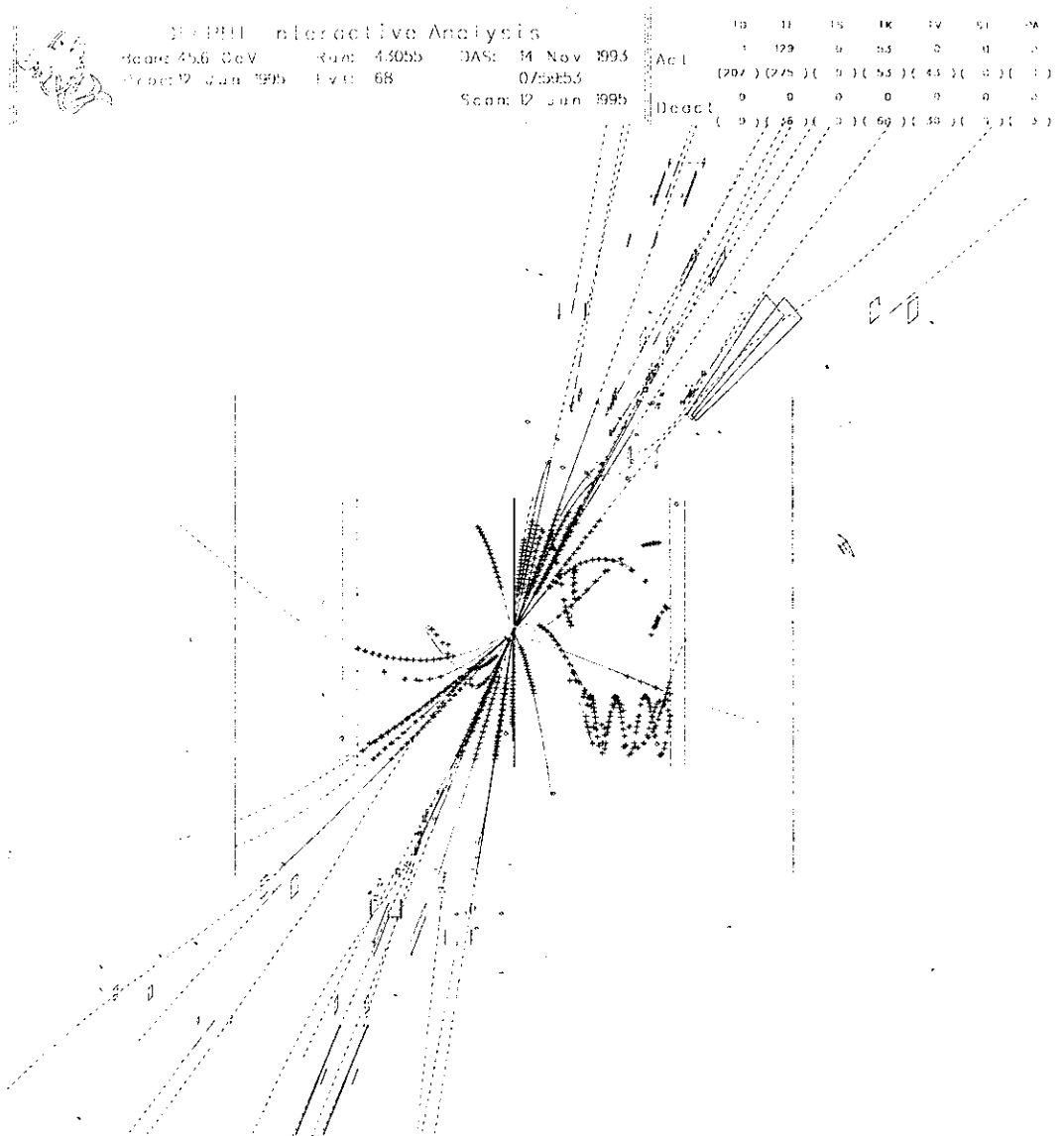


Figura 4.2: $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$

```

JLQ10 Interactive Analysis
beam: 45.7 GeV      Run: 57880   A#: 25 May 1995   Ac1:
Proc: 12 Jun 1995   evt: 12655   09:46:55   Danc1:
                                beam: 12 Jun 1995
                                Danc1:

```

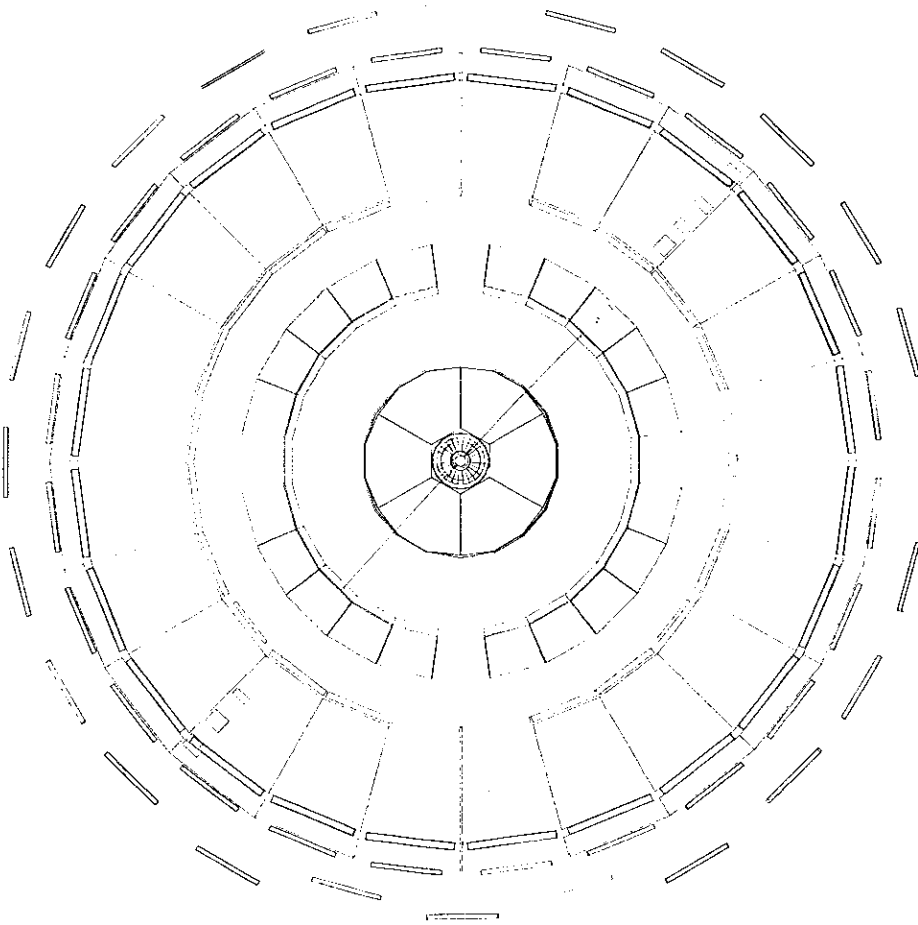


Figura 4.3: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

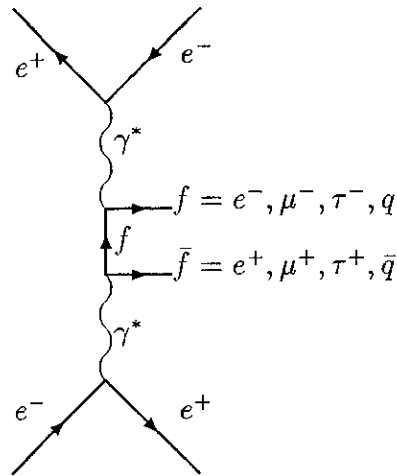


Figura 4.4: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$

No caso em que os elétrons iniciais se perdem dentro do tubo do feixe, levando boa parte da energia disponível, teremos uma configuração de baixa energia visível, baixo momento transversal e com menor separação angular entre os traços do que um evento típico $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

4.3.4 Raios Cósmicos

DELPHI está constantemente sendo bombardeado por múons provenientes da radiação cósmica. O fluxo de múons é da ordem de 100 partículas por metro quadrado no solo a cada segundo, e por estar localizado abaixo da terra, é reduzido por um fator 100 quando chega ao detector. A maioria destes múons são eliminados pelo 'trigger' do DELPHI, entretanto alguns ainda disparam a aquisição de dados, podendo ser reconstruídos como um evento de dois traços carregados.

Uma característica marcante deste tipo de evento é a distância de máxima aproximação do vértice da interação e^+e^- . Esta é em geral muito grande, visto que estes eventos não foram formados pela colisão e^+e^- e portanto só passariam próximo ao ponto de interação

aleatoriamente. Às vezes isto realmente pode ocorrer, mas ainda assim temos duas outras propriedades deste tipo de evento que o diferenciam de um evento típico de par de taus: temos um traço apenas, que o detector reconstrói como dois, portanto a colinearidade do evento é muito grande e além disso, a informação sobre o tempo de vôo da partícula entre os extremos opostos do detector medido pelo OD e TOF, nos indica que uma diferença de tempos apreciável, enquanto que num evento vindo da colisão, esta diferença é nula.

4.3.5 Interações 'beam gas' e 'beam wall'

Muitas vezes um elétron ou um pósitron do feixe pode colidir com algum núcleo do gás existente no tubo ou ainda, colidir com a parede. Por não ser uma colisão de um feixe com o outro teremos uma energia de centro de massa bem mais baixa, tendo assim, momento transversal baixo, onde as partículas são produzidas são espalhadas com ângulos pequenos, e portanto facilmente eliminadas na região central.

4.4 Variáveis úteis para a seleção de eventos

Vamos descrever agora algumas variáveis de interesse para a nossa análise, que são utilizadas para selecionar os eventos desejados.

Eixo do *Thrust*

É definido como a direção \vec{u} que maximiza a quantidade:

$$\sum_i |\vec{p}_i \vec{u}|,$$

sendo \vec{p}_i o momento de cada partícula carregada, não levando em consideração as neutras pois seus momentos não são muito bem reconstruídos, levando a um erro maior ainda na

determinação do *thrust*. Este eixo é uma boa aproximação da direção em que o par de taus foi emitido. Com isso, podemos dividir o evento em dois hemisférios em relação ao *thrust*.

Parâmetro de impacto em r e z

O traço que é reconstruído no detector, é extrapolado até o ponto de interação e^+e^- . O parâmetro de impacto, Imp , é definido como a distância de maior aproximação do traço ao vértice. O parâmetro de impacto em r , Imp_r , é a projeção desta distância no plano transversal ao feixe, e em z , Imp_z é a projeção ao longo deste eixo.

Ângulo de isolamento

É definido como o menor ângulo entre um traço num hemisfério e outro no hemisfério oposto, ou seja:

$$\theta_{iso} = \min_{i,j} \left[\arccos \left(\frac{\vec{p}_i \vec{p}_j}{|\vec{p}_i| |\vec{p}_j|} \right) \right],$$

onde i, j se refere a cada um dos hemisférios.

