Resumo

Esta tese descreve a seleção de eventos $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$, $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$ e a medida da razão de ramificação do lépton τ no decaimento inclusivo $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$, utilizando os dados coletados pelo detetor DELPHI, no LEP, durante o ano de 1995. Este trabalho também inclui a medida da polarização do τ nos estados finais $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$ e, consequentemente, a determinação do ângulo de mistura de Weinberg. Os resultados obtidos estão em acordo com a hipótese da universalidade leptônica proposta pelo Modelo Padrão e com outras medidas experimentais recentes.

Abstract

This thesis describes the $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$ and $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$ event selection, and the branching fraction measurement of $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$, using the data collected by DELPHI, at LEP, during the 1995 run. This work includes also the τ polarization measurement in $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$ sample and, consequently, the determination of Weinberg angle. All the results are in agreement with the Standard Model lepton universality and with other previous experimental measurements.

Índice

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Capítulo 1

Introdução

Na tentativa de explicar a interação entre as partículas elementares, as interações eletromagnéticas, fracas e fortes são descritas no chamado **Modelo Padrão Mínimo**. Este modelo é constituído pela **QCD** [1] (Cromodinâmica Quântica) e pela teoria de Glashow-Salam-Weinberg ou **Modelo Padrão Eletrofraco** [2]. A QCD é uma teoria de calibre, baseada no grupo $SU_{cor}(3)$, na qual os glúons - bósons associados aos geradores do grupo - não possuem massa. No Modelo Padrão Eletrofraco as interações fracas são mediadas por bósons vetoriais que adquirem massa após a quebra espontânea de simetria, gerada pelo mecanismo de Higgs. Apesar do sucesso na descrição dos dados experimentais obtidos pelo LEP, Fermilab, Hera e outros, o modelo padrão mínimo não é considerado uma teoria fundamental, mas sim uma manifestação a baixa escala de energia. Os experimentos em andamento ou experimentos futuros, em particular o LHC, talvez sejam capazes de comprovar a existência de uma nova física além deste modelo.

Uma das principais características das interações fracas é a violação da paridade, que resulta em diferentes acoplamentos para férmions de mão esquerda e direita. O estudo da aniquilação elétron-pósitron, no acelerador LEP, permite a determinação dos acoplamentos eletrofracos e a verificação de aspectos do modelo padrão. Medidas precisas destes acoplamentos, no LEP, podem ser obtidas através das assimetrias:

- assimetria *Forward-Backward*, A^f_{FB}, medida em todos os decaimentos $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$;
- polarização leptônica, $\langle P_\ell \rangle$, que só pode ser medida nos estados finais $\tau^+\tau^-$, uma vez que o τ é o único lépton que decai dentro do detetor;
- assimetria *Forward-Backward* na polarização leptônica, $A^{P_\ell}_{FB}$, que também só pode ser medida no decaimento $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$.

A presente tese descreve a medida da polarização do τ, $\langle P_\tau \rangle$, a partir da distribuição de momentos do decaimento $\tau \rightarrow \pi(K)\nu_\tau$. Para esta medida foram utilizados dados coletados pelo detetor DELPHI, no LEP, durante o ano de 1995. Desde o início da operação (1989) até 1995 o DELPHI mediu aproximadamente $4,2 \times 10^6$ decaimentos do Z^0, sendo 18% correspondentes ao ano de 1995.

O segundo capítulo fornece uma descrição do LEP e do detetor DELPHI. O terceiro capítulo apresenta um detalhamento do subdetetor RICH e a descrição do trabalho desenvolvido por mim, no CERN. Um breve resumo do modelo padrão e da física associada ao lépton τ é descrito no capítulo 4. Este capítulo também inclui a definição de vários observáveis utilizados no método de determinação da polarização. O capítulo 5 apresenta as etapas da seleção de eventos $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$, a identificação do decaimento $\tau \rightarrow \pi(K)\nu_\tau$ e a medida da razão de ramificação e da polarização relativas a este decaimento; além de uma comparação com os resultados obtidos pelo DELPHI nos anos anteriores a 1995. Finalmente, no capítulo 6 estão resumidos os resultados obtidos nesta análise e a conclusão.

Capítulo 2

Aparato Experimental

O DELPHI (*DEtector with Lepton, Photon and hádron Identification*) é uma das experiências presentes no colisor LEP, localizado no CERN. Este imenso anel colisor - hoje o maior do mundo - está em funcionamento desde 14 de julho de 1989 e possui 4 detetores nos pontos de interação, sendo eles: ALEPH, DELPHI, L3 e OPAL.

Uma das características importantes do detetor DELPHI, e que o diferencia dos demais, é a existência de detetores de luz Čerenkov (RICH).

2.1 LEP

O LEP (*Large Electron Positron*) é um colisor circular com perímetro de aproximadamente 27 Km, dentro do qual circulam feixes de elétrons e pósitrons em sentidos opostos. Estes léptons são produzidos e acelerados até 20 GeV pelos aceleradores LIL, EPA, PS e SPS, já existentes no CERN antes da construção do LEP, e depois injetados no anel do LEP (figura 2.1). Na sua fase inicial (LEP1), iniciada em agosto de 1989, os pacotes de elétrons e pósitrons eram acelerados até a energia necessária para o estudo da ressonância do Z^0, ou seja, $\sim$100 GeV no referencial do centro de massa. Na segunda fase de funcionamento

(LEP2), em vigor desde o final de 1995, espera-se atingir energias de até 100 GeV para cada feixe, afim de superar o limiar de produção do W^+W^-. A energia máxima atingida em 1996 foi de 172 GeV, com luminosidade integrada igual a 10 pb^{-1}, e em 1997 foi de 184 GeV com uma luminosidade integrada de 50 pb^{-1}.

Os feixes de e^- e e^+ colidem em 4 pontos de interação equipados com detetores (figura 2.2). Cada feixe consiste em 4 'trens', igualmente espaçados, com 4 'vagões' cada[1]. Os vagões são pacotes de e^- ou e^+, de acordo com o feixe, separados por um intervalo de aproximadamente 247 ns. O intervalo entre cada colisão é de 22 μs e para evitar as interações fora do ponto de impacto, os feixes são separados verticalmente e defletidos para a posição de colisão próximo do ponto de impacto. A trajetória destes feixes é mantida por um complicado sistema óptico colocado ao longo do perímetro do acelerador e que engloba elementos como: dipolos, quadrupolos e sextupolos magnénticos, corretores orbitais e controladores de energia.

Este acelerador possui 2 sistemas de 128 cavidades aceleradoras de radiofrequência, cujo objetivo é repor a energia perdida pelas partículas por radiação síncrotron. A energia perdida por um elétron (pósitron), com energia E_b, numa volta com raio de curvatura ρ é dada por:

$$E_{perdida} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(m_e c^2)^3} {E_b}^4 \rho^{-1} \tag{2.1}$$

onde r_e e m_e são o raio clássico e a massa do elétron, respectivamente. No caso do LEP1, ρ =3096 m e $E_b \simeq$45,5 GeV o que resulta numa perda de $\approx$120 MeV/partícula /volta.

[1] Esta configuração do feixe corresponde ao ano de 1995. Durante este ano houve alterações no número de 'vagões' por 'trem'. Estas modificacões e as demais configurações podem ser encontradas na referência [3].

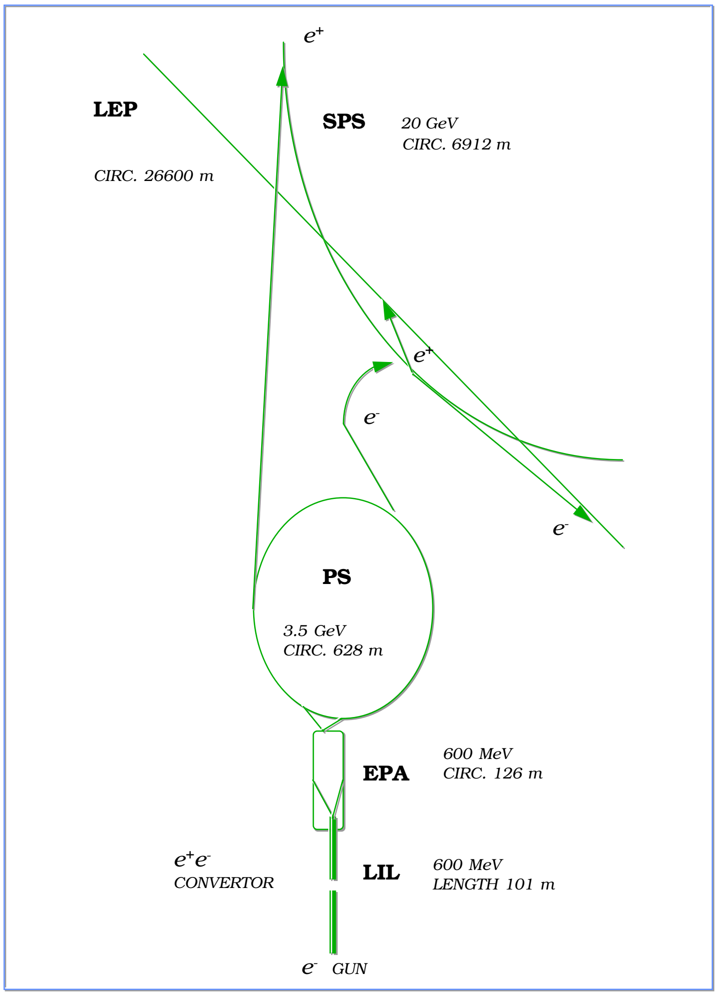


Figura 2.1: Sistema de injeção do LEP. O LIL acelera elétrons e pósitrons até 600 MeV. O EPA transfere os elétrons e os pósitrons para o anel PS, onde são acelerados até 3,5 GeV. A partir de então, os feixes são injetados no SPS, acelerados até 20 GeV e em seguida injetados no LEP na forma de ‘trens’.

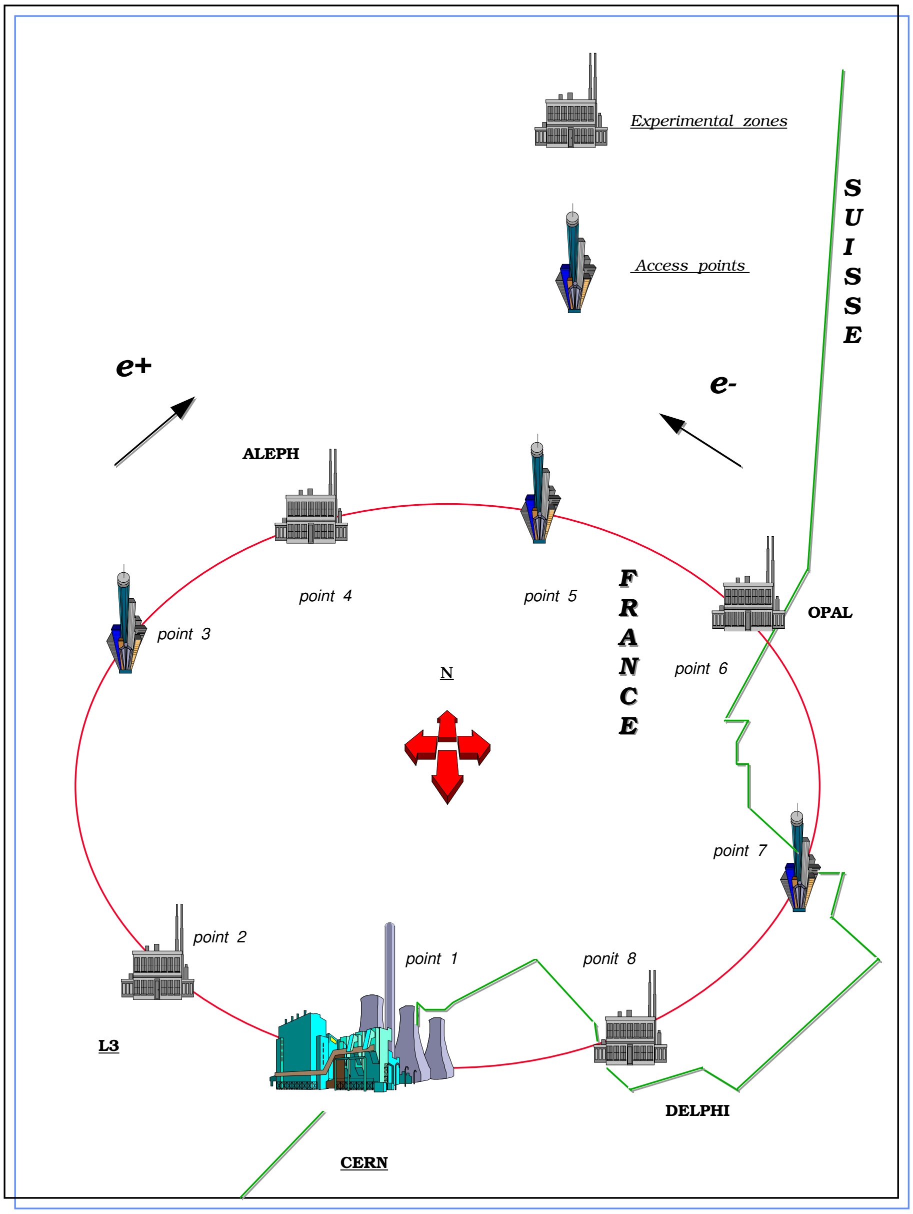


Figura 2.2: *Layout* esquemático do anel do LEP. O ponto 1 é o ponto de injeção dos feixes e os demais são os pontos de interação e a localização dos detetores: L3, ALEPH, OPAL e DELPHI.

2.1.1 Luminosidade

A luminosidade instantânea $\mathcal{L}(t)$ é um parâmetro característico de todo acelerador e é definido como o fator de proporcionalidade entre o número de eventos produzidos e a sua seção de choque:

$$\frac{dN}{dt}(e^+e^- \to X, t) = \mathcal{L}(t) \ . \ \sigma(e^+e^- \to X) \tag{2.2}$$

Em termos dos parâmetros característicos da máquina, a luminosidade pode ser escrita como:

$$\mathcal{L}(t) = \frac{N_+ N_- n_b f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{2.3}$$

onde N_+ e N_- são o número de partículas positivas e negativas por pacote, n_b é o número de pacotes, σ_x e σ_y as dimensões transversais dos pacotes no ponto de interação e f a frequência de revolução.

2.2 Os Diferentes Componentes do DELPHI

O detetor DELPHI [4] possui uma simetria cilíndrica e pode ser dividido em duas regiões: a zona do barril e as zonas frontais (ou das tampas). No sistema de coordenadas utilizado por deste detetor, o eixo **z** é a direção do feixe de e^-, sendo **z=0** o ponto de interação, o eixo **x** está direcionado para o centro do LEP e o eixo **y** na vertical. O ângulo polar ao eixo **z** é o ângulo Θ $(0 \leq \Theta \leq \pi)$ e o azimutal, no plano perpendicular ao feixe, é o ângulo ϕ $(0 \leq \phi \leq 2\pi)$. O raio do detetor corresponde á coordenada $\mathbf{R}=\sqrt{\mathbf{x}^2+\mathbf{y}^2}$.

Este detetor opera num campo magnético de 1,2 T paralelo ao tubo do feixe, produzido por uma bobina supercondutora de diâmetro interno igual a 5,2 m e comprimento 7,4 m. Este campo faz com que a trajetória de uma partícula carregada tenha a forma de uma helicóide, cujo raio é proporcional ao momento da partícula. A figura 2.3 é uma vista geral do detetor e a figura 2.4 mostra as seções longitudinais e transversais, onde se pode verificar a posição dos diferentes subdetetores.

O DELPHI pode ser dividido em grupos de subdetetores, cada qual com um objetivo específico. Estes detetores são responsáveis pela reconstrução do traço, medida da energia, identificação de partículas, medida da luminosidade e determinação do *trigger*; como descrito adiante.

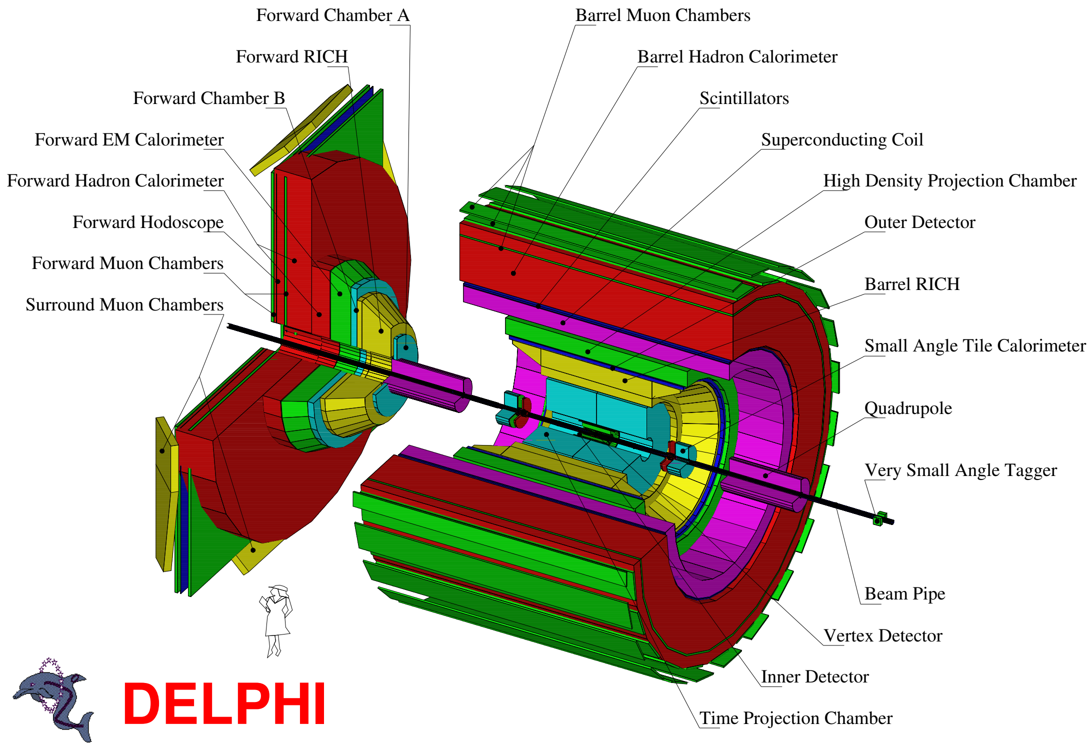
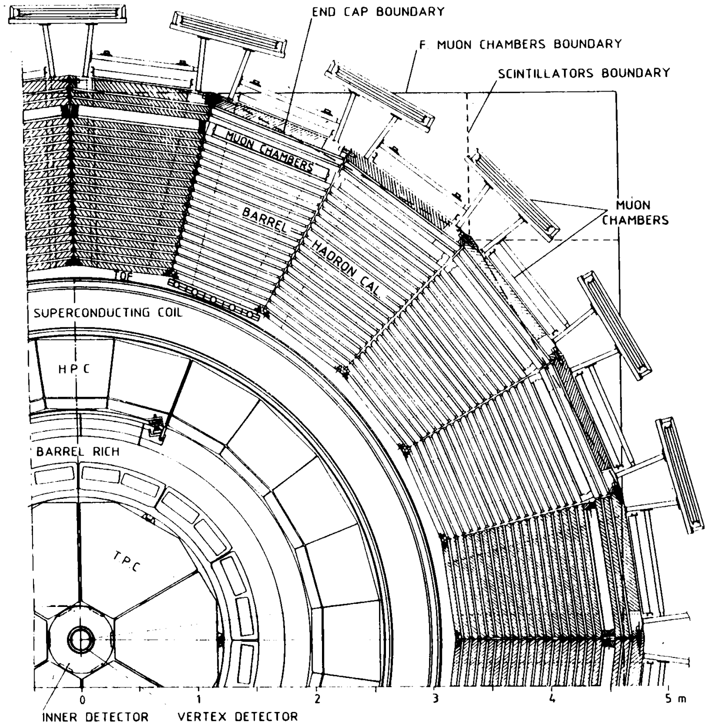
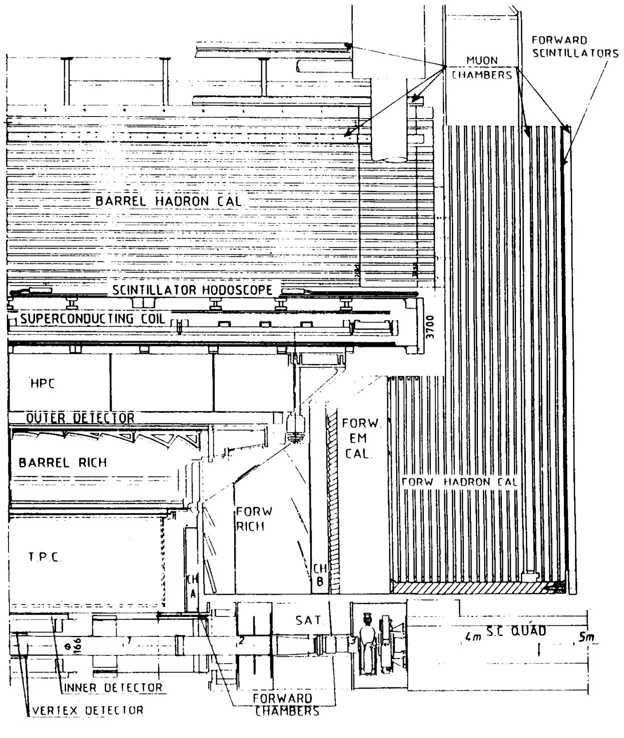


Figura 2.3: Vista geral do detetor DELPHI e seus diversos subdetetores.



(a)



(b)

Figura 2.4: (a)Seção transversal e (b) seção longitudinal do detetor DELPHI.

2.2.1 Detetores de Traços

Estes detetores têm como objetivo reconstruir os traços das partículas carregadas e determinar os seus momentos. Este sistema é composto pelos seguintes elementos:

Detetor de Vértices (VD)

É um detetor de silício, que foi construído com a finalidade de proporcionar uma elevada precisão na localização do ponto de interação e dos vértices secundários.

O VD [4] é composto por três camadas cilíndricas concêntricas de microtiras de silício com raio médio de 6.3, 9.0 e 11.3 cm (figura 2.5). Na configuração de 1995, a camada mais interna tem comprimento de 28 cm e cobre uma região angular de $25° < \Theta < 155°$. As duas mais externas medem 24 cm e cobrem a região de $43° < \Theta < 137°$. Cada camada cobre todo o ângulo azimutal ϕ e é dividida em 24 setores, cada um com 4 segmentos ao longo da direção z, que é a direção do feixe. O detetor de vértices mede a posição tridimensional de um ponto com uma precisão da ordem de $10\,\mu$m. A referência [5] oferece uma descrição mais detalhada deste detetor.

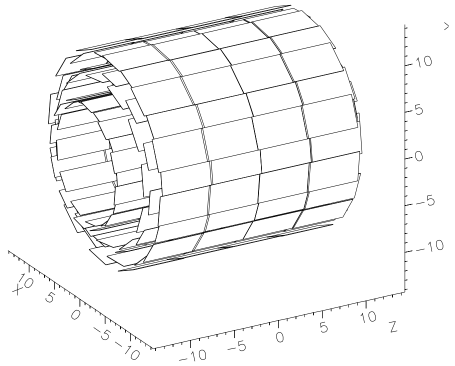


Figura 2.5: Vista tridimensional das camadas do detetor de vértices, com dimensões em centímetros.

Detetor Interno (ID)

O ID [4] é formado por duas partes distintas e possui dois objetivos fundamentais: reconstrução dos traços carregados e informação de *trigger*. A parte mais interna é uma câmara de jatos com 24 setores de $15°$ em ϕ, que engloba a região $15° \leq \Theta \leq 165°$. Cada setor contém 24 fios, que medem o tempo de deriva, e proporciona um mínimo de 24 pontos por traço no plano Rϕ, no intervalo $12\,\text{cm} < \text{R} < 23\,\text{cm}$.

A parte externa é uma câmara de *trigger* formada por 5 camadas concêntricas de tubos, num total de 192 tubos por camada, e tem uma acceptância angular de $15° \leq \Theta \leq 165°$. Estes tubos possuem a funcionalidade de câmaras proporcionais multifilares[2].

Câmara de Projeção Temporal (TPC)

A câmara de projeção temporal é um detetor central e é o principal responsável pela reconstrução dos traços no DELPHI. Ele determina a posição do traço em três dimensões, mede o momento (a partir da curvatura do traço no campo magnético) e pode identificar partículas medindo a energia perdida no detetor.

A TPC [4] é uma câmara de deriva formada por dois cilindros de 130 cm de comprimento, raio interno e externo iguais à 29 cm e 122 cm, respectivamente. Estes cilindros são separados por uma placa de alta tensão (20 KV), situada em z=0, que produz um campo elétrico $\mathbf{E}$=150 Vcm^{-1} paralelo ao eixo z (figura 2.6). Cada extremidade é dividida em 6 módulos contendo 192 fios sensitivos, espaçados de 4 mm, e 16 anéis circulares de eletrodos equidistantes (figura 2.7). A região angular coberta é de $20° < \Theta < 160°$, mas devido a placa de alta tensão há uma região insensível entre $89°$ e $91°$ em Θ; além

[2] A descrição deste detetor corresponde à configuração de 1995.

das regiões mortas existentes entre dois módulos adjacentes.

Uma partícula carregada ao atravessar a TPC produz, por ionização, uma média de 70 elétrons por cm de gás. Os elétrons criados no interior da TPC são arrastados, com uma velocidade $v \sim 7\,\text{cm}/\mu\text{s}$, na direção das câmaras proporcionais situadas nos extremos dos cilindros. Uma elevada voltagem aplicada aos fios faz com que os elétrons resultantes da ionização sejam acelerados, dando origem a avalanches. Sendo assim, a quantidade de carga depositada nos fios permite a medida do poder de ionização dos traços, isto é, a medida do dE/dx.

A posição das partículas é reconstruída através da medida do sinal induzido nos fios, que permite a determinação de ϕ; da posição dos anéis, que fornece o raio R; e do tempo de deriva que resulta na coordenada z. Traços de laser são utilizados continuamente para monitorar a velocidade de arraste durante a aquisição de dados.

Este detetor proporciona um mínimo de 16 pontos ao longo da trajetória da partícula, em um raio entre 36 cm e 106 cm na região angular $38^\circ \leq \Theta \leq 142^\circ$. A precisão na medida de um ponto para um traço vindo do decaimento hadrônico do Z^0 é de $250\,\mu$m no plano Rϕ. As características e condições de operação estão resumidas na tabela 2.1.

Características da TPC	
número de fios sensitivos	192
espaçamento entre os fios	4 mm
diâmetro dos fios	20 μm
voltagem aplicada aos fios	1423 V
comprimento máximo de deriva	1,34 m
campo magnético	1,2 T
campo elétrico de deriva	187 V$\,$cm^{-1}
velocidadde de deriva dos elétrons primários	7 cm μs^{-1}
mistura gasosa	80% Ar 20% CH_4
pressão da mistura gasosa	1 atm
temperatura do gás	$\approx 29°C$

Tabela 2.1: Características e condições de operação da TPC entre 1993 e 1995.

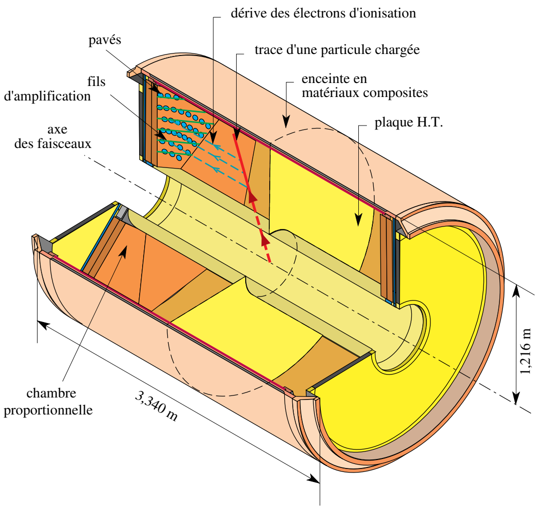


Figura 2.6: *Layout* da câmara de projeção temporal (TPC).

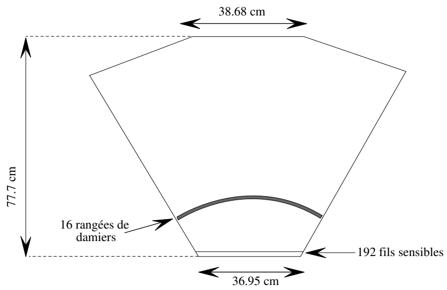


Figura 2.7: Módulo da TPC com fios sensitivos e eletrodos na forma de anéis.

Detetor Externo (OD)

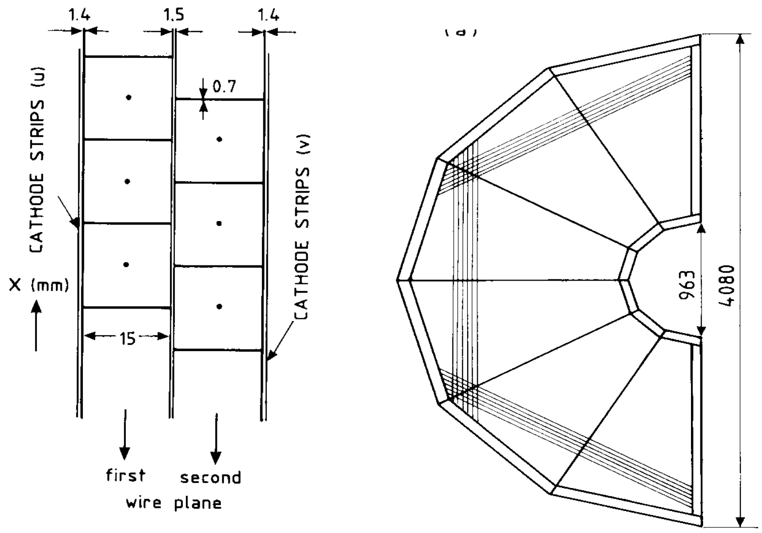
O OD [4] é essencial para proporcionar um *trigger* rápido e para melhorar a resolução do momento. Isto acontece porque cada módulo do OD está situado de maneira a cobrir as regiões mortas derivadas da junção de módulos da TPC, o que melhora a aceitação geométrica.

Separado da TPC pelo RICH, o detetor externo cobre a região $198\,\mathrm{cm} < \mathrm{R} < 206\,\mathrm{cm}$ e $43^\circ \leq \Theta \leq 137^\circ$. Ele é formado por 24 módulos azimutais, de 4,7 m de comprimento, cada um contendo 160 tubos de deriva dispostos em 5 camadas. Todas as camadas fornecem informações das coordenadas R e ϕ, a partir do tempo de deriva em cada tubo, e as 3 camadas mais internas fornecem o valor de z a partir da diferença de tempo entre os sinais na extremidade dos tubos.

As Câmaras Frontais A e B (FCA e FCB)

As câmaras frontais são detetores que contribuem para informação do traço e do *trigger*. A FCA [4] está posicionada na extensão radial da TPC, a 1,6 m do ponto de interação em z, e cobre as regiões $11^\circ < \Theta < 33^\circ$ e $147^\circ < \Theta < 169^\circ$. Ela é composta por 3 câmaras deslocadas de 120°, uma em relação a outra, e dividida em duas metades de disco com raio interno e externo iguais à 29 cm e 103 cm, respectivamente. Cada metade possui 2 planos com 64 tubos de deriva formados por fios anódicos de $100\,\mu$m, como mostra a figura 2.8a. As precisões na medida das coordenadas são: $\sigma(x) = 290\,\mu$m, $\sigma(y) = 240\,\mu$m, $\sigma(\Theta) = 8{,}5$ mrad e $\sigma(\phi) = 24$ mrad.

A FCB [4] está situada à 2,7 m do ponto de interação em z, cobre a região angular $13^\circ < \Theta < 35^\circ$ e $145^\circ < \Theta < 167^\circ$ e é composta por 4 câmaras independentes, duas em cada tampa do DELPHI. Cada câmara consiste em duas metades de disco, com raio interno de 48 cm e externo de 211 cm, formadas por 12 planos de fios agrupados em pares defasados de 120° (figura 2.8b).



(a) (b)

Figura 2.8: (a) Seção transversal dos planos da câmara FCA e (b) *layout* da FCB, com planos de fios defasados de 120°.

2.2.2 Calorímetros

Os calorímetros medem a energia das partículas quando estas, ao interagir com a matéria, produzem uma cascata de partículas de menor energia que são absorvidas.

O DELPHI é composto por calorímetros eletromagnéticos e hadrônicos. O sistema de calorímetro eletromagnético do DELPHI é divido em: um calorímetro central (HPC), localizado no barril; um calorímetro frontal (FEMC), localizado nas tampas; e dois calorímetros muito frontais (STIC e VSAT), usados na medida da luminosidade e que serão descritos na seção 2.2.4. Já o sistema hadrônico é composto por um único calorímetro que ocupa as regiões do barril e das tampas.

Calorímetro Eletromagnético Central (HPC)

A HPC [4] é uma câmara de arrasto, segmentada com camadas de chumbo, que tem o propósito de detetar e medir tridimensionalmente a carga induzida por cascatas eletromagnéticas. Sendo assim, ela permite separar elétrons e fótons de hádrons.

