UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO

INSTITUTO DE FÍSICA

Estudo do decaimento $\tau \rightarrow a1(\pi\pi\pi)\nu_\tau$.

Tese de Mestrado

Érica Ribeiro Polycarpo

Orientador: Leandro S. de Paula

Agradecimentos

A Leandro de Paula, pela orientação cuidadosa, pelas oportunidades, pelo carinho e amizade de sempre.

A Bernard Maréchal, pelas oportunidades oferecidas, pelo carinho, apoio e incentivo constantes.

A Sandra Amato, pelo apoio e orientação em diversos momentos, principalmente durante a iniciação científica e o tempo de St. Genis.

A Míriam Gandelman, pela preparação ao estágio no detetor de vértices, pela ajuda e apoio neste tempo e em todos os momentos.

A João Torres de Mello Neto e todo o grupo de Física de Altas Energias, pelas idéias, discussões, sugestões, seja nos seminários ou não.

Aos amigos de turma. Em particular a Danielle M. Moraes e Tatiana da Silva, pela amizade, pela convivência de sempre. pelas discussões constantes, desde as listas de exercícios até as partes mais específicas de nossos trabalhos.

Aos professores que participaram de minha formação, nas aulas ou não.

Aos professores do departamento de Física Nuclear, pela acolhida e convivência, especialmente a Felipe Canto e àqueles que muito me ajudaram na impressão desta tese.

Aos funcionários do departamento de Física Nuclear e aos que trabalham na rede de computação do Instituto de Física.

A Philippe Gavillet, pela oportunidade de ir ao CERN e por ter estado sempre disponível para resolver os problemas que, felizmente, não apareceram.

To Hans Dijkstra for the oportunity to work in the VD group.

To Paula Collins, for being so friendly and for the patient support.

To Igor Stavitski, with whom I learned so much.

Aos meus queridos pais, pela presença, carinho e apoio de sempre. Pelo incentivo e confiança de todos os dias.

Aos meus irmãos, pela torcida e amizade.

A Marcelo Macedo, pelo incentivo e apoio constante e também pela ajuda com as figuras do Corel Draw.

Este trabalho é dedicado a Helen Polycarpo Ribeiro.

Tese parcialmente financiada pela CAPES, Reitoria da UFRJ e Comunidade Européia, contrato número CI1*-CT94-118.

Resumo

Neste trabalho realiza-se a medida das razões de ramificação dos decaimentos $\tau \rightarrow 3hn\pi^0\nu_\tau\,(n \geq 0)$, $\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$, e $\tau \rightarrow a1\nu_\tau \rightarrow \pi\pi\pi\nu_\tau$, utilizando dados do detetor DELPHI coletados durante o ano de 1995. A amostra de eventos de $\tau \rightarrow a1\nu_\tau$ selecionada é utilizada para a análise de polarização. Os valores medidos são compatíveis com medidas recentes e também com o Modelo Padrão Eletrofraco.

Abstract

In this thesis the measurement of the branching fractions of the $\tau \rightarrow 3hn\pi^0\nu_\tau\,(n \geq 0)$, $\tau \rightarrow 3h\nu_\tau$ and $\tau \rightarrow a1\nu_\tau \rightarrow \pi\pi\pi\nu_\tau$ decays is performed, using the data collected by DELPHI during the 1995 run. The sample of $\tau \rightarrow a1\nu_\tau$ events is used in the polarization analysis. The measured values are compatible with the Standard Eletroweak Model and with previous measurements.

Índice

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Capítulo 1

Introdução

A teoria que descreve as interações entre as partículas elementares atualmente é o Modelo Padrão, que inclui a Cromodinâmica Quântica (QCD) e a unificação da Eletrodinâmica Quântica (QED) com o modelo das interações fracas. O Modelo Padrão Eletrofraco fornece uma descrição parcialmente unificada das interações fraca e eletromagnética e tem tido imenso sucesso na descrição de uma enorme quantidade de dados experimentais. O acelerador LEP, operando com energia no pico de ressonância do bóson neutro Z^0, permite a realização de uma série de medidas que atuam como testes de precisão sensível às correções perturbativas do Modelo.

Entre estas medidas, as assimetrias de férmions em energias de centro de massa da ordem da massa do bóson Z^0 representam um papel importante na determinação dos acoplamentos vetoriais e axiais e, consequentemente, do ângulo de mistura de Weinberg.

A polarização é uma das assimetrias de férmions produzidas nestas energias e é resultante do fato de a probabilidade de produção de um férmion de helicidade negativa no processo $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ ser diferente da probabilidade de produção de um férmion com helicidade positiva.

No LEP, não há como medir o spin das partículas. Como o τ é o único lépton que decai no volume do detetor, é o único através do qual se pode obter informação sobre o estado de helicidade. Esta informação é extraída das distribuições angulares dos produtos dos seus decaimentos.

Esta tese apresenta a medida da polarização do τ a partir do decaimento $\tau \rightarrow a1\nu_\tau \rightarrow \pi\pi\pi\nu_\tau$ com dados do detetor DELPHI do LEP, obtidos durante a tomada de dados de 1995. No segundo capítulo, uma descrição geral do acelerador e do detetor é realizada, com ênfase nos pontos de maior interesse para esta análise.

No terceiro capítulo, o detetor de vértices do DELPHI é descrito de forma mais abrangente. No quarto, apresenta-se uma introdução aos fundamentos teóricos necessários para o entendimento dos métodos de determinação da polarização.

No quinto capítulo são descritas as etapas de seleção dos eventos, que permitiu a obtenção de duas razões de ramificação inclusivas ($\tau \rightarrow 3hn\pi^0\nu_\tau$, $3h\nu_\tau$) e uma exclusiva ($\tau \rightarrow a1\nu_\tau$), no caso em que o a1 decai em três píons carregados. Apresenta-se também os resultados obtidos para a polarização, comparando-os com resultados obtidos com dados de diferentes períodos de operação do LEP.

Finalmente, no capítulo 6 são apresentadas as conclusões, fazendo-se um resumo dos resultados obtidos e das correções aplicadas.

Capítulo 2

O Aparato Experimental

2.1 O LEP (**L***arge* **E***lectron* **P***ositron collider*)

Situado na fronteira da Suíça com a França, o (**L***arge* **E***lectron* **P***ositron collider*) é um colisor circular de elétrons e pósitrons de 27 km de perímetro do laboratório inicialmente chamado **C***entre* **E***uropean pour la* **R***echerche* **N***ucleaire* (CERN), cuja denominação mais recente é Laboratório Europeu para a Física de Partículas. Ao longo do seu perímetro são instalados quatro detetores em torno dos pontos de interação.

Um dos objetivos do LEP é realizar testes precisos do Modelo Padrão, estudando-se os eventos da Física prevista por esta teoria, que unifica as interações fraca e eletromagnética. Alguns dos eventos mais interessantes são as colisões em que o bóson intermediário Z^0 é produzido em repouso e, a energias mais altas, o par W^+W^-, de bósons intermediários carregados. Como a massa do Z^0 é de aproximadamente 91 GeV, no primeiro período de operação do Colisor (LEP1) os feixes são acelerados até uma energia em torno de 45 GeV. No segundo período de operação (LEP2), a energia de centro de massa é gradativamente aumentada, chegando a 161 GeV em 1996 (correspondente à massa do par W^+W^-).

Pretende-se também estudar eventos nos quais são produzidas novas partículas ainda não observadas experimentalmente, como o Higgs e partículas previstas por extensões do Modelo Padrão.

O processo de aceleração e injeção dos feixes é ilustrado pela figura 2.1 . Os elétrons são inicialmente acelerados em um pequeno acelerador linear (LIL) até a faixa de 200 MeV, quando os pósitrons são produzidos. Os elétrons e pósitrons permanecem em aceleradores lineares até a energia de 600 MeV. As partículas são então acumuladas no anel de armazenamento (EPA) para compensar a taxa de produção mais lenta dos pósitrons e passam para o acelerador PS (**P***roton* **S***ynchrotron*), onde chegam a uma energia de 3,5 GeV. O estágio seguinte se passa no SPS (**S**uper **P***roton* **S***ynchrotron*), onde elétrons e pósitrons atingem a energia necessária (de aproximadamente 22 GeV) para finalmente serem injetados no LEP, onde circulam em sentidos contrários e são acelerados à energia desejada.

Cada feixe consiste de uma série de aglomerados de aproximadamente 4×10^{11} partículas (*bunches*). De 1989 a 1992, cada feixe era formado por quatro *bunches* igualmente espaçados, isto é, havia uma colisão a cada 22 μs em cada ponto de interação. Em 1993, este número foi aumentado para 8 aglomerados (uma colisão a cada 11 μs nos pontos de interação). Para evitar colisões na metade dos arcos entre os pontos de interação (chamadas parasitas), os elétrons e pósitrons têm suas trajetórias desviadas horizontalmente, em sentidos opostos. Este desvio da órbita é realizado segundo um esquema denominado *pretzel*, pois a interseção das trajetórias dos diferentes *bunches* com o plano transversal à direção dos feixes é dada por pontos que formam um desenho semelhante a um "pão *pretzel*". Em

1995, no entanto, optou-se para feixes constituídos de trens de até quatro aglomerados. Estes trens são compostos por "vagões", que são os *bunches* individuais, separados por pequenas distâncias. Os quatro trens são igualmente espaçados e se cruzam a cada 22 μs em cada ponto de interação. A separação entre os aglomerados é determinada essencialmente pelo número de vagões e o comprimento das seções retas que cercam os pontos de interação. Para evitar colisões em cada um dos lados do detetor, é necessário separar os feixes no plano vertical, o que somente pode ser realizado nas seções retas da máquina, ou seja, em torno dos pontos de interação.

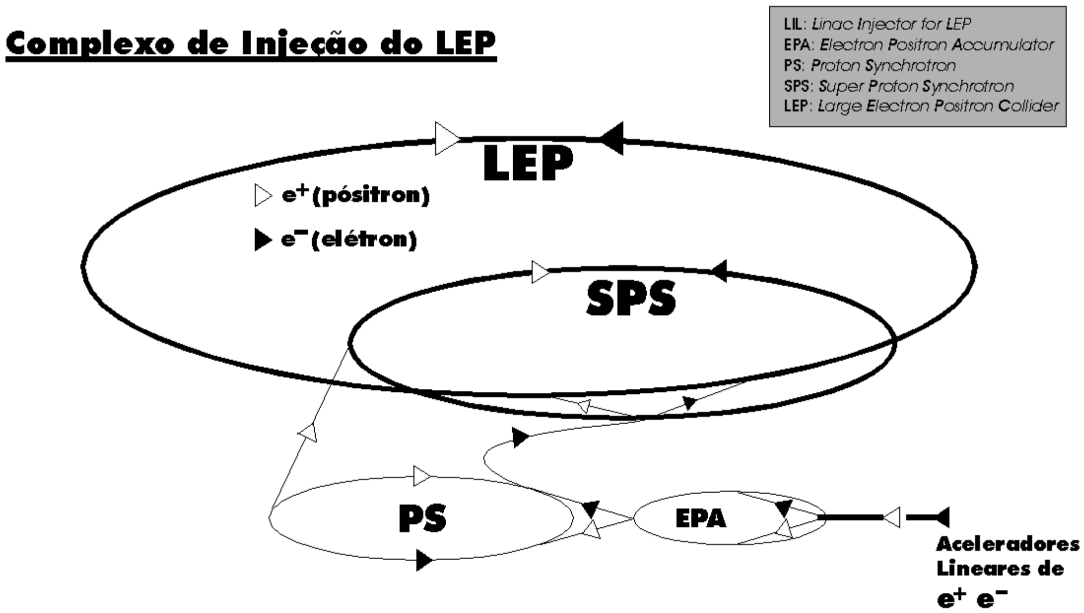


Figura 2.1: O esquema de injeção dos feixes no LEP

Em 1995, a separação temporal entre os vagões foi de 247 ns, para que pudessem ser acomodados até quatro vagões por trem. Na verdade, após o início da operação, verificou-se que a separação no nível da colisão parasita para o quarto vagão não foi suficiente e durante a maior parte do ano o LEP operou com três vagões por trem (e parte do ano com somente dois vagões). Para o período de 1996, os trens foram constituídos de apenas dois vagões separados de 335 ns, totalizando oito *bunches* por feixe. A razão para a diminuição do número de *bunches* é que, para uma dada corrente total, a luminosidade depende do inverso deste número.

Os feixes são acelerados no interior de um tubo de Berílio de cerca de 11 cm de raio, mantido a uma pressão abaixo de 10^{-10} Torr. Na região dos detetores o raio é reduzido para cerca de 5 cm. O sistema de definição da trajetória dos feixes no LEP consiste de dipolos, quadrupolos, sextupolos, dipolos corretores horizontais e verticais, quadrupolos rotacionados e, finalmente, dipolos eletrostáticos defletores. Cerca de três quartos do perímetro do LEP são ocupados por "células padrão". Cada um dos oito arcos da circunferência contém 31 destas células, que são compostas de magnetos na seguinte ordem: um quadrupolo desfocalizador, um corretor vertical de órbita, um grupo de seis dipolos para curvatura, um sextupolo focalizador, um quadrupolo focalizador, um corretor horizontal de órbita, um segundo grupo de seis dipolos para curvatura e um sextupolo desfocalizador. O comprimento de uma célula padrão é de 79,11 m.

A curvatura das trajetórias é definida pelos conjuntos de dipolos, que operam com campos baixos (em torno de 0 a 1 Tesla) de maneira a aumentar o raio de curvatura e, assim, diminuir a quantidade de radiação síncrotron. Os quadrupolos, que produzem campos lineares com a posição transversa, atuam como lentes magnéticas e focalizam o feixe dentro da câmara de vácuo. Os sextupolos produzem um campo quadrático no deslocamento transverso e são utilizados para compensar a dependência do poder de focalização com a energia (denominada "cromaticidade").

Nos pontos de colisão, os grupos de partículas de cada feixe devem ser focalizados para se concentrarem em dimensões bem pequenas no centro dos detetores, desta forma aumentando a luminosidade e a taxa de colisões. Isto é alcançado com a utilização de um conjunto de quadrupolos supercondutores com gradientes de campo muito altos que fazem com que as dimensões transversais do feixe sejam cerca de 10 μm e 250 μm nos planos vertical e horizontal, respectivamente. Os solenóides dos detetores, que auxiliam na identificação e medidas de momento, produzem, no entanto, outro tipo de efeito. Como a dimensão do feixe no plano horizontal é significativamente maior que no vertical, as oscilações horizontais na direção do momento fazem com que o campo do magneto atue no sentido de defletir o feixe no plano vertical. As oscilações verticais são menos significativas devido à dimensão relativamente menor dos aglomerados nesta direção. Para compensar este efeito, evitando-se o aumento do tamanho vertical do feixe e a redução da luminosidade, instala-se, ao redor de cada solenóide, quadrupolos rotacionados de 45^0 em torno de seu eixo.

2.2 O DELPHI

O DELPHI (refs. [1, 2]) (**DE***tector with* **L***epton,* **P***hoton and* **H***adron* **I***dentification*) é um dos quatro detetores que operam no LEP. Instalado em um poço a 100 m de profundidade, consiste de uma seção cilíndrica, o barril, e duas tampas que, abertas, permitem o acesso aos vários subdetetores que o compõem.

Embora tenha uma arquitetura convencional para colisores e^+e^-, o que o distingue dos demais é a ênfase na identificação efetiva de partículas. Com esse objetivo, o DELPHI utiliza o potencial das técnicas empregadas nos detetores de radiação Čerenkov, aliado à precisa determinação de vértice dos detetores de silício para se destacar como único no que diz respeito à identificação de partículas nos eventos mais complexos.

A figura 2.2 mostra o detetor e aponta os subconjuntos que desempenham tarefas específicas. Ele cobre um ângulo sólido próximo de 4π com informação tridimensional e alta granularidade. No sistema de coordenadas padrão do DELPHI, o eixo z está ao longo da direção do momento do feixe de elétrons, com o eixo x apontando em direção ao centro do LEP e o eixo y para cima, como mostra os esquema da figura 2.3. Devido à simetria cilíndrica do sistema é comum a utilização do sistema de coordenadas dado pelo eixo z, como definido anteriormente, e as coordenadas R e ϕ medidas em um plano normal à direção do feixe.

Para auxiliar na medida de momento utiliza-se um solenóide supercondutor de comprimento igual a 7,4 m e raio interno de 5,2 m (dimensões do criostato). O campo de 1,23 Tesla é produzido por uma única camada condutora com uma corrente de 5000 A. As duas extremidades possuem uma segunda camada de 35 cm de comprimento para melhorar a homogeneidade do campo. Depois da otimização das características destas camadas, obteve-se um alta uniformidade no campo que atravessa todo o volume do barril contendo as câmaras de traço.

De uma maneira geral, pode-se dividir os subdetetores do DELPHI em categorias de acordo com a sua principal finalidade. Os detetores de traço determinam a trajetória das partículas carregadas e permitem a reconstrução dos momentos. Os calorímetros têm por

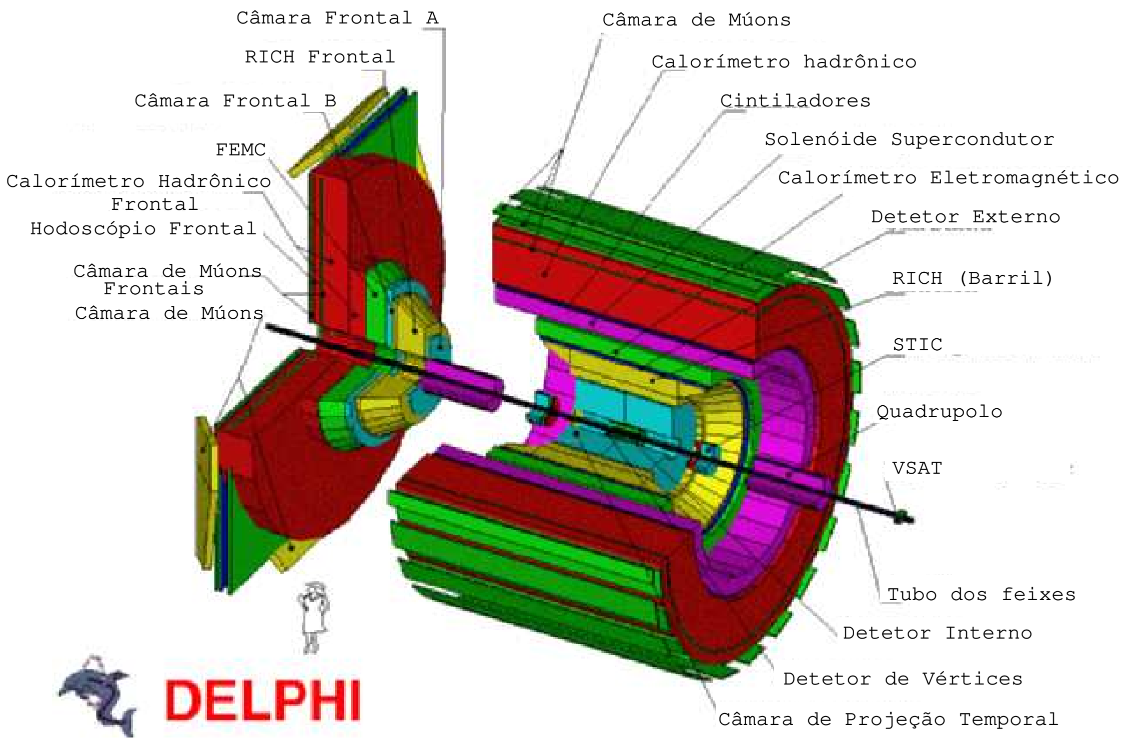


Figura 2.2: A figura mostra uma vista do DELPHI, que consiste de uma parte central cilíndrica e duas tampas, uma das quais pode ser vista. O comprimento total e o diâmetro estão acima de 10 m e o peso é de 3500 toneladas. O tubo pelo qual passam os feixes é aquele mostrado em preto no centro do detetor.