Acolinearidade

É o complemento do ângulo entre o momento total de um hemisfério e do outro:

$$\theta_{acol} = 180^\circ - \arccos \left(\frac{\vec{P}_1 \vec{P}_2}{|\vec{P}_1| |\vec{P}_2|} \right),$$

onde \vec{P}_1 e \vec{P}_2 são os momentos totais no hemisfério 1 e 2.

Energia total visível

A energia total visível do evento, E_{vis} , é a soma das energias (obtida a partir da medida do momento supondo a massa do π para todas as partículas) de todos os traços carregados mais a energia de tudo o que é possível reconstruir no calorímetro eletromagnético, mas que não tem um traço carregado associado.

Momento total transverso

O momento transverso P_T de um evento é definido como a soma vetorial das projeções do momento de todos os traços carregados no plano transverso ao feixe.

Momento radial

É a raiz quadrada da soma dos quadrados dos momentos dos traços de maior momento de cada hemisfério, ou seja:

$$P_{rad} = \sqrt{p_1^2 + p_2^2},$$

onde p_i é o momento do traço de maior momento do hemisfério i .

Energia radial

É a raiz quadrada da soma dos quadrados das energias depositadas no calorímetro eletromagnético em cada hemisfério, num cone de 30° em torno do eixo do *thrust*.

4.5 Seleção de eventos $\tau^+\tau^-$

A seleção de um par de taus será descrita em três etapas. Primeiro uma seleção de traços carregados, em seguida coletamos eventos do tipo $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}$ e finalmente teremos

uma amostra de par de taus eliminando os outros pares de férmions. Esta seleção de taus é feita usando 'pacote' TAUPLUS para os dados de 1993.

4.5.1 Seleção de traços

Foram utilizados cortes padrões do grupo DELPHI de taus, *Team 3* [41], para obtermos um bom traço, baseando-se no momento e comprimento mínimo do traço e nos parâmetros de impacto em r e em z máximos, que definem uma região aceitável em torno do vértice do evento reconstruído.

$$Imp_r < 5cm$$

$$Imp_z < 10cm$$

4.6 Seleção $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \bar{l}l$

Primeiramente uma pré-seleção é feita no número total de traços carregados sem levar em consideração a sua qualidade (*prongs*), N_p :

$$N_p < 12$$

Devido a alta multiplicidade dos eventos hadrônicos, este *background* é minimizado requerendo que um número máximo de traços bons, N_T sejam aceitos, sendo que no mínimo um deles esteja dentro de um cone de ângulo θ com relação ao eixo z . Além disso, por serem eventos pouco colimados, exige-se um ângulo de isolamento mínimo.

$$2 < N_T < 6$$

$$|\cos\theta| < 0.7313537$$

$$\theta_{iso} > 150^\circ$$

Para eliminar $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f\bar{f}$ devemos cortar na energia visível, no momento transverso e na acolinearidade (que neste caso é o mesmo corte anterior em θ_{iso}):

$$E_{vis} > 8GeV$$

$$P_t > 0.4GeV/c$$

Este último corte é utilizado para eventos do tipo 1-1 prong, ou seja, quando há um traço carregado apenas em cada hemisfério.

Os raios cósmicos são eliminados requerendo que os parâmetros de impacto radial e em z dos traços principais (traços de maior energia) em cada hemisfério sejam suficientemente pequenos definindo assim uma região de interação :

$$Imp_r^1 < 1.5cm \text{ e } Imp_r^2 < 1.5cm$$

$$Imp_z^1 < 4.5cm \text{ e } Imp_z^2 < 4.5cm,$$

onde Imp_r^i e Imp_z^i , $i = 1, 2$ são os parâmetros de impacto em r e em z do traço principal do primeiro e segundo hemisfério respectivamente.

Raios cósmicos que chegam à TPC num dado instante diferente do esperado para um evento vindo da interação entre os feixes, têm os tempos de deriva mal calculados e o traço é dividido em dois, cada um com um valor de z diferente. Sendo assim, podemos eliminá-los usando um corte sobre a diferença entre os parâmetros de impacto em z dos traços principais de cada hemisfério.

$$|Imp_z^1 - Imp_z^2| < 3cm.$$

Como este tipo de evento ocorre principalmente para o caso em que há um raio cósmico apenas, e que é 'dividido' em dois traços, este corte é restrito a eventos do tipo 1-1 prong.

4.7 Eliminação de $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-, e^+e^-$:

Após a seleção de eventos leptônicos, ainda temos que selecionar dentre estes, os pares de taus. Para isto, usamos além do corte em acolinearidade, cortes no momento radial, afim de eliminar os pares de múons e na energia eletromagnética radial para eliminação de elétrons. A forma destas distribuições podem ser observadas nas figuras 4.6 e 4.5.

$$\frac{P_{rad}}{P_{beam}} < 1$$

$$\frac{E_{rad}}{E_{beam}} < 1$$

$$\theta_{acol} > 0.5$$

Este último corte também elimina os raios cósmicos que ainda restarem.

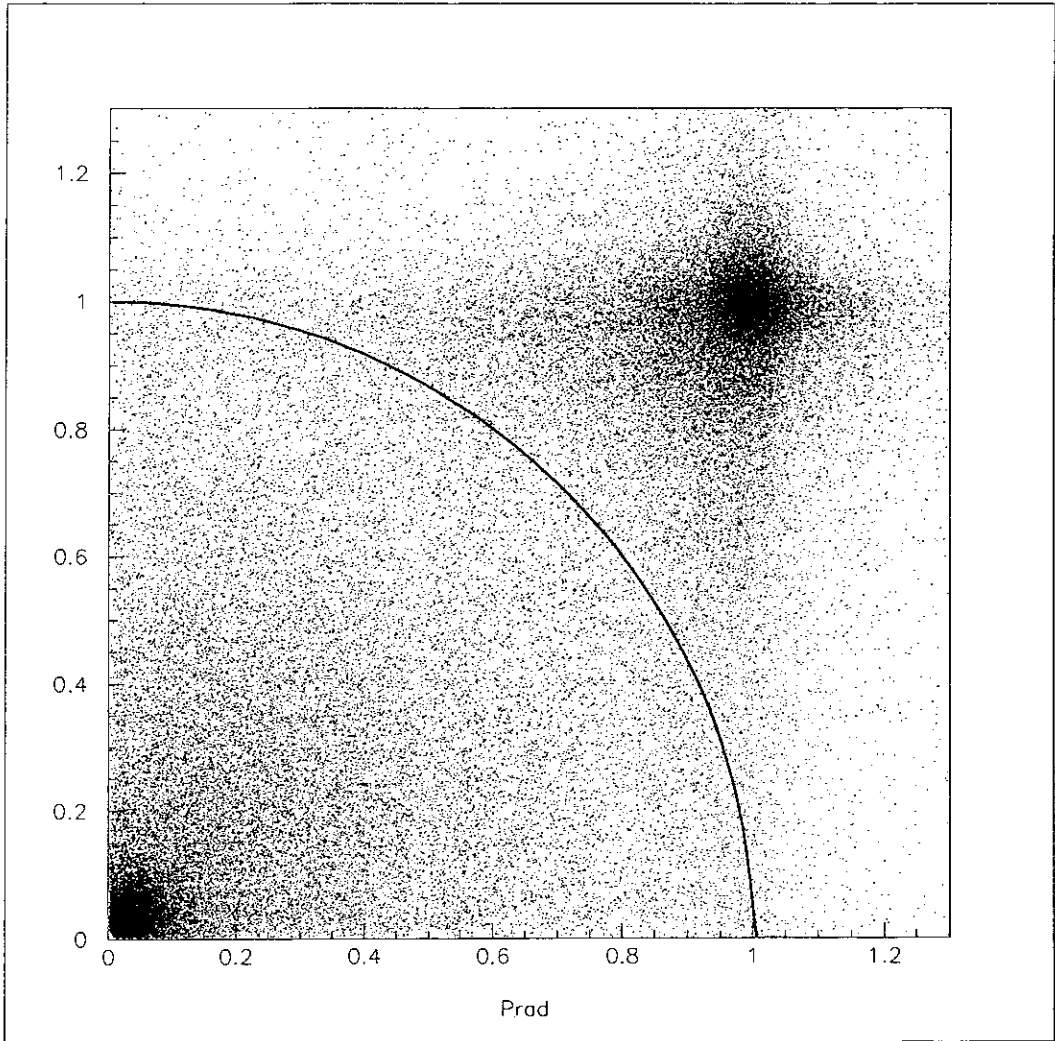


Figura 4.5: Momento radial normalizado pelo momento do feixe: no eixo x o momento do traço no hemisfério I e no eixo y o momento do traço no outro hemisfério. O raio em 1 separa taus, dentro desta região, de múons, fora desta região.

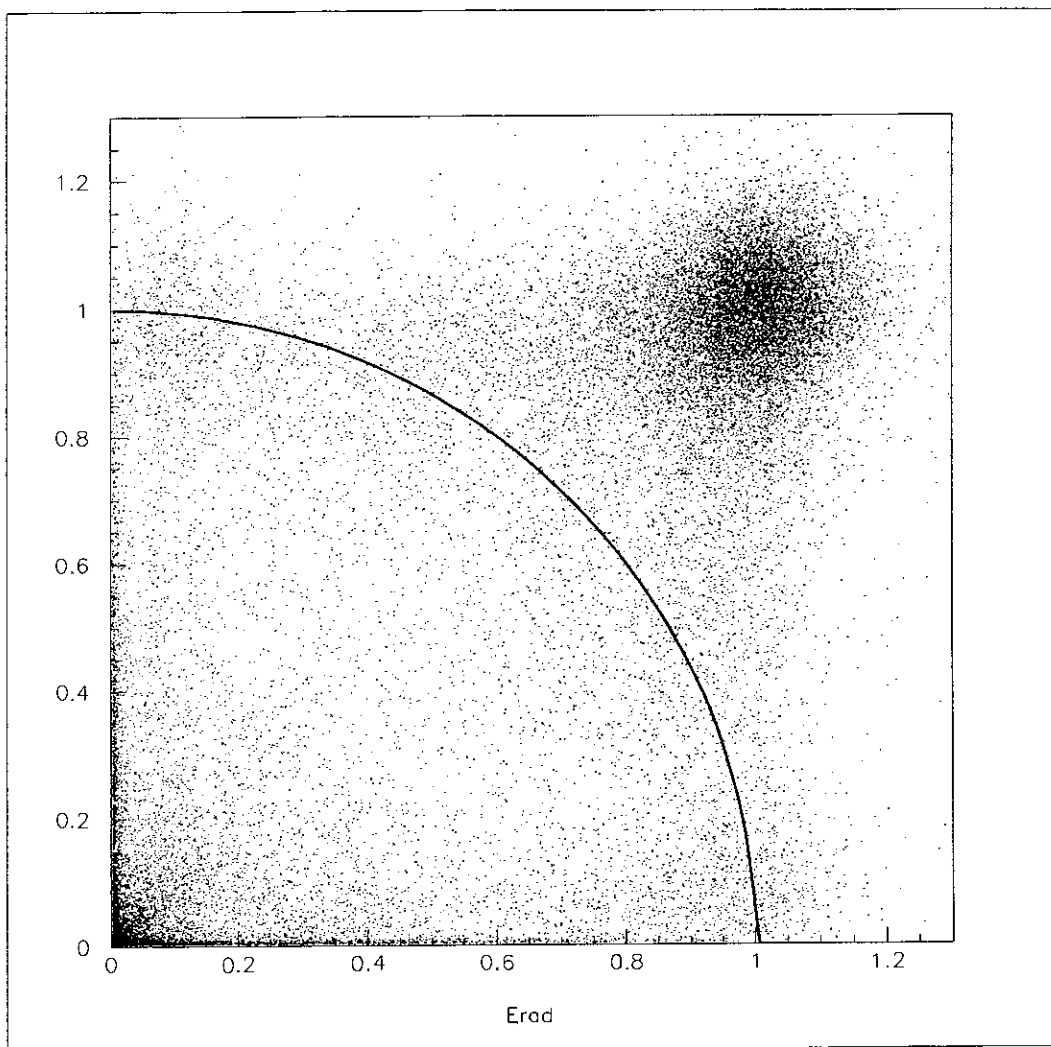


Figura 4.6: Energia radial normalizada pela energia do feixe: no eixo x a energia do traço no hemisfério 1 e no eixo y a energia do traço no outro hemisfério. O raio em 1 separa taus, dentro desta região, de elétrons, fora desta região.