Este calorímetro cobre uma região angular de $43° < \Theta < 137°$ e é formado por 144 módulos independentes dispostos em 6 anéis, na direção z, com 24 módulos cada. Seu raio interno mede 208 cm e o externo 260 cm. Cada módulo é constituído por 41 placas de chumbo separadas por um meio gasoso de ~8 mm de espessura composto por 80% Ar e 20% CH_4. Em cada módulo existem 128 blocos dispostos em 9 camadas, num total de 18 comprimentos de radiação. Na primeira camada os blocos têm 2 cm de espessura e aumentam até 8 cm na última camada.

O modo de operação é baseado na técnica de projeção temporal utilizada pela TPC. Isto é, os elétrons emergentes das placas de chumbo migram na direção z, com uma velocidade de ~5,5 cm/μs num campo $\mathbf{E} \approx 100$ V/cm, para as câmaras proporcionais situadas na extremidade de cada módulo, onde as cargas são amplificadas e coletadas por um eletrodo. O tempo máximo de deriva é de 6 μs e a forma dos eletrodos define a granularidade na reconstrução das coordenadas R e ϕ. A precisão na determinação do início de uma cascata eletromagnética é de $0,17°$ em Θ e $0,034°$ em ϕ e a resolução em energia para elétrons de 45 GeV/c é de

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{6,5\%}{\sqrt{E}} \quad . \tag{2.4}$$

Calorímetro Eletromagnético Frontal (FEMC)

O FEMC [4] é um calorímetro que tem a função de cobrir a parte frontal do detetor. Ele é formado por 2 discos, cada um com 5 m de diâmetro, num total de 9064 blocos de vidro dopado com chumbo. A região sensível é de $8° < \Theta < 35°$ e $145° < \Theta < 172°$ e a resolução em energia para elétrons de 45 GeV/c é de

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{11\%}{\sqrt{E}} \quad . \tag{2.5}$$

Calorímetro Hadrônico (HCAL)

Este calorímetro, detalhado na referência [4], cobre a região angular $11° < \Theta < 169°$ e é dividido em duas partes: a central, localizada na zona do barril, e a frontal, nas duas tampas. O detetor central é um cilindro de 8 m de comprimento dividido em 24 módulos, agrupados em 4 camadas, constituídos de placas de ferro de 5 cm de espessura cada. No total são 110 cm de ferro, o que corresponde a aproximadamente 6 comprimentos de radiação para píons. Esta região central tem a mesma modularidade no plano Rϕ que a HPC e, para evitar as zonas mortas entre módulos adjacentes, os módulos estão girados de $7,5°$ com respeito aos módulos da HPC.

As tampas são similares à região central e possuem 19 camadas, formadas por câmaras com fios, intercaladas entre as placas de ferro.

Os elementos sensitivos do detetor, situados entre as placas de ferro, são câmaras multifilares. As bordas de leitura são segmentadas em eletrodos que detetam as cargas induzidas que estão organizados na forma de torres direcionadas para o ponto de interação (figura 2.9). Cada torre cobre uma região angular de $\Delta\phi \sim 3,75°$ e $\Delta\Theta \sim 2,96°$ na parte central e $\Delta\Theta \sim 2,62^\circ$ nas tampas. A resolução em energia é de

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{120\%}{\sqrt{E}} \tag{2.6}$$

com uma granularidade em torno de 10 cm, dada pelo tamanho da torre.

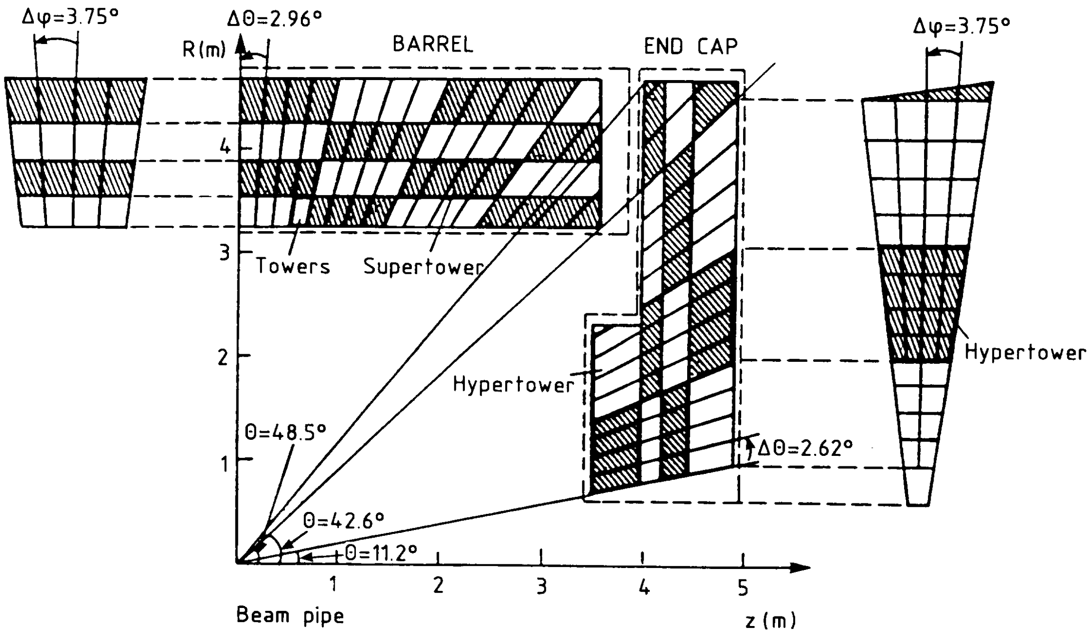


Figura 2.9: Estrutura de torres do sistema de leitura do calorímetro hadrônico.

2.2.3 Câmaras de Múons

As câmaras de múons são importantes para a identificação de múons que, por não produzirem chuveiro eletromagnético nem hadrônico, atravessam todo o detetor e podem atingir estas câmaras de arrasto. Elas cobrem tanto a parte do barril quanto a região frontal e são divididas em três partes: câmara de múons central, câmara de múons frontal e câmara de múons periférica. Todas descritas detalhadamente na referência [4].

Câmara de Múons Central (MUB)

A MUB consiste em 3 camadas, segmentadas em 2×24 setores azimutais, de câmaras de deriva que abrangem a região angular $53^\circ < \Theta < 88,5^\circ$ e $91,5^\circ < \Theta < 127^\circ$. Estas camadas podem ser observadas na figura 2.10, que mostra a identificação de um evento $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\gamma\gamma$.

A camada interna, imersa nas camadas de ferro do HCAL, possui raio de 445,5 cm e cada setor cobre parcialmente o setor correspondente ao calorímetro hadrônico. O mesmo acontece para a camada externa de raio igual a 532,0 cm. No caso da camada periférica, de raio 479,3 cm, cada setor se superpõe parcialmente aos setores da camada interna e externa e aos correspondentes ao HCAL.

A resolução na medida de um ponto no plano Rϕ é de 1 mm e 10 mm na medida da coordenada z.

Câmara de Múons Frontal (MUF)

As câmaras de múons frontais são formadas por 2 planos de câmaras em cada tampa do DELPHI, um dentro das camadas de ferro do HCAL e outro mais externo. Cada um dos planos é composto por 4 quadrantes de 4,5×4,5×0,08 m^3, formados por duas camadas ortogonais de 22 câmaras de deriva.

Da mesma forma que a MUB, as coordenadas são determinadas a partir do tempo de deriva dos elétrons no gás até chegar aos fios anódicos e do tempo de propagação dos sinais até os dois extremos destes fios.

Câmara de Múons Periférica (SMC)

Esta câmara foi adicionada no ano de 94 com o intuito de cobrir a fenda existente entre a região central e frontal do DELPHI. Esta fenda está localizada em Θ=50° e é devida a diferença de geometria entre o barril e as tampas. A SMC consiste em 8 partes montadas ao lado, em cima e embaixo das tampas do detetor DELPHI. Cada parte é dividida em 2 módulos e cada módulo em dois planos de tubos de *streamer*.

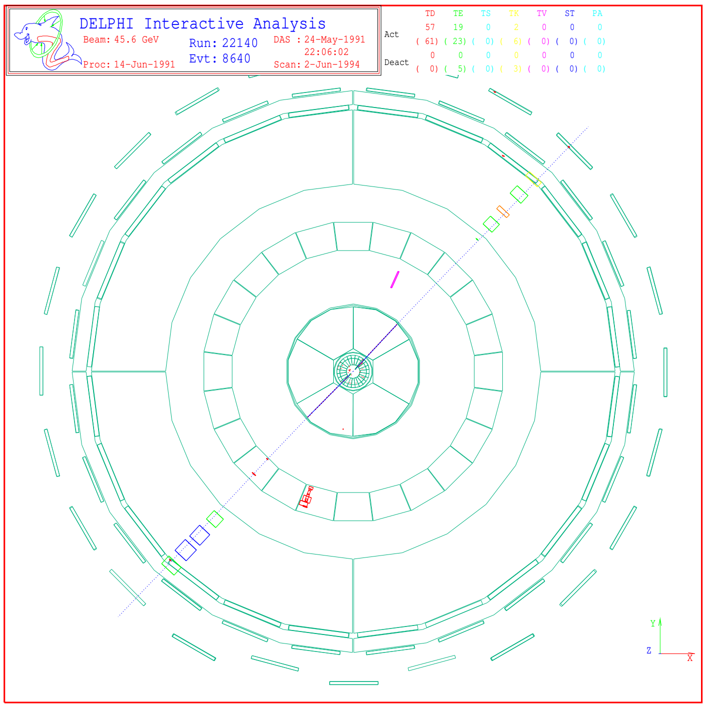


Figura 2.10: Evento interpretado como $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma\gamma$. Os múons são identificados como partículas de ionização mínima no HCAL e deixam sinal na MUB. O chuveiro de partícula γ é detetado na HPC.

2.2.4 Monitores de Luminosidade: STIC e VSAT

A principal função do STIC [4] (*Small Angle Tile Calorimeter*) é monitorar medidas de luminosidade através de eventos *bhabha*, além de proporcionar informações sobre o ponto de interação. Este detetor é formado por dois cilindros, separados em dois hemisférios, que cobrem a região 29 mrad$< \Theta <$188 mrad e 55 mm$< R <$420 mm. Cada hemisfério é composto por 47 folhas de chumbo concêntricas com o feixe e intercaladas com cintiladores, divididas em 10 anéis e 8 setores azimutais de $22,5°$. Os calorímetros são complementados com detetores de silício (detetores de traço) que reconstroem com precisão o ponto de interação das partículas . A resolução espacial do calorímetro é de $1,5°$ em ϕ e varia de 300 μm à 1 mm em R. O erro sistemático esperado na medida da luminosidade é de 0,2%. Uma descrição mais detalhada deste detetor pode ser encontrada na referência [6].

Para ângulos ainda menores existe o VSAT [4] (*Very Small Angle Tagger*), empregado juntamente com o STIC para um controle rápido tanto da luminosidade quanto do funcionamento geral da máquina. O VSAT é composto, em cada uma das regiões frontais, por calorímetros retangulares formados por 12 placas de silício de $3{\times}5\,\mathrm{cm}^2$ alternadas com blocos de tungstênio de $3{\times}5{\times}10\,\mathrm{cm}^3$. Este detetor foi também desenhado para medir a contaminação de elétrons e raios X e ainda proporcionar um controle sobre o cálculo das órbitas. A região de cobertura é de 5 mrad$< \Theta <$7 mrad e a resolução das placas de silício na medida de x e y é de 170 μm. O erro sistemático esperado na medida da luminosidade é de 0,1%.

2.2.5 Cintiladores: TOF e HOF

A região do barril e as regiões frontais são também equipadas com detetores cintiladores cujas funções principais são: participar das decisões rápidas de *trigger*, medir o tempo de vôo das partículas e proporcionar informações sobre múons cósmicos, utilizados na calibração dos detetores.

Contador de Tempo de Vôo (TOF)

Localizado na zona do barril, o TOF [4] serve como *trigger* rápido para raios cósmicos empregados como veto durante a colisão dos feixes. Ele consiste em uma capa com 192 contadores, montados no interior do HCAL, ao longo do eixo do feixe. Cada contador ($20 \times 354 \times 2\,\mathrm{cm}^3$) possui duas fotomultiplicadoras, uma em cada extremidade, conectadas a guias de luz dobradas em $180°$ com a finalidade de reduzir a zona morta central e evitar o intenso campo magnético. Os contadores cobrem a região $41° < \Theta < 139°$, mas têm uma região insensível de 6 cm em torno de $90°$.

Hodoscópio Frontal (HOF)

O HOF [4] é formado por duas capas de cintiladores dispostos em 4 quadrantes, cada um com 28 contadores. Estes cintiladores localizam-se entre as camadas da MUF, em planos verticais, e têm como objetivo melhorar a eficiência no *trigger* de múons até regiões de muito baixos ângulos. Este detetor também fornece a informação espacial e temporal destes múons, usados na calibração de outros detetores.

2.2.6 *Trigger*

O sistema de *trigger* [4] é um mecanismo fundamental na aquisição de dados, pois ele pré-processa a informação vinda do detetor. Este processamento verifica a probabilidade do evento originar da colisão e^+e^- ou de processos espúrios do tipo raios cósmicos e interação feixe gás.

No DELPHI, o *trigger* está organizado em 4 níveis (T1, T2, T3 e T4). Os dois primeiros níveis, T1 e T2, são síncronos com a colisão dos feixes (BCO - *Beam Cross Over*) e se realizam a nível de *hardware*. O terceiro e quarto níveis, T3 e T4, funcionam a nível de *software*, são assíncronos com relacão ao BCO e a principal finalidade é reduzir a frequência de *trigger* a poucos *hertz* com uma luminosidade elevada. O BCO acontece a cada 22 μs e o tempo de resposta do T1 é de 3,5 μs e do T2 de $\approx 39\,\mu$s. Para os níveis T3 e T4 o tempo esperado para o processamento é de 30 ms e 300-500 ms, respectivamente.

O supervisor de *trigger* é o sistema que recebe os dados dos *subtriggers*, toma as decisões do T1 e T2, distribui os sinais de tempo e controla o processo de leitura dos dados. Os *subtriggers* são sinais de *trigger* dos subdetetores (TDL - *Trigger Data Line*), que são independentes, isto é, a decisão depende de cada detetor individualmente. Sendo assim, cada evento deve ter sinal em mais de um *subtrigger*.

Subtrigger de Traços (FCA/FCB, ID/OD/TPC)

Este *subtrigger* é formado por duas partes independentes: uma para a zona frontal e outra para a zona do barril. Na zona frontal, o *trigger* é dado pela coincidência dos sinais nas câmaras FCA e FCB. O nível T1 utiliza a projeção dos pontos espacias na FCA e na FCB e o nível T2 trabalha com os pontos reconstruídos exigindo uma multiplicidade mínima de 2 traços.

Na região do barril, o T1 é dado pela correlação no plano $R\phi$ entre os sinais do OD e do ID e a acceptância deste *trigger* é de $42^\circ < \Theta < 138^\circ$. Já o T2 é proporcionado pela TPC.

Subtrigger **de Múons (HOF/TOF, MUB/MUF)**

O nível T1 deste *subtrigger* usa a coincidência de sinais no HOF e no TOF. Para o segundo nível são utilizados pontos espacialmente correlacionados nas camadas das câmaras de múon MUB e MUF.

Subtrigger **de Energia Eletromagnética (HPC, FEMC)**

Na região central, a HPC proporciona o 1^o nível de *trigger* baseado em um conjunto de 3 cintiladores localizados em cada um dos módulos. O 2^o nível baseia-se na medida da altura dos pulsos nos eletrodos, requerendo um mínimo de energia depositada para evitar sinais de radiação natural ou ruídos eletrônicos. A FEMC gera o mesmo conjunto de informações para a região frontal.

Subtrigger **de Energia Hadrônica (HCAL)**

O HCAL proporciona os níveis T1 e T2. No T1, a soma das alturas dos pulsos é comparada com uma valor máximo e mínimo para a energia e o detetor é segmentado em 24 partes em ϕ e 2 partes em Θ, na região central.

Para nível T2 a segmentação é de 24 em ϕ e 2 em Θ nas regiões frontais e 6 em Θ na região central. A comparação em energia é semelhante, mas considera a energia total depositada no calorímetro.

Subtrigger **de** *Bhabha* **(STIC/VSAT)**

Este *trigger* existe para as regiões frontais e é realizado pelos detetores STIC e VSAT. O VSAT requer uma deposição mínima de energia de 26 GeV em módulos opostos e o STIC utiliza a soma das energias de cada setor.

2.3 Simulação e Reconstrução dos Dados

A simulação reproduz a resposta de cada subdetetor à passagem de uma partícula. Esta resposta é armazenada em banco de dados, no mesmo formato dos dados 'reais'. A partir de então, ambos os sinais simulados e 'reais' são reconstruídos com a finalidade de se obter os eventos.

2.3.1 Simulação

O programa de simulação DELSIM [7] (*DELphi SIMulation*) tem como principal objetivo reproduzir, através de modelos, processos existentes no DELPHI. Esta simulação utiliza programas externos, que geram processos físicos primários, tais como: KORALZ(4.0), DYMU3, BABAMC e JETSET que produzem eventos $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$, $\mu^-\mu^+$, e^-e^+ e $q\bar{q}$, respectivamente.

Após a geração dos processos primários, a simulação da trajetória de uma partícula pelo detetor inclui perda de energia, espalhamentos múltiplos e processos secundários. Os processos secundários são: efeito fotoelétrico, emissão de raios delta, *bremsstrahlung*, aniquilação e^-e^+, espalhamento Compton, interações fracas e nucleares.

2.3.2 Reconstrução

O DELANA [8] (*DELphi ANAlysis*) é o programa utilizado pelo DELPHI para reconstruir os códigos de cada subdetetor individualmente. A cada etapa da reconstrução, o pacote TANAGRA [9] (*Track ANAlysis and GRAphics*) aglomera os eventos na forma de banco de dados, que contém informações do vértice e do traço. O programa de reconstrução segue os seguintes estágios:

- transforma os sinais dos detetores em dados calibrados (TD - *Track Detector*);
- associa os possíveis elementos de traço dentro de cada detetor (TE - *Track Elements*);
- ajusta os TE dos diversos detetores construíndo os possíveis TS (*Track Strings*);
- une os TS de maneira a produzir os traços carregados e neutros - TK;
- associa os TK a vértices e agrupa na forma de TV (*Track Vertex*).

Após a reconstrução, os eventos são armazenados em fitas DST (*Data Summary Tapes*) que facilitam o acesso aos dados. Aproximadamente $1/10$ destes eventos são candidatos ao decaimento leptônico do Z^0, ou seja, eventos com multiplicidade máxima de 12 partículas. A análise apresentada neste trabalho faz uso desta amostra leptônica.

2.3.3 Identificação de Partículas

O DSTANA [10] (*DST ANAlysis*) é um programa de análise que classifica os eventos contidos nas fitas DST. A classificação é baseada em correções e códigos de identificação padronizados pelo DELPHI. Este programa é constituído por pacotes específicos de análise. Dentre estes pacotes, os que mais contribuiram para o desenvolvimento desta tese foram:

- TAUPLUS [11] $\rightarrow$ pacote de análise da física do τ;
- MUFLAG [14] $\rightarrow$ pacote de identificação de múons, baseado na medida de pontos nas câmaras de múons e na deposição de energia no HCAL;
- ELEPHANT [12] $\rightarrow$ pacote que utiliza a resposta da HPC, na medida da energia eletromagnética associada a partícula carregada e neutra, para identificar fótons, elétrons e π^0.

Capítulo 3

O Detetor de Luz Čerenkov do DELPHI (RICH)

O RICH (*Ring Imaging Čerenkov*) é um detetor de luz Čerenkov otimizado para a identificação de píons, káons e prótons numa faixa de momentos de 0,7 GeV/c a 25 GeV/c, que cobre quase todo o ângulo sólido do detetor DELPHI.

Este sistema é composto por dois conjuntos de subdetetores, um localizado na região das tampas, referido como *Forward* RICH (FRICH), e outro de geometria cilíndrica situado na região do barril. Este último é designado *Barrel* RICH (BRICH). A figura 2.4 mostra as suas posições dentro do DELPHI. O BRICH abrange um ângulo polar de $40° < \Theta < 140°$ e o FRICH de $15° < \Theta < 35°$ e $145° < \Theta < 165°$.

3.1 A Radiação Čerenkov

O trabalho desenvolvido por Čerenkov entre os anos de 1934 e 1938, que resultou no prêmio Nobel de física em 1938, está descrito na referência [15]. Este trabalho se destaca pela semelhança de resultados obtidos usando a teoria derivada do eletromagnetismo clássico, proposta por Frank e Tamm [16], e a teoria quântica do efeito Čerenkov.

3.1.1 Produção da Radiação

Quando uma partícula atravessa um meio dielétrico, transparente e denso, segundo uma trajetória AB; num determinado instante **t** o campo elétrico da partícula localizada em **P** deforma os átomos do meio para a forma de dipolos elementares, fazendo com que haja uma polarização do dielétrico (figura 3.1 a). Quando a partícula atinge o ponto **P'**, os átomos distorcidos em **P** retornam ao seu estado inicial. Com isso, cada elemento ΔL da trajetória da partícula recebe um breve impulso, derivado da desexitação dos átomos. Se a polarização do meio possuir uma simetria total, longitudinal e azimutal, não haverá campo resultante a grandes distâncias da trajetória e, consequentemente, não haverá emissão de radiação.

No entanto, se a partícula se mover com uma velocidade próxima à velocidade da luz no meio (figura 3.1 b), o comportamento dos átomos se torna diferente. Neste caso, a polarização só conserva simetria azimutal, segundo a trajetória da partícula, e existirá um campo de dipolo resultante a grandes distâncias da trajetória. Sendo assim, haverá emissão de radiação em uma banda de frequências correspondentes à componente de Fourier de cada impulso.

De uma maneira geral, as ondas esféricas emitidas por cada elemento da trajetória interferem destrutivamente para partículas com velocidades menores que a velocidade da luz no meio. Este fato é ilustrado na construção de Huygens da figura 3.2. A interferência das ondas irradiadas só é construtiva quando a partícula atravessa o segmento AB com uma velocidade βc, no mesmo intervalo $\Delta\tau$ que a onda se propaga de A a C com velocidade c/n, sendo c a velocidade da luz no vácuo e n o índice de refração do meio. A onda formada é, então, emitida segundo um ângulo Θ_c definido pela relação:

$$\cos\Theta_c = \frac{AC}{AB} = \frac{(c/n)\Delta\tau}{\beta c\Delta\tau} \quad\Longrightarrow\quad \cos\Theta_c = \frac{1}{\beta n} \tag{3.1}$$

Para um índice de refração n fixo, existe um limiar $\beta_{min} = 1/n$ abaixo do qual nenhuma luz é emitida. Neste limiar ($\Theta_c = 0$), o fator de Lorentz ($\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$) é escrito como:

$$\gamma_l = \frac{n}{\sqrt{n^2-1}} \tag{3.2}$$

O ângulo máximo de emissão de luz Čerenkov ocorre quando a velocidade da partícula se aproxima da velocidade da luz no vácuo, isto é, $\Theta_{max} = \arccos(1/n)$.

A radiação Čerenkov existe na região da luz ultravioleta ($10^{-2} < \lambda < 10^{2}$ mm) quando o índice de refração $n > 1$. Entretanto, ela também pode ser observada na região de micro-ondas ($10^{-9} < \lambda < 10^{-7}$ mm), na ausência de bandas de absorção.

Numa visão tridimensional, a emissão desta radiação tem a forma de um cone de ângulo Θ_c para cada elemento da trajetória (figura 3.3). A polarização é tal que, o campo elétrico $\mathbf{E}$ é normal à superfície do cone e o vetor campo magnético $\mathbf{H}$ é tangente à mesma, sendo a direção de propagação dada por $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$.

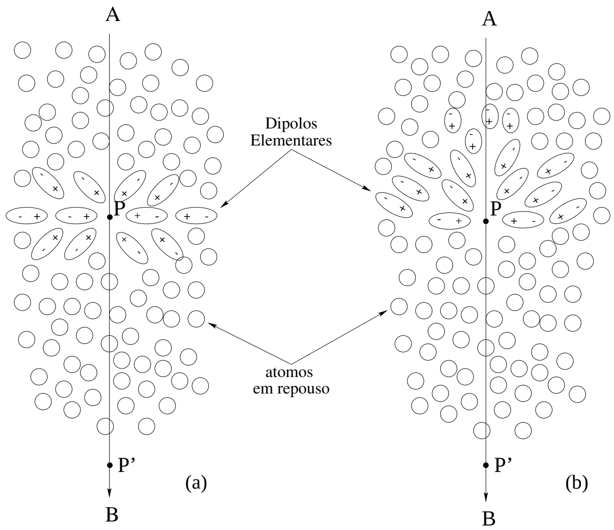


Figura 3.1: Princípio de polarização de um meio dielétrico pela passagem de uma partícula carregada (a) a baixas velocidades, (b) a grandes velocidades

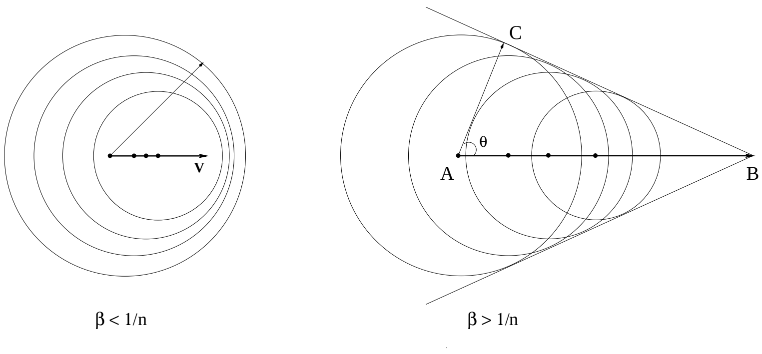


Figura 3.2: Construção de Huygens para ilustrar a coerência das ondas esféricas quando a velocidade da partícula é superior a c/n.

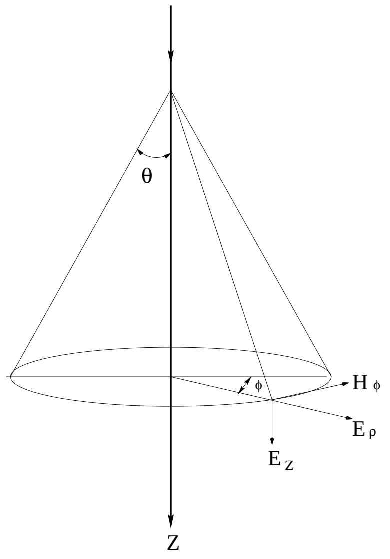


Figura 3.3: Formação da radiação Čerenkov e os vetores de polarização.

3.1.2 Medida da Velocidade das Partículas

De acordo com a teoria de Frank e Tamn [16], o número N_f de fótons emitidos, por cada elemento dL da trajetória, em um intervalo de comprimento de onda $d\lambda$ é dado por

$$\frac{d^2N_f}{dLd\lambda} = 2\pi\alpha Z^2 \frac{\sin^2\Theta_c}{\lambda^2} \tag{3.3}$$

onde,

α	=	constante de estrutura fina
Z	=	carga da partícula
λ	=	comprimento de onda da radiação
$\cos\Theta_c$	=	$1/\beta n$.

O número N_f de fótons também pode ser obtido por intervalo de energia dE,

$$\frac{d^2N_f}{dLdE} = 2\pi\alpha Z^2 \frac{\sin^2\Theta_c}{hc} \quad . \tag{3.4}$$

A medida da intensidade da radiação não é um método geralmente utilizado na determinação de β, pois a quantidade de luz detetada possui flutuações estatísticas e, como consequência, ocorrem grandes erros na medida da velocidade. Como o ângulo de emissão Θ_c não está sujeito a flutuações estatísticas e depende unicamente de n e β, este passa a ser um método preciso para a obtenção de β.

Este método é limitado pela resolução $\Delta\Theta$, determinada pela contribuição quadrática dos diversos tipos de erros. Para N fótons detetados, o erro é determinado por

$$\Delta\Theta_N = \frac{1}{\sqrt{N}}(\Delta\Theta)_1 \ , \qquad (\Delta\Theta)_1 = [\sum_i (\Delta\Theta)_i^{\,2}]^{1/2} \tag{3.5}$$

onde $[\Delta\Theta_i]$ são os erros cromáticos, óticos e de reconstrução; descritos na referência [17].

Um exemplo de identificação de partículas pode ser visto na figura 3.4. A parte inferior direita desta figura mostra a variação do ângulo de Čerenkov em função do momento da partícula, para as hipóteses de π, K e p no detetor RICH, do DELPHI. Esta identificação será detalhada na seção 3.4.

Se a emissão de luz de uma partícula carregada for suficientemente grande, é possível determinar o ângulo de Čerenkov através da projeção desta luz sobre a superfície de um detetor de fótons (figura 3.5 a). Conhecendo-se a trajetória da partícula e medindo-se o ponto de impacto da frente de onda, o ângulo de Čerenkov Θ_c pode ser determinado com uma precisão $\Delta\Theta$ limitada pela razão d/l, onde d é a espessura do radiador e l a distância do radiador ao plano fotocatódico.

Porém, se além do radiador líquido for adicionado um radiador gasoso seguido de um espelho focalizador (figura 3.5 b), haverá uma redução do erro geométrico $[\Delta\Theta_{geom}]$. Esta redução tem sua origem na comparação das imagens obtidas nos radiadores e projetadas no detetor de fótons. Estas imagens possuem a forma de um anel, no qual o raio depende do ângulo de emissão da luz, como visto na parte inferior esquerda da figura 3.4.

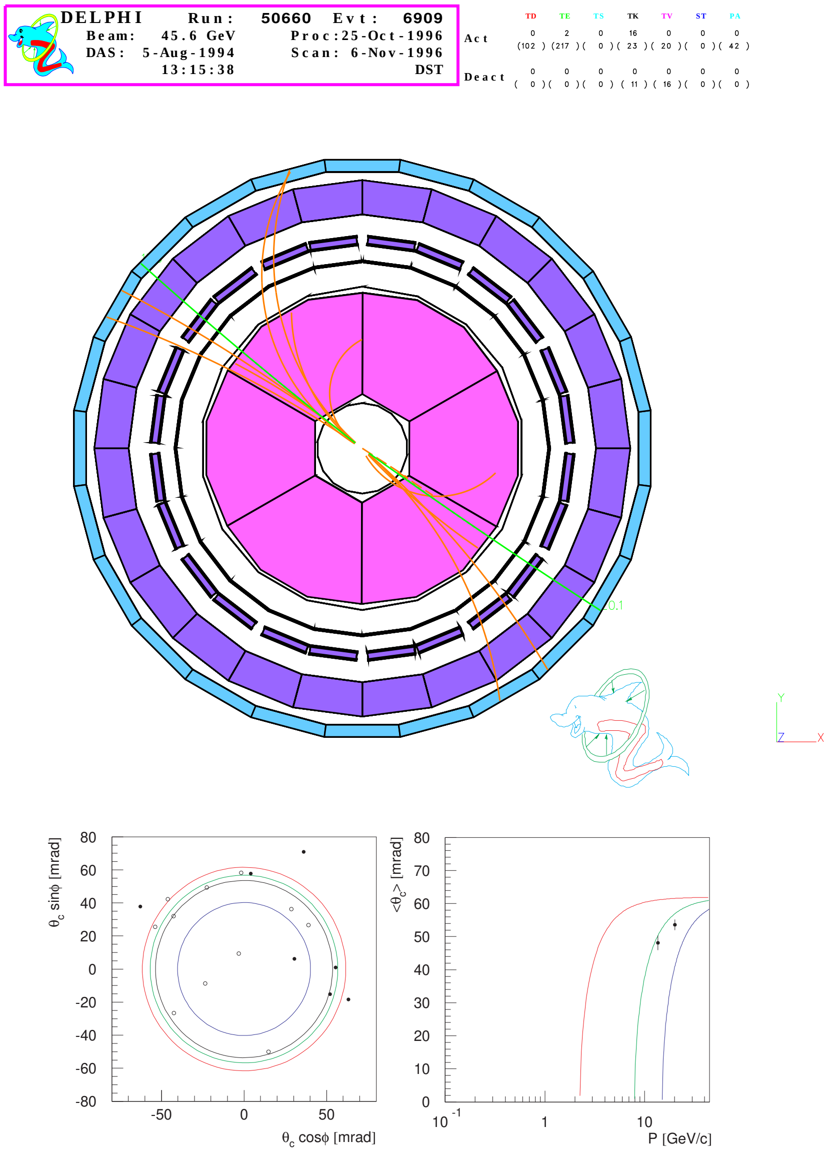


Figura 3.4: Identificação de 2 káons carregados com energia 13,6 GeV e 20,1 GeV. A parte inferior direita mostra a dependência do Θ_c com o momento e as hipóteses de massa esperadas para π(vermelho), p(azul) e K(verde). A hipótese de ser um K é a que melhor se ajusta aos pontos. A parte inferior esquerda mostra a reconstrução do anel de Čerenkov para as hipóteses de massa acima.