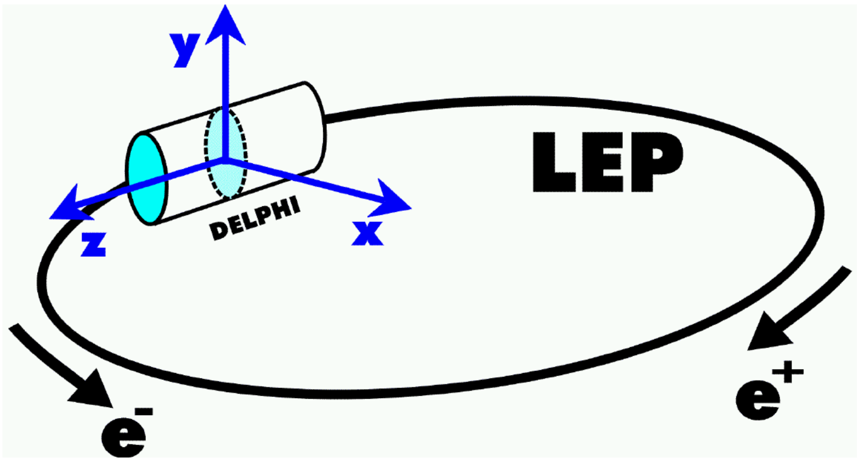


Figura 2.3: O sistema de coordenadas padrão do DELPHI. A figura está fora de escala e os outros experimentos do LEP não estão representados.

objetivo medir a energia depositada pelas partículas neutras ou carregadas que atravessam o seu volume. A identificação de elétrons e fótons é realizada primariamente nos calorímetros eletromagnéticos do barril e das tampas. Partículas carregadas são identificadas nos detetores Čerenkov, que combinam radiadores líquidos e gasosos para estender a identificação a uma faixa ampla de momentos. A identificação de múons é alcançada pela extrapolação das trajetórias reconstruídas para as câmaras de arrasto de múons, nas últimas camadas do DELPHI. Alguns detetores realizam ainda a tarefa de pré-selecionar os eventos, disparando a aquisição de dados e contribuindo para o sistema de *trigger*.

2.2.1 Determinação de Trajetórias:

O sistema de determinação das trajetórias de partículas carregadas no barril é dividido basicamente em quatro dispositivos : detetor de vértices, detetor interno, câmara de projeção temporal e detetor externo. Nas tampas, mais dois dispositivos desempenham esta tarefa : as Câmaras Frontais A e B e o *Forward RICH*. Os pontos espaciais medidos em cada um deles são combinados separadamente para formar segmentos de trajetórias denominados "**TE**" (**T***rack* **E***lement*). Posteriormente os **TE** de todos os detetores de traço são combinados para reconstrução das trajetórias tridimensionais das partículas. Uma vez que a análise apresentada nesta tese será realizada no barril, o princípio de funcionamento e o desempenho de cada um dos dispositivos desta região angular serão apresentados, seguidos dos resultados combinados do conjunto.

- Detetor de Vértices (VD):

  O principal objetivo deste detetor é fornecer máxima resolução espacial, em particular para o estudo da física de partículas de vida média longa, com $c\tau$ da ordem de alguns micrômetros, como o lépton τ. Com o decorrer do tempo, o VD sofreu diversas modificações, que serão mais detalhadamente descritas no próximo capítulo.

- Detetor Interno (**I***nner* **D***etector*):

  O ID [3] é constituído de uma câmara de jatos, cercada de cinco câmaras proporcionais multifilares cilíndricas (MWPC).

  As câmaras de jatos são câmaras de arrasto [4] nas quais o espaço de deriva é segmentado. No DELPHI, a segmentação é feita em 24 setores azimutais. Cada setor é capaz de fornecer até 24 pontos por traço no plano $R\phi$, entre os raios de 12 e 23 cm. Para ângulos polares na faixa $23^o \leq \theta \leq 157^o$, os traços atravessam um volume no qual geram sinal em pelo menos 10 fios.

Os fios são colocados paralelamente ao feixe e, portanto, o campo elétrico é perpendicular ao campo magnético, de magnitude 1.2 Tesla. O ângulo de Lorentz torna-se, desta forma, uma consideração importante no que diz respeito ao desenho do detetor. O ângulo deve ser mantido preferencialmente pequeno e constante em todo o seu volume.

Outra exigência é que a sua arquitetura permita a produção de um *trigger* rápido para seleção de traços que se originam na região do ponto de interação. A geometria de câmara de jatos permite a realização desta tarefa via simples coincidência, visto que os pulsos anódicos de traços bons devem ser coincidentes. A distância de arrasto aumenta com o raio, logo este conceito de *trigger* exige velocidade de deriva também crescente com o raio. O gás ($CO_2/C_4H_{10}/C_3H_7OH$: 94,85/4,5/0.65%), os fios das grades de blindagem em ambos os lados dos fios sensores e o ponto de operação (campo de arrasto variando de 1 a 2 kV/cm) são escolhidos de forma a produzir uma velocidade de arrasto proporcional ao raio R.

Nesta câmara, o campo de deriva, a pressão do gás e a temperatura são monitorados continuamente e usados para corrigir constantes de calibração medidas antes da instalação do detetor. Erros de calibração residuais são corrigidos no nível dos elementos de traços locais (TE), usando traços de eventos e^+e^- e $\mu^+\mu^-$ reconstruídos a partir das três medidas de R e ϕ do VD e do momento transversal. Desvios das coordenadas medidas das extrapolações destes traços para o ID são parametrizadas como função de ϕ e usadas para corrigir os parâmetros dos TE.

A resolução intrínseca varia de 75 μm a 125 μm, dependendo da distância de deriva. Depois das correções as precisões dos parâmetros dos elementos de traços locais nos eventos $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ são $\sigma_{R\phi}$ =50 μm e σ_ϕ =1,5 mrad. A resolução na separação de dois traços é de aproximadamente 1 mm.

As MWPC possuem 192 fios por camada, espaçados de cerca de 8 mm. As medidas no plano $R\phi$ são menos precisas do que na câmara de jatos. São, porém, mais rápidas e ainda resolvem as ambiguidades direita/esquerda inerentes à câmara de arrasto. As medidas em z são fornecidas por tiras catódicas circulares e indicam se uma trajetória "real" atravessa o detetor. A precisão em z para uma única camada de contador proporcional para um traço isolado varia de 0.5 a 1 mm dependendo do ângulo θ.

Em 1995 um novo ID, mais longo, foi colocado em operação. A partir de então traços que passam na região $15^o \leq \theta \leq 165^o$ geram sinal nos 10 fios mais internos. A configuração dos fios é exatamente a mesma da sua versão anterior. A precisão intrínseca média é de 85 μm e a dos parâmetros dos elementos de traços locais, $\sigma_{R\phi} = 43\mu$m e $\sigma_\phi = 0,94$ mrad. As MWPC são substituídas por cinco camadas de detetores de *straw tubes* (192 tubos por camada). A função é a mesma das antigas MWPC, mas não há mais nenhum tipo de medida na direção z.

- TPC (**T***ime* **P***rojection* **C***hamber*)

É o principal detetor de determinação de trajetórias do DELPHI. A vantagem deste tipo de dispositivo é que, à exceção do gás, não há nenhum tipo de material no interior do volume destinado ao arrasto das partículas produzidas na ionização, o que minimiza a probabilidade de interação e permite que a medida seja obtida com mínima alteração nas trajetórias e energias das partículas.

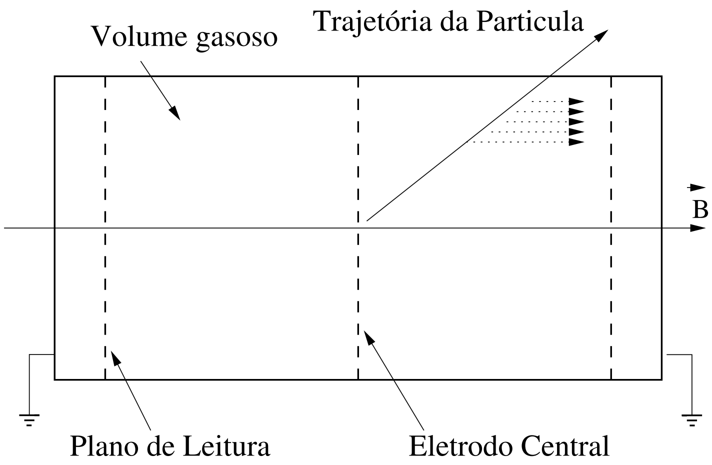


Figura 2.4: Princípio de funcionamento de uma câmara de projeção temporal

Uma descrição simples das câmaras de projeção temporal [5] é dada pela figura 2.4. A câmara é dividida em duas metades por meio de um eletrodo central. A ionização primária produzida pelas partículas carregadas que a atravessam é "arrastada" pelo campo elétrico até as extremidades do detetor, onde usualmente são colocados contadores proporcionais multifilares. O tempo de chegada dos elétrons primários aos contadores fornece a coordenada z ao longo do eixo do cilindro. A determinação da posicão no plano $R\phi$ é possível devido à indução de sinais nos fios anódicos e nos blocos catódicos, dispostos em fileiras circulares como ilustrado na figura 2.5. A divisão em blocos (*pads*) permite uma boa separação de traços.

A TPC do DELPHI consiste de duas metades cilíndricas de 150 cm de comprimento,

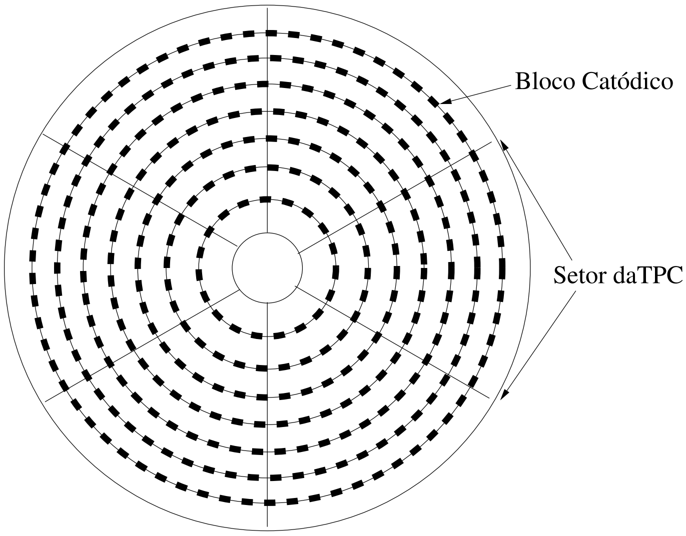


Figura 2.5: Disposição dos blocos catódicos nos contadores proporcionais

com raio interno (externo) de 30 cm (120 cm). As duas metades são separadas pelo eletrodo central em $z = 0$. Os contadores proporcionais em cada extremidade são divididos em seis setores. Cada setor possui 16 fileiras igualmente espaçadas de blocos catódicos, cada uma com um múltiplo de 16 blocos, totalizando 1680 por setor (192 fios anódicos). A dimensão de cada bloco é $7,5 \times 8,0 mm^2$. O detetor fornece até 16 pontos espaciais por trajetória em raios de 36 a 106 cm, no intervalo polar $38^o \leq \theta \leq 142^o$. No mínimo três blocos catódicos são sensibilizados por partículas que atravessam o detetor na faixa $20^o \leq \theta \leq 160^o$.

Distorções nas medidas das coordenadas R e ϕ e R e z são determinadas pela extrapolação de trajetórias de $\mathrm{Z}^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ do VD para as fileiras catódicas da TPC. Das distâncias entre os pontos reconstruídos e os extrapolados, parametriza-se as distorções. Para os anos anteriores a 1994, a informação em z das tiras catódicas das MWPC do ID são utilizadas na extrapolação, tratando-se o μ^+ e o μ^- como uma única trajetória. Em 1994, cada traço de múon é extrapolado separadamente a partir das coordenadas R e z dos dois sinais medidos no VD.

A precisão intrínseca para traços dos decaimentos hadrônicos do Z^0 é de 250 μm no plano $R\phi$ e 880 μm em z; a resolução de separação de duas trajetórias é de cerca de 1 cm. As distorções limitam a precisão dos parâmetros das trajetórias em 150 μm no plano $R\phi$ e 500 μm em z.

- Detetor Externo (**O***uter* **D***etector*):

  O detetor externo (OD) consiste de cinco camadas cilíndricas de tubos de arrasto retangulares, que operam no modo de *streamer* limitado. Ocupa o volume compreendido entre os raios de 197 e 206 cm e é segmentado em 24 setores azimutais de 145 tubos com 4,7 m de comprimento ao longo de z. Os módulos adjacentes se superpõem de forma a fornecer uma cobertura azimutal completa. O volume ativo do detetor corresponde ao intervalo polar $42^o \leq \theta \leq 138^o$.

  Três camadas são equipadas para ler a coordenada z via medida da diferença temporal entre os sinais de ambas as extremidades. Tanto as medidas de z como das coordenadas R e ϕ são utilizadas como informação para o *trigger*. A precisão intrínseca é de $\sigma_{R\phi} = 80\,\mu$m e $\sigma_{Rz} = 3,5$ cm.

2.2.2 Alinhamento Global e Medidas de Momento

Após a determinação dos segmentos de trajetórias individuais é necessário que se conheça a posição relativa entre eles e, a partir disto, se reconstrua as trajetórias finais que atravessam todo o DELPHI. O alinhamento é o processo pelo qual as posições relativas dos detetores são determinadas. Os TER são combinados de forma a gerar uma única trajetória para todo o detetor. O alinhamento global das câmaras de traço é realizado principalmente com a utilização de eventos de $Z^0 \to \mu^+\mu^-$, de forma a explorar o vínculo de momento, derivado da energia do feixe. Para alinhamento dos detetores, o OD é escolhido como referência, já que as posicões dos fios, obtidas de inspeções ótica e mecânica, são conhecidas com precisão de 30μm e o detetor tem uma boa estabilidade temporal e um braço de alavanca mais longo em relação ao ponto de interação.

Primeiramente, a posição do VD em relação ao OD é determinada supondo-se que os dois múons formam um único traço. Na sequência, o ID e a TPC são alinhados usando os traços de referência construídos pelo VD e OD, fixando-se o momento mas sem impor o vínculo de colinearidade.

Depois da correção das distorções nos detetores do barril, trajetórias de múons reconstruídas na TPC são extrapoladas para a região frontal e a FCA (**F***orward* **C***hamber* **A**), a FCB (**F***orward* **C***hamber* **B**) e o FRICH são alinhados.

Alinhado todo o sistema de determinação de trajetórias, traços da amostra de $\mu^+\mu^-$ são novamente extrapolados para alinhamento em z do calorímetro eletromagnético do barril e determinação da posição dos espelhos e tubos de deriva dos contadores Čerenkov.

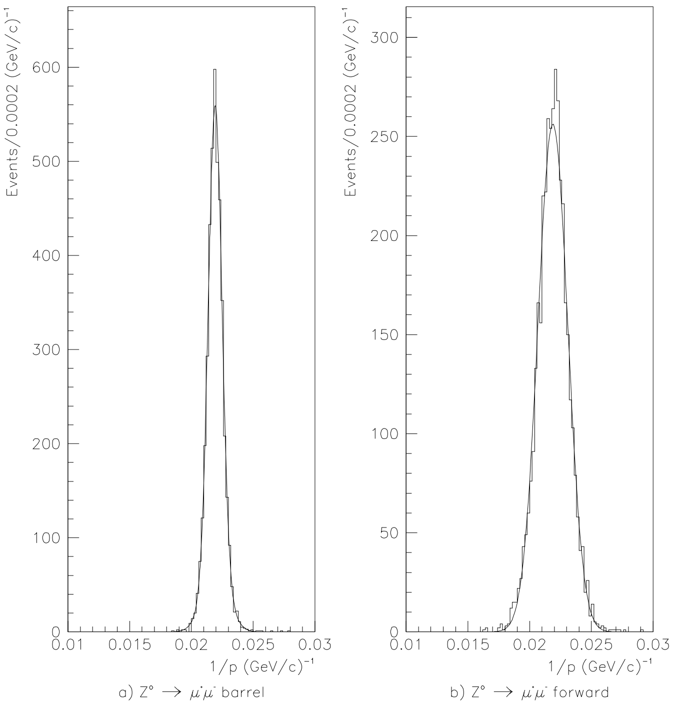


Figura 2.6: Distribuição de inverso do momento de eventos de $\mu^+\mu^-$ colineares: (a)traços contendo informação do VD, ID, TPC e OD, (b) traços contendo informação pelo menos do VD e da FCB.

A precisão das medidas de momento do sistema na região do barril é ilustrada na figura 2.6a, que mostra o inverso dos momentos medidos de múons dos eventos $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ nos quais a acolinearidade entre os dois múons é menor que $0{,}15^0$ e cujos traços contém informação de todas as câmaras de traço do barril. A condição na acolinearidade elimina decaimentos radiativos. A distribuição pode ser ajustada como uma soma de duas gaussianas, devido a cauda existente. Uma largura de $\sigma_{1/p} = 0,57 \times 10^{-3}(GeV/c)^{-1}$ é obtida para a gaussiana mais estreita. A gaussiana mais larga tem o pico em um valor em torno de 15% do pico total e uma largura de $1,57 \times 10^{-3}(GeV/c)^{-1}$. Ela pode ser atribuída a problemas do alinhamento que ainda persistem e de calibração individual dos detetores, em certas regiões.

Um gráfico semelhante para múons na região frontal vistos pelo menos na camada mais interna do VD e na FCB é mostrado na figura 2.6b, onde uma precisão de $\sigma_{1/p} = 1,31 \times 10^{-3}$ (GeV/c)$^{-1}$ é medida. A tabela 2.1 resume os valores da precisão do momento de múons com 45 GeV/c em diferentes regiões polares e com diferentes combinações de detetores de traço incluídos no ajuste da trajetória.

$\theta(^o)$	Detetores	$\sigma_{1/p}(GeV/c)^{-1}$
$42 \leq \theta \leq 138$	VD+ID+TPC+OD	$0,6x10^{-3}$
$42 \leq \theta \leq 138$	ID+TPC+OD	$1,1x10^{-3}$
$42 \leq \theta \leq 138$	VD+ID+TPC	$1,7x10^{-3}$
$11 \leq \theta \leq 36$	VD+FCB inclusa	$1,3x10^{-3}$
25-30	FCB inclusa	$1,5x10^{-3}$
$11 \leq \theta \leq 25$	FCB inclusa	$2,7x10^{-3}$

Tabela 2.1: Precisão das medidas de momento para múons de 45 GeV/c. Os três últimos intervalos angulares correspondem à região frontal e devem, portanto, ser equivalentes aos intervalos simétricos em relacão a 90^o.

As precisões obtidas para os parâmetros de trajetórias de outros momentos podem ser estimadas comparando-se os parâmetros simulados e reconstruídos em uma amostra de decaimentos hadrônicos do Z^0[1] A figura 2.7a mostra o comportamento da largura da distribuição da diferença entre o momento simulado e o momento reconstruído como função do ângulo polar θ, para traços em diferentes intervalos de momento.

Como pode ser visto, para um dado momento, a precisão permanece essencialmente constante no barril, mas é deteriorada nas regiões frontais do detetor. A variação da precisão média do momento para traços no barril em função do momento é ilustrada na

[1] Este procedimento é realizado com uma amostra gerada pelo método de Monte Carlo. Os parâmetros simulados são obtidos da distribuição de momento dos eventos gerados e os reconstruídos são obtidos da mesma distribuição após a simulação da passagem das partículas pelo detetor.

figura 2.7b. Abaixo de $p \approx 3GeV/c$ a precisão também é afetada pelo espalhamento múltiplo. Gráficos análogos para a precisão do ângulo azimutal ϕ podem ser vistos nas figuras 2.7c e 2.7d, e os relativos ao ângulo polar θ são mostrados nas figuras 2.7e e 2.7f.

2.2.3 Calorimetria

Este tipo de técnica permite a medida da energia total depositada por uma partícula em um volume de matéria. O nome calorímetro vem de uma analogia com o instrumento de laboratório que mede a quantidade de calor absorvido por um reservatório. É empregado nas medidas de energias altas, da ordem de 10^9 eV. Para energias mais baixas, emprega-se geralmente contadores proporcionais, para determinação da energia de raios-X, e detetores de estado sólido, para partículas carregadas.

O tipo de calorímetro a ser utilizado é escolhido de acordo com as características das interações das partículas cujas energias deseja-se medir. Os calorímetros eletromagnéticos medem a energia de partículas que sofrem interação eletromagnética, enquanto os calorímetros hadrônicos medem a energia de partículas que interagem via interação forte.