4.8 Amostra selecionada

Usando os cortes descritos anteriormente, fizemos a seleção de eventos $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ tanto para dados simulados quanto para dados reais. O gerador de Monte Carlo para produzir $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ é o KORALZ [44]. Estes eventos simulados foram reconstruídos com o programa de reconstrução DELANA, o mesmo utilizado para a reconstrução dos dados reais. A identificação de partículas também é feita com os mesmos programas para dados simulados e reais. No caso de elétrons utilizamos o ELECID e para múons, MUCID. Os fótons são identificados através do PXPHOT [38].

O procedimento de análise foi igual tanto para dados de Monte Carlo quanto para dados reais. Foram comparadas as distribuições de dados simulados e reais para todas as variáveis relevantes à análise, onde obtemos uma boa concordância entre eles. Sabendo disso, foi possível calcular as eficiências e os diversos tipos de *background* a partir dos dados simulados. Na tabela 4.2 apresentamos um resumo com os números de taus obtidos.

Número de eventos $\tau^+\tau^-$ gerados por MC	558641
Número de eventos $\tau^+\tau^-$ aceitos por TAUPUS (MC)	278078
Número de eventos $\tau^+\tau^-$ dos dados reais	18583

Tabela 4.2: Taus selecionados

Feito isso, podemos calcular a eficiência de identificação de eventos $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$.

$$\epsilon = 49.78 \pm 0.12\%$$

O estudo do *background* foi feito tentando selecionar pares de taus em amostras de

dados simulados, gerados pelo 'pacote' BABAMC [45] no caso de $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, DYMU3 [46] para $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ e LUND 7.3 [47] para $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Na tabela 4.3 é mostrada a contribuição devido a cada um destes fundos.

<i>background</i>	<i>y(%)</i>
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	0.95 ± 0.05
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.22 ± 0.01
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	0.31 ± 0.03
TOTAL	1.48 ± 0.06

Tabela 4.3: *Background* de taus

Capítulo 5

O decaimento $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$

5.1 Introdução

O critério usado para selecionar decaimentos do tipo $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ na região central, $45^\circ < \theta < 135^\circ$, é baseado numa boa reconstrução de traços carregados e identificação de fótons. Isto se deve ao fato de que a ressonância ρ decai com probabilidade de quase 100% em $\pi\pi^0$, com $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ também em quase 100%. Portanto, a identificação de um traço carregado como pión e a detecção e separação de chuviros eletromagnéticos na HPC é fundamental para nossa análise.

Para esta tese, elaboramos um programa de seleção que levasse em conta estas características e com ele processamos os dados reais e simulados do DELPHI correspondentes a 1993.

5.2 Seleção de traços carregados

Para selecionarmos os píons carregados, procuramos eliminar elétrons e múons que são as principais partículas que podem ser confundidas com píons devido aos decaimentos $\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau$ e $\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$. Para isso, diferentes critérios de seleção de elétrons e múons foram utilizados.

A identificação de elétrons na região central é feita a partir de duas medidas independentes: a medida da deposição de energia na TPC (dE/dx) e a energia depositada no calorímetro eletromagnético (HPC).

A comparação da energia depositada na HPC, E , com a medida do momento p do traço feita pelos detectores de traço nos permite obter uma distribuição de E/p que deveria manter-se fixa no valor um após correções de efeitos radiativos e de não linearidade dentro do calorímetro [35]. Parametrizando esta distribuição podemos obter a probabilidade da partícula ser um elétron ou não .

O segundo método, usando a informação da perda de energia dE/dx medida na TPC , é capaz de distinguir elétrons de hádrons no caso de partículas isoladas com resolução de 5.5%, enquanto que para partículas num jato a resolução é de 7.5%.

O Calorímetro hadrônico (HAC) permite uma primeira separação entre hádrons e múons. A maior parte dos hádrons são freiados no HAC, enquanto os múons, com momento superior a 2 GeV/c, devem chegar no mínimo até as câmaras de múons. Após esta filtragem ainda restam partículas que podem atingir estas câmaras, mas que não são os múons desejados: hádrons que percorrem uma distância da ordem de 1 m dentro do HAC sem interagir com o material, partículas secundárias produzidas pela interação de um hádron no ferro do calorímetro ou ainda píons e kaons que decaem em múons, contribuem para este *background*.

A identificação de múons é feita ajustando os traços extrapolados a partir do centro do detector com os sinais vistos nas câmaras de múons. Requerendo uma boa associação podemos separar os múons desejados do *background* acima descrito. Um outro método é exigir sinais nas câmaras exteriores ao calorímetro, visto que as câmaras de múons têm

suas camadas internas dentro do HAC.

Aceitamos píons carregados eliminando elétrons e múons a partir da classificação dada pelos 'pacotes' ELECID e MUCID, que usam os métodos de identificação descritos acima, ficando então com uma amostra de partículas que são predominantemente píons. Nesta classificação, apenas elétrons e múons fracamente qualificados são aceitos. Feito isso, exigimos um traço carregado apenas no hemisfério. Cada traço deve ter um valor mínimo aceitável para o momento p e para o comprimento do traço, afim de ser bem reconstruído. Além disso devemos restringir o parâmetro de impacto Imp_r e Imp_z . Sendo assim, os cortes utilizados para a seleção de um traço carregado são :

$$p > 0.5 GeV/c$$

$$\text{Comprimento do traço} > 30cm$$

$$Imp_r < 2.5cm$$

$$Imp_z < 5.0cm$$

A figura 5.1 mostra a distribuição de momento do traço carregado dos dados simulados e reais.

5.3 Reconstrução de π^0

O principal detector usado para a identificação de fótons é a HPC, descrita anteriormente. Um fóton entrando neste detector provoca um chuveiro eletromagnético, e a partir do padrão deste chuveiro podemos identificá-lo. Entretanto, devido a quantidade de material existente antes da HPC, muitos fótons são convertidos antes mesmo de chegarem a este

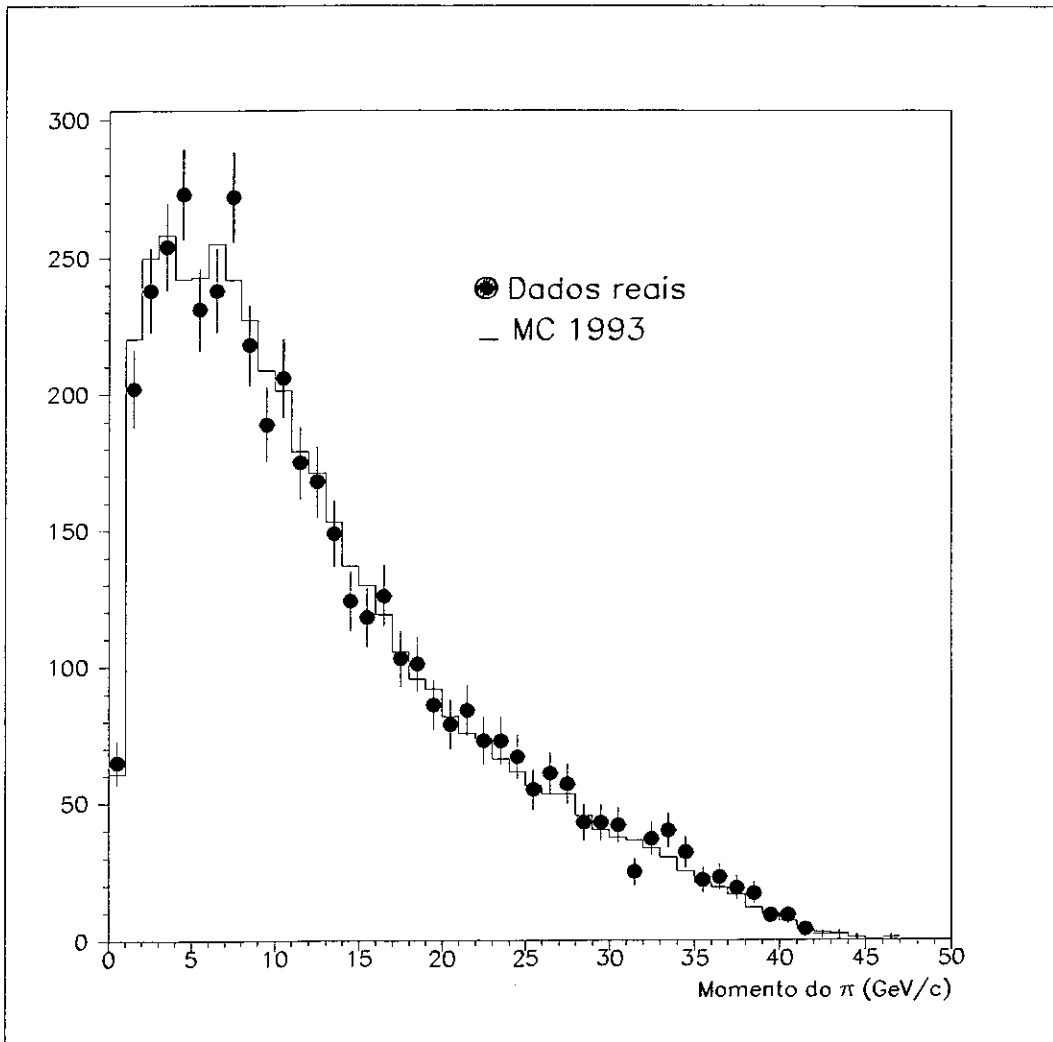


Figura 5.1: Momento do traço carregado reconstruído.

detector, sendo portanto reconstruídos a partir da detecção do par e^+e^- produzidos na conversão . Em nossa análise, usamos apenas fótons classificados como bons fótons como é descrito pelo pacote PXPHOT e exigimos que a energia de cada fóton fosse maior que 0.3 GeV. Na figura 5.2 mostramos a distribuição de energia de cada fóton.