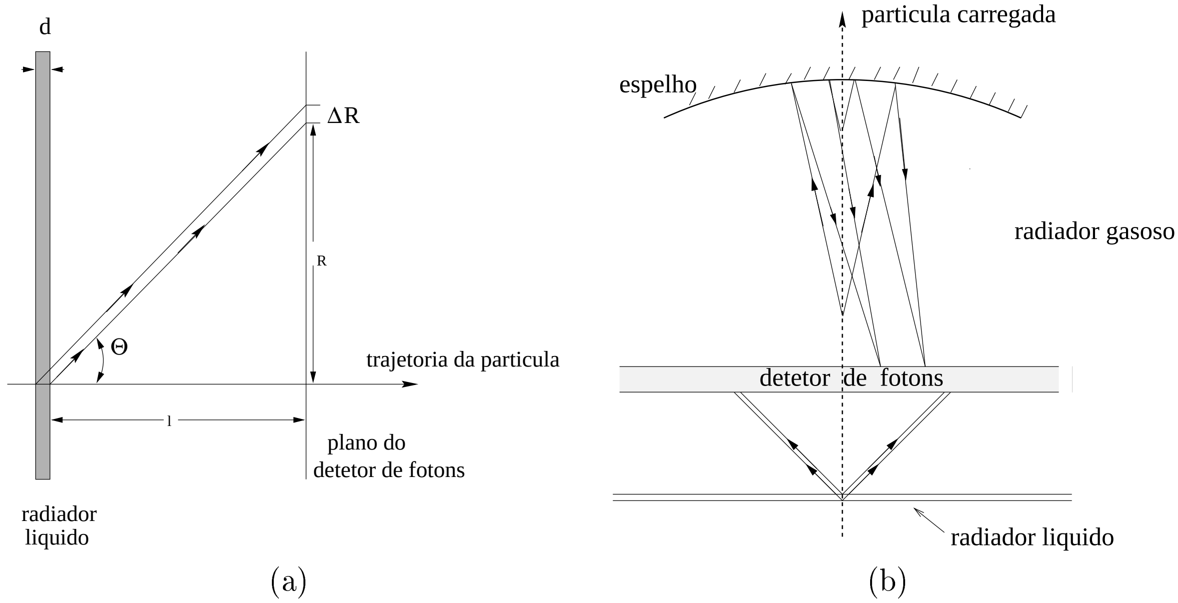


Figura 3.5: Produção de uma imagem na forma de anel para uma luz produzida (a) no radiador líquido e (b) no radiador gasoso, ambas projetadas na superfície de um detetor de fótons.

Este método é utilizado pelo detetor RICH na identificação de partículas. Uma vez conhecidos o momento da partícula e o ângulo de emissão da luz, pode-se determinar a massa da partícula através da equação (3.1) e da relação do momento

$$p = m\gamma\beta = \frac{m\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad . \tag{3.6}$$

A expressão que relaciona a massa com o ângulo de Čerenkov é dada por

$$\sin^2\Theta_c = \frac{n^2-1}{n^2} - \frac{m^2}{p^2n^2} \quad . \tag{3.7}$$

3.2 Descrição do Detetor

O BRICH consiste em um cilíndro oco de 3,50 m de comprimento com um diâmetro $\phi_{interno} = 246$ cm e um diâmetro $\phi_{externo} = 394$ cm, dividido em duas metades por uma parede central (Z>0, Z<0). Cada metade (figura 3.6) contém 24 setores compostos de um radiador líquido (LRAD) e um detetor de fótons (câmara de deriva e câmara proporcional multifilar), seguido de um radiador gasoso (GRAD) e um conjunto de espelhos parabólicos. No total são 48 radiadores líquidos de volume igual à 240 ℓ, um radiador gasoso de 24 m^3, 288 espelhos e 48 detetores de fótons de 1200 ℓ, com 12288 canais de aquisição eletrônica. As câmaras multifilares (MWPC), figura 3.7, são formadas por 128 fios anódicos de 20 μm, separados por 2.62 mm e 16 tiras catódicas de 5 mm. Estas câmaras operam com um ganho de 10^5 para cada elétron e contêm paredes de blindagem entre os fios, com campos acelerativos, que impedem o retorno dos fótons originados do processo de amplificação gasosa. Este detetor opera à temperatura de 40°C e a pressão constante de 1030 hPa.

O FRICH é composto por duas tiras cônicas, divididas em 12 setores. Cada setor contém três radiadores líquidos, uma câmara de deriva, duas câmaras multifilares (MWPC), um radiador gasoso e um conjunto de espelhos esféricos (figura 3.8). As MWPC são montadas radialmente nas bordas de cada setor de 30° e são formadas por 320 fios anódicos e 240 tiras catódicas, divididas em 20 grupos de 12 tiras, como mostra a figura 3.9 a. Todo este conjunto funciona à temperatura ambiente do DELPHI (30°C) e à pressão atmosférica.

O BRICH e o FRICH são diferentes na geometria, mas empregam o mesmo princípio de operação. Isto é, os fótons de luz Čerenkov produzidos nos radiadores são detetados numa única câmara fotosensível de projeção temporal.

O desenvolvimento dos detetores RICH, do DELPHI, foi iniciado com o trabalho relatado na referência [18]. O detetor BRICH foi completamente instalado no final do ano de 1991 e se tornou operacional no ano de 1992.

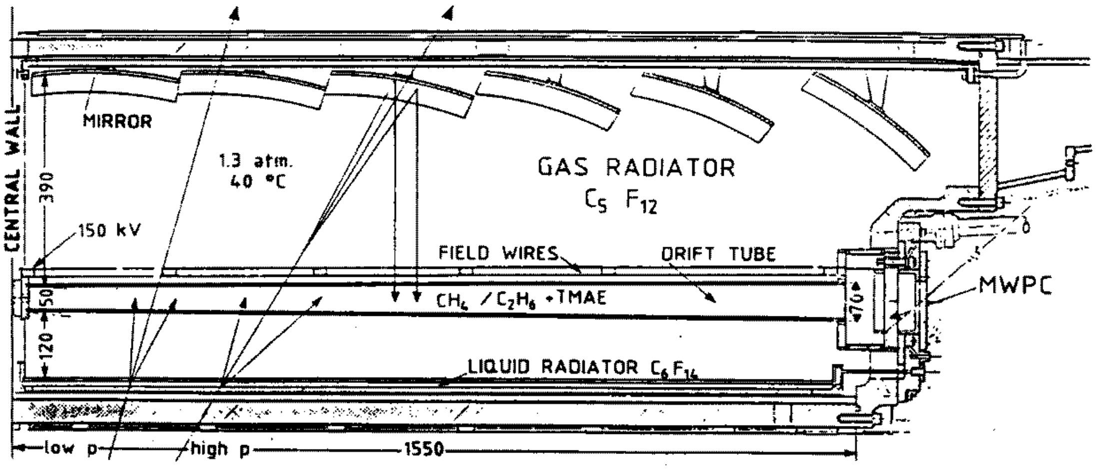


Figura 3.6: Seção longitudinal do detetor *Barrel* RICH.

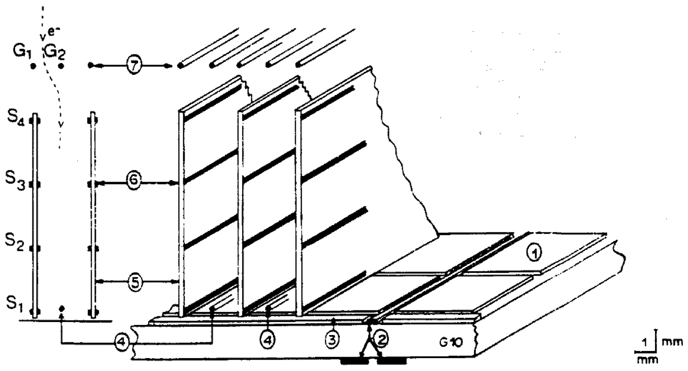


Figura 3.7: Detalhe da câmara multifilar utilizada no *Barrel* RICH. (1) Tiras catódicas; (2) Tiras de leitura; (3) Tiras externas, não usadas para leitura; (4) Fios anódicos; (5) paredes de alumínio; (6) Fios de blindagem; (7) Fios focalizadores.

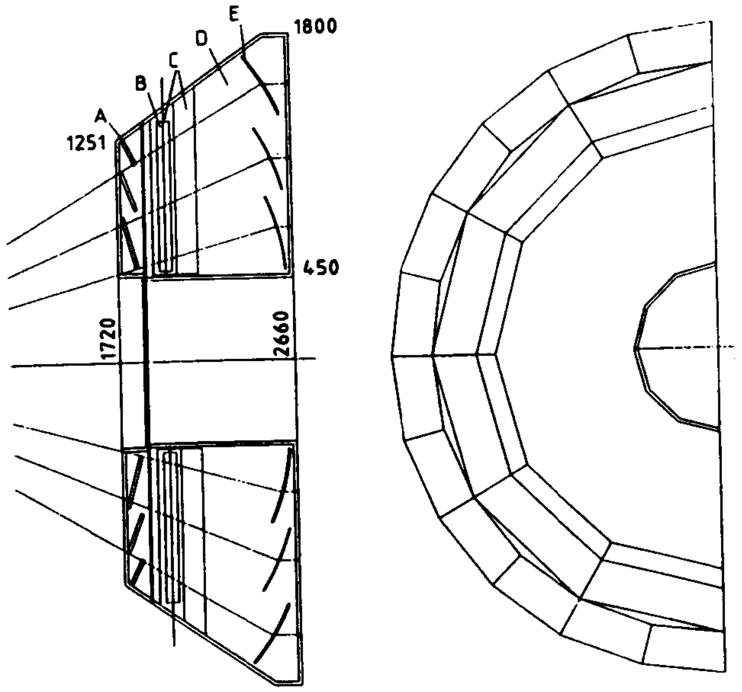
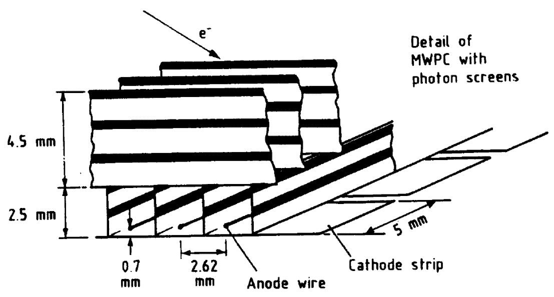
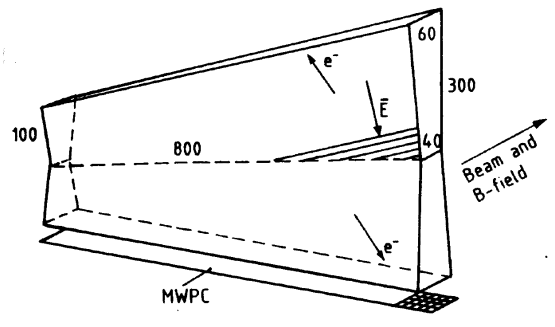


Figura 3.8: *Layout* do semi-anel do *Forward* RICH: A = radiadores líquidos, B = câmara de deriva, C = MWPC, D = volume do radiador gasoso, E = espelhos.



(a)



(b)

Figura 3.9: (a) Detalhamento da MWPC. (b) Câmara de deriva, que cobre cada setor de 30°.

3.3 Princípios Gerais de Operação

3.3.1 Produção de Fótons

A identificação de partículas é baseada na deteção de cones de luz Čerenkov produzidos nos dois meios radiadores. Os radiadores líquidos são compostos por janelas de quartzo, com transparência no ultravioleta (UV) acima de 160 nm, e consistem em uma camada de 1 cm de perfluorhexano (C_6F_{14}) [19] de baixo índice de refração. Já os radiadores gasosos são preenchidos por perfluorpentano (C_5F_{12}) [19] no BRICH e C_4F_{10} [19] no FRICH. Perfluorcarbonetos foram escolhidos como meio radiador, pois combinam um índice de refração apropriado com uma boa transparência para comprimentos de onda acima de 165 nm. Eles são, ainda, não inflamáveis e não tóxicos. Algumas das propriedades destes fluidos estão descritas na tabela 3.1.

Uma boa transparência no ultravioleta é requerida de maneira a coletar um elevado número de fotóns Čerenkov para cada partícula carregada. Esta transparência é testada pelo sistema monocromador do DELPHI. A qualidade dos gases e dos líquidos é verificada constantemente durande os períodos de tomada de dados e os resultados atualizados nos bancos de dados, de modo a serem utilizados no cálculo do número de fotoelétrons esperados. Em média, a passagem de uma partícula pelo BRICH irradia 14 fotoelétrons no radiador líquido e 8 fotoelétrons no radiador gasoso.

O gás preenche todo o espaço disponível no detetor e os espelhos focalizadores, localizados na parte mais externa do detetor, refletem os fótons na direção da câmara de projeção temporal (figura 3.5 b). O livre caminho médio de uma partícula no gás é de 60 cm no FRICH e 40 cm no BRICH.

	Ponto de Ebulição (°C)	M_{mol} (g)	ρ a 25°C (g/cm^3)	n a 7 eV	Θ_{max} (mrad)
C_4F_{10}	-2	238	1.594	1.00153	55.6
C_5F_{12}	28	288	1.604	1.00178	59.1
C_6F_{14}	57	338	1.682	1.283	677.1

Tabela 3.1: Propriedades físicas dos fluorcarbonos. O valor da densidade do C_4F_{10} corresponde ao ponto de ebulição.

3.3.2 Deteção de Fótons

Os fótons ultravioleta são convertidos em elétrons livres numa câmara de deriva (TPC) preenchida por uma mistura gasosa (80% Ar e 20% CH_4), dopada com o gás fotosensível TMAE (*Tetrakis diMethyl Amino Ethylene*). Os fotoelétrons são arrastados por um campo elétrico uniforme (**E**), mantido dentro dos tubos de deriva por um conjunto de tiras equipotenciais, na direção das MWPC. No BRICH este campo de deriva (**E**=510 V/cm) esta alinhado com o campo magnético de 1.2 T do DELPHI e a velocidade de arraste dos elétrons é de 4,5 cm/μs. No FRICH o campo elétrico de 1 KV/cm é perpendicular ao campo magnético do DELPHI (figura 3.9 b), o que resulta na formação de um ângulo de Lorentz entre a direção de movimento do fotoelétron e o campo **E**. A velocidade de arraste é de 5,12 cm/μs e o ângulo de Lorentz é igual a 50,2°.

Os sinais da MWPC, tanto dos fios anódicos quanto das tiras catódicas, são discriminados e gravados por digitalizadores de tempo, numa frequência de $\approx$120 MHz. Estes sinais permitem a reconstrução tridimensional do ponto de conversão com uma precisão de $\approx$1 mm em todas as direções, o que é importante para a transformação dos cones em anéis Čerenkov. No entanto, o elevado ganho desta câmara (10^5) gera um sinal de ionização muito intenso que satura a eletrônica e, consequentemente, indroduz um tempo morto nos canais de leitura. Este tempo morto é da ordem de 250 ns, que resulta em uma perda de 5% nos fotoelétrons.

A faixa útil de comprimentos de onda é de 165 à 190 nm. Esta faixa é limitada pela transparência das janelas de quartzo, utilizadas na construção dos detetores de fótons e dos radiadores líquidos, e pelo limiar de ionização do TMAE, gás fotosensível empregado.

3.4 Identificação de Partículas

A identificação de partículas depende da acurácia na medida do ângulo de luz Čerenkov, como descrito no ítem 3.1.2.

Para traços isolados no detetor, a estimativa ótica da massa é bem definida. No caso de jatos de partículas é necessário fazer uso de métodos mais sofisticados. Estes métodos são chamados de 'testes de hipóteses', ou seja, uma vez conhecido o momento da partícula as hipóteses de massas são testadas na identificação dos anéis (figura 3.4). Esta análise requer certos cuidados, pois os cones de luz são distorcidos pelas janelas de quartzo antes de serem projetados nos detetores de fótons (figura 3.10), fazendo com que os anéis de fótons fiquem deformados. Toda esta reconstrução é feita por programas, desenvolvidos especificamente para o RICH, descritos na referência [20].

No RICH, o radiador líquido é utilizado para identificação de partículas na faixa de momentos 0,7 GeV/c - 8 GeV/c. Já o radiador gasoso tem sua utilidade entre 2,5 GeV/c e 25 GeV/c. As informações do RICH e da perda de energia por ionização (dE/dx) na TPC combinadas proporcionam a separação de π, K e p numa ampla faixa de energia. A figura 3.11 exemplifica estas identificações.

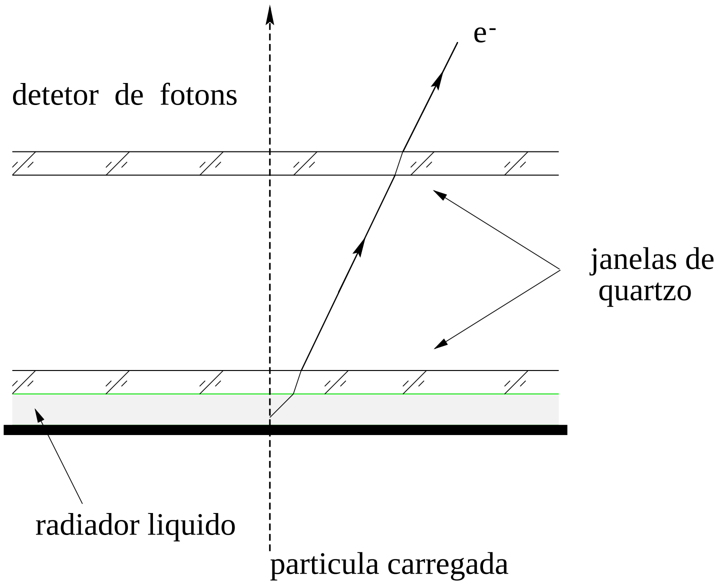


Figura 3.10: Geometria do detetor RICH na focalização dos fótons de Čerenkov, supondo o caso simples no qual a partícula atravessa o radiador perpendicularmente.

3.5 Sistema de Calibração

Todos os detetores de fótons do RICH são equipados com uma matriz de fibras de quartzo [21]. A luz ultravioleta (UV) de uma lâmpada central é distribuída através destas fibras e projetada no detetor. Uma vez conhecido o ponto e o instante **t** de projeção da luz, a velocidade de arrasto pode ser calculada pela posição do sinal na MWPC em um tempo **t'** (de uma forma simplificada $v = \Delta x/\Delta T$). Além disto, o ângulo de Lorentz no FRICH pode ser medido através da reconstrução dos pontos de projeção da luz, considerando o desvio provocado pelos campos **E** e **B**.

- O BRICH opera um sistema de calibração contínuo de $\approx 1\,\mathrm{Hz}$ e pode detetar mudanças numa escala de 5 min. A incerteza na velocidade de arrasto é menor que 0,02%.

- O FRICH funciona com um sistema de calibração fora da tomada de dados normal. A velocidade de arrasto e o ângulo de Lorentz são parametrizados como função da temperatura e da pressão, e a incerteza na medida da velocidade é de $\approx 0{,}1\%$.

3.6 Monitoração e Controle

O BRICH é dotado de um sistema automatizado que tem por finalidade monitorar e controlar todos os parâmetros físicos do detetor, tais como: o campo e a velocidade de deriva, o índice de refração dos meios, o número de fótons produzidos e as fontes de tensão da MWPC. A qualidade dos dados, assim como a segurança do detetor, dependem deste sistema [22]. A monitoração engloba todos os estágios de funcionamento do detetor, desde a verificação qualitativa dos fluidos Čerenkov até a contínua monitoração da análise de dados.

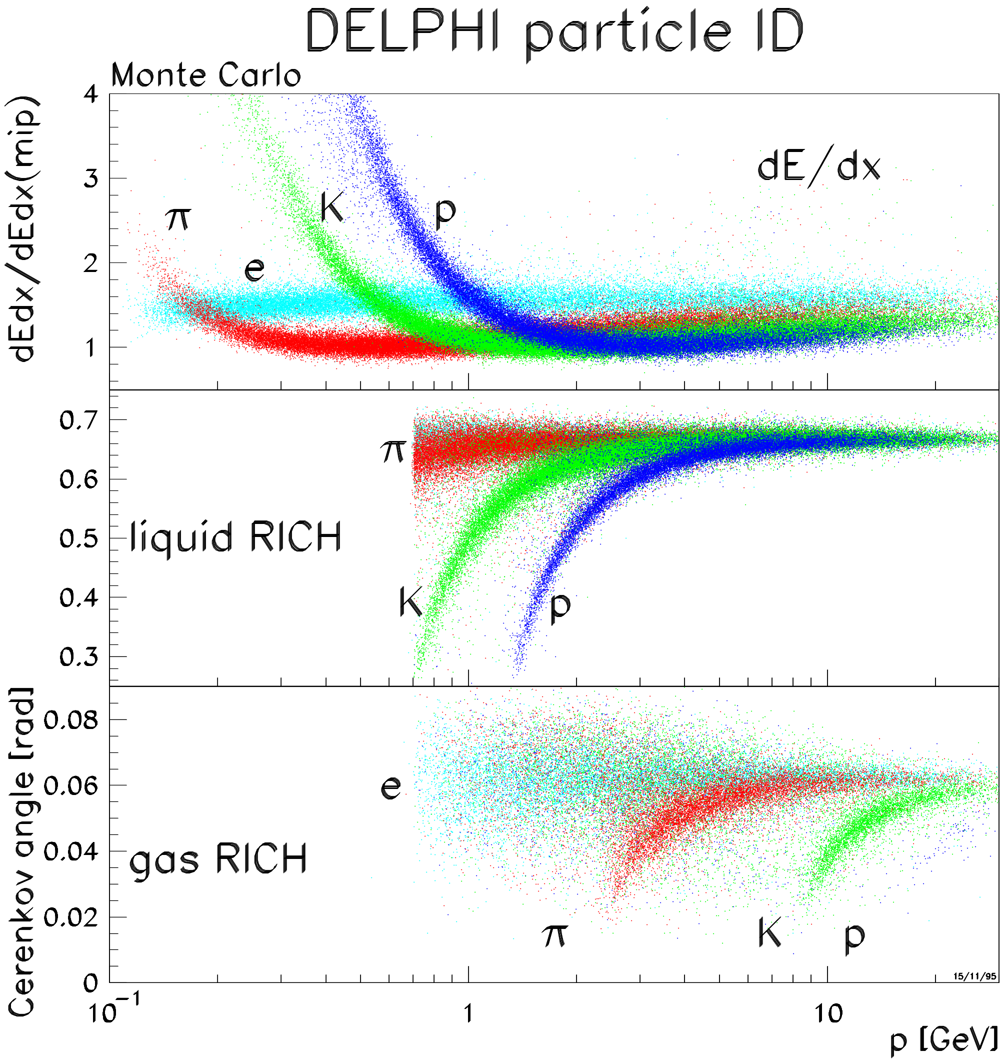


Figura 3.11: Variação do Θ_c como função do momento para π, K e p medidos nos radiadores líquido e gasoso do RICH. A parte superior mostra a identificação de partículas através da medida da ionização do traço na TPC (dE/dx).

3.7 Torre de Destilação

Durante o período de tomada de dados de 1994, a presença de vazamentos entre os sistemas de radiadores do BRICH se tornou notável. Estes vazamentos ocorrem devido ao envelhecimento de alguns materiais utilizados na contrução do detetor. Envelhecimento este, favorecido pelo permanente contato com os fluorcarbonos que são nocivos a diversos materiais existentes no detetor.

A mistura dos fluorcarbonos utilizados nos radiadores (gasoso - C_5F_{12}, líquido - C_6F_{14}) leva a uma alteração na análise e interpretação dos dados, visto que o índice de refração do meio não é mais constante. Juntamente com isto, aumenta o risco de condensação ou aquecimento, pois o ponto de ebulição do C_6F_{14} contaminado com C_5F_{12} aproxima-se da temperatura operacional do detetor ($40°$) e resulta na formação de bolhas de gás nos tubos.

Todos estes fatos levaram ao estudo detalhado do nível de vazamento dentro do detetor e a uma posterior proposição de uma torre de destilação. Isto é, um sistema capaz de fazer a separação dos dois líquidos, C_5F_{12} e C_6F_{14}, durante o funcionamento do detetor.

3.7.1 Descrição Geral

A torre de destilação foi projetada de maneira tal que o líquido contaminado que retorna dos radiadores seja coletado em um tanque misturador e injetado na coluna.

Esta torre tem um comprimento total de 7,7 m e está localizada entre o nível 2 e nível 4 do prédio de aquisição eletrônica do DELPHI, como mostra a figura 3.12. Os seus componentes principais, detalhados nas figuras 3.13 e 3.14, são: uma coluna de 5,5 m de comprimento e 100 mm de diâmetro, um *boiler* com potência de aquecimento de 12 KW e um condensador com potência de resfriamento estimada em 6.8 KW à 28°C (ponto de ebulição do C_5F_{12}).

A coluna tem apenas uma entrada e opera a pressão absoluta constante. O C_5F_{12} é extraído do condensador a uma temperatura de aproximadamente 25°C e bombeado para o tanque principal do radiador gasoso (GRAD). O C_6F_{14} é removido do *boiler* à temperatura de aproximadamente 55°C, resfriado até 20°C e então inserido no tanque principal do radiador líquido (LRAD).

A torre de destilação é alimentada por uma mistura com taxa e composição estáveis. A taxa total de alimentação $\dot{F}$ e a composição x_F[1] são determinadas pelas taxas de circulação (Φ) do GRAD e do LRAD, onde

$$\dot{F} = \Phi_{GRAD} + \Phi_{LRAD} \quad . \tag{3.8}$$

Um valor típico para o fluxo do GRAD é $\Phi_{GRAD} \approx 11$ Kg/h C_5F_{12} e para o LRAD, $\Phi_{LRAD} \approx 80$ Kg/h C_6F_{14}, o que gera uma taxa $\dot{F} \approx 91$ Kg/h.

Para atingir a pureza inicial de 95%, exigida no projeto, foi desenvolvido um cálculo utilizando o método McCabe-Thiele [23]. Este cálculo estabeleceu serem necesssários 14 estágios de separação para uma mistura de C_5F_{12}/C_6F_{14} com composição $x_F = 12$. No entanto, o projeto considera uma coluna de 5,5 m preenchida por estruturas de alumínio *Rombocap 9M*[2], que correspondem a 4 estágios teóricos de separação por metro. Portanto, um total de ≈ 20 estágios de separação superando, assim, as recomendações.

[1]De acordo com a convenção, x representa a fração de volume do componente mais volátil da mistura, isto é, C_5F_{12}.

[2]Estruturas tubulares, homogêneas, de alumínio trançado fornecidas por Kühni AG, Basel, Suíça.

Estas estruturas de alumínio possuem um bom desempenho na separação de misturas, pois elas permitem o equilíbrio entre as diversas fases do líquido, fazendo com que ele conserve suas propriedades.

Figura 3.12: Localização da torre de destilação, na caverna do DELPHI.

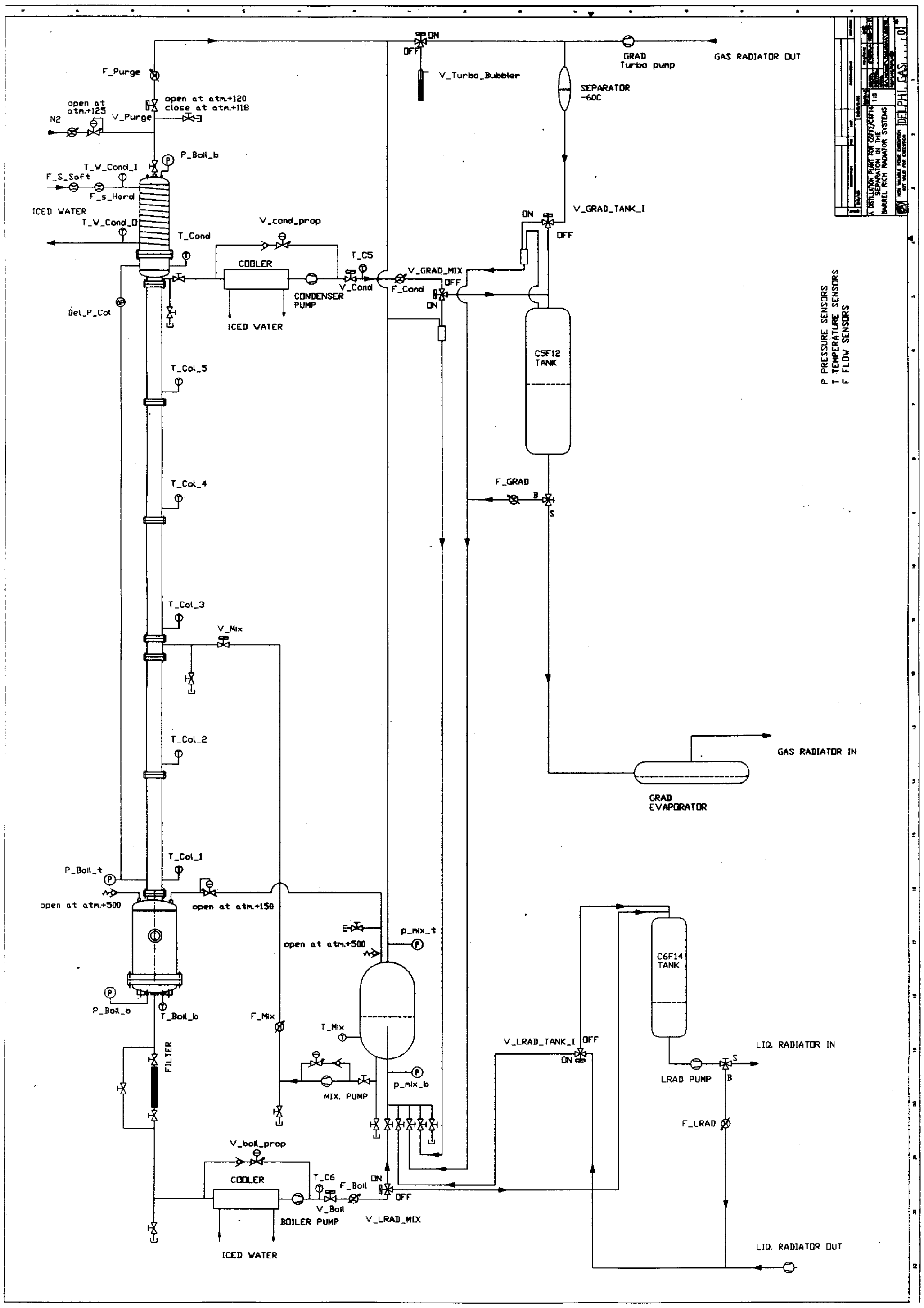


Figura 3.13: *Layout* da torre de destilação.

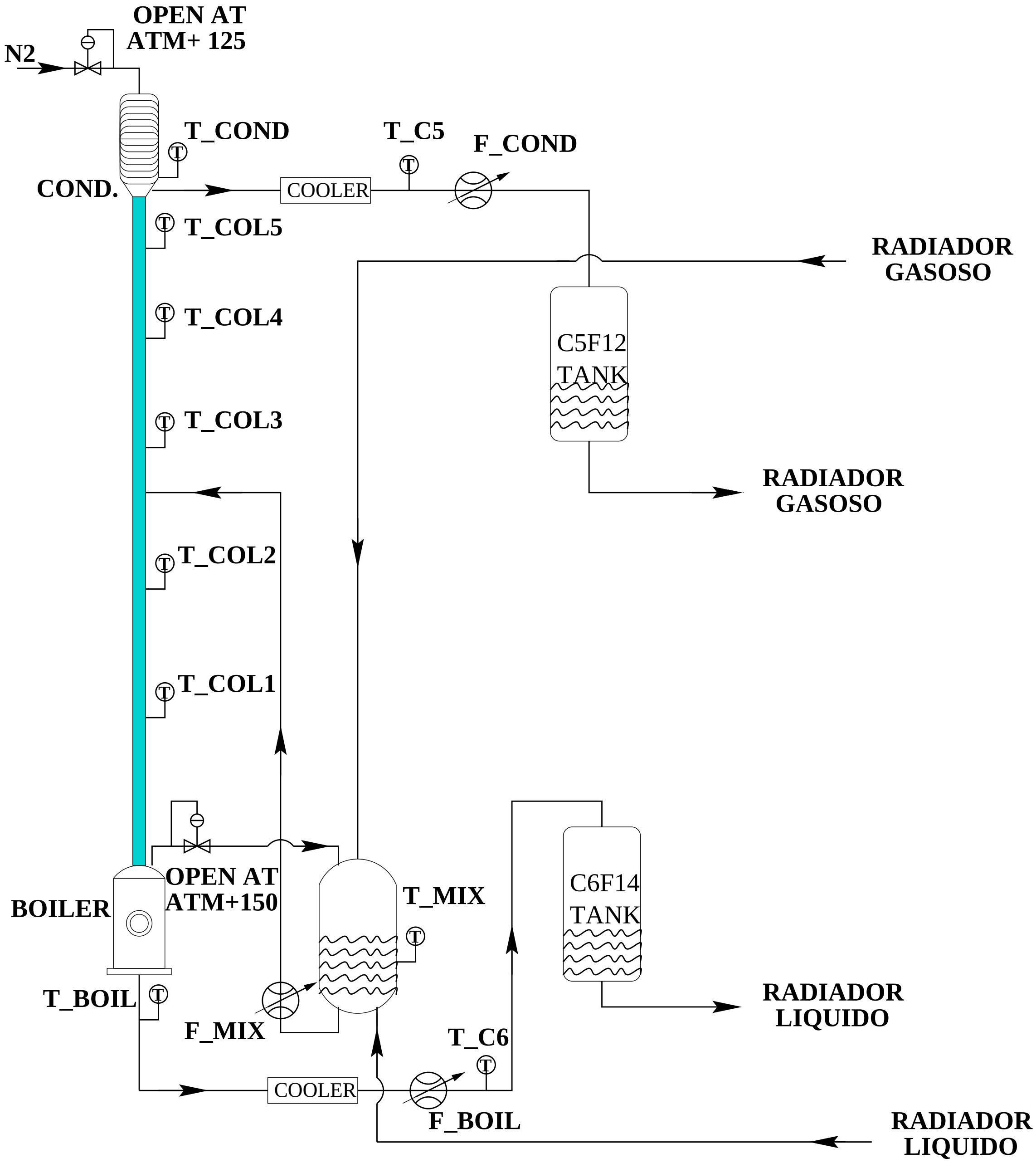


Figura 3.14: *Layout* simplificado da torre de destilação.