A altas energias, elétrons (e pósitrons) perdem sua energia quase que exclusivamente por *bremsstrahlung* e os fótons por produção de pares. Ao penetrar um bloco de matéria, a partícula provoca a formação de uma cascata, um chuveiro eletromagnético. Uma vez que o calorímetro está calibrado, a partir da medida da energia do chuveiro, pode-se determinar a energia da partícula que o provocou. Os detetores podem consistir de um absorvedor homogêneo ou uma estrutura do tipo sanduíche (com camadas de absorvedor

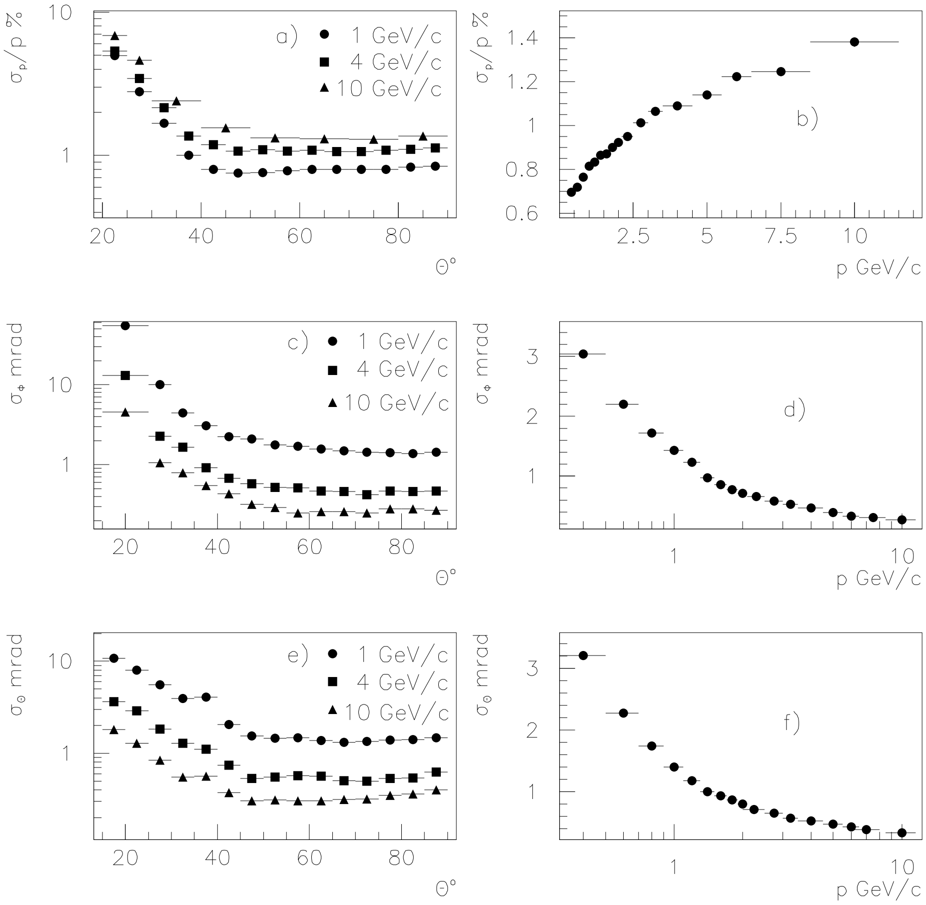


Figura 2.7: Precisões dos parâmetros dos traços estimadas a partir da comparação entre parâmetros simulados e reconstruídos: (a) precisão do momento como função do ângulo θ, (b) precisão do momento como função do momento dos traços do barril, (c) precisão do ângulo azimutal como função do ângulo θ, (d) precisão do ângulo azimutal como função do momento dos traços do barril, (e) precisão do ângulo polar como função do ângulo θ, (f) precisão do ângulo polar como função do momento dos traços do barril.

e radiador para intensificar as conversões) que faz uma amostra periódica da perda de energia. É importante ressaltar que elétrons e fótons perdem toda a sua energia e dificilmente conseguem ultrapassar as últimas camadas do calorímetro. Embora as demais partículas (como o múon e os píons) também sofram interação eletromagnética, a seção de choque é proporcional ao inverso da massa e sendo mais pesadas, elas atravessam o calorímetro causando apenas uma pequena ionização e deixando quantidades de energia praticamente iguais em todas as suas camadas, o que caracteriza o comportamento de uma partícula de ionização mínima (*mip*).

Os calorímetros hadrônicos não diferem muito em construção dos calorímetros eletromagnéticos. Neste caso, o desenvolvimento do chuveiro hadrônico é determinado pelo comprimento de absorção nuclear médio, enquanto que no eletromagnético quem determina o comportamento das cascatas é o comprimento de radiação (X_0), normalmente muito menor que o primeiro para o mesmo material. O desenvolvimento lateral é também consideravelmente aumentado uma vez que é principalmente causado por grandes transferências de momento em interações nucleares. Por isso detetores de chuveiros hadrônicos devem ser bem maiores que detetores de cascatas eletromagnéticas. Também a energia depositada por hádrons de mesma energia que elétrons é menor, uma vez que parte significativa das cascatas hadrônicas permanece "invisível". Isto está relacionado com o fato de parte da sua energia ser utilizada na produção de fragmentos de núcleos atômicos de baixa energia que são absorvidos antes de chegar às camadas ativas do detetor.

As partículas secundárias do chuveiro hadrônico são principalmente píons carregados e neutros, mas, embora com multiplicidade menor, há também káons, nucleons e outros hádrons. Toda cascata hadrônica tem, no entanto, uma componente eletromagnética causada principalmente pelo decaimento rápido do π^0 em dois fótons energéticos.

No calorímetro hadrônico a quantidade de material é suficiente para que os píons e outros hádrons possam perder toda a sua energia, dificilmente ultrapassando o detetor. Os múons, porém, mantêm o comportamento de *mip* e normalmente atravessam todo o volume do DELPHI.

No DELPHI, o calorímetro eletromagnético divide-se entre a câmara de projeção temporal de alta densidade no barril e a FEMC (**F***orward* **E***lectro***M***agnetic* **C***hamber*) nas tampas. O calorímetro hadrônico consiste de uma seção de 12 setores em cada tampa, mais a seção do barril . O calorímetro eletromagnético é de significativa relevância neste trabalho, uma vez que a principal fonte de background vem de eventos com neutros que devem ser rejeitados pela análise.

1. O calorímetro eletromagnético (**HPC**):

   A HPC (**H***igh density* **P***rojection* **C***hamber*) consiste de 144 módulos independentes posicionados em seis anéis, logo depois do OD e antes do solenóide. Cada anel é composto de 24 módulos posicionados coaxialmente. O detetor tem raios interno e externo de 208 cm e 260 cm, respectivamente. Cada módulo é uma pequena TPC com camadas de material de alta densidade no volume gasoso. Estas camadas são feitas de fios de chumbo que servem não somente como material conversor, mas fornecem também o campo de arrasto. A espessura total de material conversor é de $18\mathrm{X}_0/\sin\theta$, onde X_0 é o comprimento de radiação para o elétron no chumbo. A figura 2.8 mostra o desenvolvimento de um chuveiro em um módulo da HPC.

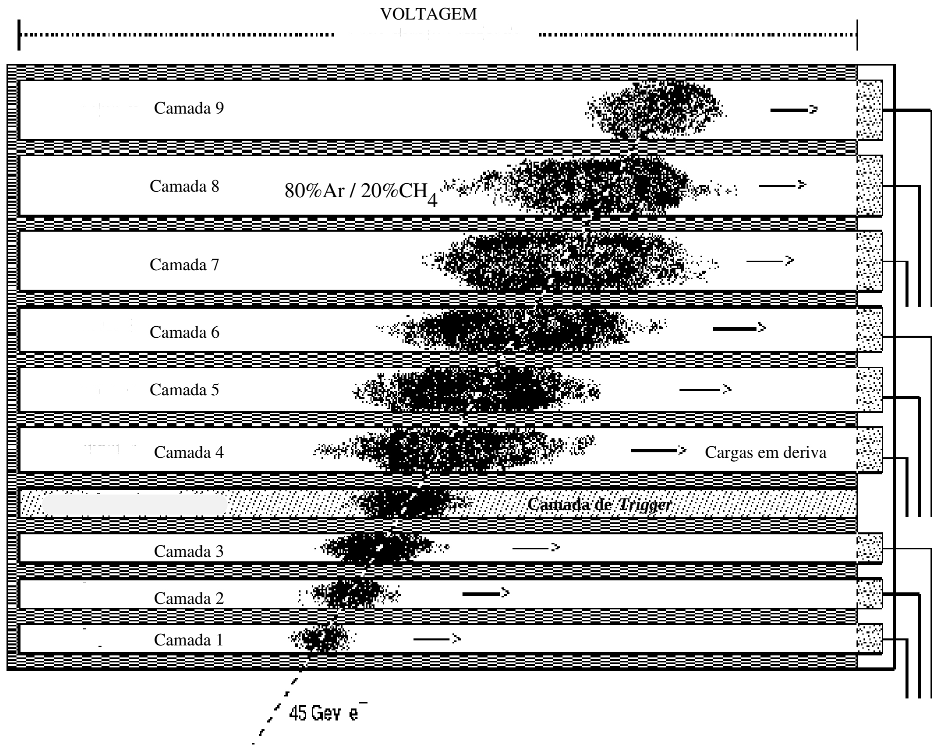


Figura 2.8: Chuveiro eletromagnético em um único módulo da HPC.

Calibrações de energia e alinhamento são desenvolvidos usando eventos de $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. Após estes procedimentos alcança-se uma resolução quase constante em θ, de 0,6 mrad para elétrons de 45 GeV. A resolução aparente em ϕ é de 3,1 mrad, mas a maior contribuição vem da incerteza na extrapolação do traço do elétron da TPC através do material do detetor Čerenkov e do OD para a HPC. A resolução em energia é de cerca de 6,5 % para elétrons de 45 GeV.

A HPC possui buracos, zonas mortas entre dois setores adjacentes, que são ineficientes na medida de energia. Esses buracos estão posicionados no ângulo azimutal a cada 15^o a partir de $7{,}5^o$ e no ângulo polar em torno de 68^o e de 112^o, mas principalmente ao redor de 90^o, onde as medidas não podem ser consideradas, como mostra a figura 2.9.

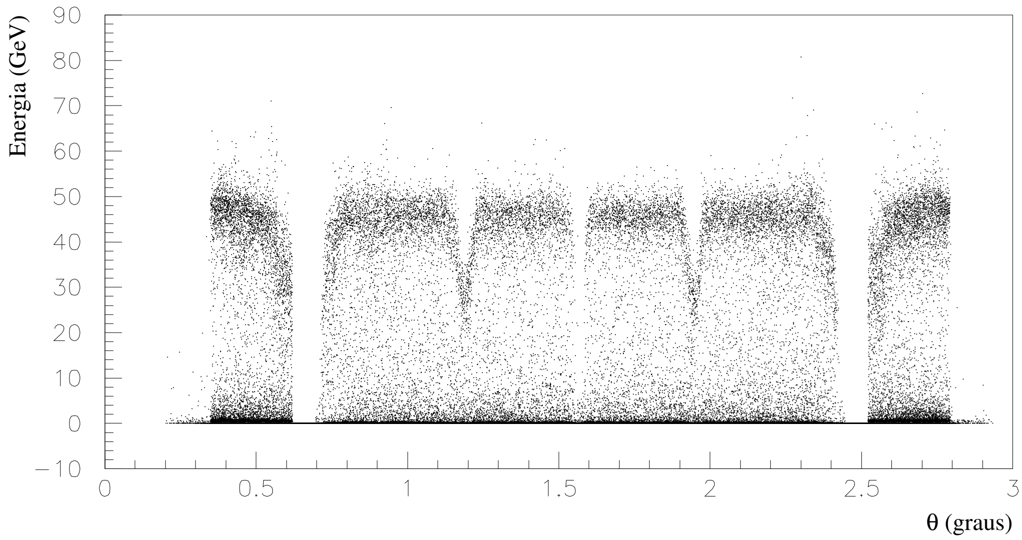


Figura 2.9: Distribuição de energia de acordo com o ângulo polar das trajetórias de partículas carregadas na HPC (dados de 95). As regiões nas quais a energia é mal medida correspondem aos espaços entre setores adjacentes, por onde passam fios de leitura do sinal. A região em torno de 90^o é totalmente ineficiente e é desprezada na análise dos dados.

A precisão relativa da energia medida[2] pode ser parametrizada como

$$\sigma(E)/E = 0,043 + 0,32/\sqrt{E} + 0,2/E$$

2. Calorímetro hadrônico (HCAL)

A seção central do HCAL consiste de 24 módulos de placas de ferro de 5 cm de espessura cada. No total há 110 cm de ferro, o que corresponde a aproximadamente

[2]Energia em GeV

6 comprimentos de absorção nucleares. A leitura do sinal é feita com tubos de *streamer* limitado em placas de cobre segmentadas em blocos. Cada bloco cobre uma região angular fixa de $\Delta\theta = 2,96^o$ e $\delta\phi = 3,75^o$.

Os múons produzidos em eventos $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ são utilizados para a calibração. A amostra de múons tem uma contaminação de apenas 2% do canal $\tau^+\tau^-$, o que a torna suficientemente limpa, além de penetrante. Para ajuste da escala de energia utiliza-se os chuveiros hadrônicos. A precisão em energia do barril ($52^o \leq \theta \leq 128^0$) é de

$$\sigma(E)/E = 0,21 + 1,12/\sqrt{E}.$$

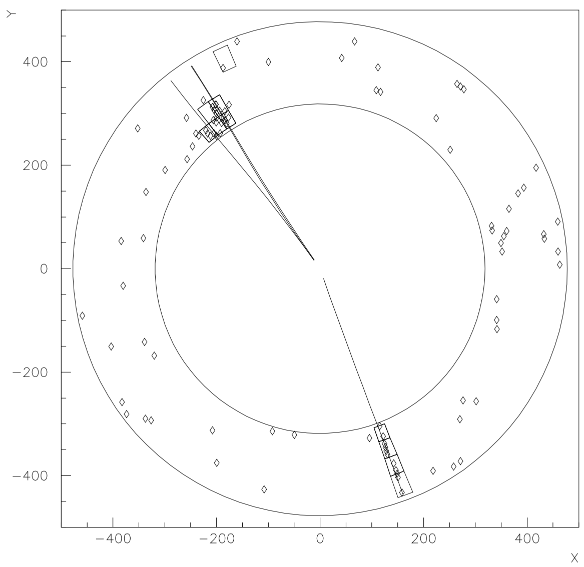


Figura 2.10: Projeção em $R\phi$ de um evento $\tau^+\tau^-$. Em um hemisfério, três píons depositam toda a sua energia no HCAL. No outro, um múon deposita praticamente a mesma quantidade de energia nas quatro camadas do calorímetro e continua a sua trajetória.

A figura 2.10 mostra o comportamento de *mip* do múon no HCAL e a deposição de toda a energia dos píons em um evento de $\tau^+\tau^-$ em que um τ decai em $3\pi\nu_\tau$ e o outro decai em $\mu\nu_\tau$.

2.2.4 Identificação de partículas

A identificação de partículas carregadas no DELPHI é baseada na perda de energia por unidade de comprimento (dE/dX) na TPC, nos detetores Čerenkov e na identificação de elétrons e múons. Os items a seguir têm por objetivo dar uma breve descrição do desempenho de cada um destes dispositivos.

1. Ionização Específica na TPC [6]

   Além de permitir a reconstrução tridimensional das trajetórias, a TPC do DELPHI auxilia a identificação com as medidas de dE/dX. A quantidade de carga depositada nos fios anódicos está diretamente relacionada com a densidade de íons e a perda de energia por ionização ao longo do comprimento da trajetória da partícula carregada [7]. Os fios sensores das suas câmaras proporcionais fornecem até 192 medidas de ionização por trajetória. Os sinais coletados pelos fios sensores são associados às trajetórias reconstruídas pelos blocos catódicos. Partículas de igual momento e massas diferentes possuem um valor específico de deposição média de energia por unidade de comprimento [5]. A dependência do valor de dE/dX com o momento é medida a partir dos dados utilizando-se várias amostras. O resultado final pode ser visto na figura 2.11.

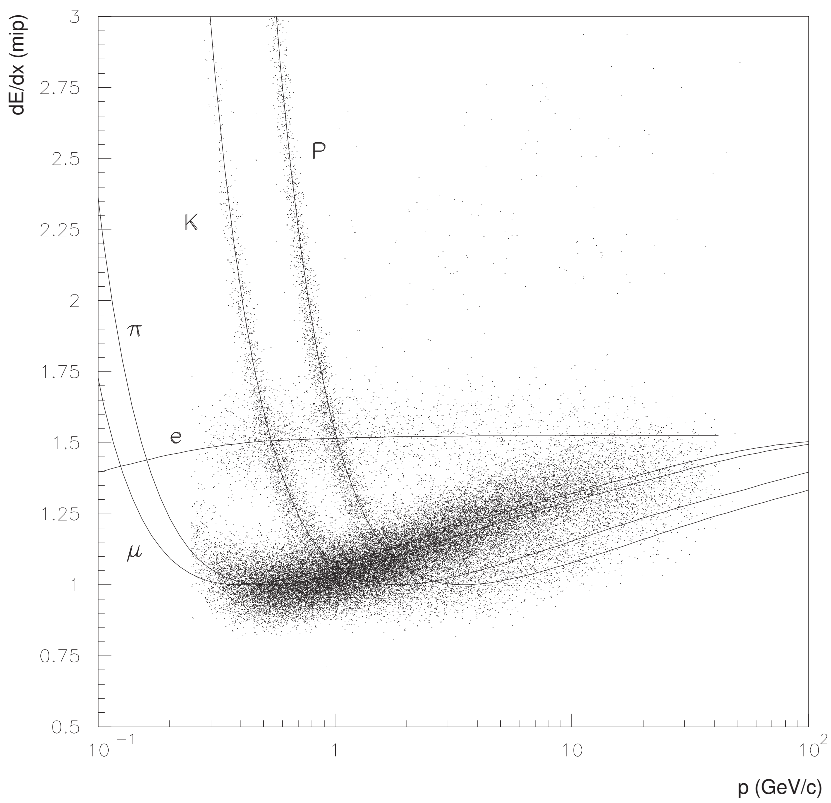


Figura 2.11: Perda de energia específica na TPC em função do momento.

2. Identificação a partir do RICH [2, 8]

Quando uma partícula carregada atravessa um meio dielétrico com velocidade maior que a da luz no meio, as moléculas polarizadas deste meio emitem radiação eletromagnética (os chamados fótons Čerenkov) em um cone cujo eixo é dado pela direção da sua trajetória. A técnica de operação do RICH (**R***ing* **I***maging* **CH***erenkov detector*) baseia-se na deteção desta radiação para identificar partículas carregadas na faixa de momento que vai de 0,7 GeV/c até 25 GeV/c. Consiste em detetar não somente a presença da luz Čerenkov, mas também em determinar o ângulo de abertura do cone.

Como a luz Čerenkov somente é emitida se a velocidade da partícula for maior que a velocidade da luz (c/n, onde n é o índice de refração do meio), dado o valor de n, cada massa corresponde a um limite para o momento a partir do qual haverá emissão de radiação. No radiador líquido do DELPHI (C_6F_{14}, $n = 1,2718$) este limite é, para um píon carregado, igual a 0,17 GeV/c. Para um káon é de 0,7 GeV/c e para um próton o momento mínimo é de 1,2 GeV/c. No radiador gasoso (C_5F_{12}, $n = 1,00194$) os limiares para os momentos são 2,3 GeV/c, para píons, 8,2 GeV/c para káons e 16,0 GeV/c para prótons. A utilização de dois meios radiadores diferentes permite que exista sensibilidade em uma faixa mais ampla de momento.

A identificação do RICH utiliza então a informação do momento da partícula (dada pelos detetores de trajetória) para calcular os ângulos de Čerenkov esperados para partículas de diferentes massas e os compara com o ângulo medido. São calculadas probabilidades para cada hipótese de massa. A figura 2.12 ilustra o princípio de deteção do RICH, cuja arquitetura permite que os fótons emitidos em ambos os radiadores sejam detetados no mesmo dispositivo.