Uma vez reconstruídos estes fótons, combinamos pares de fótons afim de calcular a massa invariante do par $\gamma\gamma$. Com o corte nesta massa em:

$$0.04 \leq m_{\gamma\gamma} \leq 0.3 \text{ GeV}/c^2,$$

teremos o π^0 reconstruído. Na figura 5.3 temos a diferença entre a massa deste π^0 reconstruído e sua massa $134.9764 \text{ MeV}/c^2$ [14].

Quase todos os π^0 produzidos têm energias E_{π^0} muito maior que sua massa, portanto o ângulo de abertura entre os dois fótons,

$$\theta_{2\gamma} \simeq \frac{m_{\pi^0}}{E_{\gamma 1} E_{\gamma 2}}$$

é muito pequeno como mostra a figura 5.4 e na maioria das vezes os dois chuveiros eletromagnéticos estão tão juntos que não é possível observar uma separação entre eles. Neste caso a identificação como dois fótons torna-se difícil e a reconstrução é feita como se tivéssemos apenas um chuveiro. Sendo a HPC um detector com uma granularidade muito fina, podemos estudar a estrutura lateral do chuveiro e concluir se inicialmente tínhamos dois chuveiros realmente ou apenas um. No caso da HPC reconhecer que existiam dois chuveiros iniciais, aceitamos este 'fóton' então como sendo um π^0 , que classificaremos de $\pi^0 - Merged$. A figura 5.5 a distribuição de momento deste tipo de π^0 .

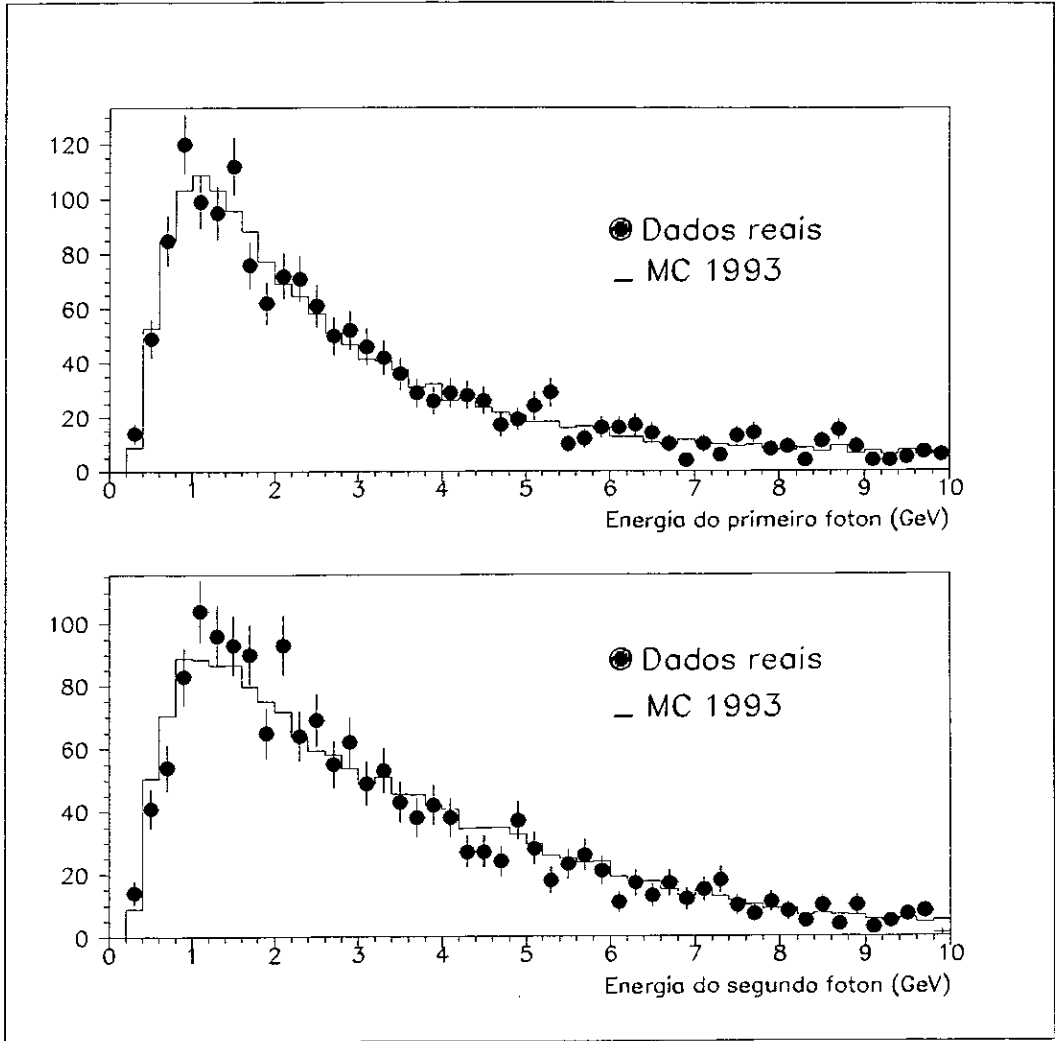


Figura 5.2: Distribuição de energia dos fótons: (a) O mais energético do evento; (b) O menos energético do evento

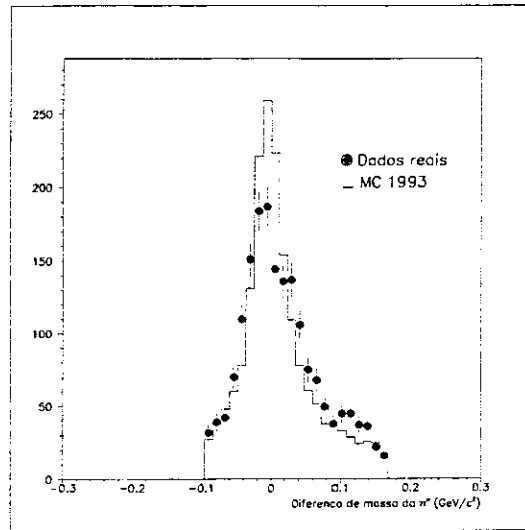


Figura 5.3: Diferença entre a massa do π^0 reconstruído a partir de dois fótons e sua massa aceita mundialmente

A figura 5.6 mostra a fração de chuveiros neutros, ou seja, chuveiros observados na HPC, não associados a um traço carregado e também fótons convertidos reconstruídos, em função da energia gerada do π^0 , E_{π^0} . Notamos que a região a partir de 10 GeV é dominada por eventos com um chuveiro neutro apenas, correspondendo a um par de fótons que se superpuseram. Abaixo de 3 GeV, temos também um domínio deste tipo de eventos, mas agora pelo fato de um dos fótons ter energia suficientemente baixa para não ser reconstruído. Entre 4 GeV e 10 GeV temos uma região dominada por dois chuveiros neutros, apesar de termos uma boa fração de eventos com um chuveiro neutro apenas. Eventos com nenhum chuveiro neutro a partir de 5 GeV, corresponderiam a π^0 em regiões insensíveis do detector. Eventos com mais de dois chuveiros neutros, correspondem a ocorrência de chuveiros secundários devido à conversão de fótons no material.

Apesar de uma forte indicação de termos um π^0 - Mergeda energias maiores que 10 GeV, casonãotenhamosreconstruíc doumparde fótons senemalgum π^0 - Merged, podemos