3.7.2 Operação e Monitoração

A torre de destilação opera a pressão absoluta constante, ou seja, pressão do tanque do LRAD (1 bar). Os gases não condensáveis (principalmente N_2), que são diluídos nos fluorcarbonos, são liberados no *boiler* e produzem um aumento de pressão na coluna. Estes gases estão saturados de C_5F_{12} e C_6F_{14} à temperatura do condensador. Para recuperar estes fluorcarbonos o vapor de pressão é transferido para a bomba do GRAD, fazendo com que o gás passe pelo separador criogênico do sistema.

Todas as quantidades importantes da torre são monitoradas por um sistema de processamento e controle desenvolvido pela *Siemens*. Dentre as quantidades mais importantes estão:

- fluxo e temperatura da água fria;
- temperatura da torre de destilação, incluíndo o *boiler* e o condensador;
- pressão absoluta do *boiler* e do topo da coluna;
- pressão ao longo da coluna (alta precisão);
- nível de líquido no *boiler* e no tanque misturador;
- fluxo e temperatura de entrada e saída da coluna.

Estas quantidades são medidas por componentes que precisam ser testados e calibrados. Os testes e a calibração dos componentes para a **Torre de Destilação** foram realizados por mim durante os meses de janeiro e fevereio de 1996, no CERN. O trabalho resultante da preparação e calibração de todas as peças utilizadas na monitoração da torre segue descrito adiante.

Medidores de Fluxo

Para monitorar o balanço de massa ao longo da torre, 3 medidores de fluxo foram instalados de acordo com a figura 3.14 (códigos F_COND, F_BOIL e F_MIX). Estes medidores tinham que ser calibrados já que uma medida muito precisa do fluxo era requerida. Eles são conhecidos como *rotameters* e consistem em um tubo graduado com diâmetro interno crescente e uma bóia de alumínio no interior.

Inicialmente os medidores existentes mediam um fluxo de até 90 ℓ/h, o que era insuficiente. As especificações do projeto exigiam dois medidores de 120 ℓ/h e um de 25 ℓ/h. Para que este objetivo fosse atingido era necessário alterar as bóias, de maneira a construir uma nova escala para cada medidor. Ou seja, dependendo da alteração feita na bóia, esta poderia atingir uma altura maior ou menor que a altura original considerando um mesmo fluxo. Sendo assim, novas bóias foram construídas basedas no estudo das forças atuantes, tais como: o empuxo (3.9), a força de fricção (3.10) e a gravidade (3.11).

$$F_{emp} = V_b \; \rho_L \; g \tag{3.9}$$

$$F_{fric} = v_L \; \eta \; A_{livre}^{-1} \tag{3.10}$$

$$G = m_b \; g \tag{3.11}$$

$$v_L = \frac{\phi}{\pi({r_{int}}^2 - {r_b}^2)} \tag{3.12}$$

Onde V_b = volume da bóia, ρ_L = densidade específica do fluido, v_L = velocidade do líquido, η = viscosidade, A_{livre} = área livre, m_b =massa da bóia, ϕ =fluxo , r_{int} = raio interno do medidor e r_b = raio da bóia.

Utilizando um esquema experimental que reproduziu as ramificações da torre de destilação e conhecendo a dependência da velocidade do líquido com a área livre, equação 3.12, foi possível redimensionar as bóias e obter a calibração requerida para os medidores de fluxo. O gráfico 3.15 mostra o fluxo inicial e final, pós calibração, de uma dos medidores utilizados na torre.

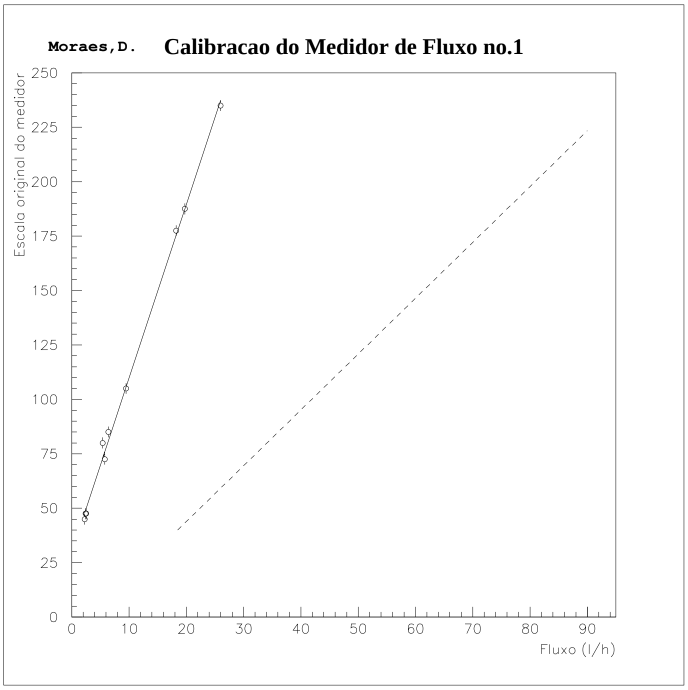


Figura 3.15: Curva de calibração do medidor. A linha tracejada corresponde ao fluxo inicial e a linha contínua mostra o fluxo após a calibração, com os respectivos dados experimentas.

Sondas de Temperatura

Outro parâmetro importante a ser monitorado é a temperatura ao longo da coluna, incluíndo o *boiler* e o condensador. Este objetivo é alcançado através de sondas de temperatura conhecidas como PT100, instaladas de acordo com a figura 3.14 (códigos T_Boil, T_Col, T_Cond, T_MIX, T_C5 e T_C6).

A PT100 consiste em uma resistência de platina de $100\,\Omega$ à 0°C, que possui uma variação $\frac{\Delta R}{\Delta T} \approx 0.4\,\Omega/K$. Isto é, quando a temperatura do líquido em contato com a sonda varia de 1 grau Kelvin, a resistência altera seu valor em $0.4\,\Omega$. Com isso, através da medida da resistência é possível determinar a temperatura do líquido.

Apesar da variação da resistência com a temperatura ser precisa, a leitura do valor da resistência possui uma incerteza de $\pm\,0.5$°C devido ao comprimento do cabo de leitura. A fim de amenizar estas incertezas, as sondas PT100 foram comparadas com um termômetro de mercúrio num banho térmico entre 25°C e 41°C, como exemplifica o gráfico 3.16.

Uma vez conhecida a incerteza de cada sonda, foram feitas as correções no programa de leitura da resistência e do cálculo da temperatura.

Sistema de Regulagem de Pressão

A torre de destilação tem que ser equipada com um sistema de regulagem de pressão passivo que opera independente do sistema de controle, assim como, independente do fornecimento de energia elétrica. Este aparato é constituído de duas válvulas de regulagem de pressão mecânicas[3]. Uma válvula injeta nitrogênio na coluna se a pressão for menor

[3]DUNGS technic - Druckregelgerät typ FRS, typ FRU
Korrespondenzanschrift - Karl Dungs GmbH & Co. Postfach 12 29 D-73602 Schorndorf.

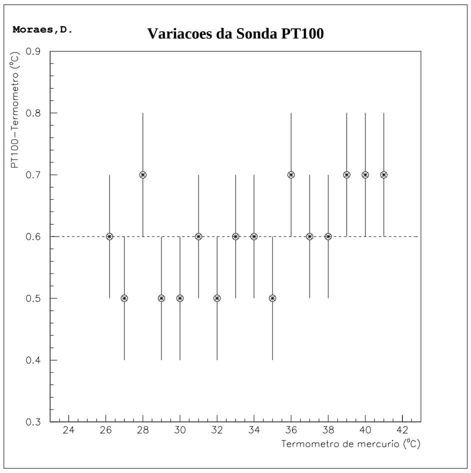


Figura 3.16: Diferença entre a temperatura medida com a sonda PT100 e a temperatura medida com um termômetro de mercúrio. Os pontos representam os dados medidos, com as respectivas barras de erro, e a linha tracejada é o valor médio.

que um limiar (válvula do tipo FRS) e a outra que retira líquido da coluna (válvula do tipo FRU), se a pressão exceder o limite.

Estas válvulas podem ser reguladas de maneira a estabelecer a pressão exata de abertura ou vedação. Esta regulagem foi obtida estudando-se todo o mecanismo de funcionamento das válvulas em um sistema semelhante ao utilizado no projeto. Sistema este capaz variar a pressão nas extremidades das válvulas, favorecendo a medida do fluxo de abertura e/ou vedação para cada estágio de funcionamento das mesmas.

Os diversos estágios de funcionamento das válvulas podem ser vistos no gráfico 3.17, onde cada curva corresponde a um estágio possível. As válvulas foram calibradas para um mínimo de 125 mbar (tipo FRS) e um máximo de 150 mbar de pressão relativa (tipo FRU), ou seja, a coluna deverá ter a pressão estável dentro desta faixa.

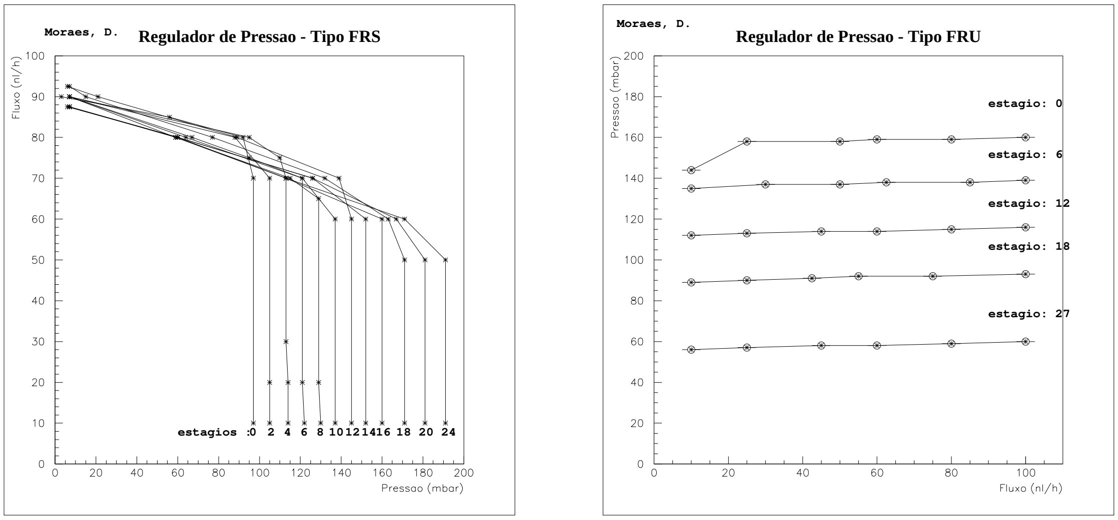


Figura 3.17: Estágios possíveis de funcionamento das válvulas de regulagem de pressão mecânicas. Para a válvula do tipo FRS, por exemplo, o menor estágio de operação permite a passagem de fluxo enquanto a pressão for menor que 90 mbar.

3.7.3 Desempenho

A torre de destilação foi conectada no sistema do BRICH e está em funcionamento desde agosto de 1996, como o seguinte desempenho:

- a taxa de extração do *boiler* (C_6F_{14}) é igual a $(40 \pm 10)\,\ell$/h;
- a taxa de extração do condensador (C_5F_{12}) é igual a $(10 \pm 5)\,\ell$/h;
- a mistura enviada para a torre é composta por 24,4% de C_5F_{12} e 75,25% de C_6F_{14};
- o fluorcarbono extraído do *boiler* e enviado para o LRAD contém **96,68%** de C_6F_{14} e 3,23% de C_5F_{12};
- o fluorcarbono extraído do condensador e enviado para o GRAD é formado por 0,05% de C_6F_{14} e **98,39%** de C_5F_{12};

- a pressão ao longo da torre é mantida constante, figura 3.18, utilizando-se as válvulas de regulagem de pressão.

O líquido extraído da torre de destilação não possui uma composição de 100% de fluorcarbonos porque existe uma contaminação de nitrogênio, que é injetado na coluna para manter a pressão constante.

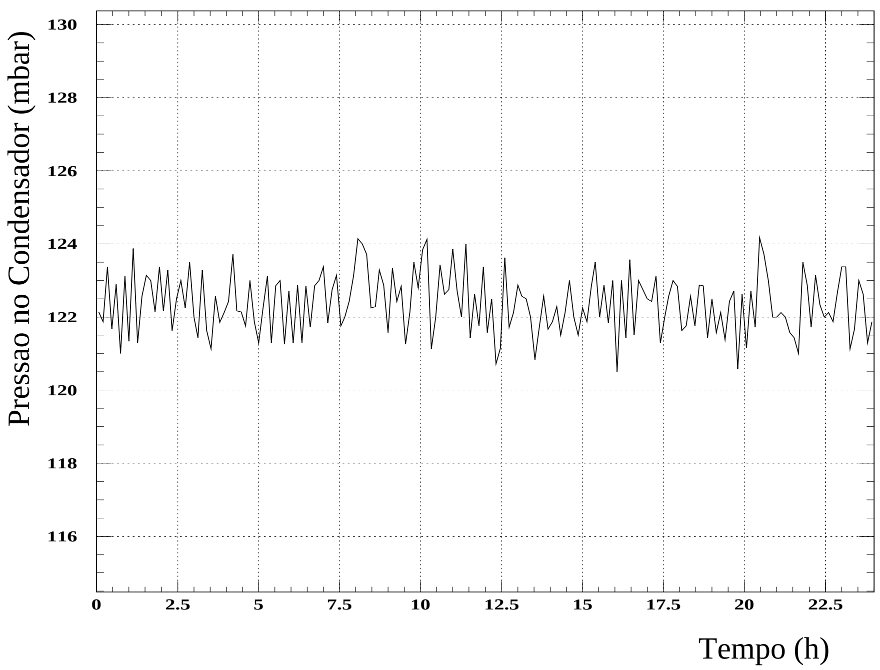


Figura 3.18: Medida da pressão, relativa a pressão atmosférica, no condensador. Este gráfico mostra que a pressão no condensador se mantém constante.

Capítulo 4

Considerações Teóricas

Todas as ciências têm como objetivo comum explicar o maior número de fenômenos com o menor número possível de princípios. As evidências experimentais da atualidade sugerem que a matéria é composta por uma estrutura de léptons e quarks, que interagem mediante bósons de *gauge* massivos ou não. Estas interações são descritas por teorias de calibre baseadas em uma simetria local.

O modelo padrão mínimo é uma teoria análoga à eletrodinâmica quântica (QED) e baseia-se no grupo $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. O grupo $SU_C(3)$ é o grupo de simetria das interações fortes, descritas pela cromodinâmica quântica (QCD). No modelo padrão, o eletromagnetismo e as interações fracas são unificadas através da quebra espontânea de simetria e da invariância de calibre, sob o grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, que a partir de agora será referida como invariância de *gauge*, no modelo eletrofraco.

Neste capítulo será apresentado um breve sumário do modelo padrão de interações eletrofracas e uma descrição da física associada ao lépton τ. O modelo eletrofraco é consistente com as medidas experimentais atualmente existentes e, geralmente, aceito como uma descrição correta das interações. O experimento LEP foi construído com o objetivo de proporcionar medidas precisas de parâmetros da interação fraca, incluindo a constante de Fermi (G_F), a constante de estrutura fina (α) e a massa do Z (M_Z). Em particular, o estudo dos decaimentos do τ representa um bom teste para este modelo.

4.1 As Interações Eletrofracas

Esta é uma teoria invariante frente ao grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, onde Y é a hipercarga e L indica que as transformações atuam na componente de mão esquerda dos campos de férmions. A notação esquerda ou direita, associada aos campos de partículas, refere-se à quiralidade. Isto é, uma partícula é esquerda quando possui helicidade[1] negativa e direita quando a helicidade é positiva.

Os férmions são descritos por quatro espinores de Dirac (ψ), que representam as partículas e anti-partículas. Por razões ainda desconhecidas, os férmions constituem 3 famílias, cada uma com 2 sabores de léptons e 2 de quarks. Os léptons são partículas massivas e possuem uma unidade de carga elétrica, com excessão dos neutrinos que possuem carga e massa nula, do ponto de vista experimental ($\mathrm{m}_{\nu_e} < 10^{-8}\,\mathrm{GeV}/c^2$). Já os quarks possuem carga elétrica fracionária e três possibilidades de cores - cargas correspondentes à interação forte. Os férmions de cada família, com as respectivas massas, estão resumidos na tabela 4.1.

As interações eletrofracas são mediadas pelos campos de *gauge*, que são responsáveis pela interação entre quarks e léptons. Estes campos são introduzidos na forma do tripleto W_μ^a ($a = 1, 2, 3$), que acopla com o isospin fraco (T) dos férmions, e do singleto B_μ,

[1] Helicidade negativa indica que a projeção do spin da partícula na direção do momento é negativa e helicidade positiva, o caso inverso.

FÉRMIONS

Léptons spin = 1/2			*Quarks* spin = 1/2		
Família (sabor)	Massa (GeV/c^2)	Q	Família (sabor)	Massa (GeV/c^2)	Q
e	$5,1 \times 10^{-4}$	-1	u	$\approx 5 \times 10^{-3}$	$2/3$
ν_e	$< 2 \times 10^{-8}$	0	d	$\approx 9 \times 10^{-3}$	$-1/3$
μ	$0,106$	-1	c	$\approx 1,3$	$2/3$
ν_μ	$< 2 \times 10^{-4}$	0	s	$\approx 0,2$	$-1/3$
τ	$1,777$	-1	t	≈ 180	$2/3$
ν_τ	$< 3 \times 10^{-2}$	0	b	$\approx 4,3$	$-1/3$

Tabela 4.1: Sumário das 3 famílias fermiônicas do modelo padrão, com as respectivas cargas elétricas (Q).

que acopla com a hipercarga (Y). A hipercarga relaciona-se com a carga elétrica Q e a componente T_3 do isospin através da equação:

$$Q = T_3 + Y \quad . \tag{4.1}$$

Nesta teoria as partículas fermiônicas são agrupadas em dubletos de $SU_L(2)$,

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L. \tag{4.2}$$

e singletos

$$\psi = e_R, \mu_R, \tau_R, u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R. \tag{4.3}$$

As correntes e o termo de interação da lagrangiana são dadas por:

$$J_\mu^a = \frac{1}{2}\bar{\Psi}_L \gamma_\mu \tau_a \Psi_L \quad , \; a = 1, 2, 3 \tag{4.4}$$

$$J_\mu^Y = Y\bar{\psi}\gamma_\mu\psi + Y\bar{\Psi}_L\gamma_\mu\Psi_L \tag{4.5}$$

$$\mathcal{L}_{int} = -igJ_\mu^a W^{\mu a} - ig' J_\mu^Y B^\mu \quad , \tag{4.6}$$

onde τ_a são as matrizes de Pauli e g e g' as constantes de acoplamento.

Para gerar as massas dos bósons de *gauge* introduz-se um campo escalar de Higgs, que quebra a simetria da lagrangiana do grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ para $U_{em}(1)$, grupo de simetria do eletromagnetismo. Este campo tem a forma de um dubleto

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad , \tag{4.7}$$

com hipercarga $Y = \frac{1}{2}$, que possui um valor v diferente de zero no vácuo:

$$\phi_0 \equiv \langle 0|\phi|0\rangle = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad . \tag{4.8}$$

Desta maneira, quebra-se espontaneamente a simetria da lagrangiana resultando na e-xistência de 4 partículas:

- dois bósons massivos $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$, $M_W = \frac{1}{2}vg$, responsáveis pelas correntes carregadas;
- um bóson Z^0 com massa $M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}$, responsável pelas interações fracas neutras;
- uma partícula sem massa, o fóton (γ), responsável pelas interações eletromagnéticas.

O campo de fóton A_μ e o campo Z_μ obtidos a partir da transformação ortogonal de diagonalização da matriz de massa dos campos neutros W_μ^3 e B_μ,

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} cos\theta_W & sen\theta_W \\ -sen\theta_W & cos\theta_W \end{pmatrix}\begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix} \quad , \tag{4.9}$$

estão correlacionados pelo ângulo de mistura θ_W (ângulo de Weinberg), dado pela razão

$$tan\theta_W = \frac{g'}{g} \quad . \tag{4.10}$$

A massa dos férmions é gerada introduzindo-se na lagrangiana os acoplamentos de Yukawa entre o dubleto de Higgs e os campos de férmions, dados por

$$\mathcal{L} = -G_F \left[\bar{\Psi}_L \phi \psi + \bar{\psi} \phi^\dagger \Psi_L \right] \quad . \tag{4.11}$$

Se, depois da quebra espontânea de simetria, exigirmos que a interação eletromagnética tenha a forma usual, $\mathcal{L}^{em} = -eJ_\mu^{em}A^\mu$ onde $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ é a carga elétrica do pósitron, os acoplamentos de *gauge* satisfazem a relação

$$gsen\theta_W = g'cos\theta_W = e \quad . \tag{4.12}$$

Como o campo de Higgs é eletricamente neutro, ele não quebra a simetria do grupo $U_{em}(1)$ e o fóton não adquire massa. As massas dos bósons Z e W estão relacionadas pela equação

$$cos\theta_W = \frac{M_W}{M_Z} \quad . \tag{4.13}$$

Em outras palavras, neste modelo o parâmetro ρ, que determina a intensidade relativa entre as interações fracas de corrente carregada e neutra, é fixado em:

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 cos^2\theta_W} \quad . \tag{4.14}$$

Este resultado é decorrente da escolha do dubleto de Higgs e é uma boa verificação para esta hipótese. Até a presente data o valor experimental obtido para ρ foi

$$\rho = 1,0012 \pm 0,0013 \ [25] \quad .$$

A lagrangiana de interação da teoria eletrofraca é descrita como:

$$\mathcal{L}^{int} = \mathcal{L}^{em} + \mathcal{L}^{\mathcal{CC}} + \mathcal{L}^{\mathcal{CN}}, \tag{4.15}$$

onde

$$\mathcal{L}^{\mathcal{CC}} = -\frac{g}{4\sqrt{2}} \bar{\Psi}_L \gamma^\mu (\tau^+ W_\mu^+ + \tau^- W_\mu^-) \Psi_L \tag{4.16}$$

e

$$\mathcal{L}^{\mathcal{CN}} = -\frac{g}{2\cos\theta_W} \bar{\psi} \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) \psi Z_\mu \quad . \tag{4.17}$$

Os acoplamentos vetorial e vetor-axial são definidos em termos da carga elétrica e da componente de isospin, para cada férmion f, como:

$$\begin{array}{l} g_V^f \equiv T_3^f - 2Q^f sen^2\theta_W^f \\ g_A^f \equiv T_3^f \end{array} \quad . \tag{4.18}$$

A tabela 4.2 mostra os valores destes acoplamentos para léptons e quarks.

Devido à observação de transições entre os quarks de diferentes famílias, existe uma diferença entre os quarks listados na tabela 4.1, que são autoestados de massa, e os autoestados do modelo eletrofraco. Os autoestados do modelo eletrofraco (d',s',b') são escritos como uma combinação dos autoestados de massa através da matriz de Cabbibo Kobayashi Maskawa (CKM),

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad , \tag{4.19}$$

cujos elementos não são previstos pelo modelo padrão.

Férmions	g_A	g_V
e^-, μ^-, τ^-	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} + sen^2\theta_W$
ν_e, ν_μ, ν_τ	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
u, c, t	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2} - \frac{2}{3}sen^2\theta_W$
d, s, b	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} - \frac{1}{3}sen^2\theta_W$

Tabela 4.2: Constantes de acoplamento para os dubletos leptônicos e de quarks.

Além da massa dos férmions e dos elementos da matriz CKM, existem três parâmetros que não são fixados pela teoria: g, g' e v. Entretanto, estes parâmetros podem ser escritos em termos de outras grandezas acessíveis experimentalmente. Por exemplo, considerando conhecidas as constantes

$$\begin{array}{l} \alpha = 1/137,0359895(61) \\ G_F = 1,16639(2) \times 10^{-5}\,\mathrm{GeV}^{-2} \end{array} \quad [25] \quad , \tag{4.20}$$

podemos determinar v,

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-\frac{1}{2}} \approx 246\,\mathrm{GeV} \quad . \tag{4.21}$$

e a massa do bóson Z

$$M_Z^2 = \frac{A^2}{sen^2\theta_W cos^2\theta_W} \quad , \tag{4.22}$$

onde $A \equiv \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}\right)^{\frac{1}{2}} = 37,2802 \pm 0,0003\,\mathrm{GeV}$. O valor mais recente medido pelo detetor DELPHI para esta massa é

$$M_Z = 91,1866 \pm 0,0029\,\mathrm{GeV}\ [26] \quad .$$

4.2 O Processo $e^-e^+ \to f\bar{f}$

Na ressonância do Z^0, o processo $e^-e^+ \to f\bar{f}$, visto na figura 4.1, é dominado pela produção e subsequente decaimento do bóson Z^0. A seção de choque deste processo, na aproximação de Born[2], possui a forma:

$$\sigma(s) = \sigma^0_{f\bar{f}} \frac{s\Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2\Gamma_Z^2} + \sigma^{\gamma Z} + \sigma^{\gamma} \quad , \tag{4.23}$$

onde Γ_Z é a largura total do decaimento do Z^0 e σ^γ e $\sigma^{\gamma Z}$ são as contribuições devidas à troca de um fóton e à interferência γZ. A seção de choque $\sigma^0_{f\bar{f}}$ pode ser escrita, para $\sqrt{s} = M_Z$, em função das larguras de decaimento do Z^0 em e^+e^- (Γ_{ee}) e $f\bar{f}$ ($\Gamma_{f\bar{f}}$) através da relação,

$$\sigma^0_{f\bar{f}} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}\Gamma_{f\bar{f}}}{\Gamma_Z^2} \quad . \tag{4.24}$$

As larguras parciais são expressas, em termos dos acoplamentos vetorial e vetor-axial do Z^0 com o férmion f, como

$$\Gamma_{f\bar{f}} = N_c^f \frac{G_F M_Z^3}{6\pi\sqrt{2}} [g_A^{f\,2} + g_V^{f\,2}] \quad , \tag{4.25}$$

onde N_c^f é o fator de cor que possui valor 1 para os léptons e 3 para os quarks.

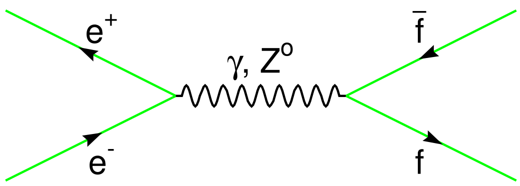


Figura 4.1: Aproximação de Born para o processo $e^+e^- \to f\bar{f}$.

[2]Aproximação de mais baixa ordem na produção de férmions.

4.3 Correções Radiativas

Para que as relações obtidas na seção anterior possuam uma precisão comparável à precisão experimental do LEP, elas tem que ser corrigidas para cálculos de primeira ordem. Estas correções são divididas em:

- correções fotônicas, que incluem todos os diagramas de Feynman com um fóton a mais em relação à aproximação de Born;
- correções eletrofracas, que englobam correções aos propagadores, correções de vértice e diagramas de caixa com a troca de dois bósons massivos.

Os efeitos das correções radiativas no processo $e^+e^- \to f\bar{f}$ podem ser ilustrados em termos das constantes de acoplamento, substituindo-se a equação 4.18 por

$$\begin{array}{l} \bar{g}_V^f = \sqrt{\rho_f}(T_3^f - 2Q^f sen^2\theta_{Weff}^f) \\ \bar{g}_A^f = \sqrt{\rho_f}(T_3^f) \end{array} \quad , \tag{4.26}$$

onde

$$sen^2\theta_{Weff}^f = k_f sen^2\theta_W \quad . \tag{4.27}$$

Todas as correções de radiação eletrofraca estão contidas nos fatores de forma $\rho_f = 1+\Delta_{\rho_f}$ e $k_f = 1 + \Delta_{k_f}$. No entanto, as constantes de acoplamento e o ângulo de mistura efetivo são diferentes para cada família.

No LEP, os resultados referentes às assimetrias do Z^0 são expressos em função do ângulo de mistura efetivo para léptons,

$$sen^2\theta_{Weff}^\ell \equiv \frac{1}{4}\left(1 - \frac{g_V^\ell}{g_A^\ell}\right) \quad . \tag{4.28}$$

Uma descrição mais detalhada destas correções pode ser encontrada na referência [24].

4.4 Assimetrias do Tau na Massa do Z^0

Na aniquilação elétron-pósitron os férmions do estado final possuem assimetrias decorrentes da violação da paridade nas interações fracas de corrente neutra. Na ressonância do Z^0, $\sqrt{s} = M_Z$, estas assimetrias podem ser expressas em função dos acoplamentos vetorial e vetor-axial. Nesta seção os resultados serão particularizados para o lépton τ, mas são aplicvéis aos léptons em geral.

4.4.1 Formalismo

Os pares de tau, como sistema de 2 férmions, podem ser produzidos com 4 combinações de polarização, ou helicidade,

$$(P_{\tau^-}, P_{\tau^+}) = (+,+), (+,-), (-,+), (-,-) \quad .$$

Todavia, o processo $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$ é intermediado por um bóson de spin 1. Neste caso, a regra de conservação de helicidade a altas energias assegura que o Z^0, ou o γ, acopla-se com férmions de helicidades opostas. Logo, a aniquilação e^-e^+ obedece à combinação $e^-_L e^+_R$ ou $e^-_R e^+_L$, assim como os férmions provenientes do decaimento do Z^0. Esta relação da helicidade estende-se para os valores médios, que são denotados como

$$\begin{array}{c} P_\tau \equiv P_{\tau^-} = -P_{\tau^+} \\ \langle P_\tau \rangle \equiv \langle P_{\tau^-} \rangle = -\langle P_{\tau^+} \rangle \end{array} \quad . \tag{4.29}$$

As 4 combinações possíveis para a helicidade estão ilustradas na figura 4.2.

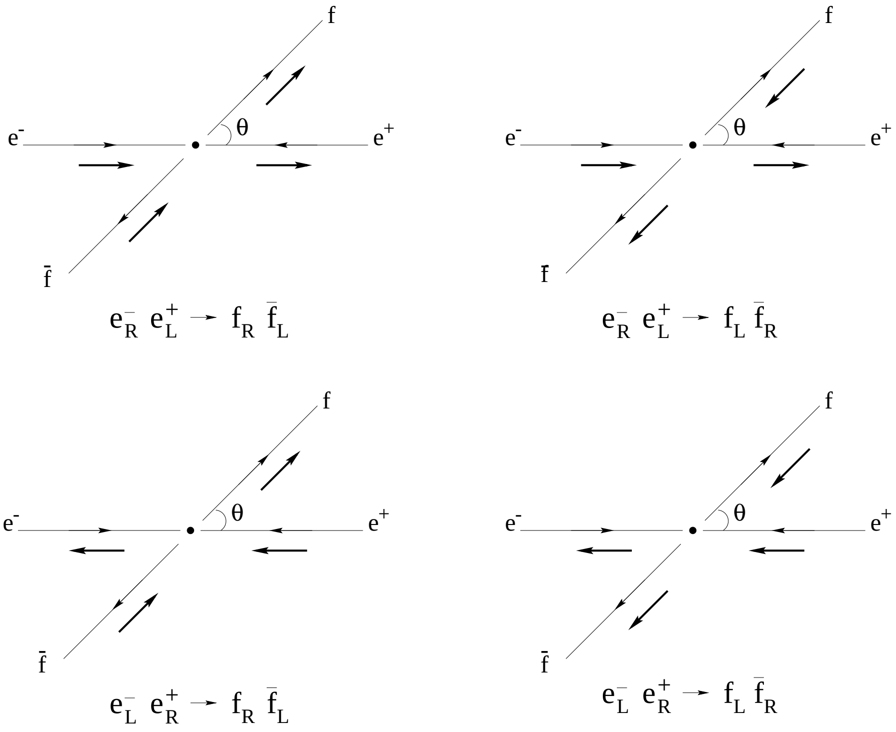


Figura 4.2: Combinações dos estados de helicidade no processo $e^-e^+ \rightarrow f\bar{f}$.