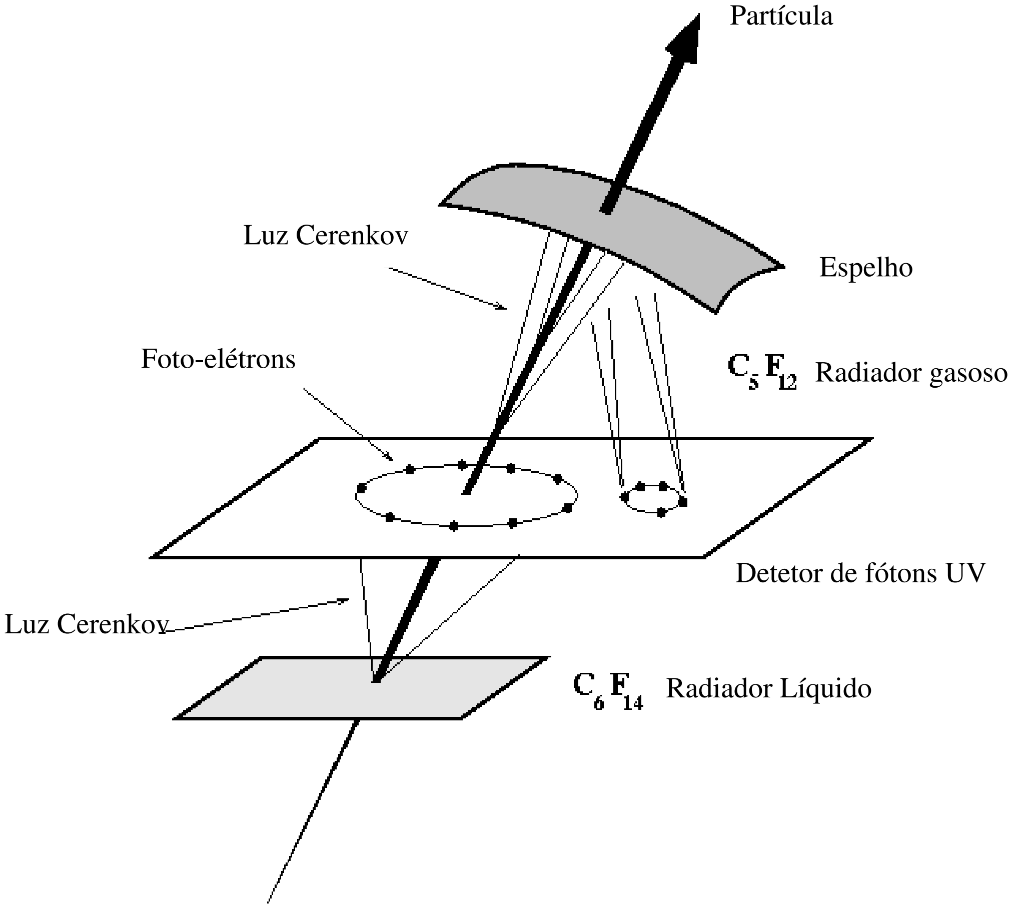


Figura 2.12: O efeito Čerenkov como observado pelo RICH. Devido à forma parabólica dos espelhos, o ponto de focalização da radiação gerada no meio gasoso no detetor de fótons não depende do ponto de emissão ao longo da trajetória da partícula.

3. Identificação de Múons

A maior parte dos hádrons não ultrapassa o volume de ferro do calorímetro hadrônico, enquanto espera-se que todos os múons com momento maior que 2,5 GeV/c penetrem além da câmara de múons. Este material fornece, portanto, um filtro que permite um nível primário de separação entre múons e hádrons. Nas câmaras de múons há, no entanto, sinais de origem hadrônica devido principalmente a partículas que atravessam o HCAL entre dois setores adjacentes e decaimentos em vôo. Píons carregados do decaimento $\tau \to 3\pi\nu$, por exemplo, geram sinal nas MUC (**M***uon* **C***hambers*) em aproximadamente 5% dos casos.

Para fazer a separação com maior eficiência, define-se critérios de qualidade para a associação das trajetórias determinadas pelo sistema de localização do DELPHI aos sinais das MUC. Sinais induzidos por chuveiros hadrônicos e decaimentos de káons em vôo possuem, em geral, desvios maiores da extrapolação da trajetória do que aqueles previstos pelo espalhamento múltiplo de múons de mesmo momento.

O χ^2 do ajuste da trajetória aos sinais das câmaras de múons seria, em princípio, suficiente para fazer a distinção entre múons e hádrons, mas o conjunto de sinais associados a um múon real pode conter raios delta emitidos pelas paredes da câmara, sinais incluídos erroneamente devido a um chuveiro hadrônico superposto ou pontos espaciais mal reconstruídos devido a uma calibração ineficiente. Isto degrada a separação e introduz a necessidade de identificação dos sinais ruins e repetição do ajuste. O que significa um sinal ruim depende do desempenho esperado do algorítmo de identificação. São definidos quatro níveis de desempenho, denominados "muito fraco, fraco, padrão e forte". Estes níveis são construídos de forma a satisfazer todas as necessidades de identificação, desde o estudo de canais isolados, de baixo *background* como $Z \to \mu^+\mu^-$ (fraco), até o estudo de canais que exigem amostras de alta pureza em jatos hadrônicos (forte).

A eficiência destes níveis é estudada nos dados e na simulação, após as devidas correções [9], utilizando-se os seguintes canais:

- $Z \to \mu^+\mu^-$, com múons de momento ≈ 45 GeV/c;
- $Z \to \tau^+\tau^-$, onde pelo menos um dos taus decai em um múon, com um espectro de momento contínuo entre 3 GeV/c e ≈ 40 GeV/c;
- $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$, com múons de baixo momento produzidos principalmente na região frontal.

A tabela 2.2 mostra a eficiência de cada um dos níveis para múons com momento acima de 3 GeV/c e ângulo polar dentro da cobertura das MUC ($20^o \leq \theta \leq 88,5^o$ e $91,5^o \leq \theta \leq 160^o$). A probabilidade de se identificar erroneamente um hádron carregado como um múon também é mostrada na tabela 2.2 e é medida utilizando-se os canais :

- $Z \to \tau^+\tau^-$, onde um τ decai em 3 píons carregados e o outro em somente uma partícula carregada;
- decaimentos hadrônicos do Z contendo um $K^0 \to \pi^+\pi^-$.

nível	Eficiência (%)	Probabilidade de erro (%)
muito fraco	95,94 +- 0,08	5,40 +- 0,19
fraco	94,81 +- 0,09	1,46 +- 0,10
padrão	86,14 +- 0,15	0,69 +- 0,07
forte	76,01 +- 0,19	0,44 +- 0,06

Tabela 2.2: Média sobre as câmaras de múons do barril e das tampas da eficiência de identificação e da probabilidade de erro para cada um dos quatro níveis de desempenho.

2.2.5 Medida de Luminosidade

Em colisores de partículas, a luminosidade é medida pela contagem do número de eventos de um processo com características experimentais claras, com alta estatística e que tenha uma seção de choque que possa ser calculada teoricamente com alta precisão. Quando trata-se de colisores e^+e^-, o processo escolhido é o espalhamento Bhabha a baixos ângulos, que ocorre quase totalmente via troca de um fóton no canal t.

No DELPHI, até 1994, a luminosidade absoluta no pico do Z era medida pelo detetor SAT (**S***mall* **A***ngle* **T***agger*), com aceitação entre 43 e 135 mrad em θ, e o detetor VSAT (**V***ery* **S***mall* **A***ngle* **T***agger*) era utilizado para medir as luminosidades relativas em diferentes energias. Em 1994 o SAT foi substituído por um novo detetor, o STIC [10].

O STIC (**S**mall angle **TI**le **C**alorimeter) é formado de dois detetores cilíndricos (com raios interno e externo de 6,5 e 42 cm, respectivamente) colocados a -220 cm e 220 cm em z. Cada seção consiste basicamente de três partes, ilustradas na figura 2.13 : uma série de camadas de chumbo e telhas cintiladoras que medem a energia depositada por partículas incidentes; planos de silício com tiras circulares colocados entre as camadas de chumbo e cintilador, que auxiliam na reconstrução da direção do chuveiro; cintiladores colocados entre o ponto de interação e o cilindro propriamente dito, que integram o sistema de veto do STIC, permitindo a separação de chuveiros neutros e carregados.

A luz azul produzida no cintilador é coletada por fibras perpendiculares aos planos dos cintiladores, que têm a propriedade de deslocar o comprimento de onda dos fótons. O comprimento total do detetor corresponde a 27 comprimentos de radiação. A 45,6 GeV a resolução em energia é de $\sigma_E/E = 2,7\%$, e está em bom acordo com a medida realizada nos feixes de teste. A precisão experimental da medida de luminosidade para os dados de 1994 é de 0.09 %.

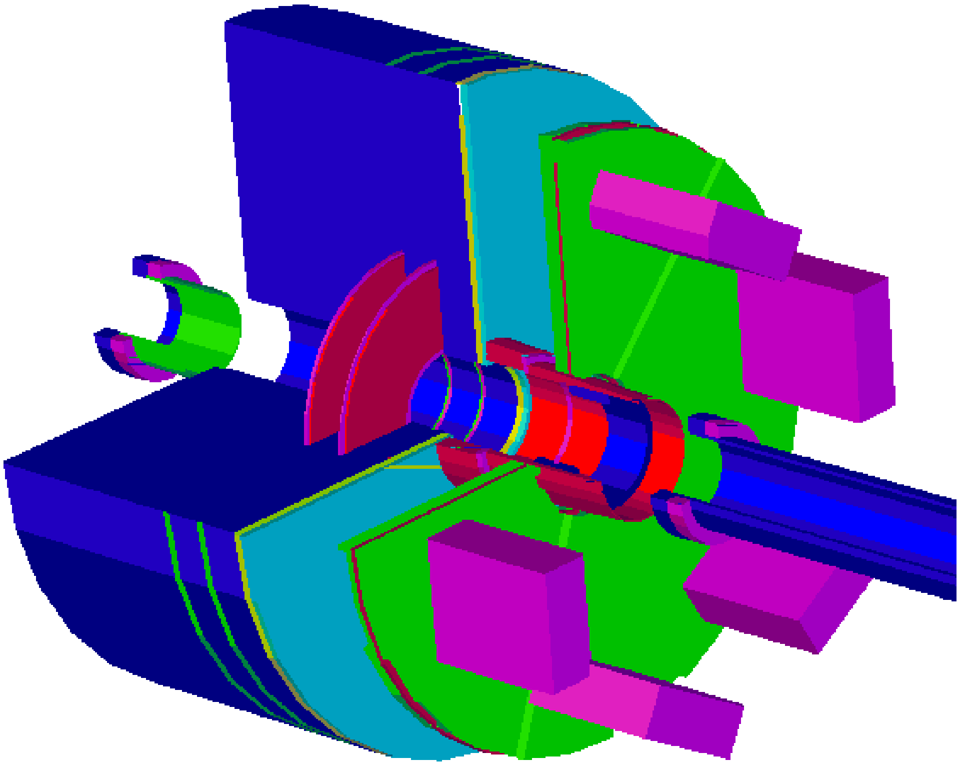


Figura 2.13: A figura mostra em azul, no centro, o tubo dos feixes; em verde os planos de cintiladores que constituem o sistema de veto do STIC; em vinho, as duas camadas de silício, cobrindo a parte mais interna do detetor.

2.3 Aquisição dos Dados

Uma vez que o sistema de *trigger* decide que um evento deve ser gravado, um complexo sistema de transmissão de dados é acionado para transferir as informações digitalizadas dos detetores para um meio de armazenamento mais permanente, como uma fita, por exemplo. Além disso, todo o período de operação é monitorado e controlado, de modo a garantir a segurança do experimento e gravar informações sobre as condições de funcionamento e especificações dos detetores. Uma análise preliminar da qualidade dos dados é realizada simultaneamente à tomada de dados, permitindo que se evidencie qualquer problema o mais rápido possível e tome-se as devidas providências.

2.3.1 *Trigger*

O *trigger* é, em geral, um sinal eletrônico que indica a ocorrência de uma correlação espacial e temporal desejada entre os sinais de diferentes detetores. A determinação da correlação adequada se dá a partir do estudo dos processos físicos de interesse, quando busca-se características que os distinguam dos demais. Se o *trigger* não é disparado, a memória é limpa e o detetor é preparado para esperar pelo próximo evento.

Em colisores de partículas, o *trigger* é sincronizado com o momento em que os feixes se cruzam[3]. No DELPHI, o sistema é dividido em quatro níveis. O primeiro nível (T1) utiliza a informação dos detetores mais rápidos (cintiladores etc) para tomar uma decisão 3,5 μs após o BCO. O segundo nível de decisão (T2) é tomado 39 μs após o BCO, utilizando informações da TPC e da HPC. Se a resposta é negativa nesta etapa, um BCO é perdido.

[3]BCO - **B***eam* **C***ross* **O***ver*

Se positiva, o DAS necessita de no mínimo 3 ms para processar os dados e se preparar para o próximo evento. Se o intervalo entre dois cruzamentos de feixes é de 11 μs, isto significa que os próximos 300 BCO serão perdidos. A taxa de T2 é de 5 Hz.

As duas etapas seguintes são filtros de *software*, não mais sincronizadas com o BCO. O tempo de processamento do nível T3 é de aproximadamente 30 ms, enquanto o do nível T4 é de 300 a 500 ms. T3 reduz o *background* proveniente de T2 à metade usando tratamento de software, com informações mais detalhadas que T2. T4 reduz também à metade o *background* que permanece após T3, fazendo uma pré-identificação dos eventos. Todos os eventos que não tenham traços apontando para a região de interação e não tenham energia depositada nos calorímetros são rejeitados.

2.3.2 Sistema de Aquisição de Dados

O sistema de aquisição de dados completo do DELPHI (DAS - **D***ata* **A***cquisition* **S***ystem*) é dividido em quatro subsistemas : o sistema de leitura, o sistema de fluxo de dados, o sistema de controle e o de monitoramento. Seu objetivo é controlar e desempenhar a leitura dos dados digitalizados de todos os subdetetores, em conjunto ou separadamente. Para fins de leitura, o DELPHI é divido em 20 partições, que correspondem a um subdetetor inteiro ou uma metade, no caso dos maiores[4].

O sistema de controle desempenha as tarefas de: monitorar quantidades de baixa variação (como temperatura), assegurando que estão dentro de limites aceitáveis para garantir segurança e uma tomada de dados bem sucedida; gravar continuamente parâme-

[4] O sistema de *trigger* é considerado um subdetetor

tros importantes para a análise posterior dos dados; controlar voltagens e fornecimento de gás dos detetores, de acordo com os comandos de um operador ou automaticamente, baseado nas condições detetadas durante o monitoramento.

A leitura individual de cada partição é realizada por um processo de *software* chamado de Supervisor Local de Eventos[5], que guarda os dados em formato ZEBRA. Um *software* chamado Supervisor Global de Eventos[6] utiliza a informação dos LES para construir os eventos que tenham passado pelo terceiro nível de *trigger*. Estes eventos são submetidos à quarta etapa da seleção (T4) e então transferidos para fitas magnéticas. A partir deste momento ficam disponíveis para a reconstrução geométrica e análise física da interação.

2.4 Reconstrução dos Eventos

2.4.1 Estrutura de armazenamento dos dados

O programa de reconstrução e análise do DELPHI, DELANA[7], atua diretamente sobre os dados como obtidos dos detetores ("dados crus") da seguinte forma :

- aplica sobre os dados crus as devidas calibrações, transformando-os em TDR (**T***rack* **D***etector*)
- relaciona os TDR dentro de cada detetor, buscando os possíveis elementos de traço (TER)
- conecta os elementos de traço dos diferentes detetores, procurando pelos candidatos a traços (TSR - **T***rack* **S***trings*)

[5] **L***ocal* **E***vent* **S***upervisor* (LES)
[6] **G***lobal* **E***vent* **S***upervisor* (GES)
[7] **DEL**PHI *data* **ANA***lysis program*

- ajusta os TSR, utilizando técnicas que levam em consideração o espalhamento múltiplo e a perda de energia no material existente entre os pontos medidos, de maneira a gerar os TKR e resolver as ambiguidades existentes

- relaciona os TKR e os agrupa em TBR (**T***rack* **B***undles*), que representa um candidato a vértice primário

- ajusta os TBR, que dão lugar aos TVR (**T***rack* **V***ertex*)

As informações acima são gravadas em um banco de dados com estrutura bem definida pelo código chamado TANAGRA (**T***rack* **A***nalysis and* **GRA***phics*). Os eventos reconstruídos são organizados em uma sequência hirárquica de bancos (bancos TER, bancos TKR etc), preservando as relações lógicas entre eles (que bancos TDR são utilizados para construir os bancos TE, ...). Esta estrutura permite que a informação relevante para a análise física seja manipulada de forma universal e coerente por todos os códigos, seja de exposição de eventos ou de análise física mais específica.

Depois da reconstrução, um filtro é utilizado para selecionar e identificar eventos interessantes para as possíveis análises posteriores. Os resultados desta identificação são utilizados para direcionar o evento para as várias formas de saída definidas para um processamento. Normalmente cerca de 40 % dos eventos coletados são extraídos para DSTs (**D***ata* **S***ummary* **T***apes*).

Uma das identificações realizadas pelo DELANA é a dos candidatos leptônicos do Z^o. Esta amostra contém aproximadamente um terço de todos os eventos gravados em DST. Utilizada como ponto de partida na presente análise, é constituída de eventos com até 12 partículas reconstruídas. Este critério rejeita a maior parte dos decaimentos hadrônicos do Z^o, uma vez que a multiplicidade média destes eventos é de vinte partículas carregadas. Além deste, a amostra obedece outros critérios, utilizados para eliminar uma parte das interações com a parede do tubo ou com o gás residual.

O programa DSTANA (**DST ANA***lysis*) atua sobre os dados da DST, aplicando as correções e códigos de identificação de partículas padronizados pelo DELPHI. Os códigos de identificação utilizados nas análises relativas ao τ são:

1. TAUPLUS [11]

   Foi concebido para ser utilizado pelos membros do grupo que estuda a Física do lépton τ de forma a garantir uma consistência entre as diferentes análises relacionadas com esta partícula. Calcula quantidades físicas interessantes para estas análises e possui rotinas que aplicam, por exemplo, os cortes de seleção de τ padronizados pelo grupo.

2. ELEPHANT[8] [12]

   Realiza a identificação de elétrons combinando informações de dE/dx na TPC e deposição de energia na HPC (no barril). Aplica algorítmos para reconhecer elétrons que irradiam fótons e elétrons produzidos em conversão de fótons. Estabelece códigos de classificacão de neutros tomando como parâmetros os desenvolvimentos transversal e longitudinal dos chuveiros na HPC (estes códigos serão utilizados na seleção dos eventos realizada nesta análise e são, por isto, descritos na tabela 2.3).

[8] **ELE***ctron and* **PH***oton* **AN***alysis* **T***ools*

Os π^0's de alta energia no barril, são classificados de acordo com a estrutura interna do chuveiro detetado na HPC, se os dois fótons produzidos no seu decaimento ficam superpostos em apenas um chuveiro. Na região frontal, baseia-se principalmente em cortes na razão da energia eletromagnética depositada na FEMC pelo momento da trajetória (E_{FEMC}/P) para realizar a identificação de elétrons.

3. MUFLAG

   Pacote de identificação de múons. Utiliza o algorítmo brevemente descrito na seção 2.2.4, e mais detalhadamente explicado em [13].

2.5 Geração e Simulação dos Eventos

Os programas de simulação partem das partículas criadas em um processo físico gerado a partir de um modelo e usam métodos de Monte Carlo para simular o seu comportamento ao atravessar o detetor. A comparação entre dados reais e simulados é extensivamente utilizada nos vários estágios da análise, desde o entendimento do detetor, o seu alinhamento, calibração e eficiências, até a extração dos resultados físicos finais.

Os programas de geração da amostra de dados simulados usados nesta análise foram o KORALZ, JETSET, BABAMC e DYMU3 para eventos de $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, $e^+e^- \rightarrow q\overline{q}$, e^+e^-, $\mu^+\mu^-$, respectivamente.