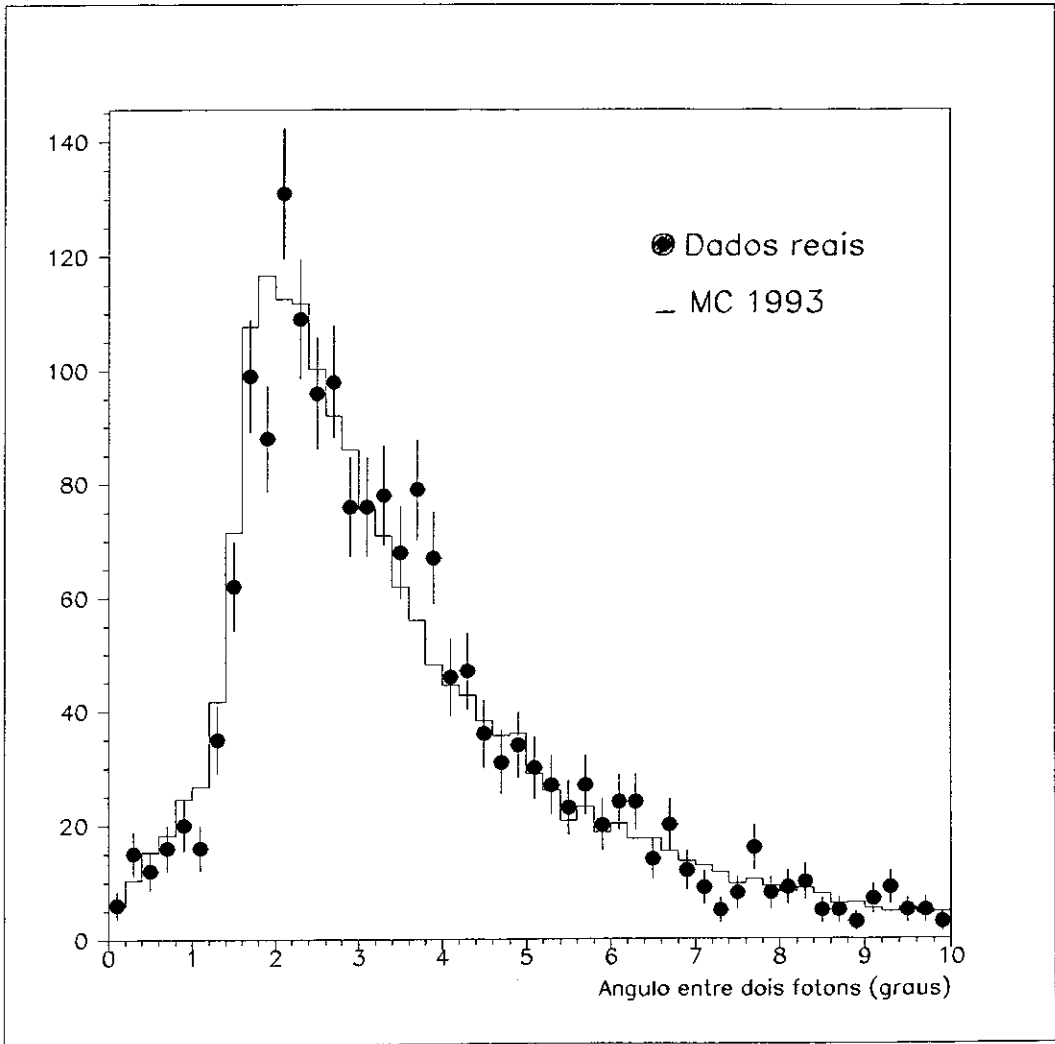


Figura 5.4: Ângulo entre dois fótons

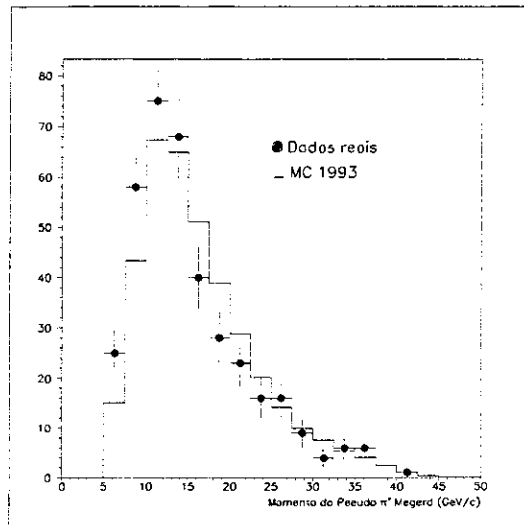


Figura 5.5: Momento do π^0 classificado como π^0 - Merged

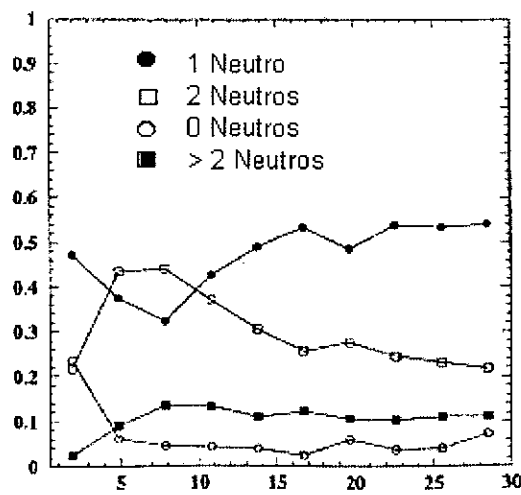


Figura 5.6: Fração de neutros reconstruídos na HPC em função da energia do π^0 gerada.

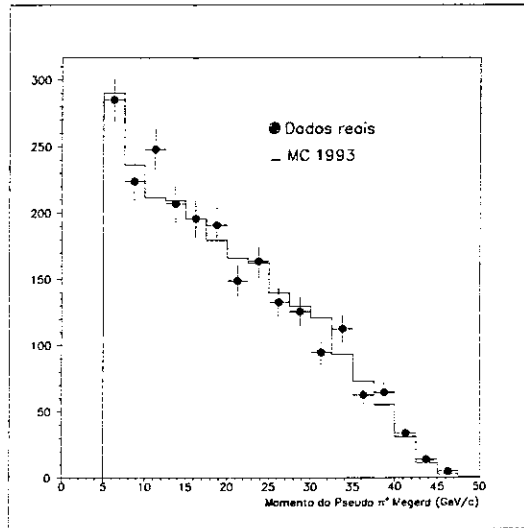


Figura 5.7: Momento do π^0 classificado como 'Pseudo π^0 - Merged'

considerar como π^0 [48], um fóton que tenha uma energia maior que 5.0GeV , mesmo sem estudarmos a estrutura do chuveiro, como mostra a figura 5.7, onde temos a distribuição do momento, deste tipo de π^0 , para dados reais concordando bem com a distribuição dos dados simulados. Nesta figura, notamos que estes tipos de 'fótons' correspondem bem a um π^0 - Merged. Esta boa associação ocorre pois estamos estudando um decaimento onde há apenas um π^0 além do traço carregado e mais nada. Denominamos estes π^0 como 'Pseudo π^0 - Merged'.

Resumindo, selecionamos três tipos de π^0 :

1) Dois fótons, cada um deles com energia $E_\gamma > 0.3\text{GeV}$ e tal que a massa efetiva do par esteja no intervalo:

$$0.04 < m_{\gamma\gamma} < 0.3\text{GeV}/c^2.$$

e o ângulo entre eles seja:

$$\theta_{2\gamma} < 10^\circ$$

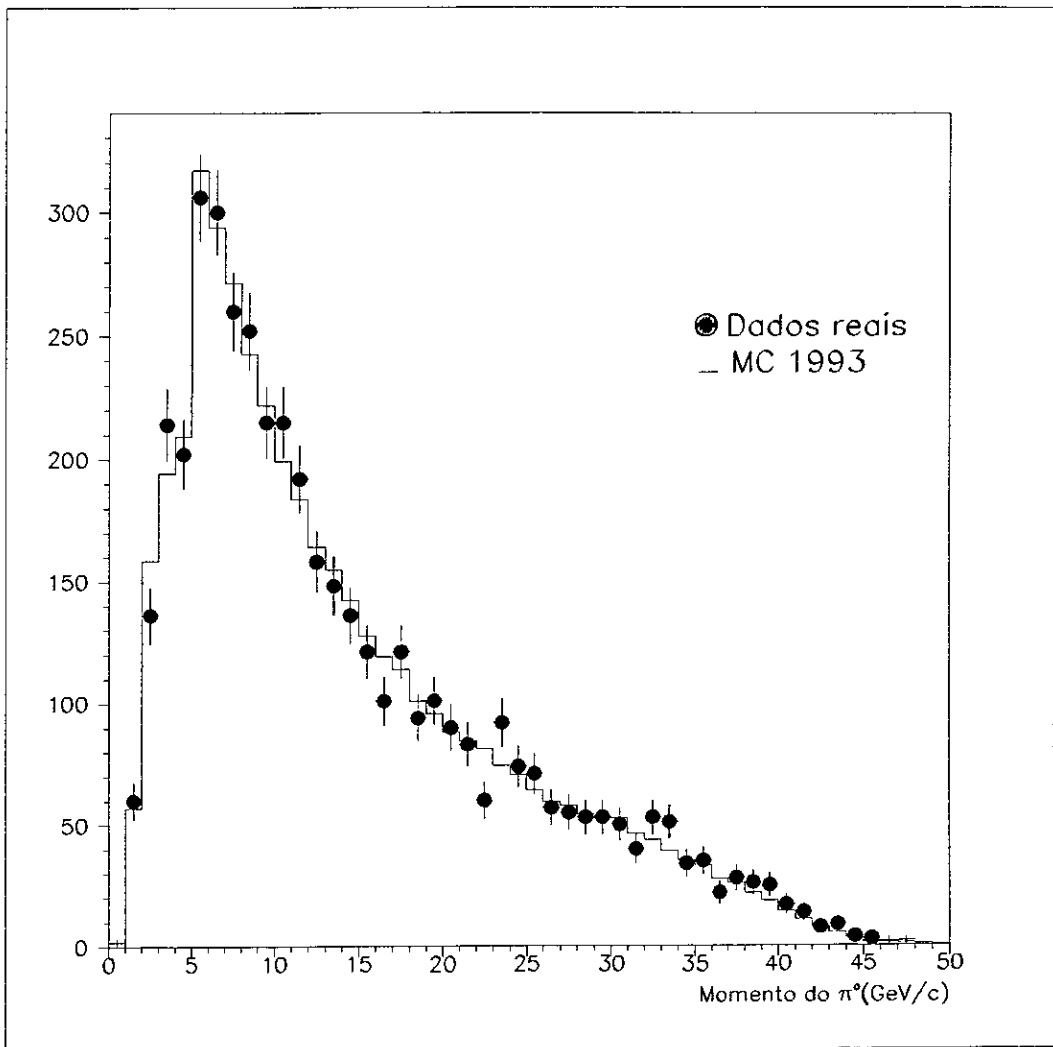


Figura 5.8: Momento do π^0 supondo todos os 'tipos' de π^0 selecionados

- 2) π^0 - Merged, segundo a classificação de PXPHOT.
- 3) Pseudo π^0 - Merged, ou seja, um fóton com energia $E_\gamma > 5.0\text{GeV}$

A figura 5.8 mostra a distribuição de momento do π^0 considerando todos os 'tipos' de π^0 selecionados.

5.4 A seleção de ρ

Uma vez aceitos os traços carregados e os π^0 , devemos reconstruir a massa invariante do par $\pi - \pi^0$. O intervalo de massa aceito para a reconstrução do ρ é:

$$0.48 \leq m_\rho \leq 1.2 \text{GeV}/c^2.$$

Todo ρ reconstruído foi aceito, não exigindo que tivéssemos simultaneamente um ρ num hemisfério e no outro. As figuras 5.9 e 5.10 mostram as distribuições de dados reais e simulados da massa e do momento reconstruídos do ρ e a figura 5.11 temos a diferença entre a massa reconstruída do ρ e o valor $769.9 \text{MeV}/c^2$, que é a sua massa dada pelo "Review of Particle Properties" [14], .

Sobre os dados de Monte Carlo, fizemos um ajuste da curva com uma função Breit-Wigner como mostra a figura 5.12. Feito isso, obtivemos uma eficiência de $20.41 \pm 0.10\%$. Fazendo o mesmo ajuste sobre os dados reais, figura 5.13 retiramos o número de ρ selecionados afim de calcular o *branching ratio*.

5.5 Medida de *Branching Ratio*

A definição de *branching ratio* para o decaimento $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ é:

$$BR(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = \frac{N_\rho^{4\pi}}{N_\tau^{4\pi}},$$

onde $N_\rho^{4\pi}$ é o número de ρ que aceitamos após os cortes já descritos e $N_\tau^{4\pi}$ é o número de τ selecionados da forma estabelecida no capítulo anterior. Assim temos:

$$BR(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = \frac{N_\rho^{sel}/\epsilon_\rho^{sel}}{2N_{\tau^+\tau^-}^{sel}/\epsilon_\tau^{sel}},$$