A expressão geral, obtida na referência [24], para a seção de choque diferencial da reação $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$, intermediada por um bóson vetorial, é dada por:

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}\sigma_\tau}{\mathrm{d}cos\theta}(s, cos\theta, P_\tau) = \quad & (1 + cos^2\theta)F_0^\tau(s) + 2cos\theta F_1^\tau(s) \\
& -P_\tau \left[(1 + cos^2\theta)F_2^\tau(s) + 2cos\theta F_3^\tau(s)\right] \quad , \qquad (4.30)
\end{aligned}
$$

onde $F_i(s)$ são os fatores de forma definidos como

$$
\begin{aligned}
F_0^\tau(s) &= N_c^\tau \frac{\pi\alpha(s)^2}{2s}\Big[\ Q_\tau^2 Q_e^2 + \ 2\mathrm{Re}\chi(s)Q_\tau Q_e \bar{g}_V^e \bar{g}_V^\tau + |\chi(s)|^2(\bar{g}_V^{e\ 2} + \bar{g}_A^{e\ 2})(\bar{g}_V^{\tau\ 2} + \bar{g}_A^{\tau\ 2})\Big], \\
F_1^\tau(s) &= N_c^\tau \frac{\pi\alpha(s)^2}{2s}\Big[\ 2\mathrm{Re}\chi(s)Q_\tau Q_e \bar{g}_A^e \bar{g}_A^\tau + |\chi(s)|^2 2\bar{g}_V^e \bar{g}_A^e 2\bar{g}_V^\tau \bar{g}_A^\tau\Big], \\
F_2^\tau(s) &= N_c^\tau \frac{\pi\alpha(s)^2}{2s}\Big[\ 2\mathrm{Re}\chi(s)Q_\tau Q_e \bar{g}_V^e \bar{g}_A^\tau + |\chi(s)|^2(\bar{g}_V^{e\ 2} + \bar{g}_A^{e\ 2})2\bar{g}_V^\tau \bar{g}_A^\tau\Big], \\
F_3^\tau(s) &= N_c^\tau \frac{\pi\alpha(s)^2}{2s}\Big[\ 2\mathrm{Re}\chi(s)Q_\tau Q_e \bar{g}_A^e \bar{g}_V^\tau + |\chi(s)|^2 2\bar{g}_V^e \bar{g}_A^e(\bar{g}_V^{\tau\ 2} + \bar{g}_A^{\tau\ 2})\Big]. \qquad (4.31)
\end{aligned}
$$

Nas expressões acima, Q_i representa a carga elétrica da partícula, $\bar{g}_V$ e $\bar{g}_A$ são os acoplamentos vetorial e axial-vetorial definidos na equação 4.18 e

$$\chi(s) = \frac{G_F M_Z^2}{2\pi\sqrt{2}\alpha(s)} \frac{s}{s - M_Z^2 + is\Gamma_Z/M_Z} \quad . \tag{4.32}$$

A partir da equação 4.30, pode-se construir as secões de choque para eventos *forward* (σ^F) e *backward* (σ^B) de maneira tal que,

$$\begin{aligned} \sigma_\tau^F(s) &\equiv \sigma_\tau(s, cos\theta > 0, P_\tau = +1) + \sigma_\tau(s, cos\theta > 0, P_\tau = -1) = \frac{4}{3}F_0^\tau(s) + F_1^\tau(s) \\ \sigma_\tau^B(s) &\equiv \sigma_\tau(s, cos\theta < 0, P_\tau = +1) + \sigma_\tau(s, cos\theta < 0, P_\tau = -1) = \frac{4}{3}F_0^\tau(s) - F_1^\tau(s), \end{aligned} \tag{4.33}$$

ou ainda, as seções de choque para férmions com polarização positiva e negativa,

$$\begin{aligned} \sigma_\tau(s, P_\tau = +1) &\equiv \sigma_\tau^F(s, P_\tau = +1) + \sigma_\tau^B(s, P_\tau = +1) = \frac{4}{3}\Big[F_0^\tau(s) - F_2^\tau(s)\Big] \\ \sigma_\tau(s, P_\tau = -1) &\equiv \sigma_\tau^F(s, P_\tau = -1) + \sigma_\tau^B(s, P_\tau = -1) = \frac{4}{3}\Big[F_0^\tau(s) + F_2^\tau(s)\Big]. \end{aligned} \tag{4.34}$$

Sendo assim, a seção de choque total é escrita como

$$\begin{aligned} \sigma_\tau(s) &= \sigma_\tau^F(s) + \sigma_\tau^B(s) = \sigma_\tau(s, P_\tau = +1) + \sigma_\tau(s, P_\tau = -1) \\ &= \frac{8}{3}F_0^\tau(s) \quad . \end{aligned} \tag{4.35}$$

4.4.2 Assimetrias *Forward-Backward* e Polarização

Nos estados finais fermiônicos, onde não existe informação sobre a helicidade da partícula, somente os fatores de forma F_0 e F_1 são medidos. Neste caso, pode-se medir as seções de choque σ^F e σ^B e, consequentemente, determinar F_0 e F_1, bem como a assimetria *Forward-Backward*. Esta assimetria é definida como a diferença entre o número de eventos produzidos com seção de choque *forward* e número de eventos produzidos com seção de choque *backward*, de acordo com a relação:

$$A_{FB}^{\tau}(s) \equiv \frac{\sigma_{\tau}^{F} - \sigma_{\tau}^{B}}{\sigma_{\tau}^{F} + \sigma_{\tau}^{B}} = \frac{3}{4}\frac{F_1(s)}{F_0(s)} \quad . \tag{4.36}$$

Na ressonância do Z^0 $(s = M_Z^2)$ o termo $\mathrm{Re}\chi(M_Z^2) = 0$ e, desprezando o termo de troca de um fóton, esta assimetria adquire a forma

$$A_{FB}^{0,\tau}(s) = \frac{3}{4}A_e A_{\tau} \quad , \tag{4.37}$$

onde A_e e A_{τ} são as assimetrias nos acoplamentos quirais definidas como

$$A_{\ell} \equiv \frac{\bar{g}_L^{\ell\ 2} - \bar{g}_R^{\ell\ 2}}{\bar{g}_L^{\ell\ 2} + \bar{g}_R^{\ell\ 2}} = \frac{2\bar{g}_V^{\ell}\bar{g}_A^{\ell}}{\bar{g}_V^{\ell\ 2} + \bar{g}_A^{\ell\ 2}} \quad . \tag{4.38}$$

O resultado mais recente, medido pelo DELPHI, para esta assimetria foi

$$A_{FB}^{0,\tau}(M_Z^2) = 0,0222 \pm 0,0039 \text{ [26]} \quad .$$

Quando a helicidade dos férmions é acessível experimentalmente, é possível medir a polarização longitudinal $\langle P_{\tau}\rangle$, definida como

$$\langle P_{\tau}\rangle \equiv \frac{\sigma_{\tau}(s, P_{\tau} = +1) - \sigma_{\tau}(s, P_{\tau} = -1)}{\sigma_{\tau}(s, P_{\tau} = +1) + \sigma_{\tau}(s, P_{\tau} = -1)} \quad , \tag{4.39}$$

ou ainda, como função de $cos\theta$

$$\langle P_{\tau}(s, cos\theta)\rangle = -\frac{(1 + cos^2\theta)F_2(s) + 2cos\theta F_3(s)}{(1 + cos^2\theta)F_0(s) + 2cos\theta F_1(s)} \quad . \tag{4.40}$$

Novamente, se a contribuição do termo de troca de um fóton for ignorada, em $s = M_Z^2$,

$$\langle P_{\tau}(cos\theta)\rangle = -\frac{(1 + cos^2\theta)A_{\tau} + 2cos\theta A_e}{(1 + cos^2\theta) + 2cos\theta A_{\tau}A_e} \tag{4.41}$$

e a assimetria *Forward-Backward* da polarização ($A_{FB}^{P_\tau}$) pode ser escrita como

$$A_{FB}^{P_\tau} \equiv \langle P_\tau \rangle_{cos\theta>0} - \langle P_\tau \rangle_{cos\theta<0} = -\frac{3}{4}\frac{F_2(s)}{F_0(s)} \approx -\frac{3}{4}A_e \quad . \tag{4.42}$$

Comparada com a A_{FB}, a medida da polarização do τ é 4 vezes mais sensível. Portanto, apesar da baixa estatística, a medida da polarização nos decaimentos do τ proporciona uma determinação competitiva do ângulo de mistura de Weinberg[3].

4.5 O Lépton Tau

O tau, descoberto em 1975 [27], é o mais pesado dos léptons e, ao contrário do elétron e do múon, possui massa suficientemente grande para decair em partículas hadrônicas. O processo de decaimento do lépton τ ocorre via interação fraca e baseia-se nos diagramas de troca de um W, vistos na figura 4.3.

Os decaimentos leptônicos correspondem a $\approx 35\%$ dos decaimentos do τ, enquanto os decaimentos hadrônicos correspondem a $\approx 65\%$. A tabela 4.3 apresenta os valores medidos da razão de ramificação para cada modo de decaimento do tau [25].

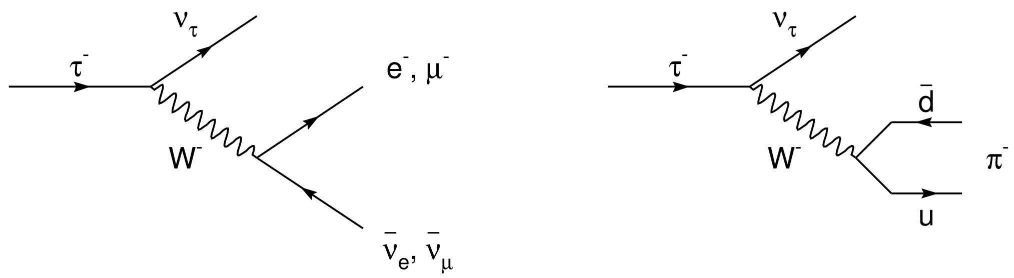
4.5.1 Decaimentos Leptônicos

No referencial de repouso do τ, a largura do decaimento $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$, com $\ell = e, \mu$, possui a seguinte forma:

$$\Gamma_{\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau} = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192\pi^3}\ f\left(\frac{m_\ell^2}{m_\tau^2}\right) \quad , \tag{4.43}$$

[3] A polarização leptônica está relacionada com o ângulo de mistura através da equação

$$-\frac{P_\ell}{2} = 1 - 4sen^2\theta_W^{eff} \quad .$$



(a) (b)

Figura 4.3: Diagramas de Feynman para decaimentos do tau em estados finais (a) leptônicos, e (b) $\tau^- \to \pi^- + \nu_\tau$.

Modos de Decaimento	Razão de Ramificação (%)
$e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$	$17,83 \pm 0,08$
$\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$	$17,35 \pm 0,10$
$\pi^-\nu_\tau$	$11,31 \pm 0,15$
$K^-\nu_\tau$	$0,71 \pm 0,05$
$\rho^-\nu_\tau$	$25,24 \pm 0,16$
$K^{*-}\nu_\tau$	$1,28 \pm 0,08$
$h^-2\pi^0\nu_\tau$	$9,50 \pm 0,14$
$h^- \geq 3\pi^0\nu_\tau$	$1,46 \pm 0,11$
$h^-h^-h^+\nu_\tau$	$9,80 \pm 0,10$
$h^-h^-h^+ \geq 1\pi^0\nu_\tau$	$5,08 \pm 0,11$

Tabela 4.3: Principais razões de ramificação do lépton tau. O símbolo $h^\pm$ corresponde a partícula $\pi^\pm$ ou $K^\pm$.

onde

$$f(y) = 1 - 8y + 8y^3 - y^4 - 12y^2 \ln y \ [24] \quad . \tag{4.44}$$

Numericamente, as massas do e^-, ν_e e ν_μ são desprezíveis. No entanto, a massa do múon introduz uma diferença na razão dos decaimentos leptônicos:

$$\frac{\Gamma_{\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau}}{\Gamma_{\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau}} = f\left(\frac{m_\mu^2}{m_\tau^2}\right)\left(\frac{g_\mu}{g_e}\right)^2 \simeq 0,09726\left(\frac{g_\mu}{g_e}\right)^2 \quad . \tag{4.45}$$

Os acoplamentos g_μ e g_e foram introduzidos para verificação da universalidade

$$g_e^2 = g_\mu^2 = g_\tau^2 \propto G_F \quad ,$$

suposta no modelo padrão.

4.5.2 Decaimentos Hadrônicos

Os decaimentos hadrônicos do tau são descritos como um estado final de duas partículas, o ν_τ e um méson estável ou não, relativo à interação forte. O estudo destes decaimentos proporciona um bom teste para a QCD e uma importante estimativa do ângulo de Weinberg, através da medida da polarização.

Na escala de baixa energia, a largura total dos decaimentos hadrônicos é afetada por correções da cromodinâmica quântica (QCD). Isto porque a hadronização do par $u\,\bar{d}'$ é dominada pela produção ressonante. Sendo assim, através da medida da razão

$$R_\tau \equiv \frac{\Gamma_{\tau^- \to \nu_\tau + hadrons}}{\Gamma_{\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau}} \tag{4.46}$$

pode-se obter o valor da constante de acoplamento forte.

4.5.3 Polarização

O tau é uma partícula que decai via interação fraca, onde a conservação da paridade é maximamente violada. Consequentemente, a distribuição angular do produto do decaimento depende fortemente da orientação do spin do τ. Como, na aniquilação e^+e^-, espera-se que o τ^- seja produzido com polarização negativa e o τ^+ com polarização positiva, é possível medir o desvio da distribuição não polarizada através do espectro de momentos do produto do decaimento.

Nesta seção serão apresentadas as distribuições relativas ao decaimento do τ^- em uma partícula carregada. As expressões correspondentes ao τ^+ são obtidas invertendo-se o sinal dos termos dependentes do spin.

Decaimento Leptônico

No decaimento $\tau^- \to \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$, a variável cinemática relevante para a medida da polarização é a energia leptônica. A escolha desta variável está relacionada aos dois neutrinos não detetáveis, que proporcionam uma energia variável no referencial de repouso do τ.

A forma geral da distribuição deste decaimento no referencial do laboratório, desprezando-se a massa do lépton, pode ser escrita como:

$$\frac{1}{\Gamma}\frac{\mathrm{d}\Gamma}{\mathrm{d}x_\ell} = \frac{1}{3}\left[(5 - 9x_\ell^2 + 4x_\ell^4) + P_\tau(1 - 9x_\ell^2 + 8x_\ell^3)\right], \qquad x_\ell = \frac{E_\ell}{E_\tau} \quad . \tag{4.47}$$

A figura 4.4 ilustra as configurações possíveis para o decaimento leptônico do τ, incluindo a orientação do spin.

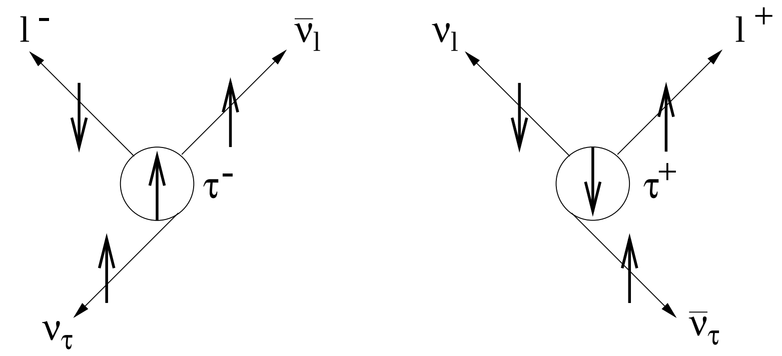


Figura 4.4: Configurações possíveis para o decaimento leptônico do τ^+ e τ^-, no referencial de repouso. As setas finas representam a direção do momento da partícula e as setas grossas à orientação do spin.

Decaimento Hadrônico

No caso do decaimento $\tau^- \to \pi^-(K)\nu_\tau$ a distribuição angular é particularmente simples. Sendo um decaimento de dois corpos, a energia de cada partícula no referencial de repouso do τ é fixada em:

$$E_h = \frac{m_\tau^2 + m_h^2}{2m_\tau} \ , \quad E_\nu = \frac{m_\tau^2 - m_h^2}{2m_\tau} \ , \quad (h = \pi, K) \ . \tag{4.48}$$

Como o ν_τ possui helicidade negativa ($\lambda = -1$) e o $\pi(K)$ spin nulo, só existem duas configurações que não violam a helicidade do neutrino, como ilustrado na figura 4.5.

A distribuição deste decaimento, no referencial do laboratório, possui a forma

$$\frac{1}{\Gamma_h}\frac{\mathrm{d}\Gamma_h}{\mathrm{d}x} = \frac{1}{1 - m_h^2/m_\tau^2}\left(1 + P_\tau \frac{2x - 1 - m_h^2/m_\tau^2}{1 - m_h^2/m_\tau^2}\right), \qquad x = \frac{\mathrm{p}_h}{E_{feixe}} \ , \tag{4.49}$$

onde m_h e p_h correspondem a massa e o momento do $\pi(K)$, respectivamente, e P_τ à polarização do τ. Esta distribuição também pode ser escrita como função do ângulo θ^* entre o eixo de polarização e o momento do hádron do estado final, de maneira tal que

$$\frac{1}{\Gamma_h}\frac{\mathrm{d}\Gamma_h}{\mathrm{d}cos\theta^*} = \frac{1}{2}\left[1 + P_\tau cos\theta^*\right] \ , \tag{4.50}$$

onde

$$cos\theta^* = \frac{E_h/E_\tau - 1 - m_h^2/m_\tau^2}{\sqrt{1 - m_\tau^2/E_\tau^2}(1 - m_h^2/m_\tau^2)} \quad . \tag{4.51}$$

Neste caso a polarização pode ser determinada a partir do desvio da distribuição não polarizada no espectro de momentos do $\pi(K)$.

Nos decaimentos com um méson de spin 1 no estado final, $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$ e $\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau$, a helicidade pode assumir os valores 0 ou 1 ($\lambda = 0$ ou $\lambda = 1$), como ilustrado na figura 4.6. Quando a helicidade é nula, a distribuição de $cos\theta^*$ tem a mesma forma da equação 4.50. No entanto, para helicidade 1, o termo proporcional ao $cos\theta^*$ possui valor oposto. Estes dois estados de helicidade resultam em uma perda de sensibilidade na medida de P_τ e a distribuição angular obedece a relação

$$\frac{1}{\Gamma_h}\frac{\mathrm{d}\Gamma_h}{\mathrm{d}cos\theta^*} = \frac{1}{2}\left[1 + \alpha P_\tau cos\theta^*\right] \ , \quad \alpha = \frac{m_\tau^2 - 2m_h^2}{m_\tau^2 + 2m_h^2} \quad . \tag{4.52}$$

Quando $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$, a constante $\alpha \approx 0,99$. Portanto, este é o decaimento mais sensível à medida da polarização. Para recuperar a perda de sensibilidade, no caso de estados finais ρ^- e a_1^-, são utilizadas outras variáveis cinemáticas mais sensíveis à ressonância hadrônica. Estas variáveis, bem como as suas distribuições, estão discutidas na referência [28].

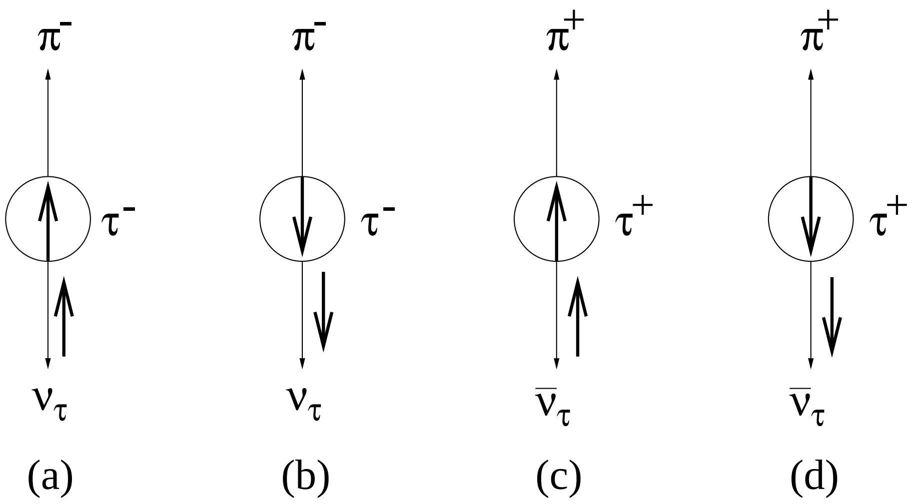


Figura 4.5: Decaimento $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$, considerando a helicidade do τ. A setas longas correspondem a direção do momento e as setas mais curtas à orientação do spin. As configurações (b) e (c) não são possíveis porque violam a helicidade do neutrino.

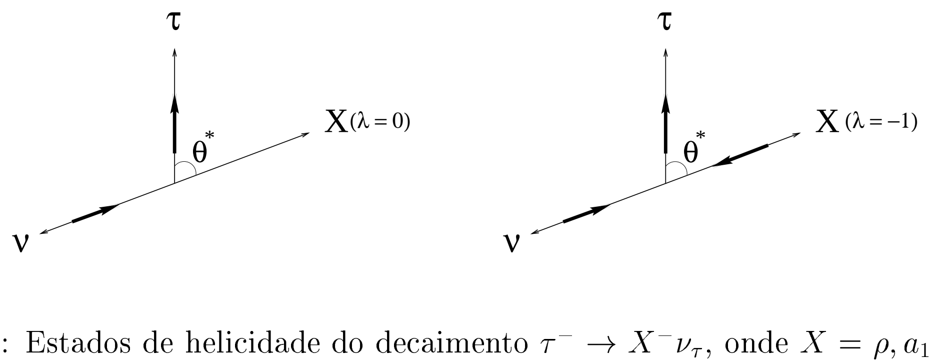


Figura 4.6: Estados de helicidade do decaimento $\tau^- \to X^-\nu_\tau$, onde $X = \rho, a_1$. As setas longas indicam a direção do momento da partícula e as curtas a orientação do spin, no referencial de repouso do tau.

Capítulo 5

Estudo do Decaimento $\tau \rightarrow \pi(K) + \nu_\tau$

A presente análise refere-se aos dados adquiridos pelo detetor DELPHI durante o ano de 1995, com uma luminosidade integrada de 29,1 pb^{-1}. No decorrer deste ano foram coletados dados com energia de centro de massa (E_{CM}) entre 89,5 e 93,0 GeV. Os eventos com energia na ressonância do Z^0 ($\mathrm{E}_{CM} = M_{Z^0}c^2$), ou seja, $90,0 < E_{CM} < 92,0\,\mathrm{GeV}$, representam aproximadamente 60 % da amostra total, o que corresponde a $5,14 \times 10^6$ decaimentos do Z^0.

Nesta faixa de energia os bósons Z^0, produzidos na colisão elétron-pósitron com feixes não polarizados, são polarizados, assim como os pares $\tau^+\tau^-$ provenientes do decaimento do Z^0. Isto é uma consequência da violação da paridade nas interações de correntes fracas neutras, como explicado nas seções 4.4 e 4.5.3. A polarização do Z^0 induz uma dependência na polarização do τ com o ângulo θ entre o feixe de elétrons e a trajetória do τ^-, da forma:

$$P_\tau(cos\theta) = \frac{\langle P_\tau \rangle (1 + cos^2\theta) + 2P_Z cos\theta}{(1 + cos^2\theta) + 2 \langle P_\tau \rangle P_Z cos\theta} \quad , \tag{5.1}$$

onde $P_Z \equiv -A_e$ e $\langle P_\tau \rangle \equiv -A_\tau$; ambas assimetrias definidas na equação 4.38. Por ser o único lépton que decai dentro do DELPHI, o τ permite uma maior sensibilidade do detetor em medir a polarização analisando os produtos do seu decaimento. Em particular, o decaimento $\tau \rightarrow \pi(K) + \nu_\tau$ é o mais sensível para a medida da polarização. Isto porque é um decaimento de dois corpos onde o píon e o káon são partículas de spin nulo e o seu espectro de momento possui toda a informação sobre a helicidade do τ. Nos casos em que o τ decai em léptons ou hádrons, com mais de duas partículas no estado final, perde-se eficiência na medida da polarização a partir do espectro de momentos, como explicado na seção 4.5.3.

Com o intuito de medir a razão de ramificação deste decaimento e a sua polarização, esta análise foi dividida em duas partes. A primeira parte consiste na seleção de eventos $Z^0 \rightarrow \tau^-\tau^+$ e a segunda na seleção do decaimento $\tau \rightarrow \pi(K) + \nu_\tau$. Nestas seleções é importante obter-se uma boa reconstrução da trajetória da partícula e da sua energia. Sendo assim, exige-se que a câmara de projeção temporal (TPC) e os calorímetros, eletromagnético (HPC) e hadrônico (HCAL), estejam funcionando com uma eficiência melhor que 90 % durante a aquisição dos dados. Os mesmo acontece para as câmaras de múons (MUCH), exigindo-se um eficiência melhor que 80 %.

5.1 Seleção de Eventos $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$

Este critério de seleção é uma combinação topológica de cortes associados à trajetória e à energia eletromagnética da partícula carregada. Com o objetivo de estudar a eficiência e a pureza desta seleção foram utilizadas amostras de eventos simulados. Estas amostras são formadas por decaimentos leptônicos ($e^-e^+, \tau^-\tau^+, \mu^-\mu^+$) e hadrônicos ($e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}$) do Z^0, assim como, por eventos onde 4 férmions são produzidos ($\gamma\gamma \rightarrow \mu^-\mu^+(e^-e^+), e^-e^+(e^-e^+)$);

todos detalhados nos diagramas da figura 5.1. O número de eventos gerados para cada um destes decaimentos está descrito na tabela 5.1.

Os eventos $\gamma\gamma \rightarrow e^-e^+(e^-e^+)$ e $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, usados nesta seleção, foram simulados considerando-se as condições de operação do DELPHI nos anos de 1993 e 1994, respectivamente. Estes eventos foram utilizados como uma boa aproximação na análise correspondente a 1995 pois, além de não serem canais importantes na amostra final selecionada, as mudanças ocorridas no detetor não foram significativas.

Processo Físico	Número de Eventos Simulados	Ângulo Sólido
$e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$	432735	4π
$e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$	33503	$0,94 \times 4\pi$
$e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$	104719	4π
$e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+(e^-e^+)$	25088	4π
$e^-e^+ \rightarrow e^-e^+(e^-e^+)$	21792	4π
$e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}$	857511	4π

Tabela 5.1: Estatística dos eventos simulados usados na seleção de $\tau^-\tau^+$. O ângulo sólido $0,94 \times 4\pi$ corresponde à região angular $20° < \Theta < 160°$.

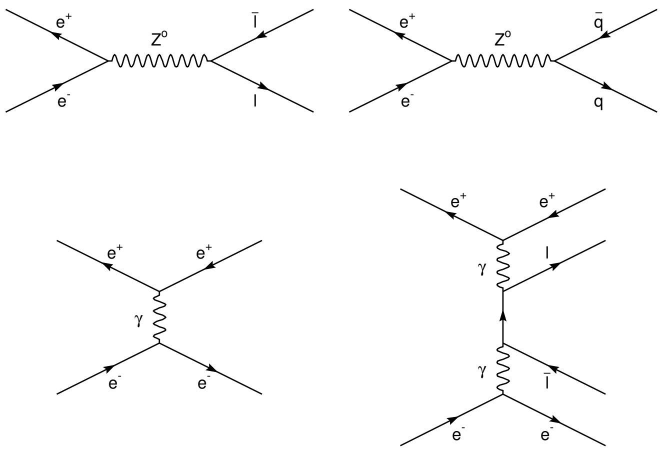


Figura 5.1: Diagramas de Feynman correspondentes aos eventos $e^-e^+ \rightarrow l\bar{l}$, $e^-e^+ \rightarrow q\bar{q}$, $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$ (canal t) e $e^-e^+ \rightarrow l\bar{l}(e^-e^+)$.

Na energia de ressonância do Z^0, o decaimento $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$ é caracterizado por jatos colimados, opostos e de baixa multiplicidade; correspondentes aos diferentes modos de decaimento do tau. Além disto existe, ainda, uma perda de energia resultante dos neutrinos não detetados. Com o intuito de indentificar estados finais para cada partícula τ, o evento é dividido em dois hemisférios (1 e 2). Estes hemisférios são separados por um plano perpendicular ao vetor *thrust*[1].

Toda a seleção foi baseada na partícula mais energética de cada hemisfério. Esta partícula é definida como tendo momento P_i, energia eletromagnética E_i, angulo polar θ_i e parâmetros de impacto[2] Z_{Imp_i} e R_{Imp_i}; onde $i = 1, 2$ de acordo com o hemisfério.

Para assegura-se uma boa reconstrução da trajetória da partícula carregada, que de agora em diante será referida como traço, só foram analisados os traços localizados na região do barril que corresponde a $\sim$73% da ângulo sólido. Esta restrição foi atingida exigindo que no mínimo um dos traços do evento estivesse na região

$$43^\circ < \Theta_i < 137^\circ \quad .$$

A partir de então foram usados os critérios de seleção definidos na referência [29] e descritos a seguir.

1. Uma maneira de eliminar eventos originados de raios cósmicos e interações do feixe com o gás, uma vez que eles não têm ligação com o vértice da colisão e^-e^+, é

[1]O vetor *thrust* ($\vec{t}$) é definido como o unitário que maximiza a variável $T = \frac{\sum_i |\vec{p}_i \cdot \vec{t}|}{\sum_i |\vec{p}_i|}$, onde $\vec{p}_i$ é o momento da partícula e T o valor absoluto do *thrust*.

[2]O parâmetro de impacto é definido como a menor distância, na respectiva coordenada, entre a trajetória da partícula carregada e o ponto de interação e^+e^-.

considerar apenas partículas carregadas cujo traço tem origem em uma região ao redor do ponto de interação definida por

$$|Z_{Imp_i}| < 4,5\,\mathrm{cm}$$

$$|R_{Imp_i}| < 1,5\,\mathrm{cm}\ .$$

Estes cortes estão ilustrados na figura 5.2.

2. O número de eventos originados do decaimento hadrônico do Z^0 é minimizado exigindo-se um máximo de 6 partículas por evento. Estas partículas são agrupadas em dois jatos, um em cada hemisfério, que devem estar separados de no mínimo 160°. O número máximo de 6 traços no evento é exigido porque os decaimentos hadrônicos possuem muitos traços, como pode ser observado na figura 5.3, e a probabilidade do evento $\tau^+\tau^-$ decair em mais de 6 partículas carregadas é de $3\times10^{-4}\%$. A figura 5.4 mostra as variáveis utilizadas neste corte.

$$2 \le N_{trc} \le 6$$

$$\Theta_{iso} > 160^\circ$$

3. A interação 2γ ($\gamma\gamma \to e^-e^+f\bar{f}$) é caracterizada por uma pequena energia visível[3] (E_{vis}). Isto porque os elétrons e pósitrons, muito energéticos, são emitidos a baixos ângulos com respeito à direção de incidência e, consequentemente, perdem-se no tubo do feixe. Para eliminar estes eventos exigiu-se

[3] A energia visível é definida como sendo a soma dos momentos das partículas carregadas e da energia eletromagnética neutra, associada ao evento.

$$E_{vis} > 17,5\% \, E_{feixe} \; ,$$

como exemplificado na figura 5.4 para eventos reais e amostras de eventos simulados.

4. Para eventos de topologia 1-1, ou seja, eventos com duas partículas carregadas no estado final, acrescentam-se mais alguns cortes. Os espalhamentos *bhabha* ($e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$) e processos *dimuon* ($e^-e^+ \rightarrow \mu^-\mu^+$) são reduzidos exigindo-se que os traços não sejam colineares. No caso de raios cósmicos e interações 2γ requer-se uma distância máxima entre as medidas da coordenada z de cada hemisfério e exige-se que os traços possuam um momento transverso (P_T) mínimo. Estes cortes servem para eliminar traços originados de raios cósmicos e interpretados como duas partículas com diferentes valores de z, devido a um erro no cálculo do tempo de deriva na TPC, e possíveis eventos de 4 férmions, onde um dos férmions se perde em uma interação com o tubo do feixe. A figura 5.5 ilustra estes critérios de seleção.

$$\Theta_{acol}{}^{4} > 0,5^\circ$$

$$|z_1 - z_2| < 3\,\mathrm{cm}$$

$$\mathrm{P}_T > 0,4\,\mathrm{GeV}$$

5. De maneira a reduzir a contaminação de eventos originados pelo espalhamento *bhabha*, exige-se que o valor da variável E_{rad} seja menor que a energia do feixe. Esta variável é definida como $E_{rad} = \sqrt{E_1^2 + E_2^2}$, onde E_i é a energia eletromagnética depositada em um cone de 30° ao redor do traço de cada hemisfério i. Pela conservação

[4] O ângulo de acolinearidade é o ângulo suplementar do ângulo entre 2 traços. $\Theta_{acol} = cos^{-1}(\frac{-\overrightarrow{p}_1 \cdot \overrightarrow{p}_2}{|\overrightarrow{p}_1||\overrightarrow{p}_2|})$

de momento e energia, este tipo de espalhamento deve possuir $E_{rad} = \sqrt{2}E_{feixe}$. A figura 5.6 exemplifica esta variável para eventos $e^- e^+ \to \tau^- \tau^+$ e espalhamentos *bhabha*.

$$E_{rad} < E_{feixe}$$

6. Os processos *dimuon* remanescentes na amostra são eliminados exigindo-se que o valor da variável P_{rad}[5] seja menor que o momento do feixe, por um motivo semelhante ao discutido no ítem anterior. O valor desta variável, para eventos $e^- e^+ \to \tau^- \tau^+$ e processos *dimuon*, está ilustrado na figura 5.6. A razão de existirem duas variáveis diferentes para processos com a mesma topologia é que no caso dos múons, por serem partículas de ionização mínima, sua energia não é totalmente depositada nos calorímetros. No entanto, os elétrons podem não possuir o momento bem medido, devido ao fato de existirem fótons emitidos ao longo da trajetória e estes não serem associados ao traço da partícula.

$$P_{rad} < E_{feixe}$$

Uma reprodução imperfeita dos dados, feita pela simulação, pode introduzir erros na estimativa das eficiências e *backgrounds*[6]. Por isto foi feita uma comparação entre o espectro de momentos obtido para o sinal e para os eventos simulados, em cada etapa da

[5] $P_{rad} = \sqrt{P_1^2 + P_2^2}$, onde P_1 e P_2 são os momentos associados as partículas carregadas de cada hemisfério.