O KORALZ (versão 4.0 [14]) possui uma estrutura modular que corresponde às sucessivas etapas, desde a produção de radiação de estado inicial, seguida pela produção do Z^0 e o seu decaimento em $\tau^+\tau^-$, a radiação e o decaimento individual de cada τ, até a

código	Descrição
0	chuveiros na FEMC ou no HCAL
	Fótons na HPC
1	fóton bem reconstruído na HPC
6	rejeitado por cortes envolvendo o perfil transversal do chuveiro
7	rejeitado por cortes envolvendo o perfil longitudinal do chuveiro
8	rejeitado por cortes envolvendo o perfil transversal e longitudinal
	Fótons na HPC associados a TE do OD
11	fóton bem reconstruído na HPC
16	rejeitado por cortes envolvendo o perfil transversal do chuveiro
17	rejeitado por cortes envolvendo o perfil longitudinal do chuveiro
18	rejeitado por cortes envolvendo perfil transversal e longitudinal
	Fótons que converteram antes da TPC
21	reconstruído a partir de 2 TE's da TPC (par tipo I)
23	reconstruído a partir de 2 TE's da TPC (par tipo III)
24	reconstruído a partir de 1 TE da TPC (par tipo I)
	Fótons de radiação de elétron depois da TPC
39	fóton associado a elétron
	Fótons de radiação de elétron antes da TPC
49	fóton associado a elétron
	Fótons que converteram depois da TPC
50	reconstruído a partir de dois TE's do OD, associados a 2 chuveiros da HPC
51	reconstruído a partir de dois TE's do OD, 1 associado a chuveiro da HPC
53	reconstruído a partir de um TE do OD, associado a chuveiro da HPC
56	idem a 53, porém rejeitado por cortes envolvendo perfil transversal
57	idem a 53, porém rejeitado por cortes envolvendo perfil longitudinal
58	idem a 53, porém rejeitado por cortes envolvendo perfil transversal e longitudinal
59	chuveiro associado a um TE do OD usado em 50-58
	Fótons que são parte de um *cluster* de chuveiro
61	fóton bem reconstruído na HPC
66	rejeitado por cortes envolvendo perfil transversal do chuveiro
67	rejeitado por cortes envolvendo perfil longitudinal do chuveiro
68	rejeitado por cortes envolvendo perfil transversal e longitudinal
69	rejeitado por ter sido originado de raio δ ou artefato de reconhecimento de padrão
	chuveiro claramente identificado como π^0
101	π^0 bem reconstruído

Tabela 2.3: Códigos do ELEPHANT para partículas neutras. O chuveiro que possui código 101 tem uma probabilidade muito baixa de ser um único fóton energético. O chuveiro com energia acima de 6 GeV, classificado como bom fóton, pode, no entanto, ser um π^0 tanto como um fóton.

eventual radiação emitida pelas partículas finais[9]. A biblioteca TAUOLA (versão 2.0 [15]) é utilizada para direcionar o decaimento de cada τ, considerando correções eletrofracas. O modelo de Kuhn e Santamaria é utilizado para gerar o decaimento $\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$, com os seguintes valores para a massa e a largura da ressonância a1 :

$$m_{a1} = 1,251\, GeV, \quad \Gamma_{a1} = 0,599\, GeV$$

A tabela 2.4 fornece os códigos dados pelo TAUOLA aos diferentes decaimentos do τ, com as suas respectivas razões de ramificação.

Uma vez que o evento foi gerado, a simulação dos processos de interação que as partículas sofrem ao atravessar o detetor é realizada. O programa que desempenha esta tarefa é o DELSIM [16]. Para isso ele utiliza um banco de dados detalhado, com informações geométricas sobre cada subdetetor do DELPHI, bem como informações sobre os materiais de que são constituídos.

A determinação das trajetórias é realizada levando-se em consideração o campo magnético do solenóide, a perda de energia no material, espalhamento múltiplo e processos secundários, como Bremsstrahlung, efeito foto-elétrico, emissão de raios δ, produção de pares, espalhamento Compton, interações nucleares e absorção.

A resposta do detetor à passagem das partículas é gravada no mesmo formato que os dados "crus" reais. O banco de dados também tem disponíveis as constantes de calibração para os componentes dos diferentes detetores e parâmetros como voltagem, pressão e temperatura, que são utilizados no cálculo de quantidades importantes para a reconstrução.

[9]Este tipo de radiação, tanto como a emissão de fóton no estado inicial, é levada em consideração até segunda ordem em α_{EM}

Código	Decaimento	Razão de Ramificação (%)
1	$e^{\pm}$	17,94
2	$\mu^{\pm}$	17,45
3	$\pi^{\pm}$	11,26
4	ρ	24,54
5	a_1	16,60
6	K	0,73
7	K^*	1,26
8	$3\ \pi^{\pm} + 1\ \pi^0$	5,45
9	$1\ \pi^{\pm} + 1\ \pi^0$	1,08
10	$3\ \pi^{\pm} + 2\ \pi^0$	0,48
11	$5\ \pi^{\pm}$	0,07
12	$5\ \pi^{\pm} + 1\ \pi^0$	0,019
13	$3\ \pi^{\pm} + 3\ \pi^0$	0,09
14	$1\ \pi^{\pm} + 2\ K^{\pm}$	0,13
15	$1\ \pi^{\pm} + K^0 + \overline{K^0}$	0,13
16	$1\ \pi^0 + 1\ K^{\pm} + K^0$	0,13
17	$2\ \pi^0 + 1\ K^{\pm}$	0,085
18	$2\ \pi^{\pm} + 1\ K^{\pm}$	0,34
19	$1\ \pi^{\pm} + 1\ \pi^0 + \overline{K^0}$	0,39
20	$1\ \pi^{\pm} + 1\ \pi^0 + \eta$	0,17
21	$1\ \pi^{\pm} + 1\ \pi^0 + \gamma$	0,14
22	$1\ K^{\pm} + K^0$	0,28

Tabela 2.4: Lista dos códigos de decaimentos do TAU (KORALZ 4.0).

O programa de exposição gráfica dos eventos (DELGRA, **DEL**PHI **GRA***phics program*) representa um papel importante no que diz respeito à análise interativa. Ele permite a visualização tridimensional de eventos reais ou simulados, o que auxilia no entendimento de problemas de alinhamento do detetor e reconstrução de eventos e facilita o reconhecimento da resposta do detetor a cada processo físico. Além disso, fornece os valores numéricos das quantidades representadas, como momento das trajetórias e energias dos chuveiros nos calorímetros.

Capítulo 3

O Detetor de Vértices do DELPHI (VD)

Muitos dos resultados do LEP relacionados com quarks pesados e decaimentos do lépton τ são baseados principalmente nas informações fornecidas pelos detetores de vértices. Como exemplos, há as medidas de vida média do τ e do méson com sabor b, identificação do quark b usando medidas de parâmetro de impacto e estudos da massa e dos modos de decaimento do méson B. A figura 3.1 ilustra um evento de decaimento do méson B, como reconstruído pelo DELPHI, evidenciando o detetor de vértices.

Muito esforço vem sendo concentrado para que estes detetores sejam capazes de contribuir com muita precisão à reconstrução dos vértices de decaimento de partículas. Para melhorar a resolução e permitir a reconstrução tridimensional dos traços, utiliza-se tecnologias cada vez mais sofisticadas.

A arquitetura deste tipo de dispositivo deve considerar a construção de um detetor o mais simples possível, dados os vínculos de espaço disponível, consumo de energia e bom desempenho para o estudo da Física (o que significa boa resolução na determinação das trajetórias).

A necessidade de uma cobertura angular completa nesta região não permite a colocação de nenhum tipo de estrutura sólida próxima ao ponto de interação. Assim, o silício deve ser usado como material sensível tanto como componente estrutural.

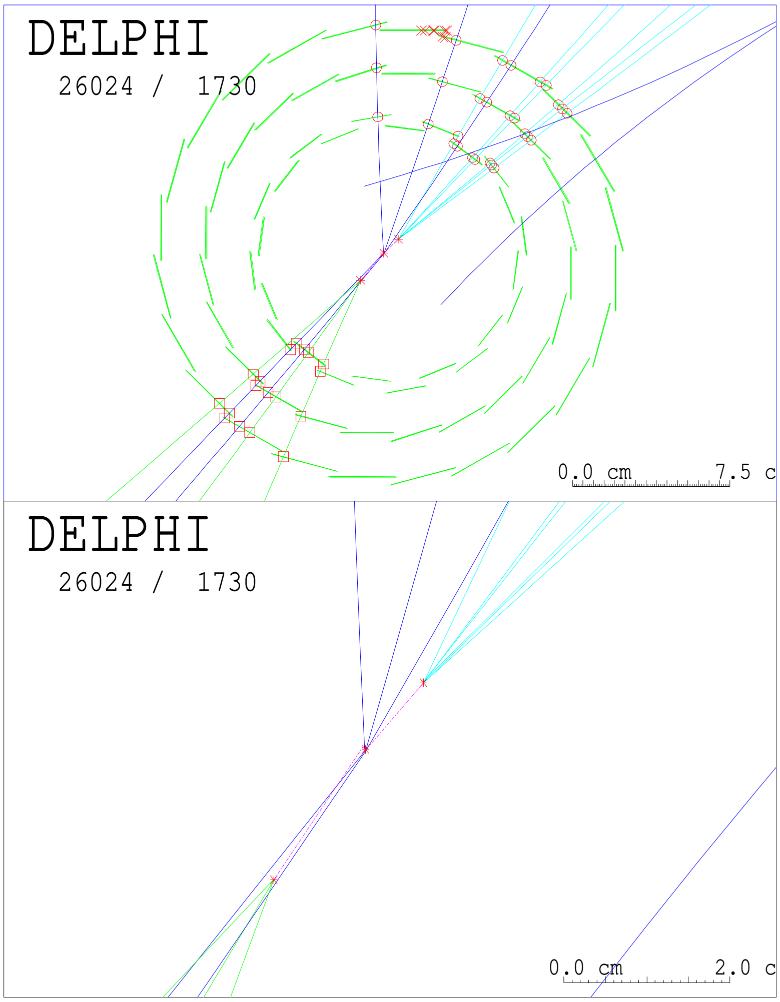


Figura 3.1: O quark b é o mais pesado produzido no LEP. Sua vida média relativamente longa (em torno de 1,6 ps) faz com que os produtos do seu decaimento tenham parâmetros de impacto com relação ao vértice primário da ordem de centenas de micrômetros. O detetor de silício, sendo sensível a distâncias desta magnitude, torna possível a medida de grandezas relacionadas ao decaimento de mésons B, constituídos por estes quarks, como ilustrado na figura. A parte inferior corresponde a uma ampliação do centro da figura superior.

Um dos parâmetros usualmente utilizados nas análises é o parâmetro de impacto dos traços em relação a um determinado ponto. O erro no parâmetro de impacto tem duas contribuições. A primeira vem da resolução intrínseca dos detetores de silício, combinada com a geometria específica do detetor. A segunda contribuição é determinada pelo espalhamento múltiplo no material do detetor, novamente combinado com a sua geometria. Por isso é importante diminuir a quantidade de material na região sensível, o que explica a pequena espessura das placas utilizadas nos experimentos, normalmente em torno de 300 μm. O gráfico apresentado na figura 3.2 mostra a quantidade de material do detetor de vértices, vista por uma partícula que o atravessa na direção polar dada pelo ângulo θ, na configuração atual (a partir de 1996).

Como partículas com baixo momento são mais espalhadas, esta contribuição torna-se mais importante com a diminuição do momento. Por outro lado, a resolução da posição dos vértices secundários depende também do ângulo de abertura entre as partículas originadas no decaimento. Quanto maior o momento da partícula, menor o ângulo e pior a resolução. O erro neste parâmetro passa de cerca de 800 μm, quando determinado sem a utilização dos sinais do VD, para um valor de aproximadamente 40 μm quando leva-se em consideração os sinais do detetor de vértices.

Na seção 3.1 as placas de silício, mencionadas no decorrer do capítulo, são descritas de forma mais detalhada; na 3.2 as características gerais do detetor são fornecidas de acordo com os anos de funcionamento e na seção 3.3 o trabalho realizado no presente trabalho de tese é exposto.

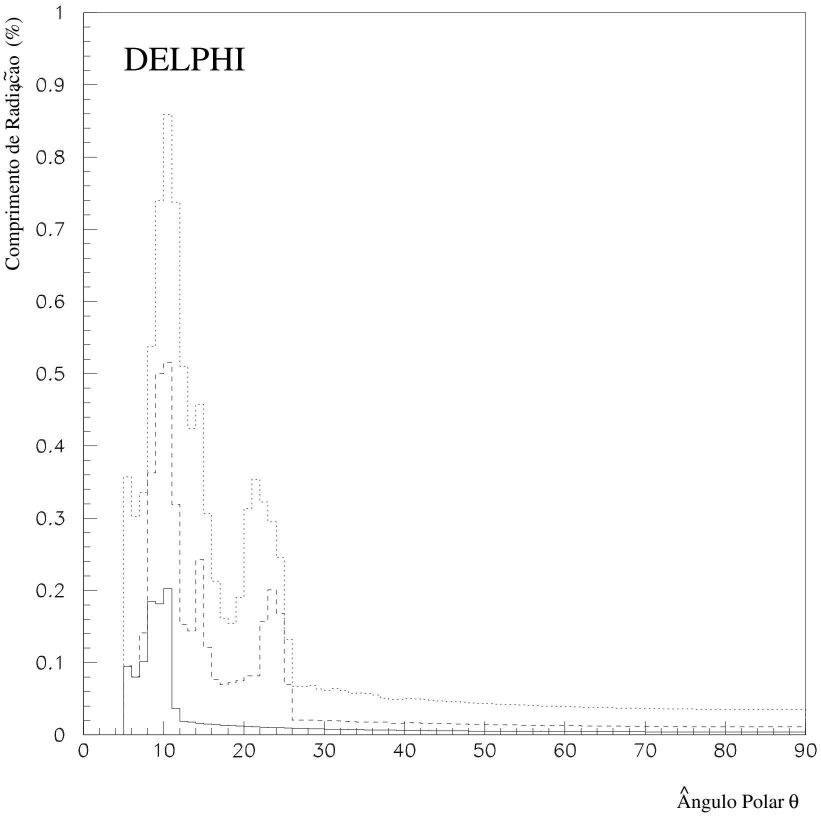


Figura 3.2: A linha contínua representa a quantidade de material pelo qual a partícula passou após ter atravessado o tubo dos feixes. A linha tracejada corresponde à quantidade de material atravessada após ter passado pelo primeiro ponto medido. Essa é a quantidade mais importante com relação à distribuição do parâmetro de impacto. Finalmente, a linha pontilhada se refere ao material de todo o VD.

3.1 As Placas de Silício

Os detetores de estado sólido são geralmente muito atrativos para a Física de partículas, uma vez que possuem ótima resolução espacial, aliada à pouca quantidade de material necessária para a produção de um sinal detetável (o que é fundamental quando trata-se de colisores, onde o problema de espaço é relevante). No silício, por exemplo, uma perda de energia de 3.6 eV é suficiente para gerar um par elétron-buraco. Este valor é muito baixo comparado com os aproximadamente 30 eV necessários para ionizar uma molécula nos detetores gasosos, ou 300 eV para extrair um elétron de um fotocatodo acoplado a um cintilador plástico.

O silício é um elemento do grupo IV da tabela periódica e possui quatro elétrons de valência. A excitação de um elétron para a banda de condução cria ao mesmo tempo um buraco na banda de valência. Em um semicondutor intrínseco as densidades de elétrons e buracos são iguais. Substituindo-se alguns átomos de silício por átomos dos grupos III e V da tabela periódica pode-se obter os chamados materiais dopados do tipo **n** e do tipo **p**, respectivamente.

Quando une-se um material do tipo **p** com outro do tipo **n**, cria-se um gradiente de elétrons e buracos na fronteira da união que resulta numa região livre de cargas (para explicação mais detalhada, veja [17, 18, 19]). Esta região pode ser extendida para quase todo o volume do detetor com a aplicação de uma diferença de potencial (polarização reversa, chamada voltagem de *bias*) entre os dois materiais. Nesta região, as cargas geradas pela passagem de uma partícula podem ser coletadas.

As placas de silício utilizadas no detetor de vértices são nada mais que um conjunto de centenas de junções deste tipo, de tamanho microscópico. Nelas, aplica-se uma voltagem de cerca de 3 V nas tiras dopadas do tipo **p** e cerca de 60 V no plano inferior de silício do tipo **n**. Como o objetivo fundamental é o de localizar com precisão as partículas que atravessam o detetor, a divisão da junção em tiras é imprescindível. Desta forma pode-se conhecer o ponto onde a partícula passou com resolução melhor que a distância entre elas, já que a posição no silício é calculada a partir da divisão de cargas entre os canais [17].

No caso do DELPHI, define-se primeiramente um *cluster*, um conjunto de canais consecutivos. Um canal é incluído em um *cluster* se a razão entre a sua altura de pulso e o ruído é maior que 2,5 no lado **p** e 1,4 no lado **n**, levando-se em consideração, assim, um maior número de tiras no lado **n** para grandes ângulos de incidência, o que resulta em uma menor altura de pulso individual. Um *cluster* é aceito se a soma das razões S/N de cada canal é maior que 5. A escolha de placas de silício com maior separação entre as linhas de leitura do lado **n** para ângulos de incidência maiores evita que a carga seja dividida entre um número muito grande de tiras. No lado **p**, a posição é calculada por interpolação das duas maiores alturas de pulso consecutivas do *cluster*, com uma correção para divisão não linear de cargas [20]. Para ângulos de incidência até 15^0, os *clusters* do lado **n** são tratados de maneira similar. Para ângulos maiores, a maior parte da informação está contida nas tiras das extremidades do *cluster*. A posição é dada então por uma relação entre as quantidades de carga e as coordenadas do primeiro e do último canal.

Os pontos calculados neste procedimento são associados a traços que tenham sido reconstruídos por outros detetores de trajetórias e então são transformados para o sistema de referência do DELPHI.

Nas placas de face única, como ilustra a figura 3.3, as junções **p-n** são construídas com o implante **p** na massa de silício do tipo **n**, que constitui o volume ativo do detetor. Uma fina camada de material isolante (SiO_2) cobre os implantes, atuando como um capacitor integrado que retira as componentes contínuas geradas por excitações térmicas e outras fontes de ruído. Depositada sobre o SiO_2, uma camada de alumínio permite a realização da leitura do sinal. As tiras de metal são conectadas aos pré-amplificadores (nos *chips* de leitura). Em geral, a leitura é realizada a cada dois canais.

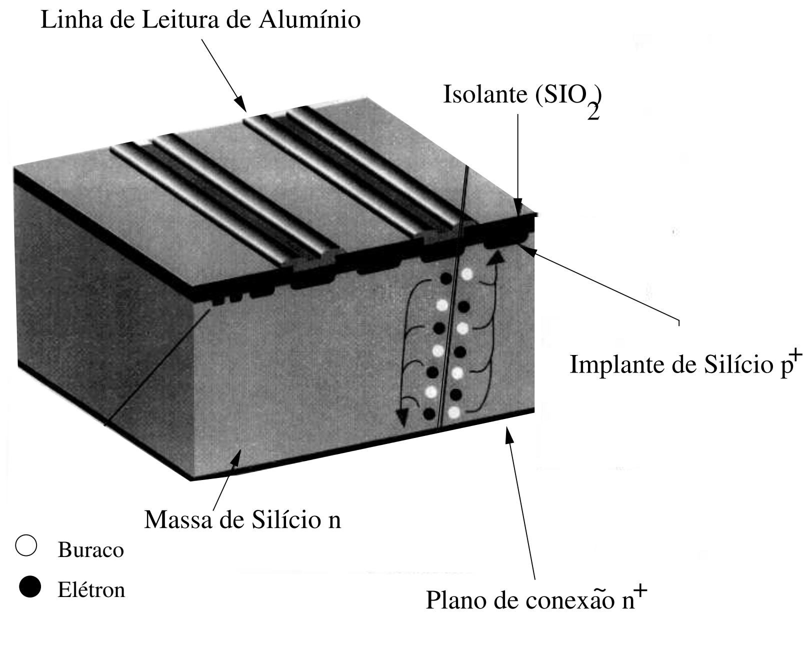


Figura 3.3: Uma plaquete de silício de face única, ou seja, com implantes em apenas uma das faces.

A figura 3.4 mostra as placas mais recentes, de dupla face, onde a localização pode ser desempenhada não só no plano $R\phi$, mas também na direção z.

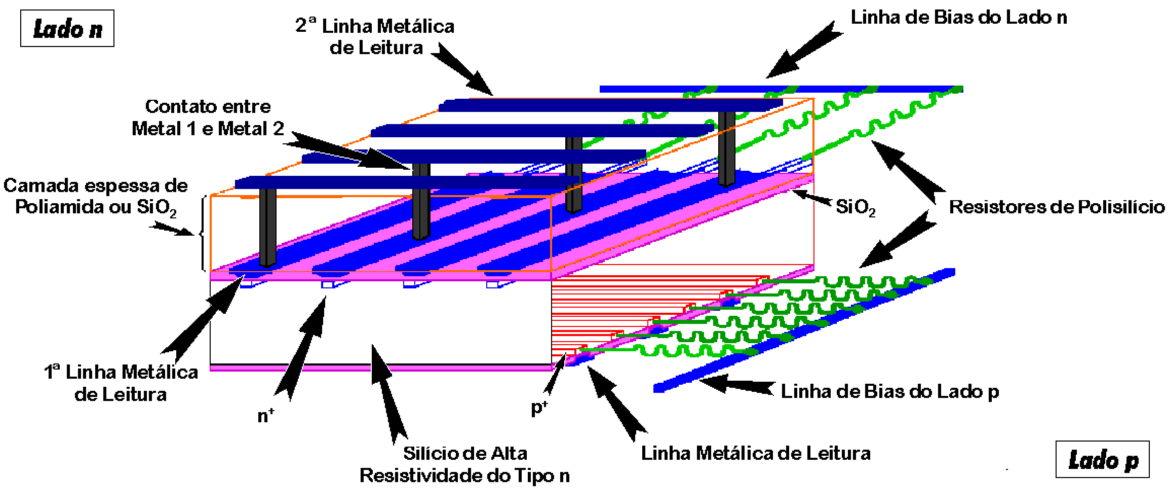


Figura 3.4: Nas placas de dupla face, os dois lados do sanduíche de silício são recortados em tiras de forma que pode-se conhecer a posição da partícula tanto na direção do eixo z como no plano $R\phi$. A leitura é realizada pela camada de alumínio depositada em cima do isolante (SiO_2), que funciona como um capacitor de acoplamento integrado. No lado **n**, há ainda uma segunda camada de metal, que permite a realização da leitura na mesma direção das tiras **p**.