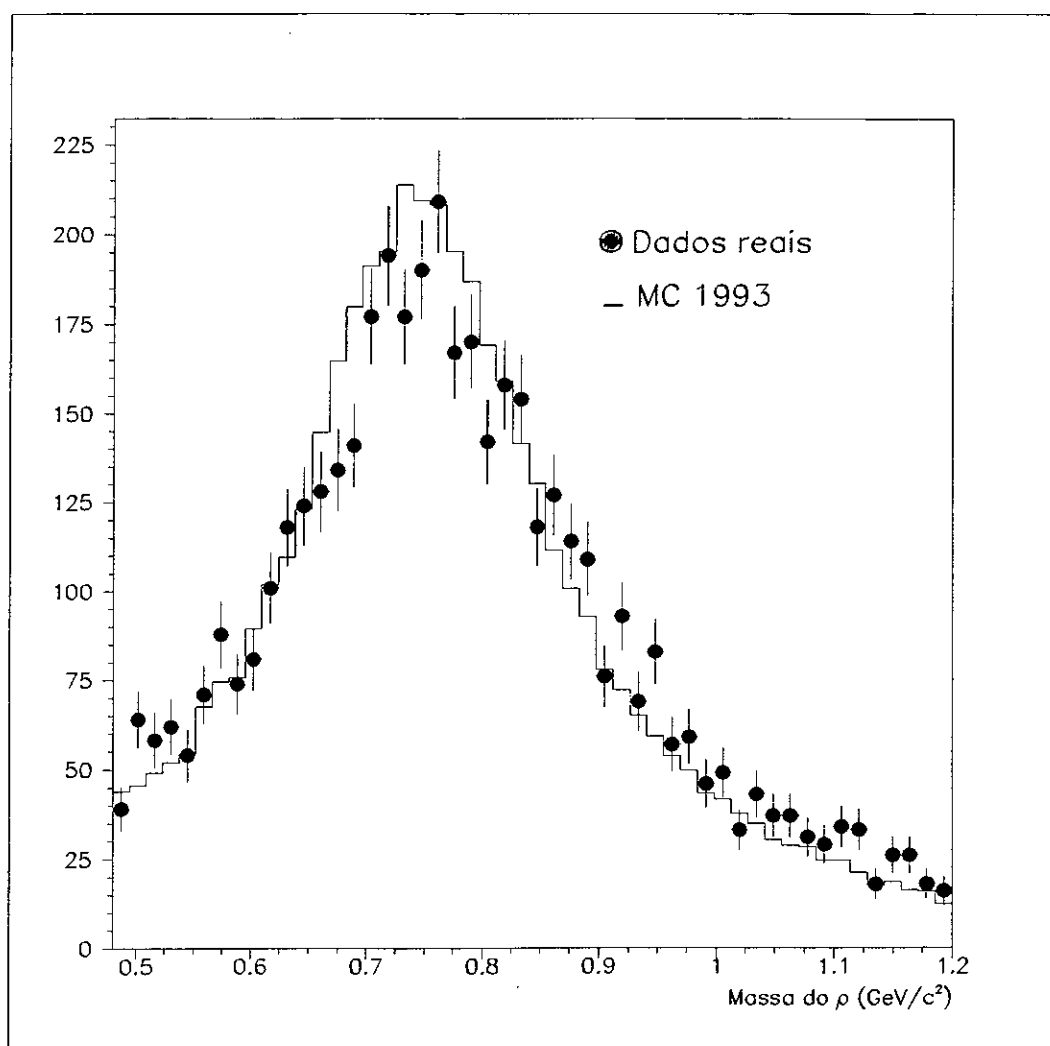


Figura 5.9: Massa do ρ reconstruído

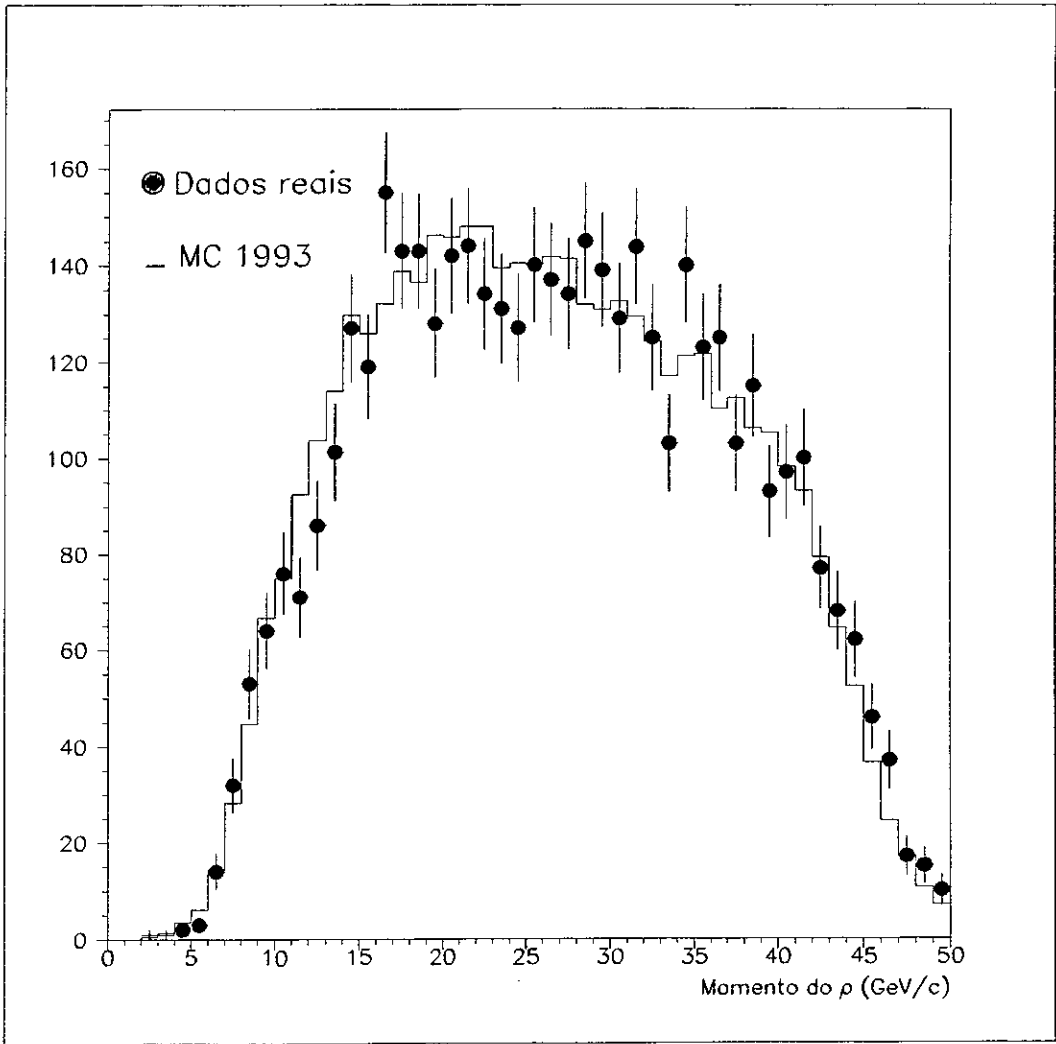


Figura 5.10: Momento do ρ reconstruído

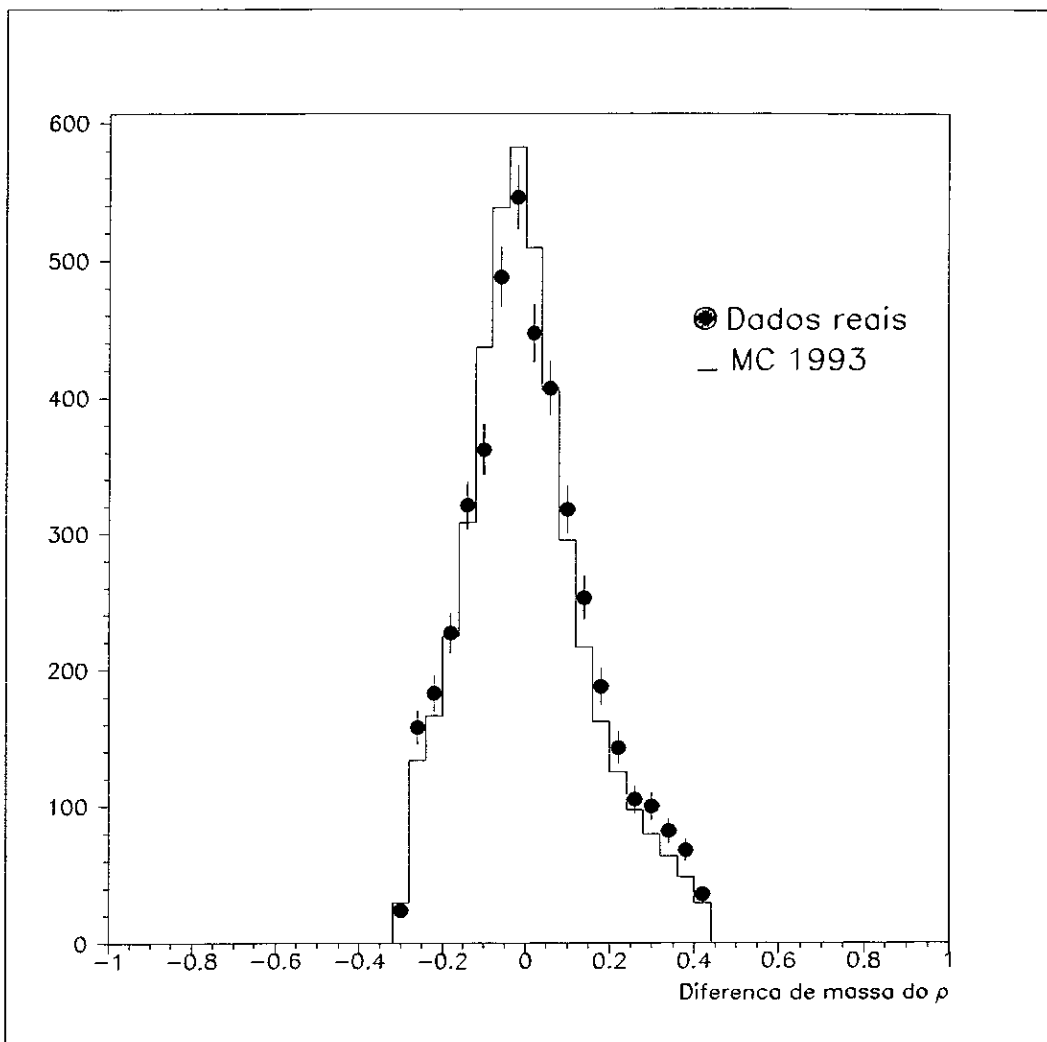


Figura 5.11: Diferença entre a massa do ρ reconstruído e sua massa dada pelo PDG

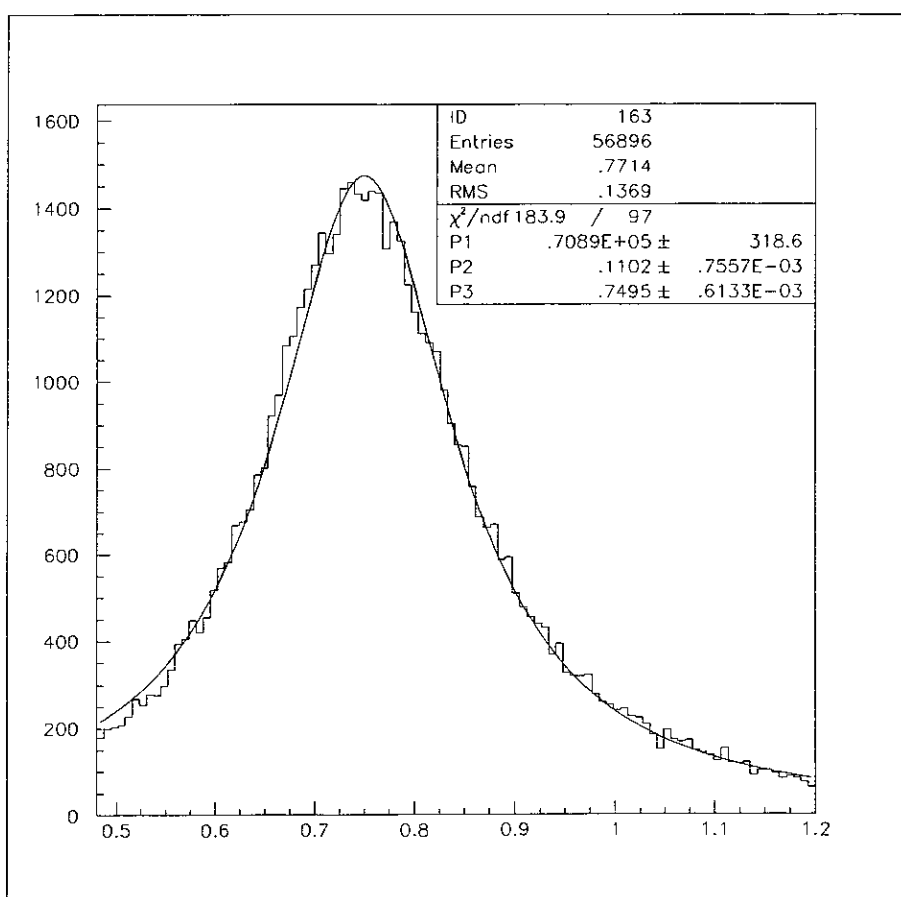


Figura 5.12: Massa do ρ para eventos identificados como $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ MC