[6] O *background* é definido como sendo o número de eventos com estados finais diferentes do sinal ($\tau^- \tau^+$), que passaram pela seleção. A fração de *backgrounds* corresponde ao número de eventos de *backgrounds* dividido pela amostra total de eventos selecionados.

seleção, ilustrada na figura 5.7. O desacordo existente inicialmente é devido à existência de raios cósmicos nos dados, que são eliminados após os 4 primeiros cortes.

Neste estudo os dados simulados foram normalizados, uma vez que os eventos possuem diferentes seções de choque. Esta normalização foi desenvolvida para a região do barril e foram utilizados os valores das seções de choque medidas pelo DELPHI [30]. As eficiências, descritas na tabela 5.2, foram determinadas pelos eventos simulados e os erros indicados são apenas estatísticos.

Esta seleção proporcionou um total de 11515 eventos candidatos ao processo $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$, com uma eficiência igual a $(53{,}57 \pm 0{,}05)\%$ em 4π, $(82{,}42 \pm 0{,}05)\%$ na região angular $43° < \Theta < 137°$ e um *background* total de $(2{,}62 \pm 0{,}02)\%$.

Eficiências						
Cortes Utilizados	$\tau^-\tau^+$	e^-e^+	$\mu^-\mu^+$	$\mu^-\mu^+(\gamma)$	$e^-e^+(\gamma)$	$q\bar{q}$
$43° < \Theta_i < 137°$	$75,50 \pm 0,05$	$86,59 \pm 0,13$	$71,65 \pm 0,09$	$50,94 \pm 0,64$	$82,56 \pm 0,55$	$67,49 \pm 1,91$
$\lvert Z_{Imp_i} \rvert < 4,5$	$99,63 \pm 0,01$	$99,93 \pm 0,09$	$99,86 \pm 0,01$	$100,00 \pm 3,83$	$99,66 \pm 0,24$	$100,00 \pm 6,04$
$\lvert R_{Imp_i} \rvert < 1,5$	$98,21 \pm 0,02$	$99,00 \pm 0,04$	$99,92 \pm 0,01$	$100,00 \pm 3,83$	$95,96 \pm 0,79$	$19,35 \pm 1,11$
$2 \leq N_{trc} \leq 6$	$81,59 \pm 0,05$	$94,33 \pm 0,12$	$88,55 \pm 0,09$	$19,32 \pm 0,11$	$53,74 \pm 0,25$	$100,00 \pm 2,02$
$\Theta_{iso} > 160°$	$99,65 \pm 0,03$	$97,67 \pm 0,08$	$98,09 \pm 0,04$	$31,71 \pm 0,38$	$16,80 \pm 0,14$	$8,26 \pm 0,16$
$E_{vis} > 8\,\mathrm{GeV}$	$99,28 \pm 0,02$	$100,00 \pm 0,61$	$100,00 \pm 0,39$	$43,55 \pm 1,17$	$18,35 \pm 0,41$	$100,00 \pm 8,54$
$\Theta_{acol} > 0,5°$	$98,27 \pm 0,03$	$28,66 \pm 0,95$	$20,19 \pm 0,07$	$99,41 \pm 0,42$	$98,90 \pm 0,63$	$100,00 \pm 6,13$
$\lvert z_1 - z_2 \rvert < 3\,\mathrm{cm}$	$99,86 \pm 0,01$	$99,95 \pm 0,01$	$99,89 \pm 0,01$	$100,00 \pm 5,44$	$100,00 \pm 6,05$	$100,00 \pm 7,57$
$\mathrm{P}_T > 0,4\,\mathrm{GeV}$	$98,77 \pm 0,03$	$97,21 \pm 0,19$	$93,27 \pm 0,21$	$34,52 \pm 1,52$	$54,44 \pm 2,24$	$50,0 \pm 8,25$
$E_{rad} < E_{feixe}$	$98,45 \pm 0,02$	$18,07 \pm 0,13$	$99,42 \pm 0,05$	$100,00 \pm 6,48$	$99,37 \pm 0,44$	$98,47 \pm 0,75$
$P_{rad} < E_{feixe}$	$95,90 \pm 0,03$	$18,38 \pm 0,30$	$1,33 \pm 0,01$	$98,32 \pm 0,083$	$100,00 \pm 5,63$	$96,12 \pm 1,18$
Total	$82,42 \pm 0,05$	$1,05 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,01$	$4,07 \pm 0,05$	$2,00 \pm 0,02$	$9,11 \pm 0,17$

Tabela 5.2: Eficiências (%) obtidas em cada corte da seleção $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$, com erros apenas estatísticos.

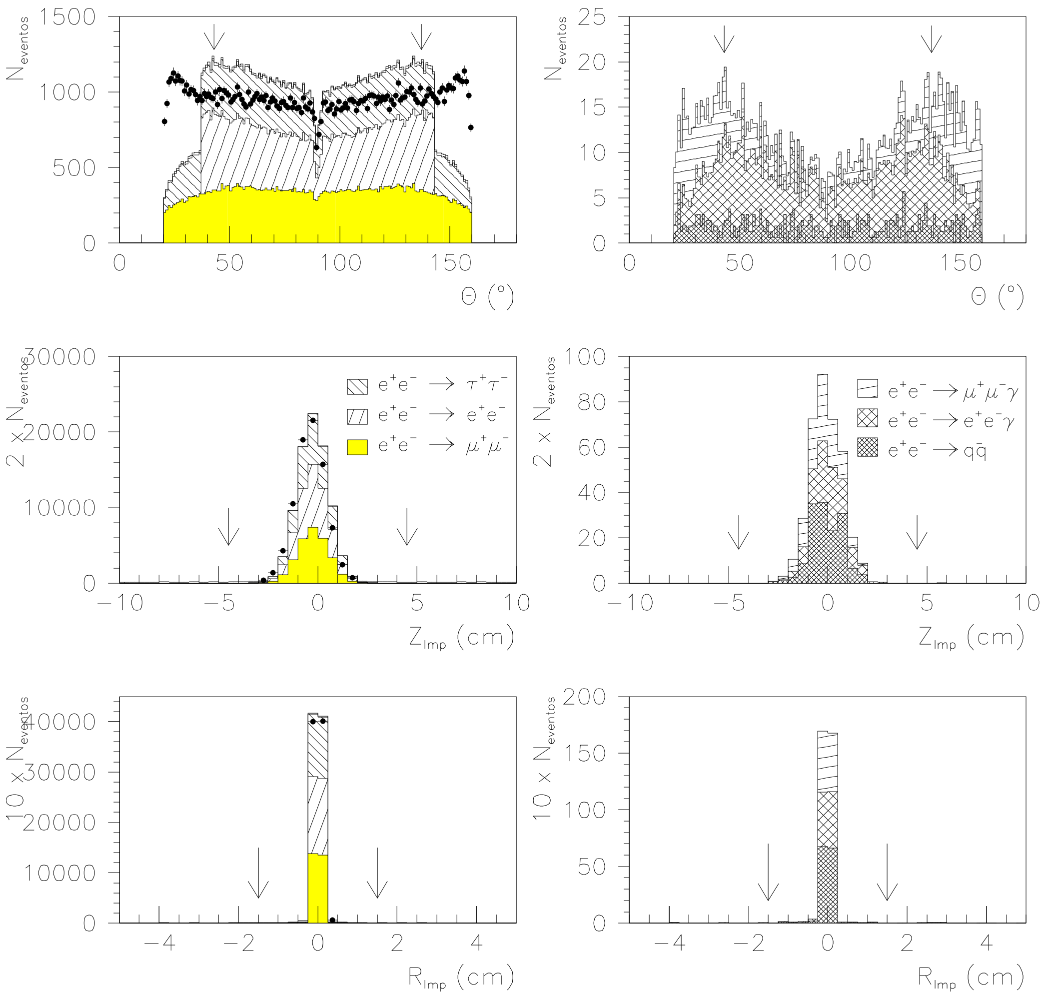


Figura 5.2: Variáveis utilizadas no corte (1) da seleção $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$. Os pontos com barras de erro correspondem aos dados reais e os histogramas aos eventos simulados. A nomenclatura usada nos histogramas está descrita na própria figura e as setas indicam o valor usado em cada corte. A distribuição observada nos gráficos superiores corresponde a região angular, determinada pela coordenada Θ do DELPHI, de geração de cada evento. Como os eventos 2γ e $q\bar{q}$ possuem seção de choque pequena, comparada aos demais eventos analisados, a escala vertical dos gráficos na coluna esquerda é menor que os da direita.

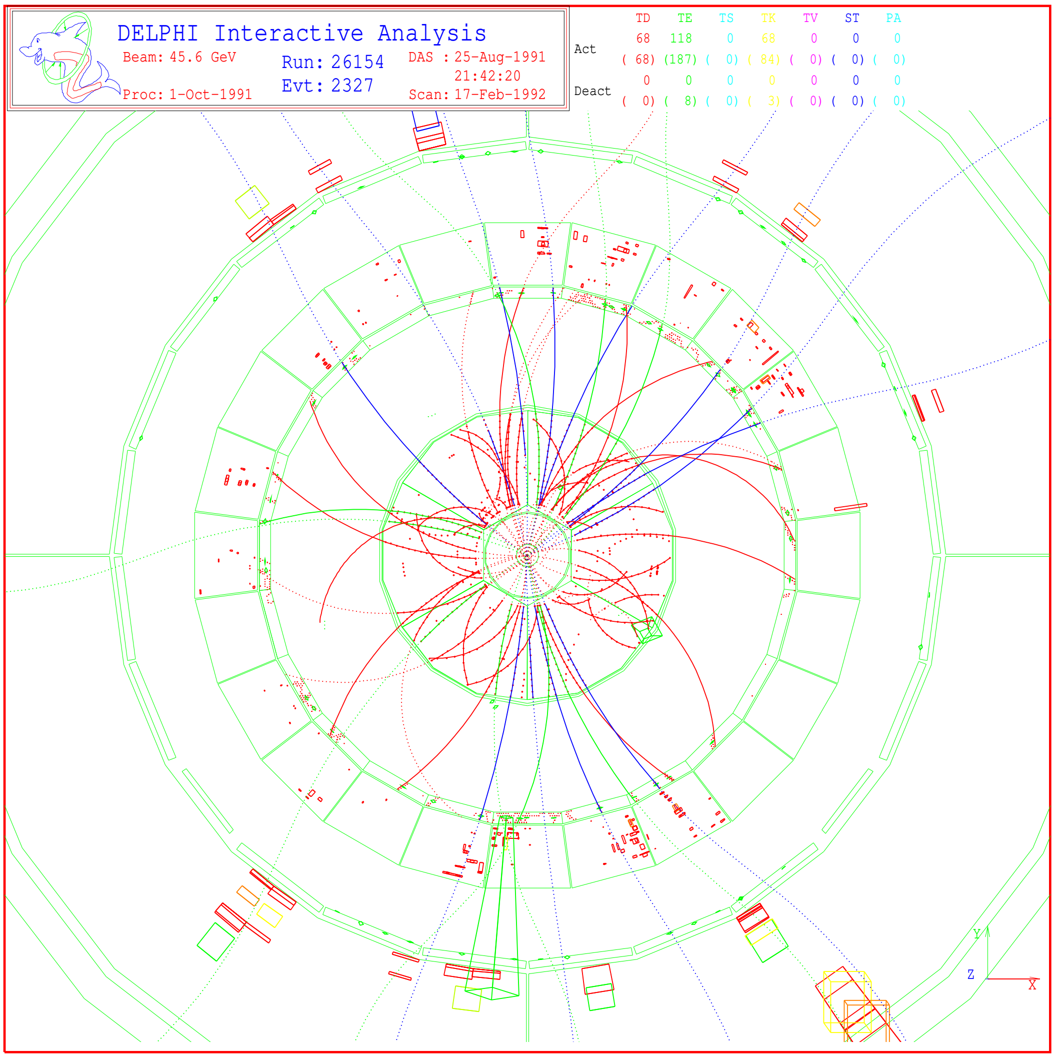


Figura 5.3: Exemplo de um decaimento hadrônico do Z^0 com 55 partículas carregadas, originadas de um vértice primário.

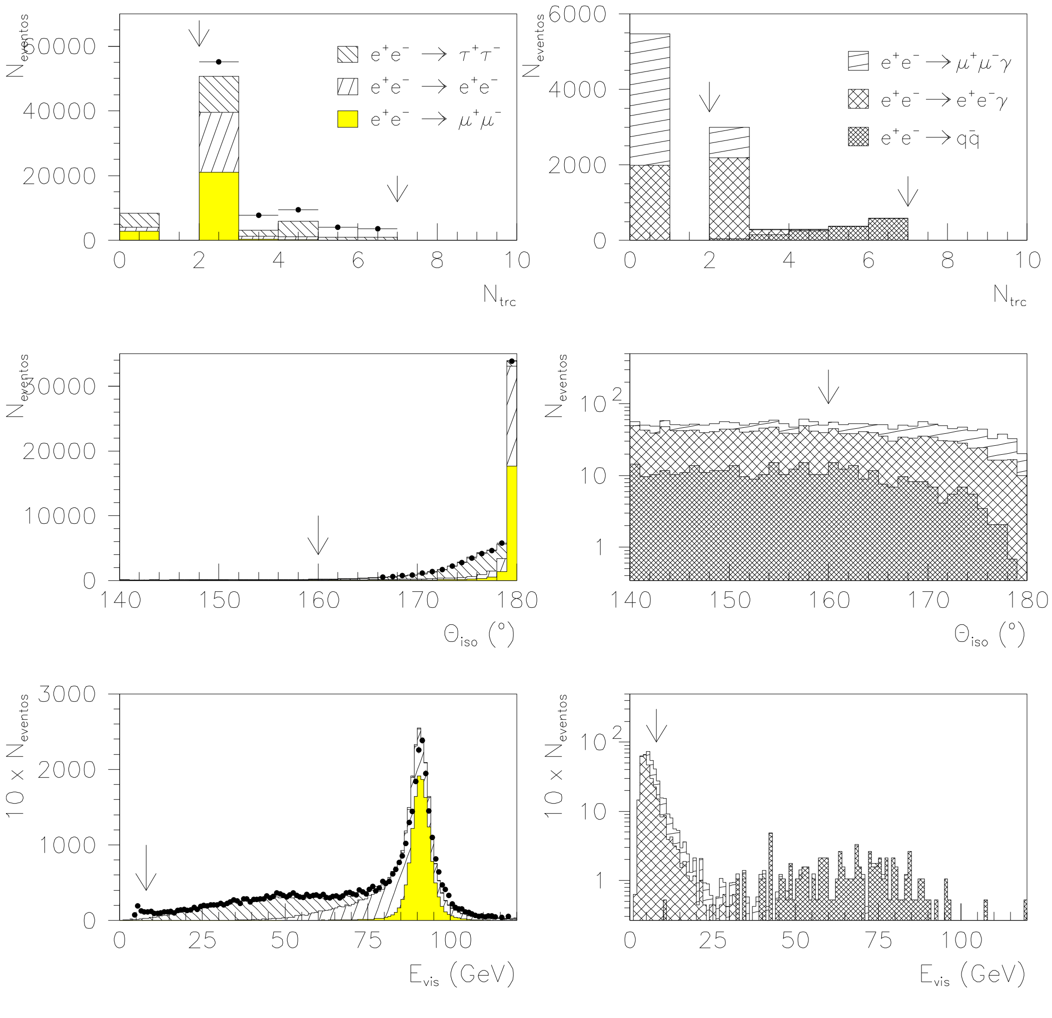


Figura 5.4: Variáveis utilizadas nos cortes (2) e (3) da seleção $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$. A nomenclatura utilizada é a mesma da figura 5.2.

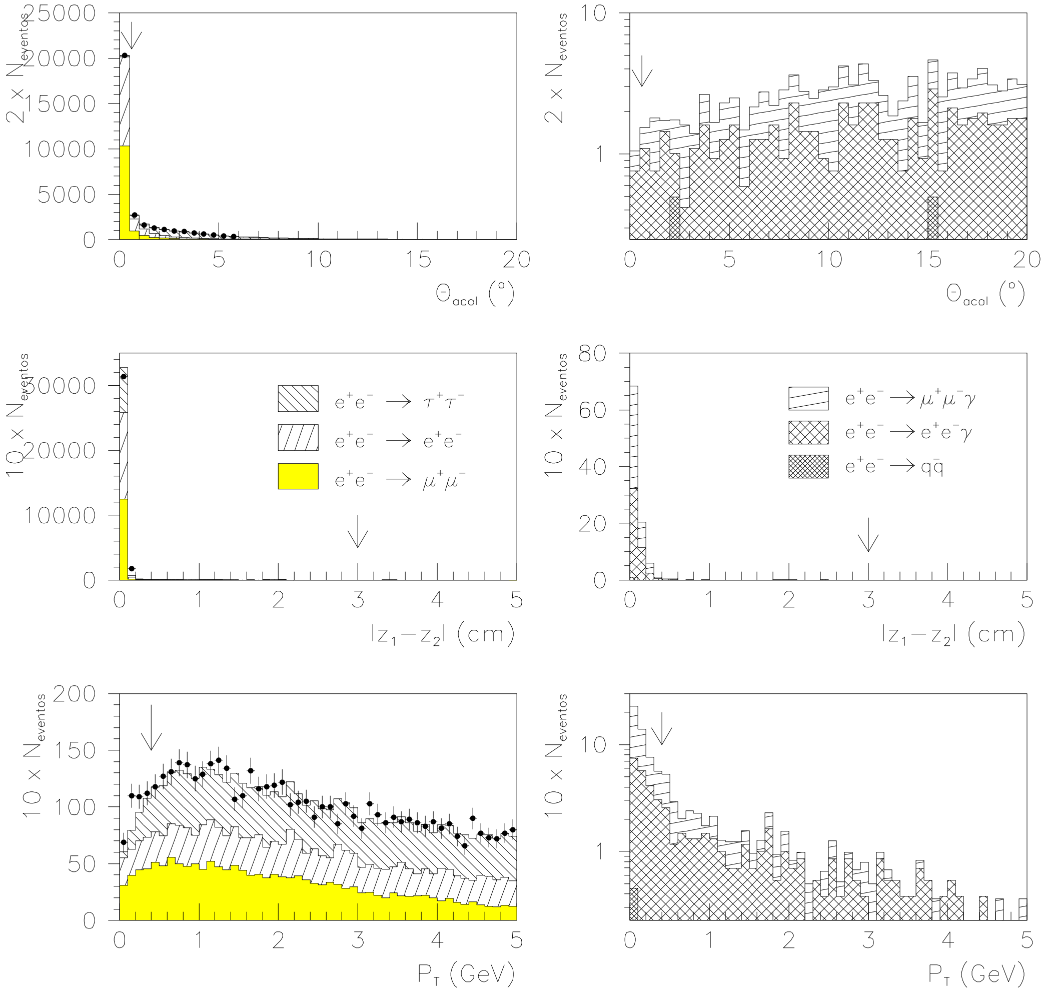


Figura 5.5: Variáveis utilizadas no corte (4) da seleção $e^- e^+ \to \tau^- \tau^+$. A nomenclatura utilizada é a mesma da figura 5.2.

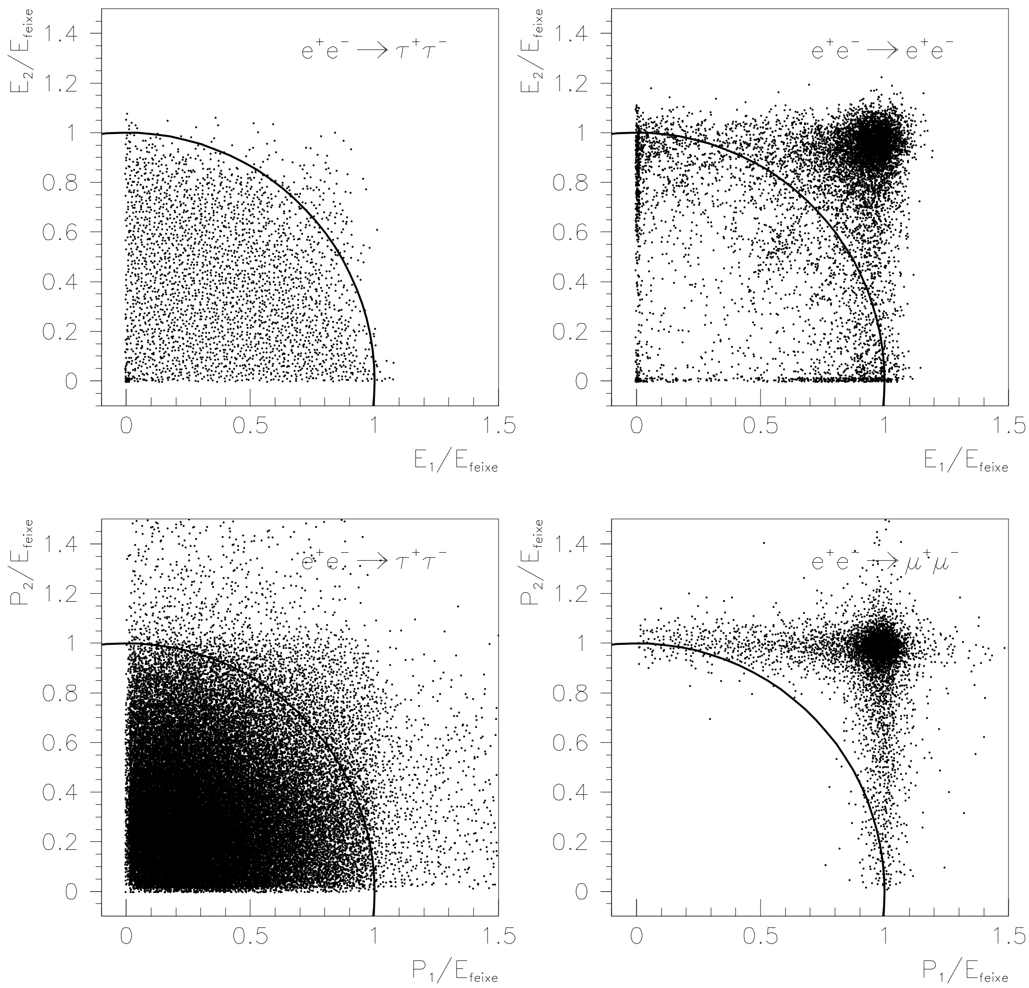


Figura 5.6: Detalhamento das variáveis E_{rad} e P_{rad} utilizadas nos cortes (5) e (6). Os pontos correspondem aos eventos simulados para $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$, e^-e^+ e $\mu^-\mu^+$, de acordo com o gráfico. O arco desenhado nos gráficos superiores detalham o corte $E_{rad} < E_{feixe}$ e nos gráficos inferiores o corte $P_{rad} < P_{feixe}$.

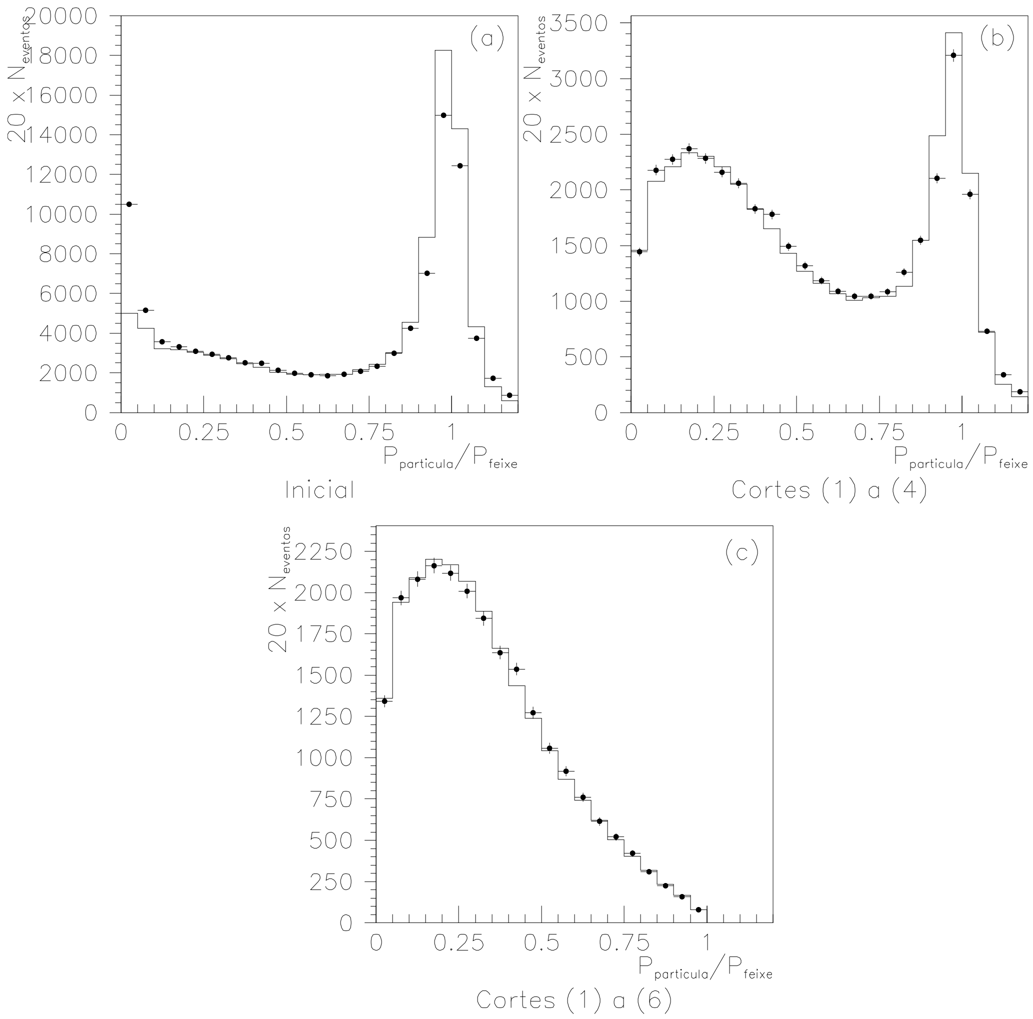


Figura 5.7: Espectro de momentos da partícula carregada, onde os pontos correspondem aos dados e os histogramas à simulação. (a) Antes da seleção; (b) Depois dos cortes 1 ao 4; (c) Seleção de eventos $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$ (cortes 1 ao 6). Inicialmente existe um desacordo entre os eventos reais e simulados devido a existência de raios cósmicos. Esta discrepância é excluída após a seleção.

5.2 Seleção de Eventos $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$

Este decaimento é caracterizado pela existência, no hemisfério, de uma única partícula carregada. Esta partícula atravessa o calorímetro eletromagnético (HPC) como uma partícula de ionização mínima e deposita toda a sua energia no calorímetro hadrônico (HCAL).

Na identificação deste canal, a análise foi desenvolvida para cada hemisfério separadamente. Como o neutrino ν_τ não é medido pelo detetor, não se pode reconstruir a massa do τ. Desta maneira a seleção de eventos $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$ é descrita em termos da rejeição de *background*. Ou seja, com o objetivo de se obter uma amostra pura de π eliminam-se eventos provenientes de espalhamento *bhabha*, processos *dimuon*, decaimentos leptônicos do τ e decaimentos hadrônicos que contêm partículas neutras.

Na pré-seleção foram utilizados os 4 primeiros cortes, descritos na seção anterior. Os cortes (5) e (6) correspondem a variáveis utilizadas na medida da polarização e, portanto, não devem ser usadas como critério de seleção. Os eventos com elétrons e múons no estado final serão rejeitados por outros cortes, discutidos na próxima sub-seção. Além da pré-seleção, exigiu-se apenas 1 traço carregado, localizado na região do barril, com momento $|\overrightarrow{P}| > 0,067\,\mathrm{E}_{feixe}$; energia mínima necessária para deixar sinal nas câmaras de múons. Os demais cortes usados seguem descritos adiante.

5.2.1 Eliminação de Eventos $e^-e^+ \to e^-e^+$, $\mu^-\mu^+$

Os eventos originados por espalhamentos *bhabha* e processos *dimuon* devem possuir dois traços colimados com momento e energia iguais ao do feixe. Para minimizar os eventos com este tipo de *background* exigiu-se que, caso o hemisfério oposto só possua um traço, este traço tenha momento e energia, no cone de 30°, menores que 75% da energia do feixe. Este corte, exemplificado na figura 5.8, tem uma eficiência de $(90,55 \pm 0,12)\%$ na seleção de píons e, $(5,95 \pm 0,05)\%$ e $(7,62 \pm 0,05)\%$ na seleção de eventos *bhabha* e *dimuons*, respectivamente.

$$|\overrightarrow{P}|_{oposto} < 0,75\,\mathrm{E}_{feixe} \qquad \mathrm{E}_{cone30^\circ} < 0,75\,\mathrm{E}_{feixe}$$

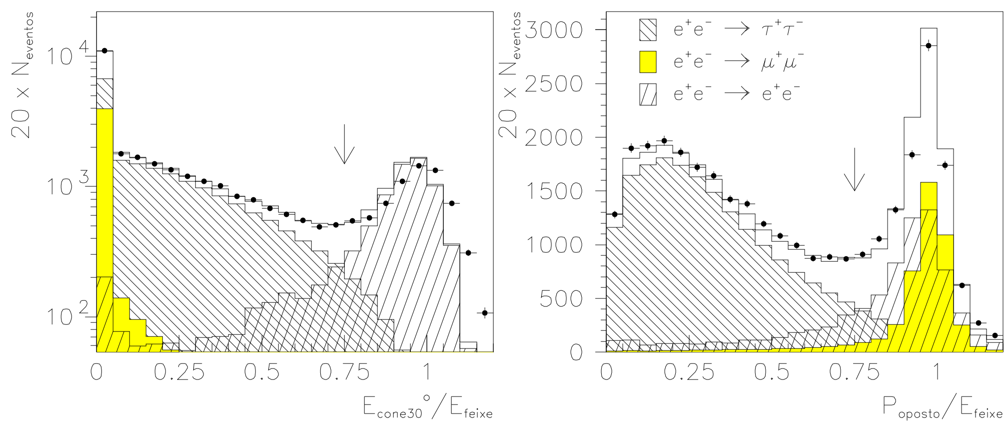


Figura 5.8: Momento no hemisfério oposto e energia em um cone de 30° para amostras de espalhamento *bhabha*, processos *dimuon* e eventos $e^-e^+ \rightarrow \tau^-\tau^+$. Os pontos com barras de erro mostram os dados reais e o histograma em branco a amostra total de eventos simulados. As setas indicam o valor utilizado em cada corte.

5.2.2 Eliminação de Eventos com Elétrons no Estado Final

Nesta análise os cortes foram dimensionados com o intuito de rejeitar o decaimento $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ e eventos originados de espalhamentos *bhabha* e $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+(e^-e^+)$, remanescentes na amostra. Esta eliminação baseia-se na medida da ionização específica (dE/dx) do traço na TPC e na deposição de energia na HPC.

Uma importante rejeição de elétrons é atingida exigindo-se que a medida da ionização do traço[7] não exceda, por mais de 2 desvios padrões, o valor esperado para o π. Isto é,

$$\Pi^{\pi}_{dE/dx} = \frac{dE/dx_{medido} - dE/dx_{esperado``\pi"}}{\sigma} < 2 \tag{5.2}$$

onde σ é o erro na medida do dE/dx. Se o traço apontar na direção de uma região de baixa eficiência da HPC, região de junção dos módulos, o corte fica mais restrito $\Pi^{\pi}_{dE/dx} < 1$. Este corte, exemplificado na figura 5.9, é muito eficiente para regiões de baixos momentos, como pode ser visto na figura 5.10.