3.2 Descrição do Detetor

3.2.1 1989 a 1993

Em sua primeira configuração, o VD [20, 21] consistia de duas camadas concêntricas de detetores de tiras de silício, com localização apenas no plano Rϕ. Os raios das camadas eram de 9.0 e 11.0 cm. Ambas possuíam um comprimento de 24 cm, cobrindo o ângulo polar em 53^0 (camada interna) e 47^0 (camada externa). Cada camada consistia de 24 módulos com cerca de 10 % de superposição entre os mesmos. Cada módulo era composto de quatro placas ao longo do eixo z, com tiras de silício dopado do tipo **p** paralelas ao feixe. A leitura era realizada aos pares (dois detetores conectados em série) nas extremidades. As placas de silício[1] tinham 300 μm de espessura e 25 μm de separação entre as tiras (*strip pitch*).

As linhas de leitura (separação de 50 μm) eram acopladas aos diodos em todo o seu comprimento por 0,2 μm de SiO_2. A voltagem de *bias* era aplicada nos resistores de polisilício (5 MΩ). Cada placa tinha uma região sensível de 59 mm de comprimento e uma largura de 25.6 mm (para 512 canais de leitura) e 32 mm (para 640 canais de leitura) para as camadas interna e externa, respectivamente. O número total de linhas de leitura era de 54254. A eletrônica VLSI[2] (*chip* MX3[3] [22]) era conectada a 128 canais de leitura. Os detetores e amplificadores eram montados com um suporte de fibra de carbono em anéis de alumínio nas extremidades. O resfriamento com água garantia estabilidade térmica ao sistema. Todo o detetor podia ser deslocado sobre trilhos presos ao detetor

[1] Fabricadas por SI, Oslo.
[2] **V***ery* **L***arge* **S***cale* **I***ntegration*
[3] Fabricadas por Mielec, Bélgica.

interno (ID) para retirada e inserção no caso de manutenção.

A acurácia alcançada nas medidas em $R\phi$ era de 14 μm para todo o detetor, resultando em um erro de 90 μm na reconstrução dos vértices.

Em 1991, mais uma camada foi adicionada ao VD. As três camadas (*Closer, Inner e Outer*) concêntricas tinham então raios de 6.3, 9.0 e 10.9 cm. O comprimento da nova camada, mais interna, era de 20 cm e a cobertura polar de 59^0. As placas de silício utilizadas possuíam as mesmas características das outras, com exceção apenas do número de linhas de leitura, que foi reduzido para 384 canais.

3.2.2 1994 a 1995

Em 1994 a cobertura angular da camada *Closer* foi aumentada para $25^o \leq \theta \leq 155^o$ e esta camada, assim como a *Outer*, foi equipada com detetores duplos, tendo tiras ortogonais umas às outras nos lados opostos do sanduíche de silício, permitindo também medidas na direção z [20]. O seu comprimento era de 24 cm. O sistema adotado para levar o sinal das tiras que fornecem informação da direção do eixo z foi o de uma segunda camada de metal na superfície do detetor, que minimiza a quantidade de material na área sensível.

A arquitetura dos módulos no lado **p** é mantida. No lado **n**, a separação entre as linhas de leitura (*readout pitch*) aumenta com a diminuição do ângulo polar, assumindo três valores na *Closer* (49.5, 99 e 150 μm) e dois na *Outer* (42 e 84 μm), evitando a degradação da resolução que ocorre com a diminuição do ângulo. Cada módulo era composto por duas metades independentes. Cada metade possuía dois detetores colados e soldados um ao outro e a uma peça de cerâmica que suportava os *chips* e ficava em uma das suas extremidades, o híbrido.

Após a montagem dos módulos na estrutura mecânica, é fundamental a determinação das posições tridimensionais relativas das tiras de silício. O procedimento utilizado na obtenção destas posições é chamado de alinhamento. O alinhamento relativo dos módulos é realizado mecanicamente[4], antes da instalação, com uma acurácia de 10 μm em 3 dimensões. O alinhamento interno utiliza traços de partículas produzidas no decaimento do Z^0, tomando como ponto de partida a inspeção mecânica. O procedimento usa traços de eventos hadrônicos que passam através da região de superposição entre os módulos, traços de eventos hadrônicos com três sinais contidos em um setor e traços do decaimento $Z^0 \to \mu^+\mu^-$, com a definição de três tipos de resíduos (fig. 3.5).

Somente os momentos das partículas criadas em eventos hadrônicos são extraídos dos resultados dos outros detetores. Depois de montado no laboratório, o detetor é transportado para o túnel do LEP, onde é inserido. Durante o transporte pode haver movimento relativo entre as diferentes camadas ou módulos. Este movimento é determinado na forma de rotações ou translações. Os traços na região de superposição são utilizados para determinar as rotações e translações dos módulos em uma camada. Os dois últimos tipos de eventos vinculam as posições relativas dos módulos em diferentes camadas. Um procedimento similar é realizado para o alinhamento da coordenada z [23].

A precisão intrínseca (*single hit precision*) do detetor pode ser estimada pelas distribuições de resíduo de sinais não incluídos no ajuste nas regiões de superposição. Tais

[4] A máquina que possibilita a realização destas medidas microscópicas é produzida por POLI-Varallo Sesia, Itália.

distribuições incluem contribuições de incertezas no alinhamento que ainda não tenham sido eliminadas. A figura 3.6 mostra a distribuição da média do resíduo sobre todos os setores e todos os ângulos de incidência dos traços. A largura da distribuição deve ser dividida por $\sqrt{2}$ para se obter a precisão intrínseca, uma vez que os resíduos são distâncias entre dois pontos. A largura desta distribuição corresponde a uma precisão intrínseca de 7.6 μm para uma camada. As caudas fora da Gaussiana são devidas às diferentes características dos *clusters* (tamanho, altura dos pulso e ruído) e ângulos de incidência.

A precisão intrínseca da coordenada z é uma função do ângulo de incidência do traço, como mostrado na fig. 3.7, alcançando um valor de 9 μm para traços perpendiculares aos módulos.

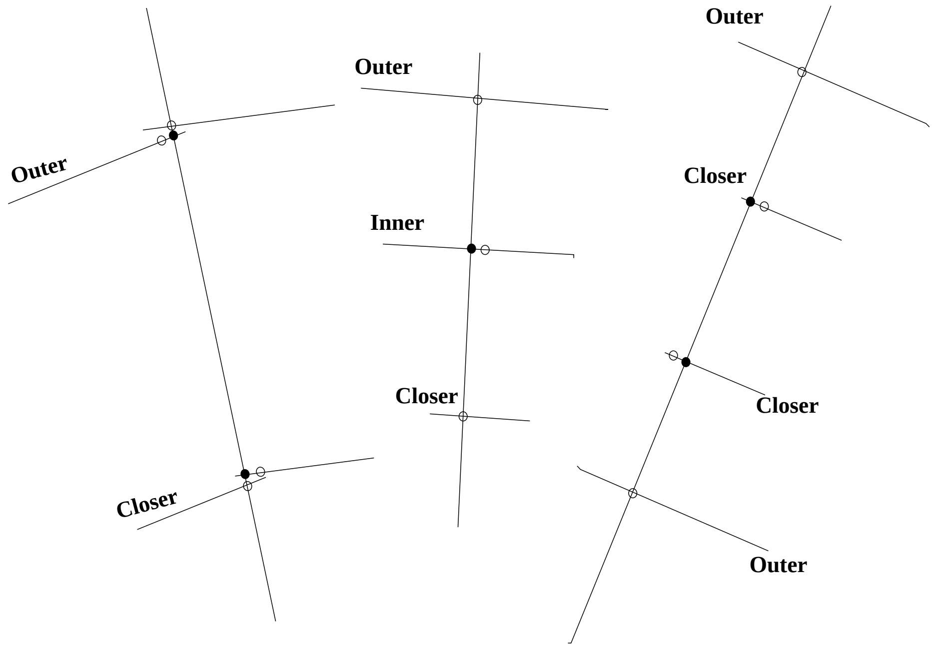


Figura 3.5: Definição esquemática dos resíduos em $R\phi$ para traços nas superposições, traços com três sinais em um setor e traços de $\mu^+\mu^-$. Pontos brancos correspondem aos sinais reais, pontos pretos aos sinais previstos a partir dos dois sinais reais. A distância entre estes dois pontos é definida como o resíduo de cada uma das situações. A pequena curvatura dos traços não foi representada. A definição dos resíduos em z é similar, com os resíduos sendo medidos ao longo deste eixo.

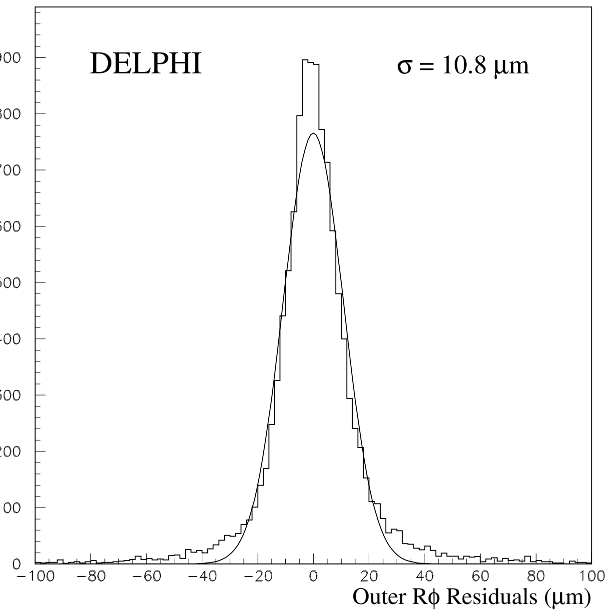


Figura 3.6: Distribuição de resíduos no plano $R\phi$ para traços que passam pela região de superposição da camada *Outer*.

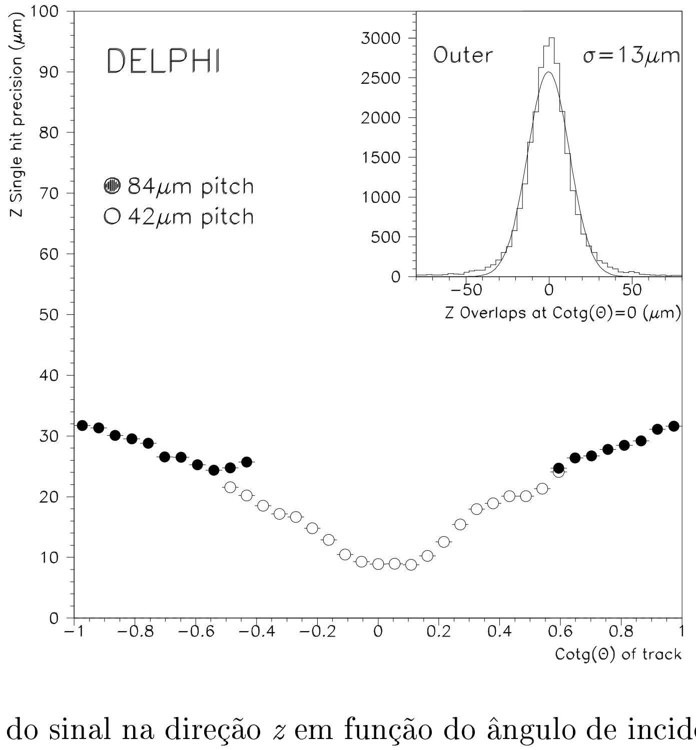


Figura 3.7: Precisão do sinal na direção z em função do ângulo de incidência do traço. O gráfico menor mostra a distribuição residual em z para incidência normal.

3.2.3 Configuração Atual [24]

A atualização do VD para atender as necessidades decorrentes do aumento da energia de centro de massa no LEP2 só foi finalizada em 1997. A nova arquitetura do detetor leva em consideração as características dos processos estudados ou procurados. Processos de seções de choque mais altas para ângulos polares mais baixos, como eventos de quatro férmions no estado final, exigem uma cobertura melhor na região frontal. A procura pelo bóson de Higgs e partículas supersimétricas traz a necessidade de uma boa identificação de quarks b nesta região, a fim de diminuir o *background* de processos como produção de pares W^+W^- e $e^+e^- \to \gamma\gamma \to e^+e^- f\overline{f}$.

Desta forma, as principais modificações realizadas foram :

- Alongamento das camadas intermediária e externa do detetor antigo, melhorando a cobertura polar e garantindo a capacidade de identificação de quarks b acima de 25^o. A qualidade da recontrução é mantida com as medidas no plano $R\phi$ e em z nas três camadas, sendo que, na intermediária, somente nas extremidades. O conjunto central do VD é denominado barril.

- Adição de duas camadas de detetores de *pixels* e de dois planos de *ministrips* [26] formando tampas em cada extremidade do detetor, para melhorar a determinação de trajetórias acima de 11^o. As duas tampas constituem a parte do VD chamada de VFT (**V***ery* **F***orward* **T***racker*).

Todo o barril, as camadas de minitiras e 60 % dos detetores de *pixels* foram colocados em operação em 1996. O detetor completo foi inserido no DELPHI para a tomada de dados de 1997. A figura 3.8 mostra o detetor atualizado com as suas principais características.

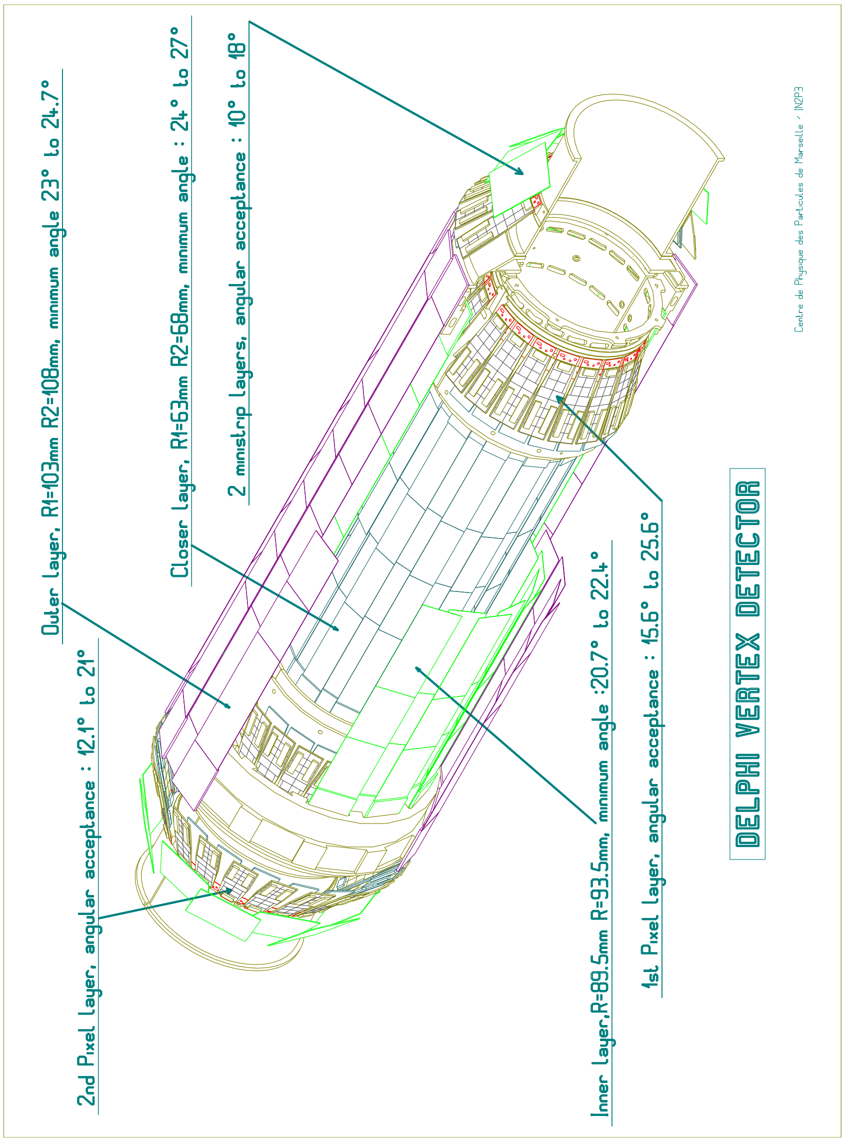


Figura 3.8: O Detetor de Vértices atualizado para a a física do LEP2.

Na região frontal as placas de silício foram fornecidas pelas empresas MICRON[5] e CSEM[6]. As placas de *pixels* são sanduíches de silício do tipo **n**, onde são implantados cerca de 8000 quadrados de 330 $\times$ 330 μm^2 do tipo **p**. As placas de minitiras possuem implantes **p** com 60 μm de largura, enquanto as placas de microtiras do barril possuem implantes com larguras que variam de 6 a 12 μm[7].

Como o espalhamento múltiplo é crucial para a precisão do parâmetro de impacto no barril, os detetores de silício utilizados para medir o primeiro ponto são de dupla face. A camada mais interna é a mesma utilizada no antigo VD.

A resolução angular é, porém, dominada pela resolução intrínseca do detetor de silício. Optou-se, portanto, por uma camada externa completamente nova e com preço mais acessível, constituída de módulos com quatro placas simples de silício coladas contra quatro outras placas de silício. De um lado, os implantes **p** são paralelos aos feixes, para medir as coordenadas R e ϕ. Do outro lado, os implantes são perpendiculares aos anteriores, para medir as coordenadas R e z, e utilizam uma segunda camada de metal para permitir a leitura na extremidade do módulo. A figura 3.9 ilustra, para cada uma das camadas mencionadas, a colocação das placas de silício em módulos. No lado direito, o lado do módulo que fica virado para o tubo dos feixes. No lado esquerdo, a outra face do módulo.

Embora não utilize dados do DELPHI de 1996 na presente tese, a parte que descreve a camada intermediária do barril será mais detalhada na próxima seção por ter sido esta

[5]Inglaterra
[6]Suíça
[7]Fabricadas por Hamamatsu Photonic K.K., Japão, e SINTEF, na Noruega

a camada de cujos testes participei no decorrer deste trabalho.

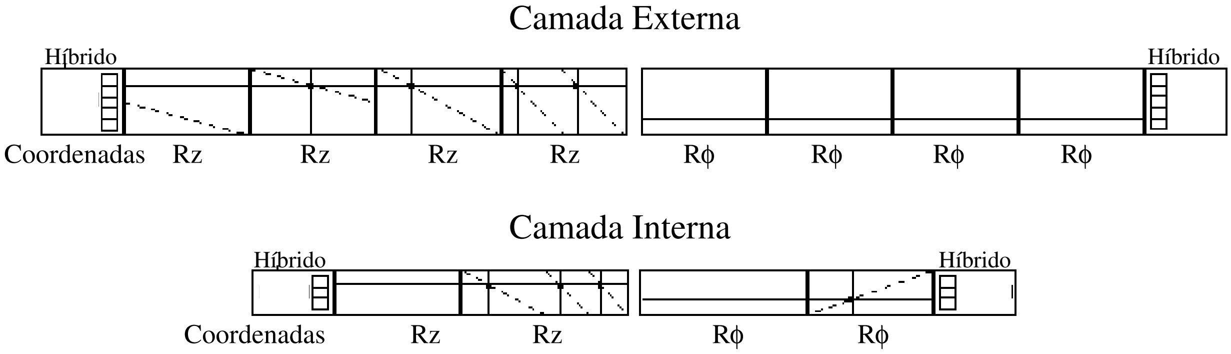


Figura 3.9: Posicionamento das placas de silício nos módulos das camadas mais interna e mais externa do barril do detetor de vértices.

No barril, mediu-se resoluções do parâmetro de impacto para partículas de alto momento de 28 μm no plano $R\phi$ e 34 μm no plano Rz. A figura 3.10 é equivalente às figuras 3.6 e 3.7 para o ano de 1996 e mostra que a qualidade da reconstrução no barril é semelhante a do ano anterior, além de ser extendida para ângulos menores.