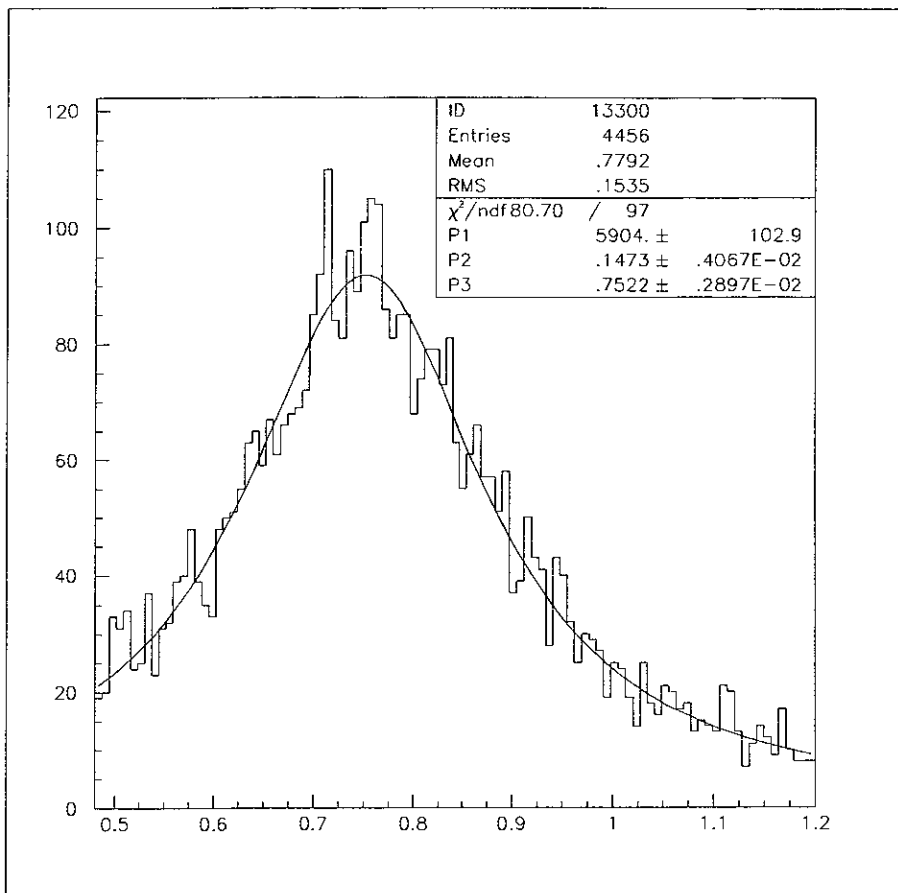


Figura 5.13: Massa do ρ para eventos de dados reais selecionados

sendo ϵ_ρ^{sel} a eficiência de seleção de decaimentos de τ em ρ e ϵ_τ^{sel} a eficiência de seleção do par $\tau^+\tau^-$.

Esta fórmula só é válida idealmente, ou seja, quando não há *background*. Mas, tanto na seleção de taus quanto na seleção de ρ temos os chamados *background* externo e interno respectivamente. O *background* externo aparece devido a possível indentificação de elétrons, múons ou um par de quarks como sendo um par de taus. O *background* interno surge devido à possibilidade de selecionarmos outro decaimento do τ que não seja ρ , como descrito acima.

Estes dois tipos de *background* devem estar presentes no cálculo do *branching ratio*. A fração de *background* interno, b_ρ , determinada a partir dos dados simulados e relacionada na tabela 5.1, será incluída da seguinte forma:

$$BR(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = \frac{N_\rho^{sel}/\epsilon_\rho^{sel}(1 - b_\rho)}{2N_{\tau^+\tau^-}^{sel}/\epsilon_\tau^{sel}}.$$

<i>Background interno</i>	b_ρ %
$\tau \rightarrow e\nu_\tau\bar{\nu}_e$	0.72 ± 0.03
$\tau \rightarrow \mu\nu_\tau\bar{\nu}_\mu$	0.40 ± 0.02
$\tau \rightarrow K^*\nu_\tau$	1.60 ± 0.05
$\tau \rightarrow a_1\nu_\tau$	9.13 ± 0.12
$\tau \rightarrow n > 1\pi m > 1\gamma\nu_\tau$ ¹	4.56 ± 0.08
Total	17.11 ± 0.55

Tabela 5.1: Fração de *Background* interno: os principais e o total

Esta expressão é válida quando não há *background* externo. Ao incluí-lo, teremos:

$$BR(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = \frac{N_\rho^{sel}/\epsilon_\rho^{sel}(1 - b_\rho)(1 - x)}{2N_{\tau^+\tau^-}^{sel}/\epsilon_\tau^{sel}(1 - y)}.$$

Onde a fração y corresponde ao *background* de seleção de taus e a fração x de seleção de ρ não provenientes de τ . A tabela 5.2 mostra estes valores.

<i>background</i>	$y(\%)$	$x(\%)$
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	0.95 ± 0.05	0.029 ± 0.008
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.22 ± 0.01	0.021 ± 0.004
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	0.31 ± 0.03	0.007 ± 0.005
Total	1.48 ± 0.06	0.057 ± 0.011

Tabela 5.2: *Background* externo: $y(\%)$ decaimento diferente de $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ e $x(\%)$ decaimento diferente de $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$

O fator $b_\rho x$ é muito pequeno em relação as outras contribuições e portanto podemos desprezá-lo, chegando a seguinte expressão para o *branching ratio*:

$$BR(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = \frac{N_\rho^{sel}/\epsilon_\rho^{sel}(1 - b_\rho - x)}{2N_{\tau^+\tau^-}^{sel}/\epsilon_\tau^{sel}(1 - y)}.$$

5.6 Background

Tanto o *background* interno como o externo foram obtidos a partir de dados de Monte Carlo, visto que os dados simulados e reais são bem compatíveis. As distribuições da figura 5.14, mostram as contribuições de cada *background* interno. Notamos que o *background* de $a_1 \rightarrow \pi^0\rho$ é o mais relevante. Este tipo de decaimento é o mais difícil de eliminar devido à presença do ρ . Afim de minimizar este *background*, requeremos que no hemisfério onde selecionamos o pión e o π^0 não exista outra deposição de energia eletromagnética superior a 0.3 GeV. A descrição da obtenção do *background* externo já foi feita no capítulo anterior.

5.7 Erros sistemáticos

Os erros sistemáticos foram estudados mudando um a um os valores dos cortes nas variáveis de nossa seleção, e calculando o *branching ratio* correspondente.

Para a seleção de taus, consideramos duas variações: a primeira no número de prongs aceitos, 14 e número de traços, 7. Com estes novos cortes, estamos aceitando mais

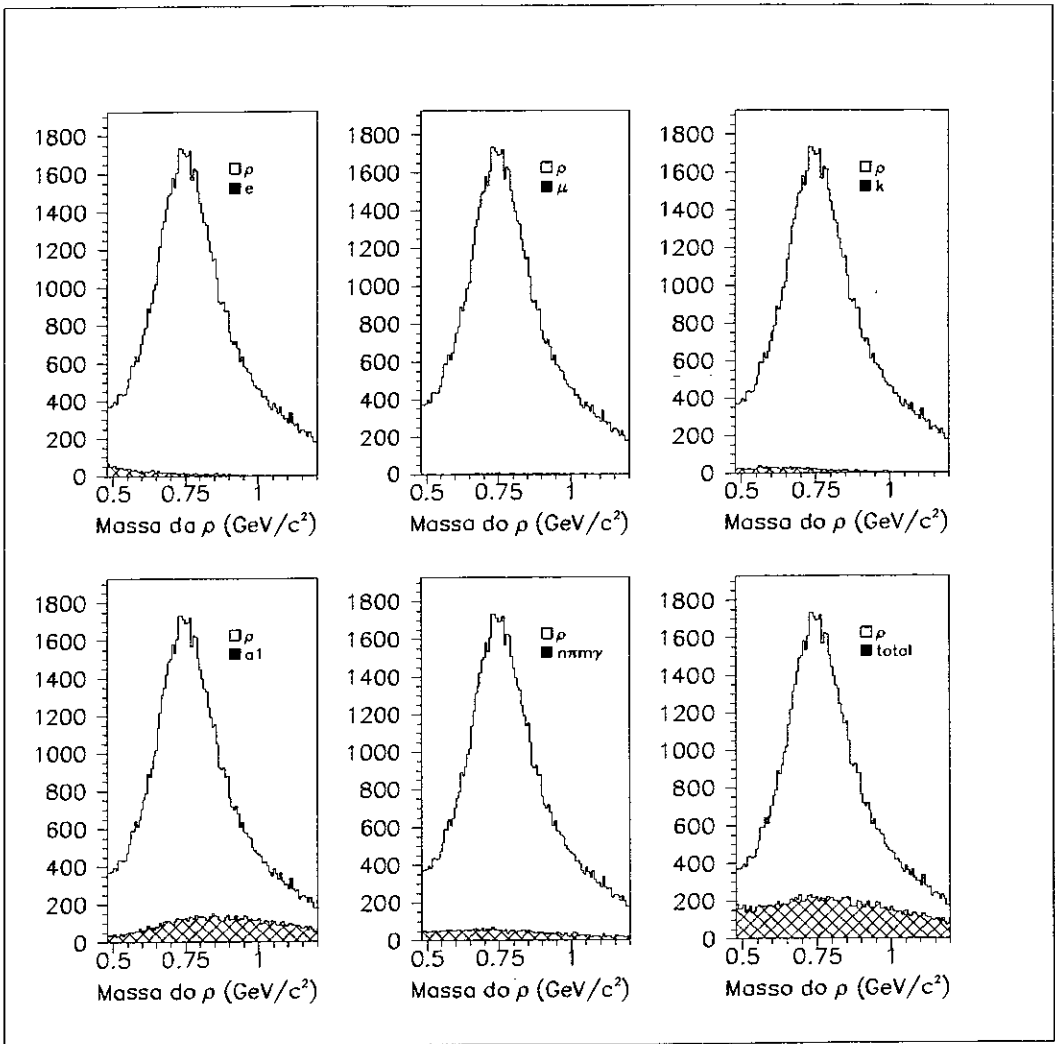


Figura 5.14: Distribuições dos *background*.

traços e conseqüentemente deveríamos aumentar nosso *background* de hádrons. A segunda variação tem como objetivo estudar o aumento de background leptônico, onde ao cortarmos em $P_{rad}/P_{beam} < 1.2$ e em $E_{rad}/E_{beam} < 1.2$ aceitamos mais eventos do tipo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$.