Para minimizar, ainda mais, o *background* de elétrons exige-se, também, que a partícula deposite uma energia menor que 350 MeV nas 4 primeiras camadas da HPC ($E^{1-4}_{HPC} <$ 350 MeV), o que corresponde a 6 comprimentos de radiação em um impacto perpendicular às camadas[8]. Este corte não influencia a amostra de píons pois, assim como os múons, eles são partículas de ionização mínima e atravessam o material do calorímetro eletromagnético deixando pouca energia. A figura 5.11 mostra a deposição de energia para as combinações das camadas da HPC, com os candidatos a píon e elétron.

Esta rejeição proporcionou uma eficiência de $(76,72 \pm 0,18)\%$ na seleção de píons, $(0,45 \pm 0,01)\%$ na seleção de elétrons provenientes do decaimento do τ e $(1,63 \pm 0,06)\%$ de elétrons provenientes dos demais eventos. A figura 5.12 detalha a eficiência em função do momento da partícula. Os erros mencionados acima são apenas estatísticos. As incertezas devidas aos critérios de seleção e ineficiências do detetor estão descritas na seção 5.5.

[7] A medida da ionização específica na TPC possui um depêndencia angular em θ. Nesta análise foram feitas correções para esta dependência, que será discutida na seção 5.5.

[8] Esta condição varia de acordo com o ângulo do traço. Se o traço estiver com uma inclinação $|cos\Theta| >$ 0,616 exige-se uma deposição máxima de 350 MeV nas 3 primeiras camadas ($E^{1-3}_{HPC} <$ 350 MeV), assim mantén-se o número de comprimentos de radiação constante.

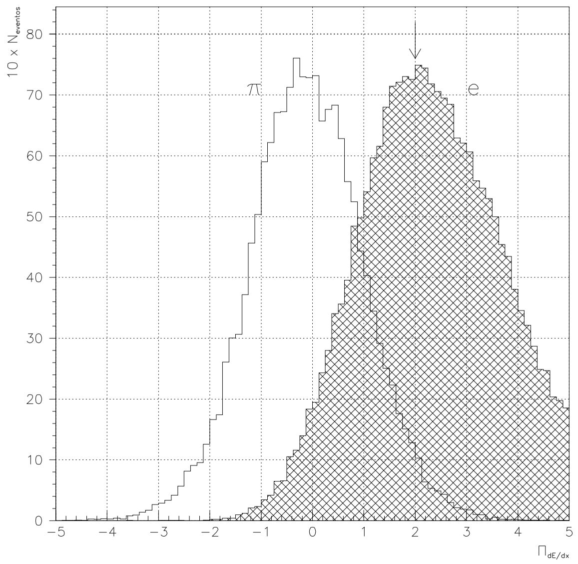


Figura 5.9: Valor esperado para $\Pi^{\pi}_{dE/dx}$ em uma amostra de píons (histograma branco) e elétrons (histograma achurado).

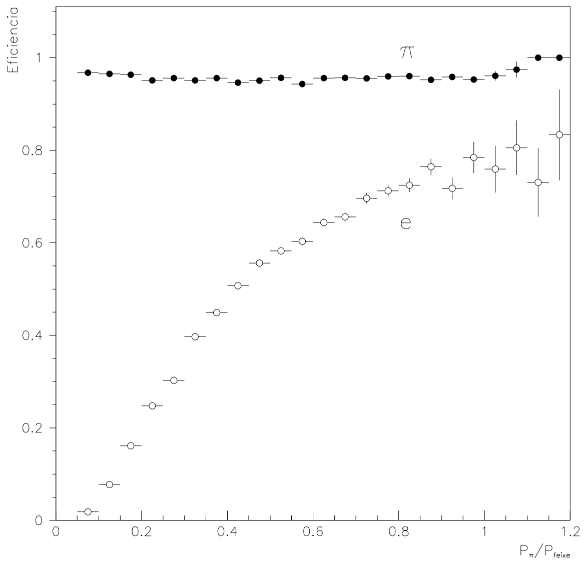


Figura 5.10: Fração de elétrons (pontos abertos) e píons (pontos fechados) resultantes após o corte $\Pi^{\pi}_{dE/dx} < 2$.

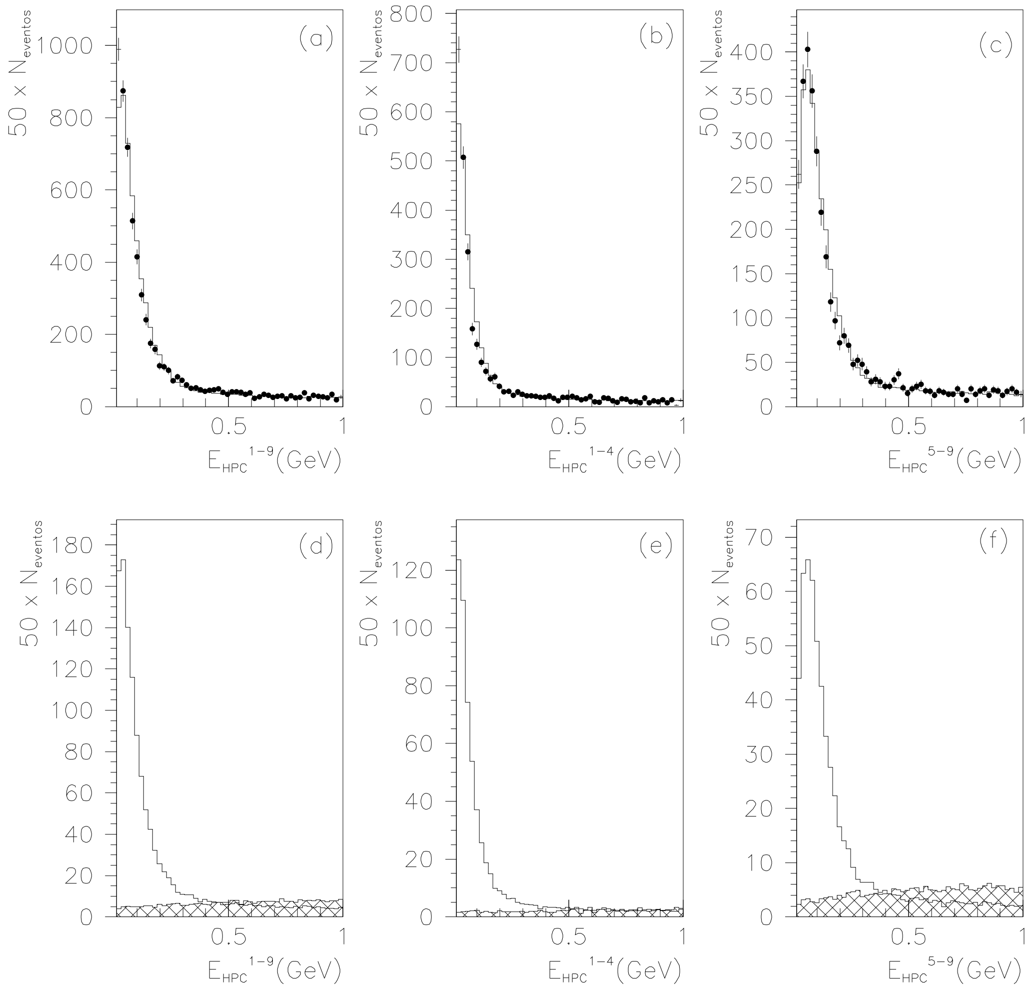


Figura 5.11: Deposição de energia para três combinações das camadas da HPC: (a) todas as camadas, (b) as primeiras 4 camadas e (c) as 5 últimas camadas. Os pontos com barras de erro mostram os dados reais e o histograma mostra os dados simulados. Os histogramas (d), (e) e (f) correspodem à amostra de píons (histograma achurado) e elétrons (histograma branco), para cada uma destas combinações.

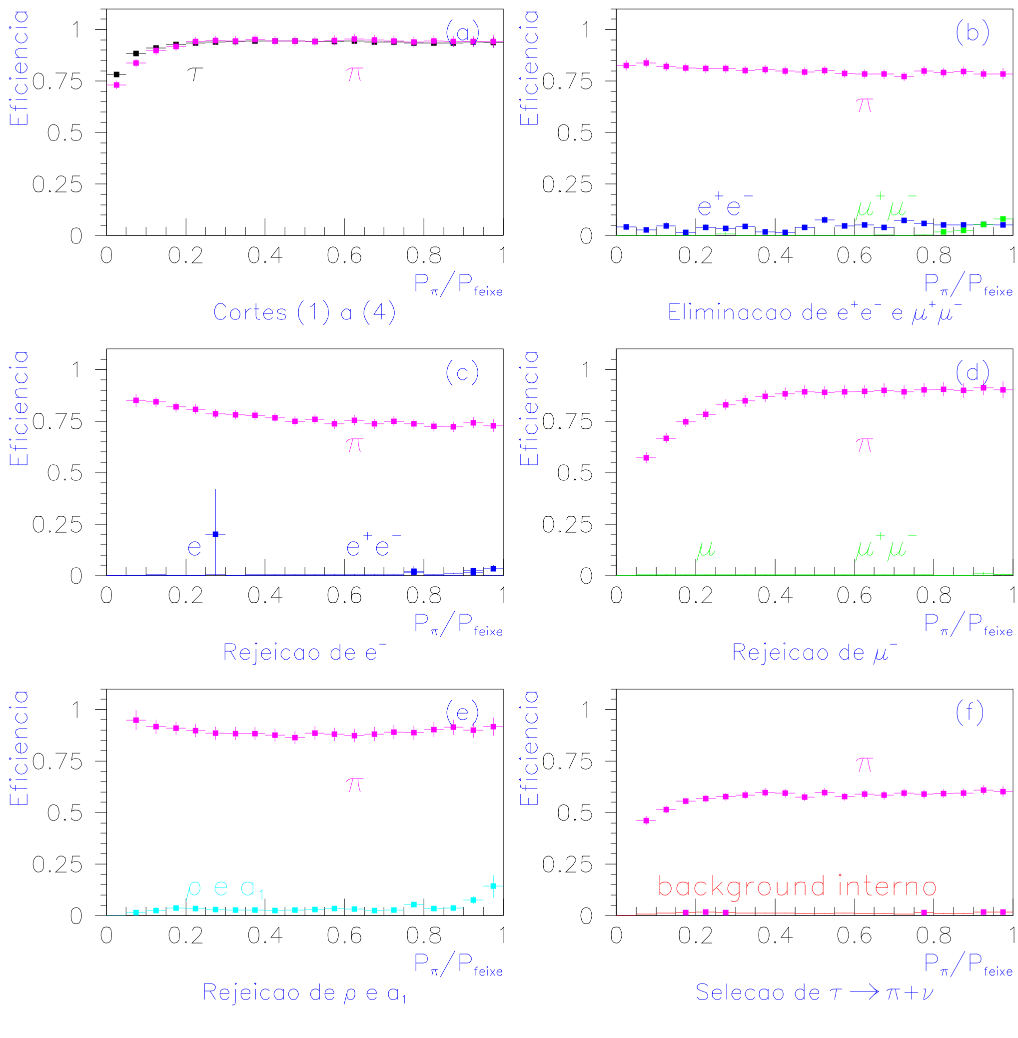


Figura 5.12: Eficiências obtidas para uma amostra simulada de píons e os respectivos *backgrounds*, nas eliminações de: (a) decaimentos não leptônicos do Z^0, (b) espalhamento *bhabha* e processos *dimuon*, (c) elétrons, (d) múons e (e) neutros. O gráfico (f) mostra a eficiência total obtida na seleção de $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$.

5.2.3 Eliminação de Eventos com Múons no Estado Final

A separação de píons e múons, oriundos ou não do decaimento $\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$, é baseada no sinal observado no HCAL e nas câmaras de múons. Isto se deve ao fato de os múons penetrarem no HCAL como partículas de ionização mínima, enquanto os píons depositam quase toda a sua energia, e deixarem sinal nas câmaras de múons. Entretanto, uma fração de píons interage nas últimas camadas do HCAL e pode ser confundida com múons. Para reduzir este efeito, a energia média depositada por camada no HCAL - $\langle E_{HCAL}\rangle$ - foi utilizada para agrupar as partículas em candidatos, ou não, a partículas de ionização mínima. Esta energia é definida como

$$< E_{HCAL} >= \frac{E_{HCAL}}{N_{camadas}} \quad , \tag{5.3}$$

onde E_{HCAL} é a energia total depositada no HCAL e $N_{camadas}$ é o número de camadas do HCAL com energia depositada. Desta forma minimizam-se as discrepâncias introduzidas por possíveis camadas ineficientes.

Na região de candidatos a partículas de ionização mínima, ou seja $\langle E_{HCAL}\rangle$ menor que 2,5 GeV, a fração de píons comparada a múons é baixa, como pode ser observado na figura 5.13. Neste caso, os píons tendem a ter baixo momento e não penetram muito no calorímetro (figura 5.14). Sendo assim, um bom corte é exigir nenhum sinal nas câmaras de múons e nenhuma deposição de energia na última camada do HCAL ($\mathrm{E}^4_{HCAL} = 0$), como exemplificado na figura 5.15 para amostras de $\tau^- \to \pi^-(K)\nu_\tau$ e $\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$, obtidas a partir da simulação do decaimento do τ. No entanto ainda existem múons remanescentes nesta faixa de energia. Estes múons são originados de uma identificação precária nas câmaras de múons, pois eles estão fora da região de cobertura ($|cos\Theta| > 0,574$), como visto na figura 5.16. Neste caso utiliza-se um corte mais restrito exigindo nenhuma deposição de energia na 3ª camada do HCAL ($\mathrm{E}^3_{HCAL} = 0$) e uma energia maior que 600 MeV nas 6 últimas camadas da HPC ($\mathrm{E}^{4-9}_{HPC} > 600\,\mathrm{MeV}$). O corte na HPC é introduzido porque se o traço for devido a um π, ele pode iniciar o chuveiro nas últimas camadas da HPC, não correspondendo mais a partícula de ionização mínima.

Quando $\langle E_{HCAL}\rangle$ é maior que 2,5 GeV, o número de píons relativo a múons é elevado e os múons podem ser removidos requerendo nenhum sinal na câmara de múons externa. Além disto, se o traço estiver na região ($|cos\Theta| > 0,574$) exige-se que não haja deposição de energia na 4ª camada do HCAL ($\mathrm{E}^4_{HCAL} = 0$).

Para o caso em que não existe deposição de energia no calorímetro hadrônico, isto é $E_{HCAL} = 0$, exige-se nenhum sinal nas câmaras de múons e uma energia mínima de 500 MeV nas 5 últimas camadas da HPC ($\mathrm{E}^{5-9}_{HPC} > 500\,\mathrm{MeV}$), valor acima do esperado para partículas de ionização mínima. Para traços com baixos ângulos ($|cos\Theta| > 0,616$) exige-se que a energia depositada nas 6 últimas camadas seja maior que 600 MeV ($\mathrm{E}^{4-9}_{HPC} > 600\,\mathrm{MeV}$).

A eficiência desta seleção é de $(84,15 \pm 0,19)\%$ para π, $(0,49 \pm 0,01)\%$ para μ vindos do decaimento $\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ e $(0,539 \pm 0,02)\%$ para processos *dimuon* e $e^-e^+ \to \mu^-\mu^+(e^-e^+)$, como visto na figura 5.12. Só foram considerados os erros estatísticos. As incertezas sistemáticas introduzidas pelas câmaras de múons e pelo calorímetro hadrônico serão detalhadas na seção 5.5.

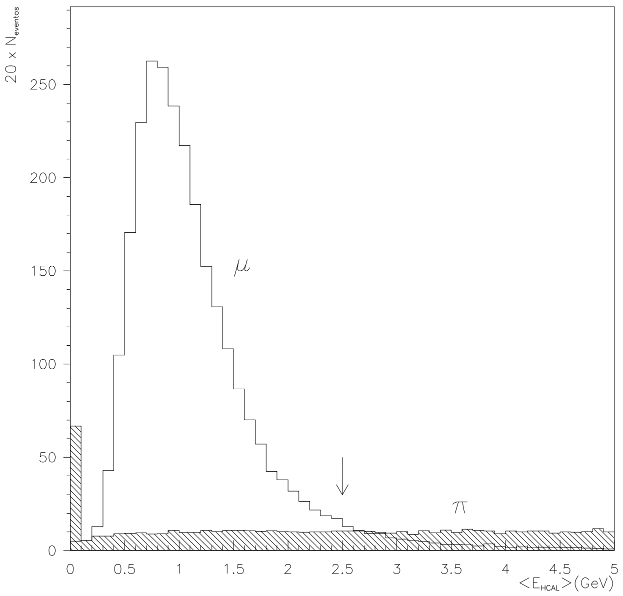


Figura 5.13: Energia média depositada no HCAL ($\langle E_{HCAL} \rangle$), para uma amostra de $\tau^- \to \pi^-(K)\nu_\tau$ (histograma achurado) e $\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ (histograma branco).

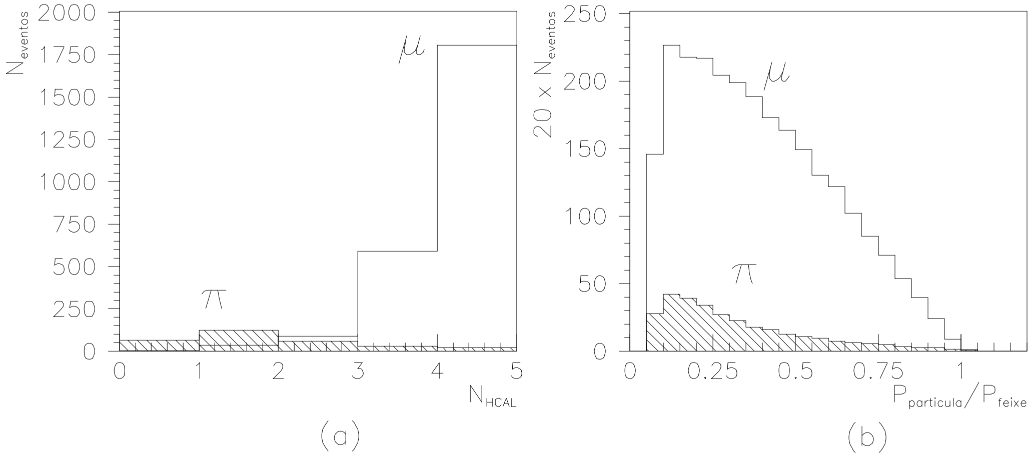


Figura 5.14: (a) Número de camadas do HCAL com sinal e (b) espectro de momentos, para uma amostra de $\tau^- \to \pi^-(K)\nu_\tau$ (histograma achurado) e $\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ (histograma branco).

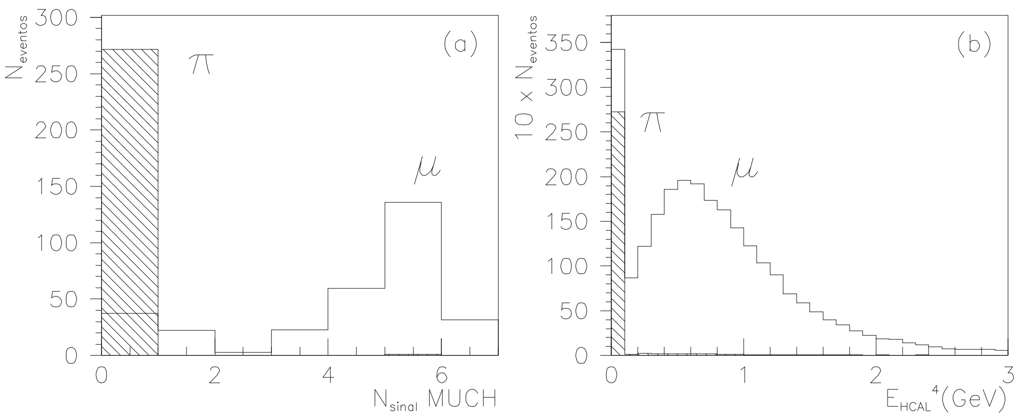


Figura 5.15: (a) Número de camadas com sinal na câmara de múons e (b) energia depositada na 4ª camada do HCAL (E^4_{HCAL}), para o decaimento $\tau^- \to \pi^-(K)\nu_\tau$ (histograma achurado) e $\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ (histograma branco).

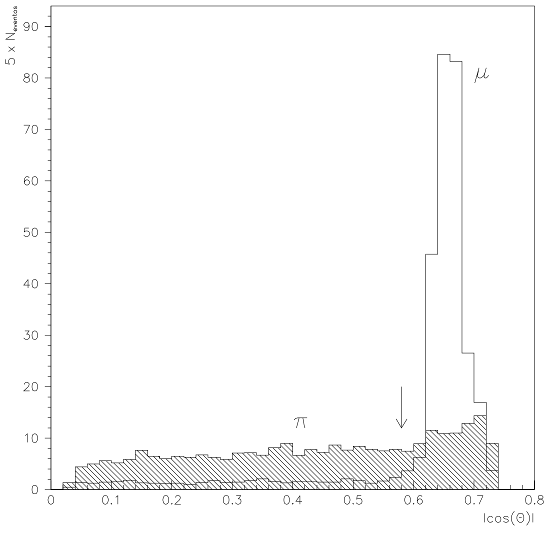


Figura 5.16: Distribuição angular, em função do módulo de $cos\Theta$, dos traços para o decaimento $\tau^- \to \pi^-(K)\nu_\tau$ (histograma achurado) e $\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ (histograma branco).

5.2.4 Eliminação dos Decaimentos $\tau \to \pi\nu_\tau + n\pi^0$, $n > 0$

Esta eliminação baseia-se na observação de chuveiros eletromagnéticos neutros na HPC, não associados a traços de partículas carregadas. Uma boa rejeição é atingida exigindo-se que não haja nenhuma deposição de energia eletromagnética em um cone de 18° ao redor do traço. Isto porque, na mudança do referencial de repouso do τ para o referencial do laboratório, a probabilidade de algum produto do decaimento estar fora do cone de 18° ao redor do traço do τ é muito pequena.

Nesta seleção o maior nível de *background* corresponde ao decaimento $\tau \to \rho\nu_\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$, onde o π^0 não é observado devido à baixa energia ou falta de sensibilidade do detetor. Esta falta de sensibilidade do calorímetro eletromagnético na identificação de partículas neutras resulta em uma incerteza sistemática, detalhada na seção 5.5, na seleção de píons.

5.2.5 Amostra Final de Eventos

A seleção de decaimentos $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$ resultou em um total de 1222 candidatos a este decaimento, na ressonância do Z^0, com uma eficiência de $(57,49 \pm 0,24)\%$ relativa à seleção de um traço. A fração de *background* obtida foi de $(10,09 \pm 0,04)\%$ para o *background* interno, decaimentos diferentes de $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$, e $(0,47 \pm 0,04)\%$ para decaimentos diferentes de $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$, *background* externo. A figura 5.12 mostra a eficiência obtida em cada etapa da seleção, para decaimentos $\tau^- \to \pi^-(K)\nu_\tau$ e o respectivo *background*.

Para eventos com energia de centro de massa fora da ressonância do Z^0 a análise foi dividida em duas regiões, de acordo com os intervalos: $89,5 < E_{CM} < 91,2\,\mathrm{GeV}$

e $91,2 < E_{CM} < 93\,\mathrm{GeV}$. Os critérios de seleção utilizados foram os mesmos descritos anteriormente, havendo uma modificação nos eventos simulados. Nestas faixas de energia só foram simulados os eventos $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$, $\mu^-\mu^+$, e^-e^+. Como a cinemática dos eventos com estados finais $q\bar{q}$ não possui variação considerável fora da massa do Z^0, os eventos simulados com $E_{CM} = M_Z c^2$ foram usados na estimativa do *background*. Para eventos com 4 férmions no estado final foram estimadas as mesmas frações de *background* obtidas na massa do Z^0, uma vez que a variação no cálculo do *background* está dentro do erro esperado para a razão de ramificação.

A amostra total selecionada foi de 17038 candidatos ao decaimento $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$ e 1753 candidatos ao decaimento $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$, com energia de centro de massa no intervalo $89,5 < E_{CM} < 93\,\mathrm{GeV}$. As eficiências e *backgrounds* correspondentes a esta seleção estão detalhados nas tabelas 5.3 e 5.4, para cada faixa de energia.

$e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$			
	$E_{CM} < M_Z c^2$	$E_{CM} = M_Z c^2$	$E_{CM} > M_Z c^2$
candidatos	2314	11515	3209
eficiência (4π)	$53,626 \pm 0,113$	$53,571 \pm 0,054$	$53,618 \pm 0,080$
eficiência (barril)	$82,365 \pm 0,107$	$82,417 \pm 0,051$	$82,057 \pm 0,076$
background %	$3,220 \pm 0,054$	$2,617 \pm 0,023$	$2,666 \pm 0,035$
bg $_{e^+e^-}$ %	$2,287 \pm 0,045$	$1,388 \pm 0,017$	$1,702 \pm 0,028$
bg $_{\mu^+\mu^-}$ %	$0,397 \pm 0,019$	$0,301 \pm 0,008$	$0,423 \pm 0,014$
bg $_{q\bar{q}}$ %	$0,536 \pm 0,022$	$0,539 \pm 0,011$	$0,541 \pm 0,016$
bg $_{\mu^+\mu^-(e^+e^-)}$ %	$0,152 \pm 0,006$	$0,152 \pm 0,006$	$0,152 \pm 0,006$
bg $_{e^+e^-(e^+e^-)}$ %	$0,237 \pm 0,007$	$0,237 \pm 0,007$	$0,237 \pm 0,007$

Tabela 5.3: Sumário das principais características da seleção de $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$, nos dados coletados pelo DELPHI durante o ano de 1995, com energia de centro de massa no intervalo $\mathbf{89,5 < E_{CM} < 93,0}\,\mathrm{GeV}$. Os valores bg correspondem a fração de *background* obtida para cada amostra.

$\tau \to \pi(K)\nu_\tau$			
	$E_{CM} < M_Z c^2$	$E_{CM} = M_Z c^2$	$E_{CM} > M_Z c^2$
candidatos	222	1222	309
eficiência (4π)	$23,65 \pm 0,27$	$23,22 \pm 0,13$	$23,20 \pm 0,19$
eficiência (barril)	$36,12 \pm 0,38$	$35,71 \pm 0,18$	$35,40 \pm 0,27$
background externo %	$0,32 \pm 0,07$	$0,47 \pm 0,04$	$0,40 \pm 0,06$
background interno %	$10,22 \pm 0,07$	$10,09 \pm 0,04$	$10,37 \pm 0,06$
bg $_e$ %	$0,47 \pm 0,09$	$0,50 \pm 0,04$	$0,63 \pm 0,07$
bg $_\mu$ %	$1,03 \pm 0,13$	$0,97 \pm 0,06$	$0,99 \pm 0,09$
bg $_\rho$ %	$5,48 \pm 0,29$	$5,38 \pm 0,14$	$5,40 \pm 0,20$
bg $_{a1}$ %	$0,05 \pm 0,03$	$0,08 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,03$
bg $_{k*}$ %	$1,87 \pm 0,17$	$2,11 \pm 0,09$	$2,10 \pm 0,13$
bg $_{n\pi}$ %	$1,31 \pm 0,14$	$1,05 \pm 0,06$	$1,10 \pm 0,09$

Tabela 5.4: Sumário das principais características da seleção de $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$, nos dados coletados pelo DELPHI durante o ano de 1995, com energia de centro de massa no intervalo $\mathbf{89,5 < E_{CM} < 93,0}$ GeV. O *background* interno corresponde a fração de *background* obtida para outros decaimento do τ, detalhados nos valores de bg.

5.3 Cálculo da Razão de Ramificação

A razão de ramificação (BR - *Branching Ratio*) é definida como

$$BR_{\tau \to \pi(K)\nu_\tau} = \frac{N_{\pi(K)}}{N_\tau} \, \frac{1 - bg_{\pi(K)}}{1 - bg_\tau} \, \frac{\epsilon_\tau}{\epsilon_{\pi(K)}} \quad , \tag{5.4}$$

onde $N_{\pi(K)}$ é o número de candidatos a píon, $\epsilon_{\pi(K)}$ é a eficiência obtida na seleção de píons e $bg_{\pi(K)}$ a correspondente fração de *background*; N_τ é o número de candidatos a tau, selecionados com a respectiva eficiência (ϵ_τ) e fração de *background* (bg_τ).

O resultado encontrado para a razão de ramificação foi igual a

$$BR_{\tau \to \pi(K)\nu_\tau} = 11,85 \pm 0,30\,\% \quad ,$$

com erro apenas estatístico. Este resultado possui uma incerteza sistemática, originada do critério de seleção, que será descrita na seção 5.5.

5.4 Medida da Polarização do τ no decaimento $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$

A medida da polarização baseou-se no estudo do espectro de momentos da amostra selecionada, cujas características principais estão descritas na tabela 5.4. Esta medida consiste em ajustar aos dados os eventos simulados, sinal e *background*, com polarização positiva e negativa, através da equação:

$$D(\vec{p}) = A\left[\langle P_\tau\rangle S^+(\vec{p}) + (1 - \langle P_\tau\rangle) S^-(\vec{p})\right] + Bg(\vec{p}) \quad , \tag{5.5}$$

onde A e $\langle P_\tau\rangle$ são parâmetros livres do ajuste, $D(\vec{p})$, $S^+(\vec{p})$, $S^-(\vec{p})$ e $Bg(\vec{p})$ são as distribuições de momento dos dados experimentais, da amostra de eventos simulados com polarização positiva e negativa e da amostra de *background* simulado, respectivamente. A figura 5.17 mostra a polarização média $\langle P_\tau\rangle$ obtida, a partir deste ajuste, para a amostra total selecionada com energia de centro de massa na ressonância do Z^0.

Como a polarização do τ possui uma dependência angular em θ, a maneira mais adequada é medir a polarização como função de $cos\theta$ ($P_\tau(cos\theta)$). Desta forma, através da equação 5.1, pode-se determinar o valor de $\langle P_\tau\rangle$ e P_{Z^0} simultaneamente. Com o intuito de medir $P_\tau(cos\theta)$ os eventos selecionados foram agrupados em seis regiões de $cos\theta$, com a mesma largura, e mediu-se a polarização em cada uma destas regiões, como ilustrado na figura 5.18. Os resultados obtidos para cada região estão detalhados na tabela 5.5. Os valores encontrados a partir do ajuste da equação 5.1, considerando-se apenas os erros estatísticos, foram

$$\begin{array}{c} \langle P_\tau\rangle = -0,172 \pm 0,049 \\ P_{Z^0} = -0,091 \pm 0,075 \end{array} \quad ,$$

com χ^2 igual a 6,5 para 4 graus de liberdade. Assumindo a universalidade elétron-tau, o valor obtido para a polarização foi igual a

$$\langle P_\tau \rangle \equiv P_{Z^0} = -0,147 \pm 0,041 \quad ,$$

com χ^2 de 5,8 por 4 graus de liberdade. Estes resultados foram obtidos através do ajuste da equação 5.1, ilustrado figura 5.19, considerando-se somente os erros estatísticos. A seção seguinte fornece um detalhamento das incertezas sistemáticas decorrentes do processo de seleção.

$89,5 < E_{CM} < 93\,\mathrm{GeV}$			
Região	cosθ	Candidatos	$P_\tau(cos\theta)$
1	$[-0,732; -0,488]$	322	$-0,207 \pm 0,117$
2	$[-0,488; -0,244]$	296	$+0,129 \pm 0,125$
3	$[-0,244; \ \ 0,000]$	246	$-0,320 \pm 0,134$
4	$[\ \ 0,000; +0,244]$	243	$-0,143 \pm 0,132$
5	$[+0,244; +0,488]$	305	$-0,243 \pm 0,108$
6	$[+0,488; +0,732]$	341	$-0,244 \pm 0,114$
Todos	$[-0,732; +0,732]$	1753	$-0,154 \pm 0,047$

Tabela 5.5: Resultados obtidos para medida de $P_\tau(cos\theta)$ no decaimento $\tau \rightarrow \pi(K)\nu_\tau$, em cada região de $cos\theta$, para eventos com energia de centro de massa no intervalo $\mathbf{89,5 < E_{CM} < 93\,GeV}$.

5.5 Estudo dos Erros Sistemáticos

Uma importante contribuição de incertezas sistemáticas na medida da razão de ramificação (BR) e da polarização $\langle P_\tau \rangle$ é derivada da dependência do momento com a eficiência da seleção. Os erros sistemáticos associados à seleção foram estudados considerando cada critério de seleção separadamente.