Na região frontal, cada módulo de minitiras é composto de duas placas simples montadas uma contra a outra, de modo que os implantes fiquem orientados perpendicularmente, o que permite a localização bidimensional no plano do módulo, como mostra a figura 3.11. Seis módulos são montados em cada semicircunferência. As duas camadas juntas somam 48 módulos de minitiras. Cada camada de detetores de *pixels* são constituídas de duas coroas rodadas uma em relação à outra, para cobrir os buracos entre os módulos. Cada coroa possui 19 módulos, como mostra a figura 3.12.

No **VFT** as placas de minitiras e *pixels* são colocadas em suporte semicirculares de alumínio, com inclinação em relação ao eixo z de 12^o e 32^o (*pixels*) e 49^o (minitiras).

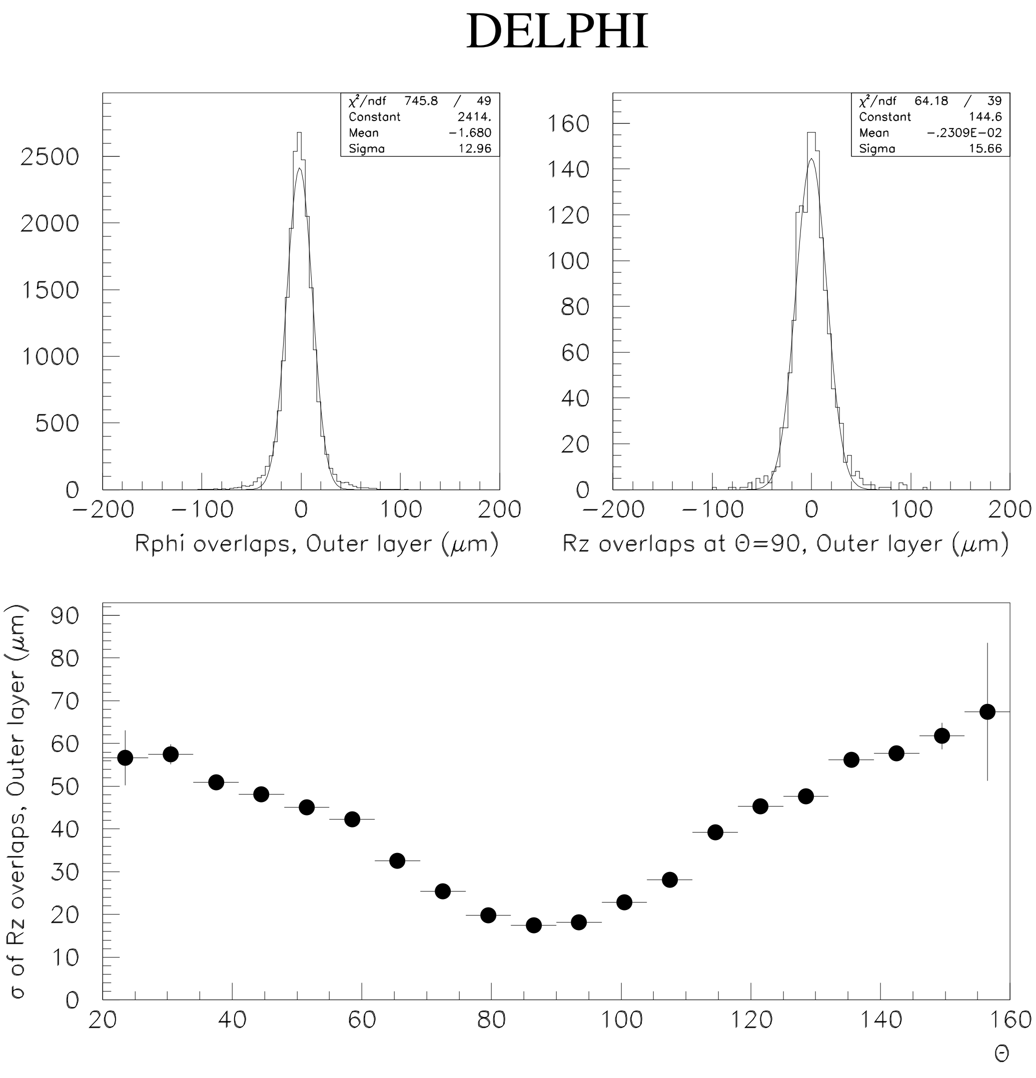


Figura 3.10: Distribuição de resíduos no plano $R\phi$ (em cima, à esquerda) e no plano Rz (em cima, à direita) para traços que passam pela região de superposição da camada *Outer*. No gráfico inferior a dependência em θ da precisão no plano Rz é mostrada.

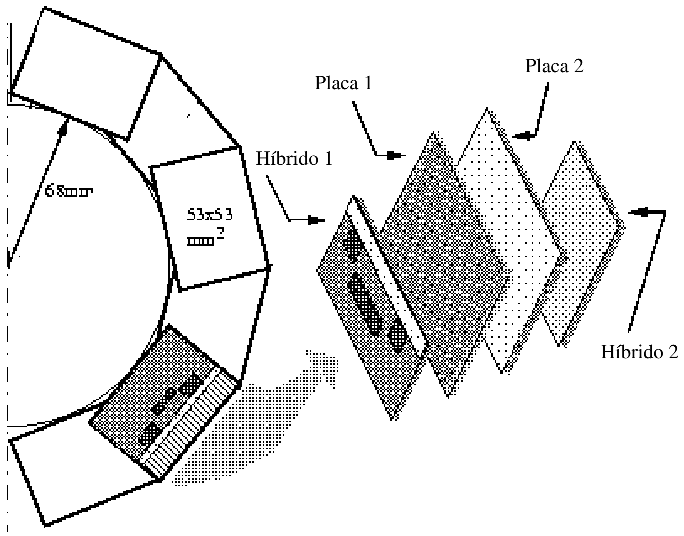


Figura 3.11: As placas 1 e 2 são coladas uma contra a outra para a montagem do módulo. Os híbridos com os *chips* de leitura são colados em cima das placas de silício devido à ausência de espaço. As setas que apontam para as placas indicam o lado em que estão os diodos.

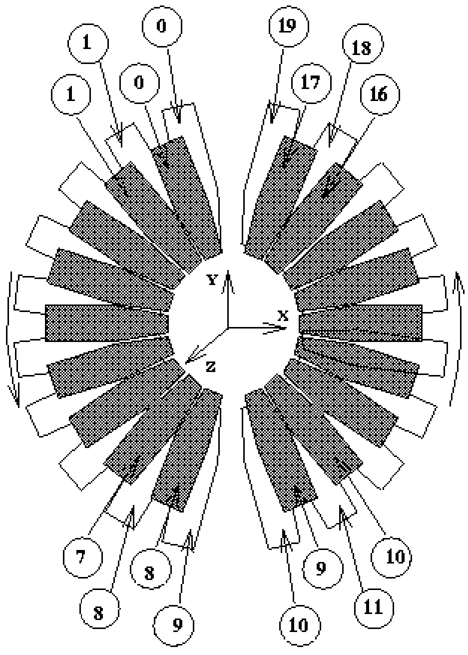


Figura 3.12: Ilustração das camadas de *pixels*, mostrando a rotação utilizada para garantir que partículas que passem entre os módulos de uma coroa sejam medidas pela outra.

Na região frontal, uma boa noção das melhorias que o VFT trouxe para a reconstrução dos eventos é ilustrada pelo gráfico da figura 3.13, onde mostra-se a eficiência de reconstrução de trajetórias em jatos hadrônicos para partículas com momento acima de 0,5 GeV/c, vindo direto do ponto de interação. Para 91 % das partículas que atravessam o VFT os sinais são associados às trajetórias. A pureza das associações é de 94 %, ou seja, 94 % das trajetórias associadas são realmente de partículas. No barril, a eficiência é de 97,5 %, com pureza de 98 %.

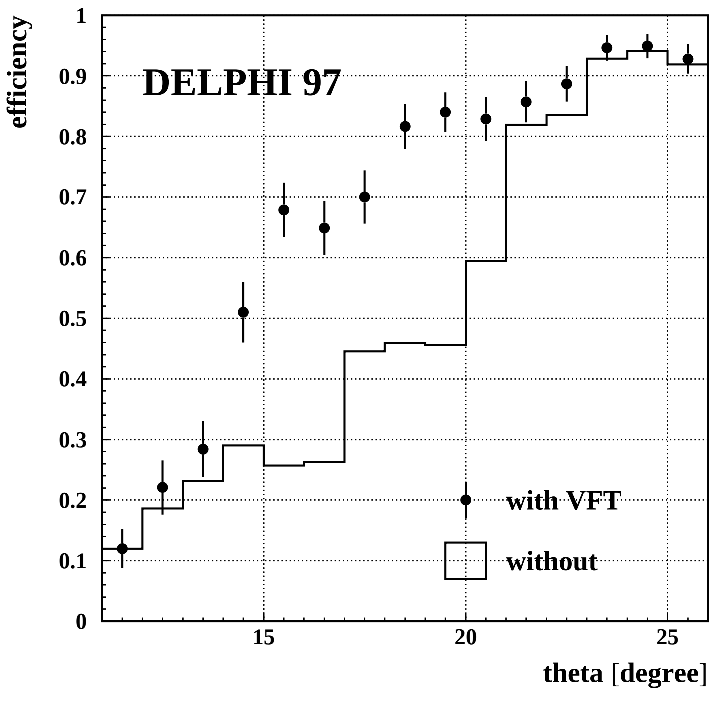


Figura 3.13: Eficiência de reconstrução em função do ângulo polar para partículas vindo direto do ponto de interação, com momento abaixo de 0,5 GeV/c. Os pontos mostram os resultados para os dados coletados em 1997 incluindo o VFT, que podem ser comparados com a eficiência sem incluir o VFT na determinação das trajetórias (linha contínua).

3.3 A Camada Intermediária (*Inner*)

Com um raio entre 89.5 e 93.5 mm com relação à linha do feixe, esta camada cobre o ângulo θ de aproximadamente 21^0 a 159^0 graus. É composta de vinte módulos que se superpõem nas extremidades, cada um com 55.47 cm de comprimento na direção do feixe e feitos de quatro placas de detetores com dupla face de *microstrips* e quatro placas simples, resultando em um total de 160 placas de silício para a camada inteira. As placas com dupla face, que são retiradas aos pares da versão anterior do detetor de vértices (VD95), têm no lado **p** 1280 diodos com 25 μm de separação e leitura a cada dois canais (*readout pitch* de 50μm). Uma descrição completa destas placas pode ser encontrada em [20]. As placas simples, com tiras apenas do tipo **p** são as mesmas da camada externa do barril e são descritas na referência [27].

3.3.1 Montagem

O primeiro passo para a construção de um módulo desta camada consiste em descolar um módulo da camada *Outer* do ano de 1995 em dois quartos de módulo, cada um com um híbrido e duas placas com dupla face de silício. A figura 3.14 dá uma idéia global do processo. Como todas as linhas de leitura encontram-se na mesma voltagem, é possível colar e soldar as placas de forma que um mesmo canal leia sinais de tiras do tipo **n** e **p**. Esse tipo de montagem denomina-se *flipped design* [20] e é o sistema pelo qual essas duas primeiras placas são montadas.

O híbrido leva às placas todas as voltagens necessárias para o seu funcionamento e suporta cinco *chips* MX6 [28] de leitura em cada lado, com 1280 canais no total. Um teste preliminar é realizado e, se necessário, o módulo é reparado. No segundo passo um par de detetores de face única do tipo **p**, previamente colado e soldado, é colado ao quarto de módulo para fazer uma metade do módulo. Duas metades são testadas uma vez mais e então são coladas, formando um módulo completo. Este módulo é testado, medido opticamente e finalmente testado com o cabo flexível real, que é utilizado no DELPHI.

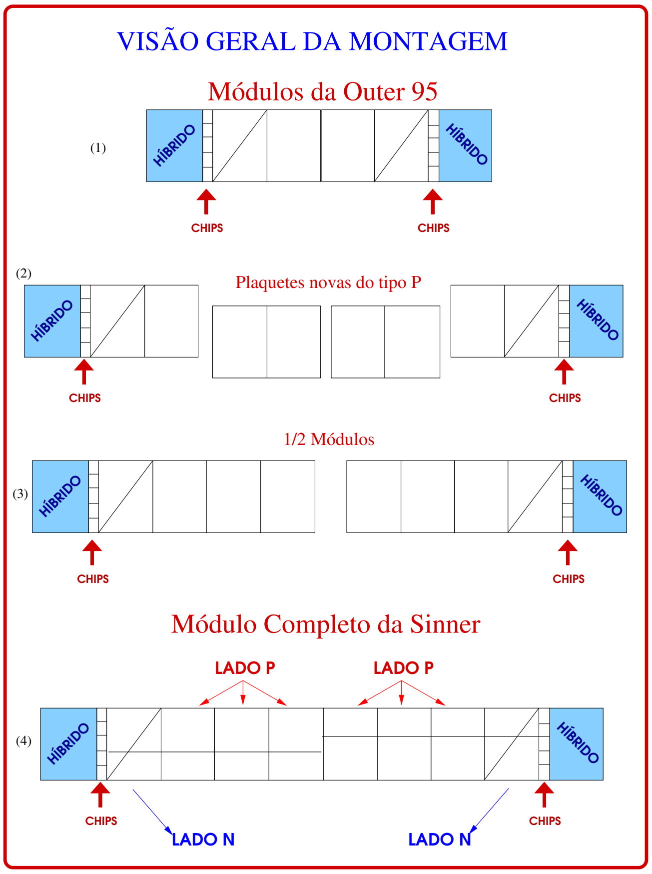


Figura 3.14: Passos da montagem dos módulos. O módulo da *Outer* 95 (1) é primeiramente descolado para construir dois quartos de módulo (2). Uma metade do módulo (3) é feita colando-se e soldando-se um quarto de módulo com um par de placas do tipo p. Finalmente duas metades são coladas, formando um módulo completo (4), consistindo de duas metades eletricamente isoladas. A cada passo, o módulo é eletricamente testado. No último estágio há ainda uma procura por canais mortos.

Uma procura automática por canais mortos é realizada e o módulo fica pronto para a montagem da camada. Os passos descritos foram feitos no CERN, com exceção da colagem e solda do par de detetores simples, que se desenvolveram em Pádova, na Itália, e Cracóvia, na Polônia. O produto final consiste de duas metades eletricamente isoladas, que são testadas independentemente. Cada metade possui 1280 canais. Os diferentes lados do módulos são chamados superior (correspondendo aos primeiros 640 canais) e inferior (correspondendo aos últimos 640 canais). Um esquema mais detalhado de um módulo desta camada pode ser visto na figura 3.15. No lado esquerdo da figura fica a face do módulo colocada no lado oposto ao tubo dos feixes. Não há linhas de leitura nas duas últimas placas pois estas são placas simples, cujos implantes são colocados na outra face, a que fica de frente para o tubo (no lado direito da figura).

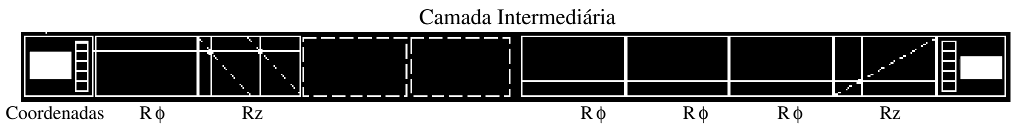


Figura 3.15: Posicionamento das placas de silício nos módulos da camada intermediária do barril do detetor de vértices.

3.3.2 Procedimento dos Testes

O arranjo experimental de teste consiste de uma caixa preta onde o detetor, que é sensível à luz, será colocado e conectado às voltagens de alimentação, sinais temporais e à eletrônica de leitura (diagrama 3.16). A leitura é feita com um ADC conectado a um Macintosh e a um osciloscópio. Em cada estágio dois tipos de análise são feitas. Um estudo preliminar com o osciloscópio pode rapidamente revelar regiões ruidosas, associadas a defeitos chamados de *Pinholes* e *Fujis* (descritos a seguir), que precisam ser reparados. Depois disso uma avaliação mais quantitativa é realizada no Macintosh.

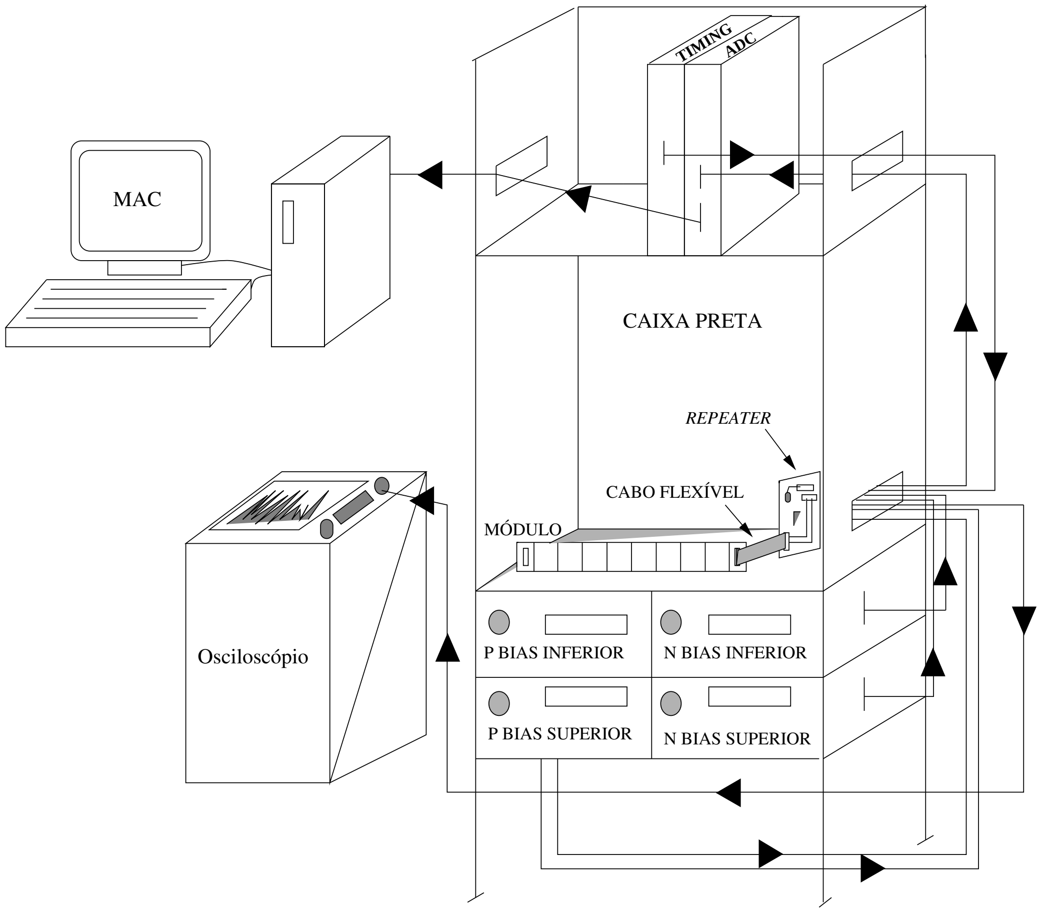


Figura 3.16: Um esquema do arranjo experimental de teste dos módulos da camada intermediária do detetor de vértices.

3.3.3 Defeitos nas placas de silício :*Pinholes e Fujis*

A figura 3.17 ilustra esquematicamente duas linhas de leitura, uma em cada lado do detetor. Na primeira placa, há um implante **n** conectado a 60 V e do outro lado um implante **p** em torno de 3 V. A segunda placa é trocada segundo o *flipped design* e as voltagens de *bias* são inversas às primeiras. Os dois últimos detetores são simples do tipo **p** e portanto não há conexão com a linha de leitura no lado **n**. Todas as linhas metálicas, de leitura, estão a 3 V, aproximadamente.