Com relação à seleção de ρ , as seguintes variações nos corte foram feitas:

Comprimento do traço

Nenhum corte no comprimento do traço da partícula carregada, o que implica em aceitarmos uma partícula de qualidade de reconstrução inferior. Aumentamos assim o número de eventos selecionados.

Momento do traço

Com o mesmo intuito de aceitarmos partículas não tão bem reconstruídas, um corte no momento do traço em $p > 0.3GeV/c$ foi feito de maneira independente.

Ângulo de abertura entre os fótons

Ao relaxarmos este corte para $\theta_{2\gamma} < 20^\circ$ estamos aceitando, também, pares de fótons de energias muito baixas, onde temos uma baixa eficiência para a reconstrução do π^0 . Desta forma também estudamos os pares que são reconstruídos onde um dos fótons não pertence realmente ao π^0 .

Intervalo de massa para o π^0

Aumentando o intervalo de massa do π^0 para $m_{\pi^0} < 0.5GeV/c^2$, reconstruímos mais π^0 .

Intervalo de massa para o ρ

Aceitamos ρ reconstruídos com uma massa entre $0.3 < m_\rho < 1.35\text{GeV}/c^2$.

Energia de cada fóton

Aumentamos o corte em energia de cada fóton aceito para $E_\gamma > 0.7\text{GeV}$. Desta forma, restringimos o número de pares que poderemos formar.

Número de fótons extra

Aceitamos pelo menos um fóton extra no hemisfério, ou seja, teremos em certas circunstâncias aceitado três fótons para reconstruirmos um par. Com isto, podemos reconstruir o π^0 de maneira errada, ou seja, combinando fótons que não são decaimentos do π^0 desejado. Além disso, aceitando três fótons estamos possivelmente aumentando o *background* interno de a_1 .

Parâmetro de impacto e identificação do traço

Sem restringirmos muito a boa identificação do traço e a região aceitável de onde o traço carregado deveria partir, $Imp_r < 5\text{cm}$ e $Imp_z < 10\text{cm}$, estamos aceitando partículas que podem surgir no detector sem ter sido produzidas pelo ρ ou que não foram muito bem reconstruídas.

5.8 Resultado da medida do *Branching Ratio*

O valor obtido para o *Branching Ratio* é:

$$BR(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = 24.14 \pm 0.54 \pm 0.62\%$$

, onde o primeiro erro é o estatístico e o segundo o sistemático.

Este valor está de acordo com a teoria [50]:

$$BR(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = 23.8 \pm 1.2\%$$

Capítulo 6

Conclusões

Foram utilizados os dados coletados no detector DELPHI no ano de 1993, que corresponde ao decaimento de aproximadamente 850.000 Z^0 .

Destes dados, selecionamos o canal $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, obtendo uma amostra da ordem de 18000 pares de $\tau^+\tau^-$. Fizemos a nossa própria seleção do decaimento $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$, determinando o valor do *branching ratio* para este canal. Para isto, calculamos as eficiências de observação do sinal e a contaminação do *background* usando eventos simulados de Monte Carlo, e estimamos os erros sistemáticos da nossa medida.

Obtivemos então o seguinte valor para o *branching ratio*:

$$BR(\tau \rightarrow \rho\nu_\tau) = 24.14 \pm 0.54 \pm 0.62\%,$$

onde o primeiro erro é o estatístico e o segundo o erro sistemático. Este resultado é compatível com o valor publicado no 'Review of Particle Properties' [14].

Comparando nosso resultado com valores obtidos em experimentos anteriores [14] e mesmo com valores prévios do DELPHI [51], notamos que há uma tendência para medidas com um valor cada vez maior. Seria interessante acompanhar a evolução deste resultado ao se dispor de maior estatística.

Uma continuação lógica deste trabalho, além de usar dados posteriores a 1993, seria a medida da polarização do tau, determinada a partir deste canal.

Referências

- [1] M. Perl *et al.*, Phys. Rev. Letters 35, 1489 (1975)
- [2] S. L. Glashow, Nucl. Phys. 22, 579 (1961); S. Weinberg, Phys. Rev. Letters 19, 1264 (1967); A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Aspenäs garden, 367 (1968)
- [3] M. Prel, SLAC-PUB-6584, 1994
- [4] F. J. Gilman and S. H. Rhie, Phys. Review D31, 1066 (1985)
- [5] J. S. Schwinger, Phys. Review 73, 416 (1948)
- [6] P. Abreu *et al.*, Phys. Letters B302, 357 (1993)
- [7] W. J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. Letters 61, 1815 (1988)
- [8] L. Michel, Proc. Phys. Soc. A63, 514 (1950); A63, 1371 (1950)
- [9] P. Privitera, Phys. Letters B288, 227 (1992)
- [10] Y. S. Tsai, Phys. Review D4, 2821 (1971); D13, 771 (1976)
- [11] H. B. Thacker and J. J. Sakuari, Phys. Letters B36, 103 (1971)
- [12] R. Budny, Phys. Letters B45, 340 (1973); R. Budny, Phys. Letters B55, 227 (1975);
M. Böhm and W. Hollik, Nucl. Phys. B204, 45 (1982)

- [13] W. Hollik, Contribution to the XXI Rencontre de Moriond, DESY 86-49 (1986)
- [14] Review of Particle Properties, Phys. Review D50, vol.3-I (1994)
- [15] J. H. Kühn and A. Santamaría, Z. Phys. C48, 445 (1990)
- [16] J. E. Brau and G. J. Tarnopolsky, Phys. Review D24, 2521 (1981)
- [17] G. S. Abrams *et al.*, Phys. Rev. Letters 43, 1555 (1979)
- [18] J. Z. Bai *et al.*, Phys. Rev. Letters 69, 3021 (1992)
- [19] H. Albrecht *et al.*, Phys. Letters B292, 221 (1993)
- [20] R. Balest *et al.*, Phys. Review D47, R3671 (1993)
- [21] Z Physics at LEP1, CERN 89-08 vol.1 (1989)
- [22] 1986 Cern School of Physics, CERN 87-02 (1987)
- [23] Determination of the Z^0 resonance parameters and couplings from its hadronic and leptonic decays, CERN-PPE/91-95 (1991)
- [24] Richard Fernow, Introduction to Experimental Particle Physics (1986)
- [25] P. Aaranio *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A303, 233 (1991)
- [26] N. Binglefors *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A328, 447 (1993)
- [27] F. Hartjes *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A256, 55 (1987)
- [28] C. Brand *et al.*, IEEE Nuclear Science Symposium (1988), ed. R. Pordes, IEEE Trans. Nucl. Sci. 36, 122 (1989)

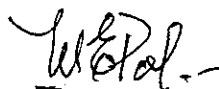
- [29] A. Amery *et al.*, Proc. 5th International Wire Chamber Conference (1989), ed. W. Bartl *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A283, 502 (1989)
- [30] E. G. Anassontzis *et al.*, Proc. 6th International Wire Chamber Conference (1992), ed. W. Bartl *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A323, 284 (1992)
- [31] W. Adam *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A338, 284 (1994)
- [32] W. T. Meyer, Proc. IEEE Nucl. Sci. Symp. (1988), ed. R. Pordes, IEEE Trans. Nucl. SCI. 36, 352 (1989)
- [33] P. Checcia *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A275, 49 (1989)
- [34] Proposal for the DELPHI Surround Muon Chambers, DELPHI 92-139 (1992)
- [35] Electron Identification in DELPHI, DELPHI 93-6 (1993)
- [36] A Framework for Muon Identification, DELPHI 93-14 (1993)
- [37] Performance of the DELPHI Detector at LEP, em preparação
- [38] PXPHOT User's Guide, publicação interna do DELPHI em preparação
- [39] A combination of preliminary LEP electroweak results for the 1995 winter conferences, DELPHI 95-37 (1995)
- [40] A Tau Physics Analysis Package, DELPHI 94-131, Versão 5.0 (1994)
- [41] A Selection for τ Lepton Studies, DELPHI 92-124, (1992)
- [42] Measurement of the τ Leptonic Branching Fractions, CERN-PPE/PAPER 0113 (1995)

- [43] P. Aarnio *et al.*, Nucl. Phys. 367B, 511 (1991)
- [44] S. Jadach and Z. Was, Comp. Phys. Commun. 36, 191 (1985)
- [45] F. A. Berends, W. Hollik e R. Kleiss, Nucl. Phys. B304, 712 (1988); M. Böhm, R. Kleiss e W. Hollik, Nucl. Phys. B304, 687 (1988)
- [46] J. E. Campagne e R. Zitoun, Z. Phys. C43, 469 (1989)
- [47] T. Sjöstrand Comp. Phys. Comm. 40, 271 (1986)
- [48] π^0 identification in DELPHI at LEP1, DELPHI 92-46 (1992)
- [49] Measurement of Inclusive π^0 production in Z^0 decays, CERN-PPE/PAPER 0108 (1995)
- [50] W. J. Marciano, Phys. Review D45, 721 (1992)
- [51] Summary of τ Branching Ratio Results from DELPHI for Glasgow94, DELPHI 94-120 (1994)

**"ESTUDO DO DECAIMENTO $\tau \rightarrow \rho\nu_\tau$ NO EXPERIMENTO
DELPHI"**

Monique Kam'la Moura Srivastava

Tese de Mestrado apresentada no Cen-
Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Con-
selho Nacional de Desenvolvimento Ci-
entífico e Tecnológico, fazendo parte da
Banca Examinadora os seguintes profes-
sores:



Maria Elena Pol - Presidente

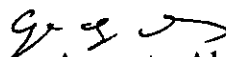
Renata Zukanovich Funchal



Ronald Cintra Shellard - Convidado Especial



Alberto Franco de Sá Santoro



Gilvan Augusto Alves - Suplente

Rio de Janeiro, 04 de agosto de 1995