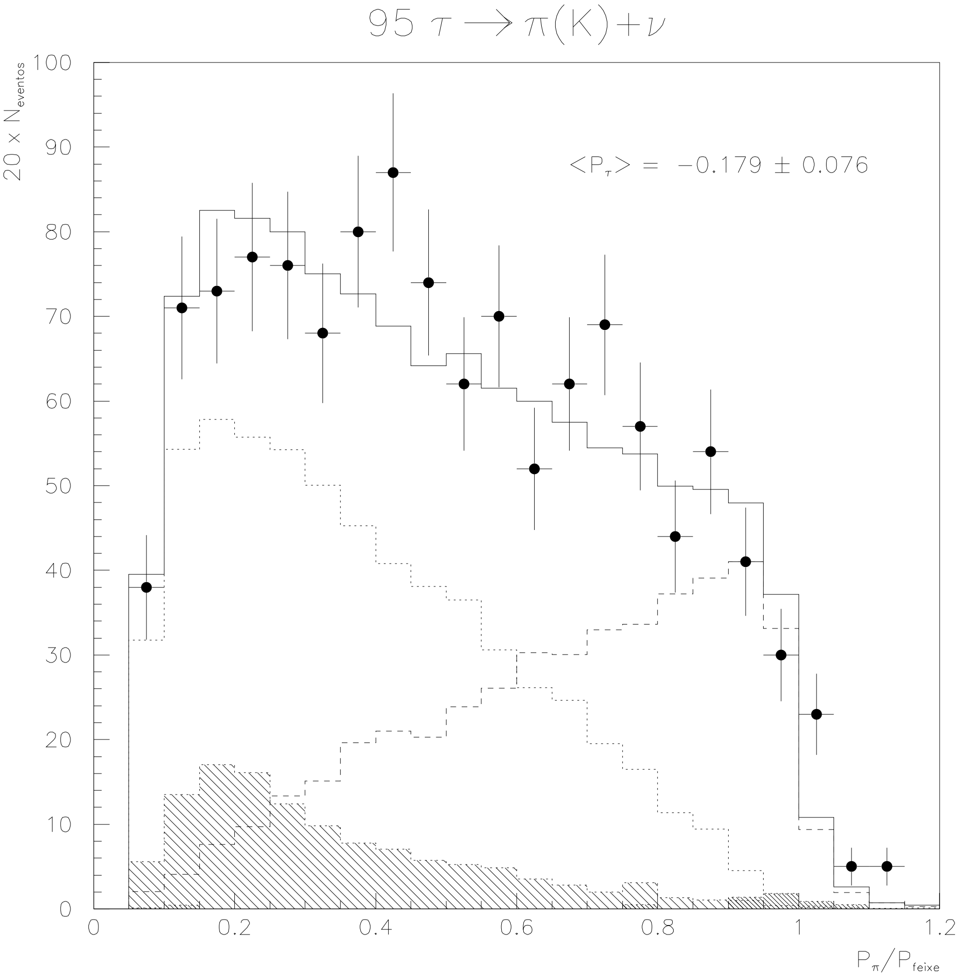
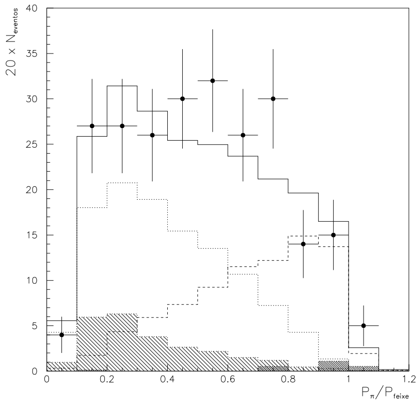
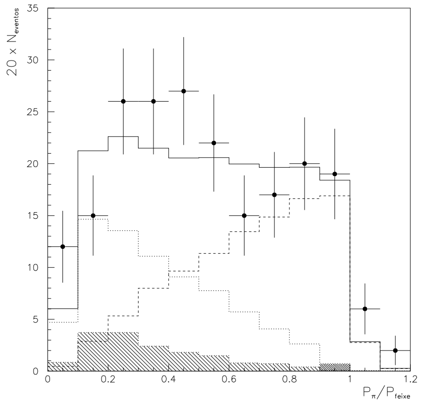


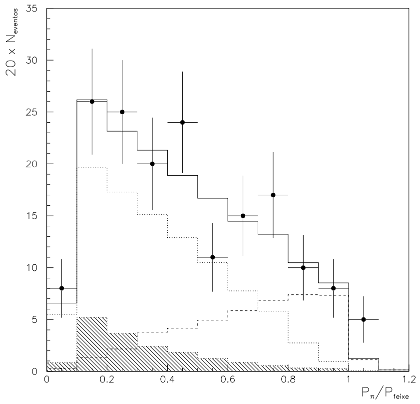
Figura 5.17: Espectro de momentos obtido para os candidatos a $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$, com $\mathbf{E_{CM} = M_Z c^2}$. Os pontos com barras de erro mostram os dados reais. A linha sólida corresponde aos eventos simulados com polarização $\langle P_\tau \rangle$ superimposta, a linha pontilhada e tracejada correspondem a polarização negativa e positiva, respectivamente. A área achurada mostra o *background* originado de outros decaimentos do τ e a área sólida o *background* relativo a decaimentos diferentes de $Z^0 \to \tau^+\tau^-$.



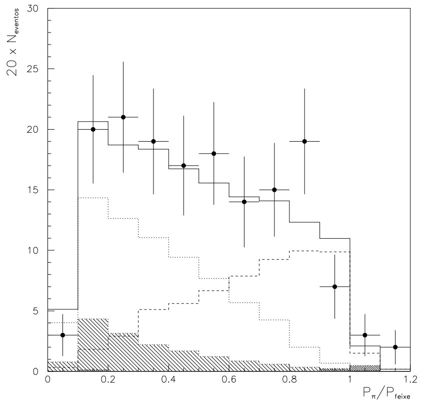
(a) $-0,732 < cos\theta < -0,488$



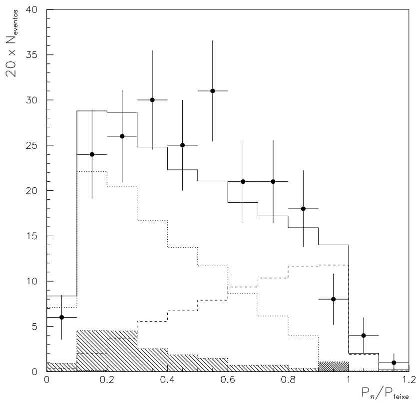
(b) $-0,488 < cos\theta < -0,244$



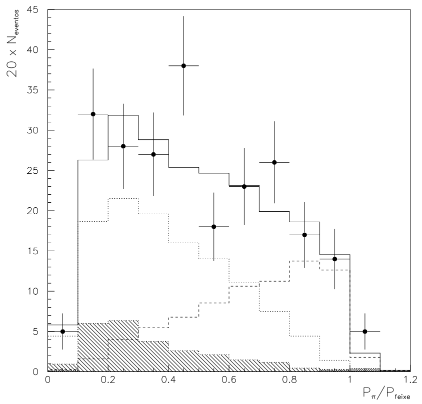
(c) $-0,244 < cos\theta < 0,000$



(d) $0,000 < cos\theta < +0,244$



(e) $+0,244 < cos\theta < +0,488$



(f) $+0,488 < cos\theta < +0,732$

Figura 5.18: Espectros de momentos obtidos para os candidatos a $\tau \rightarrow \pi(K)\nu_\tau$ em regiões de $cos\theta$, com $\mathbf{E_{CM} = M_Z c^2}$. A nomenclatura utilizada é a mesma da figura 5.17.

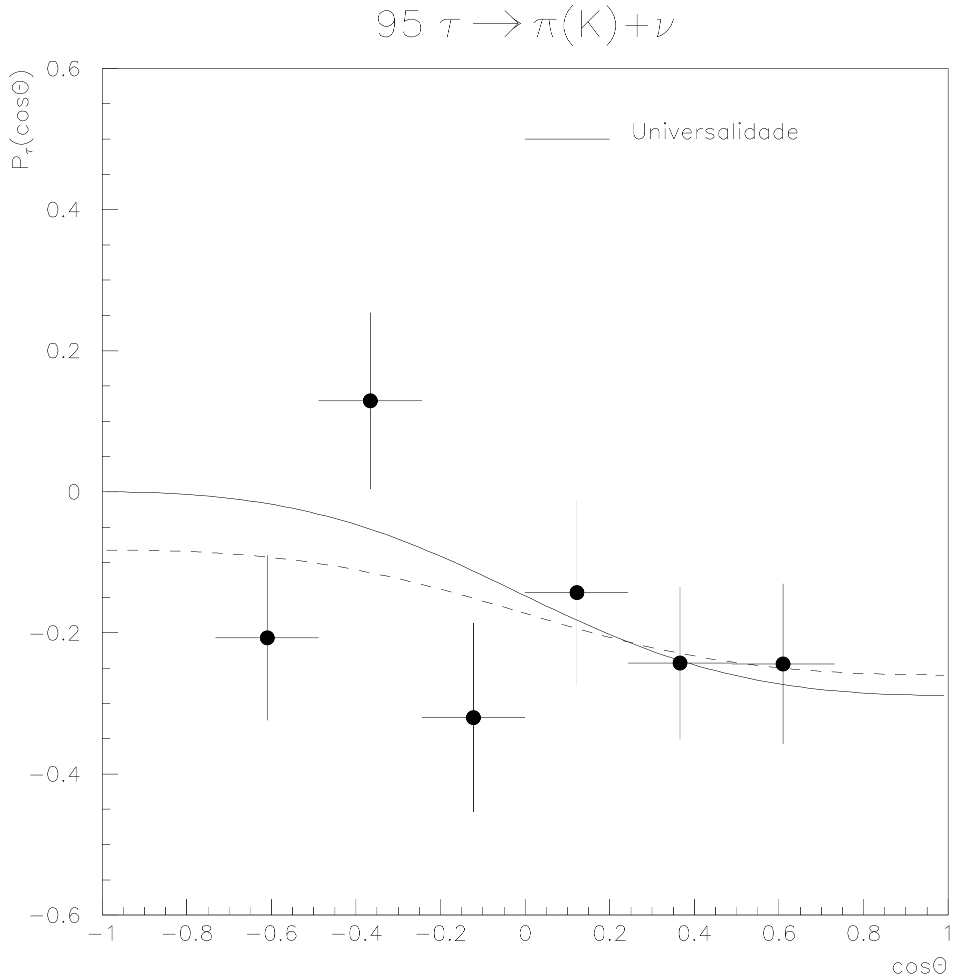


Figura 5.19: Valores obtidos para $P_\tau(cos\theta)$ no decaimento $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$, nos eventos com energia de centro de massa no intervalo $\mathbf{89,5 < E_{CM} < 93\,GeV}$. A linha tracejada mostra o ajuste da equação 5.1 e a linha sólida assume a universalidade ($\langle P_\tau \rangle = P_{Z^0}$).

A incerteza obtida na eliminação de eventos com e^+e^- e $\mu^+\mu^-$ nos estados finais foi estimada supondo haver o dobro do *background* encontrado para estes eventos na amostra selecionada e supondo não haver nenhum *background*. Esta variação resultou em um erro de $\pm\, 0,08$ na medida de BR e $\pm\, 0,010$ na medida da polarização, para eventos com e^+e^-. Para os eventos $\mu^+\mu^-$ os erros obtidos foram $\pm\, 0,08$ na medida do BR e $\pm\, 0,004$ na medida da polarização.

A eliminação de elétrons introduz uma incerteza de $\pm\, 0,17$ no cálculo da taxa de ramificação e $\pm\, 0,019$ na determinação de $\langle P_\tau \rangle$. A principal origem desta incerteza é devida a ineficiências nas camadas da HPC e a correção da dependência angular na medida da ionização do traço na TPC. Esta correção é necessária porque o programa de reconstrução do dE/dx introduz uma dependência angular em θ (ângulo polar do DELPHI) para traços vindos do decaimento leptônico do Z^0. Isto ocorre porque os estados finais do decaimento hadrônico do Z^0, por possuirem muito traços, induzem um erro na medida do tempo de deriva, devido ao grande número de elétrons produzidos. Este erro é corrigido automaticamente pelo programa de reconstrução dos traços na TPC e, consequentemente, introduz uma dependência nos traços vindos de decaimentos leptônicos do Z^0, que possuem um número de traços menor que os decaimentos hadrônicos. O erro resultante de ineficiências das camadas da HPC foram estimados substituindo-se os cortes relativo as energias das $4^{\underline{as}}$ camadas por cortes equivalentes usando-se a soma das energias das camadas 5, 6 e 7.

Um importante erro sistemático também é observado nos critérios de eliminação de múons. Esta incerteza é originada de ineficiências nas câmaras de múons, que introduzem um desacordo entre os dados e os eventos simulados. Como consequência, existe um erro de $\pm 0,22$ no cálculo da razão de ramificação e $\pm 0,023$ na medida de $\langle P_\tau \rangle$. Estes erros foram calculados aplicando-se os critérios de eliminação de múons, descritos na seção 5.2.3, em uma amostra de píons, selecionada a partir dos dados e dos eventos simulados de $\tau \to \rho\nu_\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$, e verificando-se a variação obtida na medida de BR e da polarização.

A estimativa da incerteza proveniente da eliminação de decaimentos hadrônicos do τ que contêm π^0 foi desenvolvida por dois métodos. Em um dos métodos verificou-se a estabilidade da medida de BR e $\langle P_\tau \rangle$ considerando-se a eficiência na deteção de fótons, ou seja, variando-se em 20% o *background* vindo de $\tau \to \rho\nu_\tau$ e $\tau \to a_1\nu_\tau \to \pi\pi^0\nu_\tau$. No outro método foi estudada uma variação de 15% no *background* de $\tau \to K^*\nu_\tau \to \pi K_L^0\nu_\tau$, onde o π não está acompanhado por um π^0 mas sim por uma interação forte com o K_L^0. Este percentual (15%) foi estimado através da incerteza na medida do BR, contida na referência [25]. Ambas as variações resultaram em um erro de $\pm 0,018$ na medida da polarização e $\pm 0,18$ no cálculo do BR.

O erro sistemático total obtido foi de $\pm 0,036$ na medida da polarização e $\pm 0,35$ na medida da razão de ramificação. Este erro foi determinado através da soma quadrática de todas as incertezas, resumidas na tabela 5.6.

Tipo de *Background*	δBR	$\delta \langle P_\tau \rangle$
e^+e^-	$\pm 0,08$	$\pm 0,010$
$\mu^+\mu^-$	$\pm 0,08$	$\pm 0,004$
elétrons	$\pm 0,17$	$\pm 0,019$
múons	$\pm 0,22$	$\pm 0,023$
neutros	$\pm 0,18$	$\pm 0,018$
Total	$\pm 0,35$	$\pm 0,036$

Tabela 5.6: Sumário das incertezas sistemáticas obtidas na medida de BR e $\langle P_\tau \rangle$, para o decaimento $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$.

5.6 Sumário e Conclusão

O valor encontrado para a razão de ramificação do $\tau \rightarrow \pi(K)\nu_\tau$, utilizando os dados coletados pelo DELPHI em 1995, foi igual a

$$BR_{\tau\rightarrow\pi(K)\nu_\tau} = 11,85 \pm 0,30 \pm 0,35\,\% \quad ,$$

onde o primeiro erro corresponde à incerteza estatística e o segundo a efeitos sistemáticos. Estes resultados foram combinados com os valores obtidos para os anos de 1991, 1992, 1993 e 1994; resumidos na tabela 5.7. O valor final encontrado para razão de ramificação do $\tau \rightarrow \pi(K)\nu_\tau$ nos dados do **LEP1**[9] foi

$$\boxed{BR_{\tau\rightarrow\pi(K)\nu_\tau} = 11,92 \pm 0,14 \pm 0,21\,\%} \quad .$$

No caso da polarização o valor medido, para os dados de 1995, foi:

$$\langle P_\tau \rangle \equiv P_{Z^0} = -0,147 \pm 0,041 \pm 0,036 \quad .$$

Os resultados da medida da polarização correspondentes aos anos de 1991, 1992, 1993 e 1994 estão descritos na tabela 5.8. Combinando-se os valores de $P_\tau(cos\theta)$, resumidos nas tabelas 5.5 e 5.9, a polarização encontradada no decaimento $\tau \rightarrow \pi(K)\nu_\tau$ no **LEP1** foi,

$$\begin{array}{ll}
\hline\hline
\langle P_\tau \rangle = -0,187 \pm 0,020 \pm 0,023 & \\
P_{Z^0} = -0,121 \pm 0,032 \pm 0,023 & \chi^2/g.l. = 11.8/4 \\
\hline
\langle P_\tau \rangle \equiv P_{Z^0} = -0,167 \pm 0,017 \pm 0,023 & \chi^2/g.l. = 11.9/4 \\
\hline\hline
\end{array} \quad .$$

Estes resultados estão ilustrados na figura 5.20.

[9]LEP1 é a primeira fase de funcionamento do acelerador LEP, iniciada em 1989 e com energia de centro de massa entre 89,5 e 93 GeV. Uma informação mais detalhada pode ser encontrada na seção 2.1

Ano	Candidatos	Razão de Ramificação
1991 e 1992	1807	$11,84 \pm 0,28 \pm 0,49\,\%$
1993	1176	$12,15 \pm 0,35 \pm 0,35\,\%$
1994	2982	$11,88 \pm 0,24 \pm 0,21\,\%$
1995	1753	$11,85 \pm 0,30 \pm 0,35\,\%$
Total	7718	$11,92 \pm 0,14 \pm 0,21\,\%$

Tabela 5.7: Sumário das razões de ramificação do decaimento $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$ no LEP1. O primeiro erro correspode à incerteza estatística e o segundo a efeitos sistemáticos.

Ano	Candidatos	$\langle P_\tau \rangle$
1991 e 1992	1807	$-0,199 \pm 0,036 \pm 0,041$
1993	1176	$-0,224 \pm 0,038 \pm 0,023$
1994	2982	$-0,190 \pm 0,037 \pm 0,023$
1995	1753	$-0,147 \pm 0,041 \pm 0,036$
Total	7718	$-0,187 \pm 0,020 \pm 0,023$

Tabela 5.8: Sumário das medidas de $\langle P_\tau \rangle$ para o decaimento $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$, no LEP1.

Região	cosθ	$P_\tau(cos\theta)$ (91 - 94)	$P_\tau(cos\theta)$ (91 - 95)
1	$[-0,732; -0,488]$	$-0,128 \pm 0,055$	$-0,142 \pm 0,050$
2	$[-0,488; -0,244]$	$-0,063 \pm 0,058$	$-0,029 \pm 0,053$
3	$[-0,244; \;\; 0,000]$	$-0,200 \pm 0,055$	$-0,218 \pm 0,051$
4	$[\;\; 0,000; +0,244]$	$-0,091 \pm 0,054$	$-0,098 \pm 0,050$
5	$[+0,244; +0,488]$	$-0,313 \pm 0,047$	$-0,302 \pm 0,043$
6	$[+0,488; +0,732]$	$-0,319 \pm 0,054$	$-0,305 \pm 0,049$

Tabela 5.9: Resultados obtidos para medida de $P_\tau(cos\theta)$ no decaimento $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$, em cada região de $cos\theta$. A terceira coluna corresponde aos dados combinados de 1991 a 1994 e a última corresponde aos dados de 1991 a 1995, valores finais do LEP1.

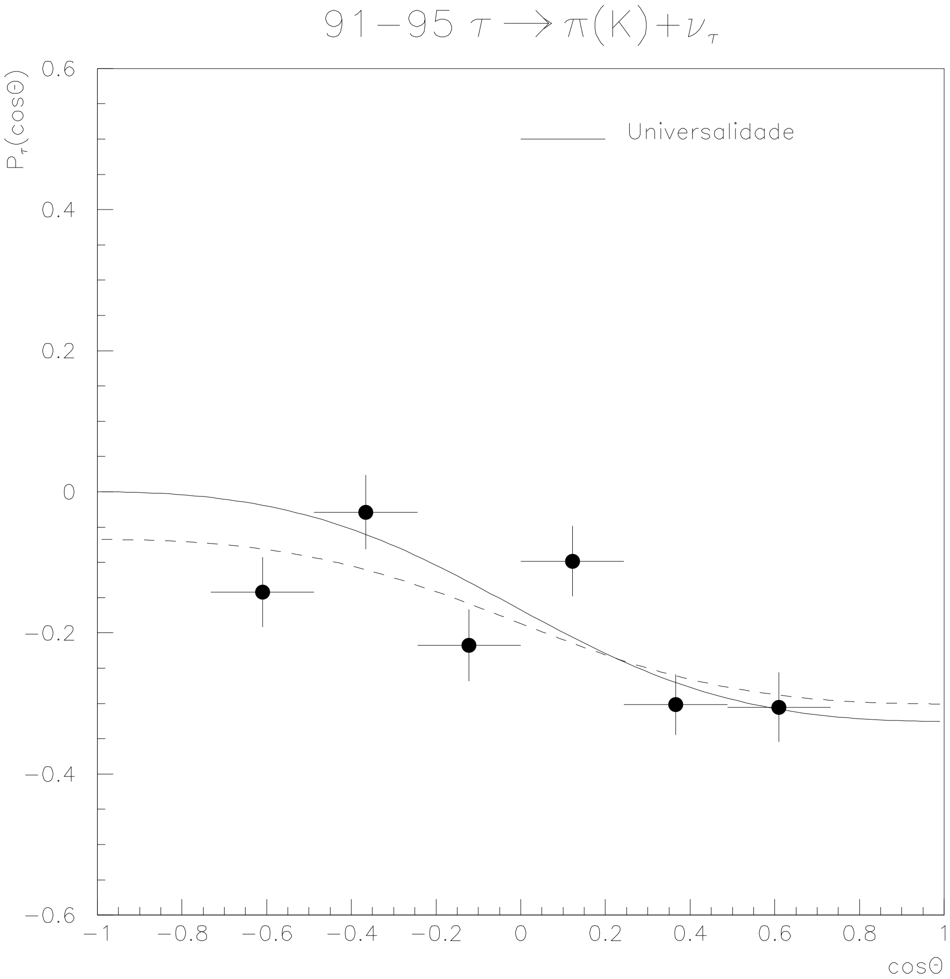


Figura 5.20: Valores finais do LEP1 obtidos para $P_\tau(cos\theta)$ no decaimento $\tau \rightarrow \pi(K)\nu_\tau$. A linha tracejada mostra o ajuste da equação 5.1 e a linha sólida assume a universalidade ($\langle P_\tau \rangle = P_{Z^0}$).

Capítulo 6

Conclusão

O estudo da física do lépton τ permite uma verificação precisa de aspectos do modelo padrão mínimo, tais como os acoplamentos eletrofracos. Durante algum tempo, devido a limitações experimentais, a soma das taxas de decaimento do tau possuia um valor menor que 100% e as medidas de $sen^2\theta_W^{eff}$, uma precisão de 0,005 [31]. Com a construção do acelerador LEP, foi possível desenvolver um estudo mais preciso do lépton tau, medir a sua polarização e aumentar a precisão na medida do ângulo de mistura de Weinberg.

No presente trabalho foram selecionados 17038 candidatos a $e^-e^+ \to \tau^-\tau^+$ e 1753 candidatos ao decaimento $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$, relativos ao ano de 1995 e com energia de centro de massa no intervalo $89,5 < E_{CM} < 93,0\,\mathrm{GeV}$. Os resultados obtidos para a razão de ramificação e para a polarização leptônica foram:

$$\mathbf{BR}_{\tau\to\pi(\mathbf{K})\nu_\tau} = \mathbf{11,85 \ \pm \ 0,30 \ \pm \ 0,35\,\%} \tag{6.1}$$

$$\langle \mathbf{P}_\ell \rangle = -\mathbf{0,147 \ \pm \ 0,041 \ \pm \ 0,036} \quad , \tag{6.2}$$

onde o primeiro erro é estatístico e o segundo corresponde a incertezas sistemáticas.

Os resultados finais correspondentes ao estudo do decaimento $\tau \to \pi(K)\nu_\tau$ na primeira fase de funcionamento do LEP (91 a 95), onde foram produzidos $\approx 10^5$ eventos $\tau^+\tau^-$ na região $|cos\theta| < 0,732$, foram:

$$\mathbf{BR}_{\tau \to \pi(\mathbf{K})\nu_\tau} = \mathbf{11,92 \ \pm \ 0,14 \ \pm \ 0,21\,\%} \tag{6.3}$$

$$\langle \mathbf{P}_\ell \rangle = -\mathbf{0,167 \ \pm \ 0,017 \ \pm \ 0,023} \quad . \tag{6.4}$$

A partir da medida da polarização, o valor encontrado para o ângulo de mistura de Weinberg, considerando-se tanto as incertezas sistemáticas quanto estatísticas, é

$$\mathbf{sen^2}\theta_{\mathbf{W}}^{\mathbf{eff}} = \mathbf{0,229 \ \pm \ 0,004} \quad . \tag{6.5}$$

Este resultado está em acordo com a hipótese da universalidade leptônica proposta pelo modelo padrão e com os resultados mais recentes [25]. Uma maior precisão pode ser obtida combinando-se a polarização do tau em todos os seus decaimentos. Esta precisão é da ordem de $\Delta(sen^2\theta_W^{eff}) = 0,0015$ no detetor DELPHI. Atualmente, a medida do $sen^2\theta_W^{eff}$ no LEP domina o resultado do PDG [25] e é aproximadamente 18 vezes mais precisa que o valor anterior ao LEP [31]. Dentre as diversas maneiras de se determinar o ângulo de mistura de Weinberg, ilustradas na figura 6.1, as únicas medidas mais precisas que a polarização do tau são as assimetrias *forward-backward* leptônica e do quark b, como ilustrado.

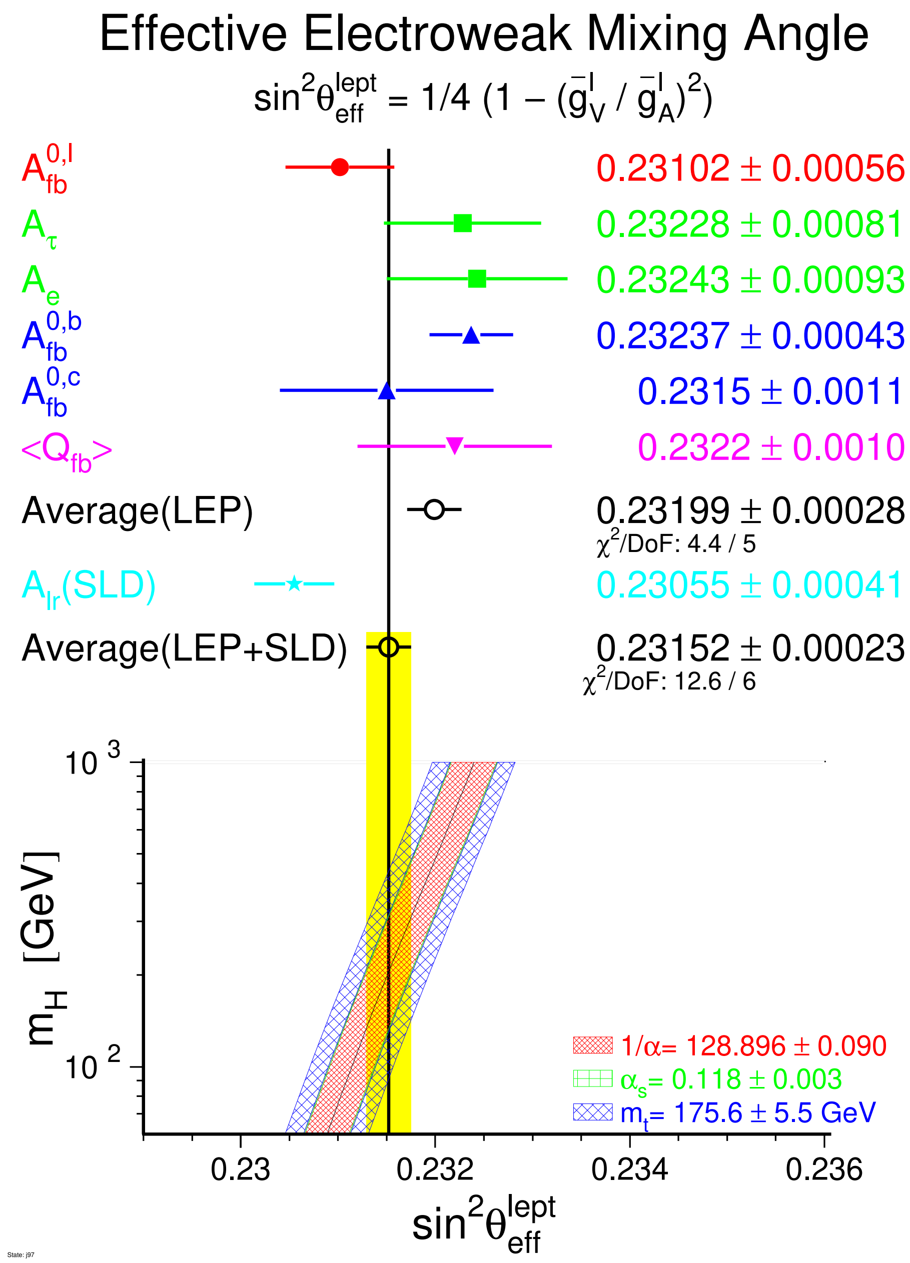


Figura 6.1: Valores obtidos para o ângulo de mistura de Weinberg ($sen^2\theta_W^{eff}$) em diversas medidas experimentais. Estes resultados foram apresentados na conferência HEP'97 - agosto de 1997, Jerusalém.

Referências

[1] F. J. Yndurain, "Quantum Chromodynamics: an Introduction to the Theory of Quarks and Gluons", New York (1983);

CETQ Collaboration, Rev. Mod. Phys. **67** (1995) 157.

[2] S. L. Glashow, Nucl. Physc. **B22** (1961) 579;

S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;

A. Salam in *Proceedings of the 8th Nobel Symposium*, p.367, ed. N. Svartholm, (Almquist and Wiksell) Stockholm (1968).

[3] W. Herr, B. Goddard, E. Keil, M. Lamont, M. Meddahi and E. Peschardt , "Experience with Bunch trains in LEP", CERN, Geneva, Switzerland.

[4] DELPHI Collaboration, Nucl. Instr. Meth. bf A330 (1991) 233-276;

DELPHI Collaboration, Nucl. Instr. Meth. bf A378 (1996) 57-100.

[5] Érica R. Polycarpo, "Estudo do Decaimento $\tau \to a_1(\pi\pi\pi)\nu_\tau$", Tese de Mestrado - IF/UFRJ (1998).

[6] Tatiana da Silva, "Medida da Razão de Ramificação do $\tau \to \omega\pi\nu_\tau$, no detetor DELPHI", Tese de Mestrado - IF/UFRJ (1998).

[7] "DELSIM User Manual", DELPHI 87-96/PROG (1989) 99.

[8] "Data Analysis Program (DELANA) Users's Guide, Version 1.2", DELPHI 89-44/PROG (1989) 137.

[9] D. Bertrand, L. Pape, "TANAGRA, Track Analysis Graphics Package, Version 3.12", DELPHI 87-95/PROG (1989) 98.

[10] V. Perevozchicov, N. Smirnov, "PHDST Package Description, Version 3.00", DELPHI 92-118/PROG (1994) 189.

[11] S. De Brabandere, M. Dam and D. M. Edsall, "TAUPLUS, a TAU physics analysis package, Version 5.2", DELPHI 94-131/PROG (1994) 209.

[12] C. Kreuter, M. Feindt, O. Podobrin, "ELEPHANT Reference Manual", DELPHI 96-82/PROG 217.

[13] The DELPHI Collaboration, "How to use the MAMMOTH program", DELPHI 96-52/PROG (1996) 216.

[14] H. De Boeck and G. R. Wilkinson, "MUFLAG: A framework for Muon Identification", DELPHI 93-14/PHYS (1993) 263.

[15] P. A. Cherenkov, "At the Threshold of Discovery", Nucl. Instr. Meth. **A248** (1986) 1-4.

[16] I. Frank et I. Tamn, Dokl. Akad. Nauk SSSR **14** (1937) 107.

[17] J. Séguinot, "Les Compteurs Cherenkov: Applications et Limites pour l'Identification des Particules Développements et Perspectives", CERN-EP/89-92, juillet 1989.

[18] W. Dulinski et al., Nucl. Instr. Meth. **A252** (1986) 418;

W. Adam et al., "The Ring Imaging Cherenkov Detector of DELPHI", DELPHI 93-110 RICH 56.

[19] 3M Co. St. Paul, MN 55144, USA C_6F_{14} product code FC72 or PF5060, C_5F_{12} product code FC87 or PF5050, C_4F_{10} product code DP L-12321.

[20] W. Adam et al., DELPHI 94-112 PHYS 429, junho de 1994.

[21] P. Adrianos et al., Nucl. Instr. Meth. **A294** (1990) 424;

A. Markou et al., "Determination of Drif Velocity and Lorentz Angle in the Forward RICH", DELPHI 91-95 RICH 45, October 1991.

[22] W. Adam et al., Nucl. Instr. Meth. **A360** (1995) 416-422.

[23] McCabe and Thiele, Ind. Eng. Chem. **17** (1925) 605.

[24] M. Dam, "Tests of the Electroweak Theory with the DELPHI Detector at LEP", Doctor Thesis - University of Oslo (1995).

[25] Particle Data Group, Phys. Rev. **D54** (1996). Institute of Physics.

[26] "DELPHI Results on the Measurement of the Z^0 parameters", DELPHI 97-130, CONF 109, july 1997.

[27] M. Perl et al., Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489.

[28] P. Privitera, "Study of the decay $\tau \rightarrow (3\pi)n\gamma\nu_\tau$ with DELPHI detector at LEP", Doctor Thesis - University of Karlsruhe (1993).

[29] F. Matorras, "A Selection of Tau Lepton Studies", DELPHI (1992) 92-124.

[30] DELPHI Collaboration, "Improved Measurements of Cross Sections and Asymetries at the Z^0 Resonance", CERN-PPE/94-31.

[31] Phys. Rev. Lett. **B204** (1988) 1-86.