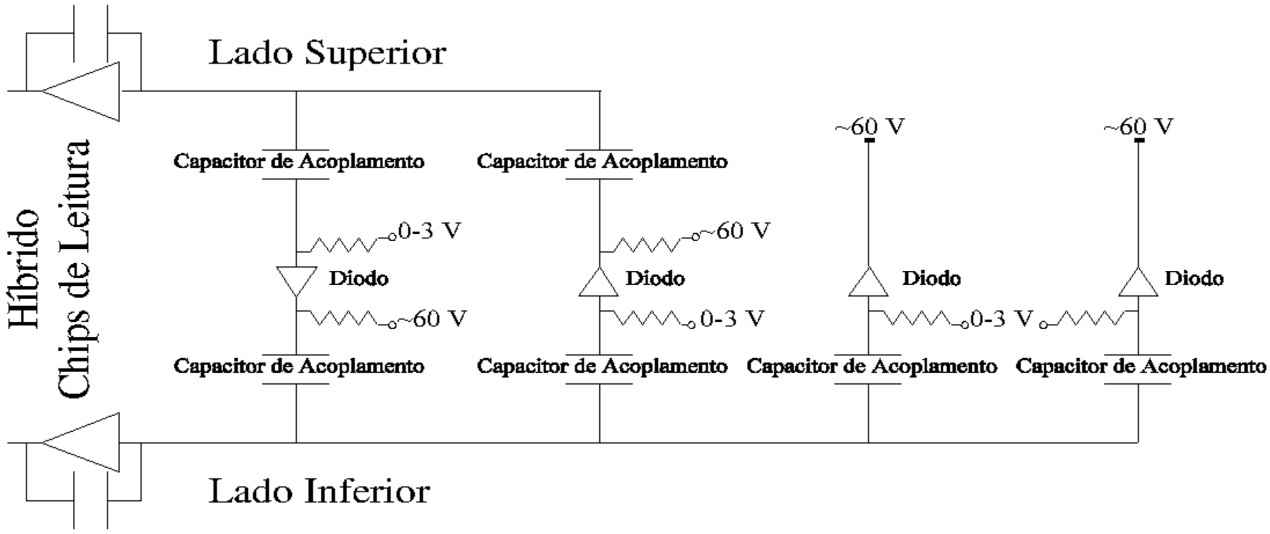


Figura 3.17: Ilustração de uma linha de leitura conectada às duas placas mais próximas do híbrido no lado superior e a todas as placas no lado inferior.

Um *Pinhole* é justamente um curto na capacitância de acoplamento entre o diodo e a camada metálica. Se ele ocorre no lado **p** existe a possibilidade de se regular a voltagem de *bias* do lado **p** a fim de minimizar a diferença de potencial criada. Por outro lado, se o *Pinhole* é criado no lado **n** a diferença de potencial em torno de 60 V produz um fluxo de corrente para o sistema eletrônico, que normalmente afeta tiras vizinhas. Para reparar o problema a conexão dessa tira com a linha de leitura deve ser removida.

Um problema similar que pode ser solucionado com a remoção da solda do canal afetado é chamado *Fuji*. Nesse caso, um curto é criado através da massa de silício entre o lado **n** e o lado **p**, conectando a tira **p** a 60 V e produzindo uma diferença de potencial que não pode ser regulada. O capacitor de acoplamento rapidamente entra em curto, causando um fluxo de corrente para os *chips* de leitura. Isto pode ocorrer tanto em detetores simples como em detores de dupla face, causando nas distribuições de pedestal (resposta do canal na ausência de partícula ionizante) uma região com forma vulcânica, a origem do seu nome, afetando mais de 40 canais. Removendo-se a solda do canal afetado normalmente reduz-se a região ruidosa para poucas tiras. *Fujis* e *Pinholes* do tipo **n** são algumas das maiores fontes de ruídos em detetores de silício. A figura 3.18 mostra a forma de um *Fuji* no quarto *chip* de um módulo.

3.3.4 Testes Qualitativo e Quantitativo

O teste propriamente dito é dividido em duas partes:

1. Osciloscópio: Este teste é feito observando-se, no osciloscópio, as distribuições de pedestal para todos os 1280 canais. Nessa hora o estado do módulo é qualitativamente avaliado. É possível verificar se há algum curto, se os *chips* funcionam corretamente e se há *Pinholes* e *Fujis.* Regiões muito ruidosas são neste ponto reparadas (se possível), geralmente removendo-se *Pinholes* em tiras **n** e *Fujis* em tiras **p**.

2. Macintosh/HP: Depois de ser qualitativamente avaliado e aceito, o módulo tem a razão sinal sobre ruído (S/N) calculada e uma análise de tiras ruins feita. O teste consiste em medir os pedestais e o ruído com um programa FORTRAN que lê o arquivo de dados do ADC que o computador armazena. O programa faz os gráficos de pedestais e ruído para cada lado do módulo. Para ser aceito como um bom

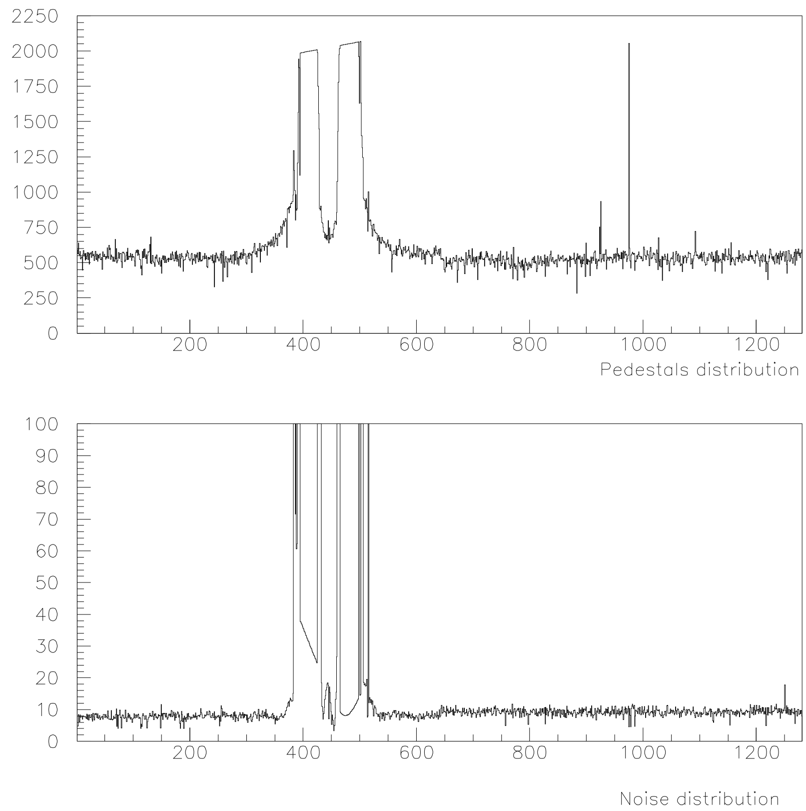


Figura 3.18: Forma vulcânica de um *Fuji* (no alto). A simetria torna possível achar a tira que deve ser desconectada do canal de leitura. Uma região muito ruidosa associada à região de pedestais saturados pode ser vista no gráfico de baixo.

implante o canal deve satisfazer os seguintes critérios :

- Pedestais : O canal deve estar dentro da faixa dinâmica do ADC, isto é, dentro do intervalo de amplitudes em que a conversão é linear. Aqueles com pedestais muito altos (acima de 200 % da média) ou muito baixos (abaixo de 20 % da média) são rejeitados.

- Ruído : O ruído do canal deve ser tal que a razão S/N para uma partícula de ionização mínima não seja menor que 3. Este valor gera um corte mais severo que o utilizado no algorítmo para a reconstrução dos *clusters* [20]. Canais com ruído muito alto (acima de 300 % da média) depois da subtração do ruído comum aos canais do *chip* (*commom mode*) são rejeitados. Também os canais com ruído muito baixo (abaixo de 40 % da média), antes ou depois da correção do *commom mode* são rejeitados, pois ruído muito pequeno pode indicar um canal morto.

O número total de tiras ruins é dado pela soma das tiras que são rejeitadas no mínimo em uma das categorias acima. A figura 3.19 mostra os gráficos mencionados para o módulo que teve o *Fuji* reparado. É possível notar uma diferença entre os valores do ruído nos diferentes lados do detetor, originada na carga capacitiva extra das linhas de leitura das placas adicionais conectadas ao lado inferior. Também a porcentagem de canais rejeitados em cada corte é mostrada.

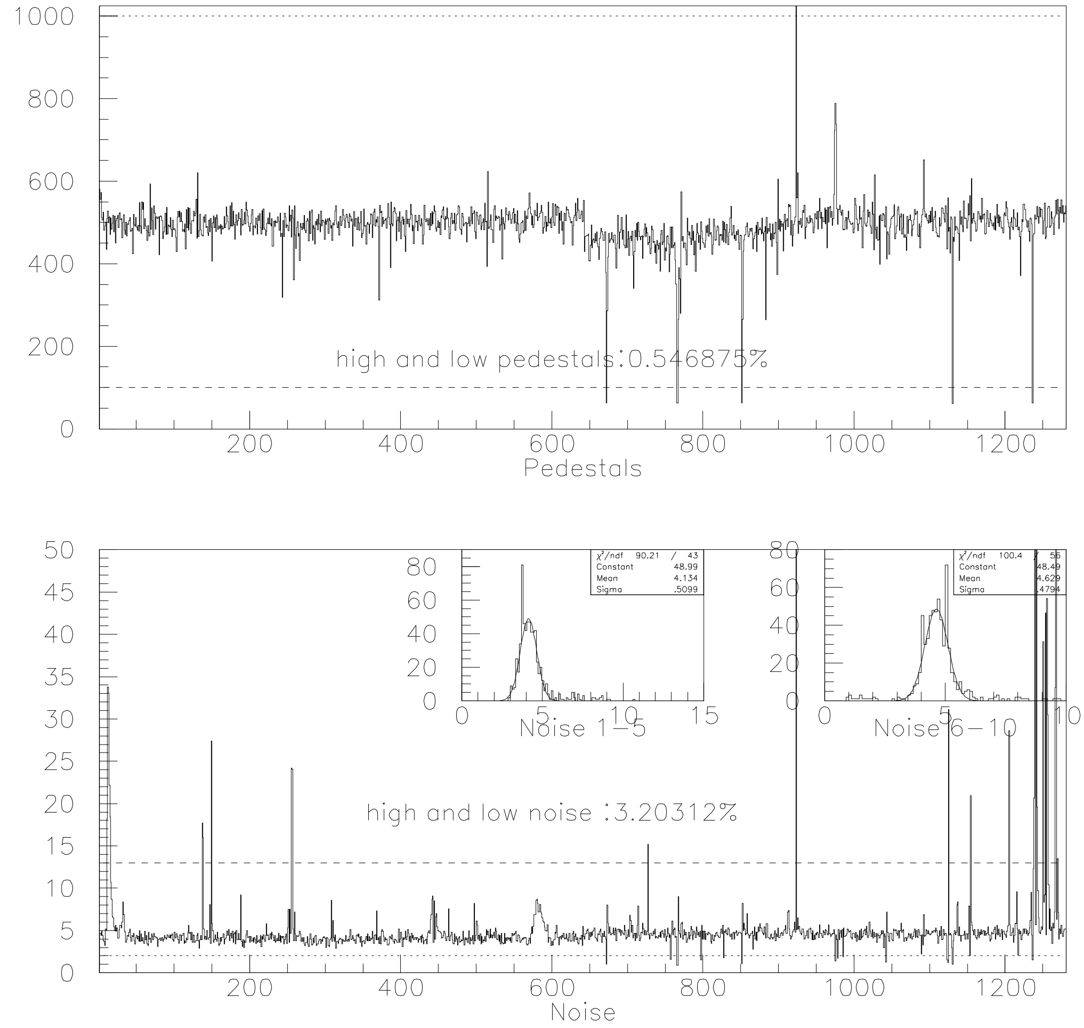


Figura 3.19: As distribuições de pedestal (gráfico superior) e de ruído (gráfico inferior) de um módulo final pronto, depois da remoção do *Fuji* mostrado na figura 3.18. Os histogramas menores mostram o ruído para cada lado do detetor. O histograma à esquerda se refere aos cinco primeiros *chips*, que fazem a leitura das tiras no lado superior do módulo. O histograma da direita se refere ao ruído dos canais do lado inferior, lidos pelos cinco últimos *chips*. Há um aumento de 10 % no ruído do lado inferior. A porcentagem de canais rejeitados pelos cortes de pedestais e ruído são também mostrados. A porcentagem total de canais ruins é de 3,8 %.

3.3.5 Procura por canais mortos

A existência de uma tira morta no centro de um *cluster* que responde pela passagem de uma *mip* pode resultar na reconstrução de dois *clusters* separados nas posições erradas. Usando-se um banco de dados de canais mortos é possível recuperar a posição correta do *cluster*. Para ter uma informação mais segura sobre a porcentagem de canais mortos foi feito um teste especial no estágio final de montagem dos módulos.

Colocando-se o módulo em um arranjo em que LEDs vermelhos, aos quais o silício é sensível, iluminam separadamente cada placa, observa-se o comportamento do sinal. Verifica-se que ocorre uma saturação das tiras boas, enquanto que as tiras mortas não saturam. Assim os canais mortos podem ser facilmente identificados. Na primeira placa, as tiras saturam positivamente no lado superior e negativamente no lado inferior. Na próxima placa elas saturam negativamente no lado superior e positivamente no outro. As duas últimas somente saturam positivamente no lado inferior. Embora a leitura de cada canal corresponda a quatro implantes, um de cada placa do módulo, sabendo-se que placa foi sensibilizada com o LED pode-se determinar exatamente qual dos implantes está morto.

Para a camada intermediária de 1995 as tiras mortas foram achadas procurando-se diretamente nos dados, mas as placas não podiam ser distinguidas como neste teste, pois eram lidas aos pares.

3.3.6 Resultados dos testes

Os resultados obtidos para a camada *Inner* são apresentados nas figuras 3.20 a 3.22. O primeiro gráfico (figura 3.20) dá a porcentagem de canais fora dos limites impostos pelos cortes de pedestais e ruído para cada módulo. A figura 3.21 mostra a porcentagem de canais mortos em cada placa, de acordo com o teste dos LEDs. Cada ponto nas linhas verticais corresponde a um módulo e cada linha vertical corresponde a uma placa diferente. A primeira linha corresponde à placa mais próxima do híbrido.

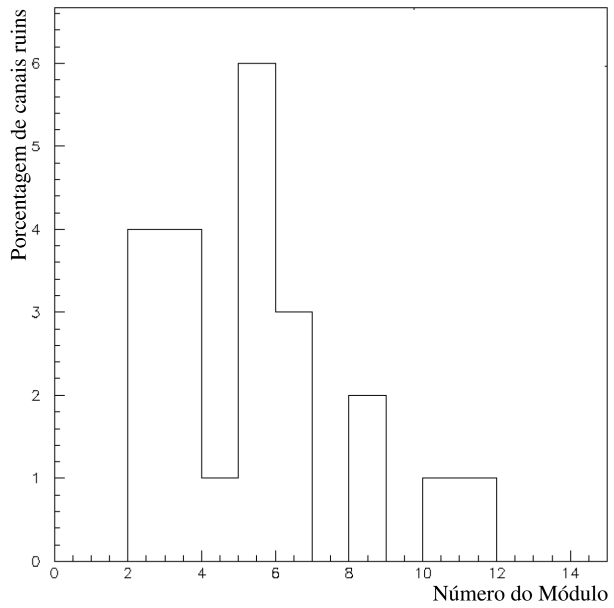


Figura 3.20: A porcentagem de tiras ruins para cada módulo completo, incluindo o número de canais fora da faixa dinâmica do conversor analógico-digital e os canais ruidosos ou mortos.

Para medir a relação S/N para os módulos finais utilizou-se uma fonte de ^{241}Am, cujos fótons depositam 60 keV no silício. O sinal e o ruído para cada lado do detetor estão ilustrados na figura 3.22. A fonte foi colocada na primeira placa, logo os sinais são positivos no lado superior e negativos no lado inferior. Esses valores correspondem a uma razão S/N para uma *mip*, que deposita 84 keV no silício, de 15:1 (13:1) para o lado superior (inferior).

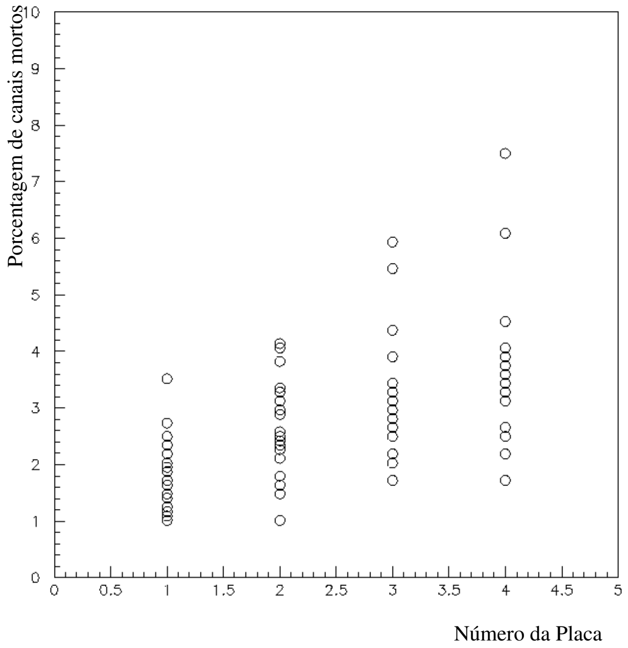


Figura 3.21: A porcentagem de canais mortos dos módulos finais. Cada linha vertical corresponde a uma placa diferente, sendo que a primeira linha representa a placa mais próxima do híbrido. Cada círculo é referente a um módulo medido.

A adição do par de placas simples de silício, com tiras do tipo **p**, não trouxe um grande aumento de ruído. Isto já era esperado, uma vez que o ruído é dominado pelo lado **n** dos detetores devido à segunda camada de metal, que produz uma carga capacitiva mais significante nos amplificadores de entrada. A porcentagem média de canais ruins é de 5 % e a de canais mortos está em torno de 4 %. Estes números são comparáveis aos do ano de 1995 e mostram que o complexo processo de montagem e produção dos módulos desta camada não trouxe prejuízo ao seu desempenho. A figura 3.23 mostra alguns módulos desta camada já montados na estrutura mecânica.

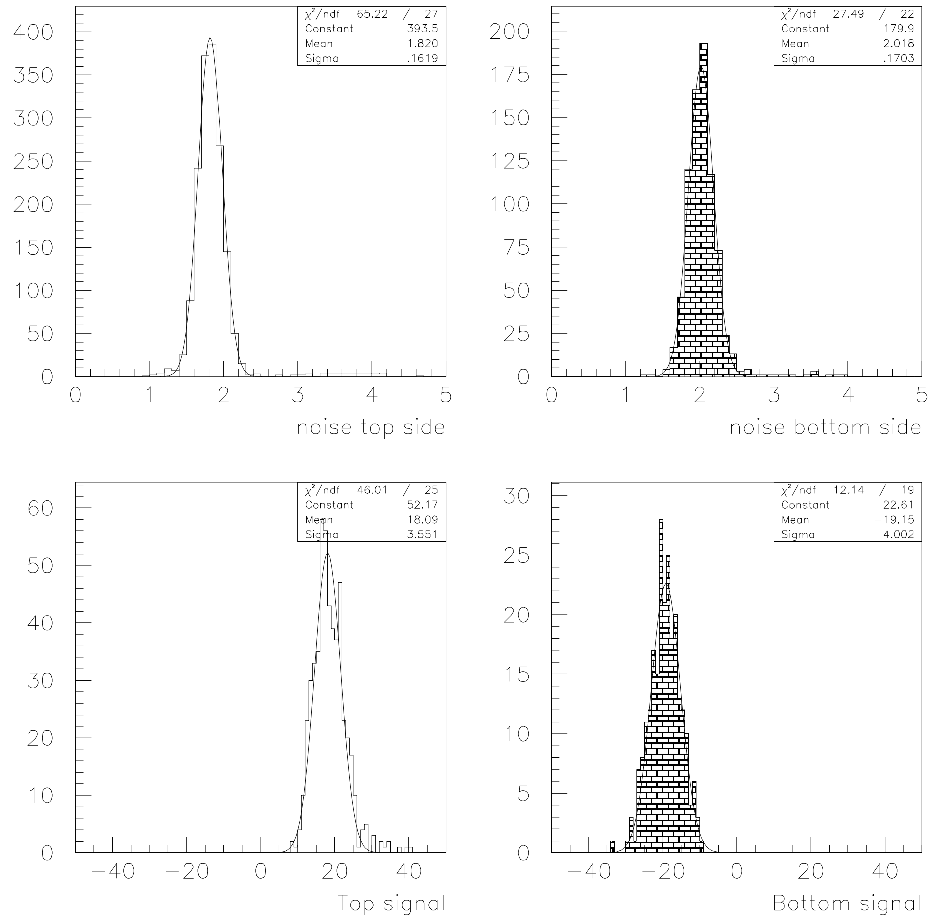


Figura 3.22: Teste com ^{241}Am - O ruído corresponde a 1860 elétrons RMS no lado superior e 2000 no lado inferior. O sinal médio deve ser multiplicado por 1.4 para representar o sinal de uma *mip*.

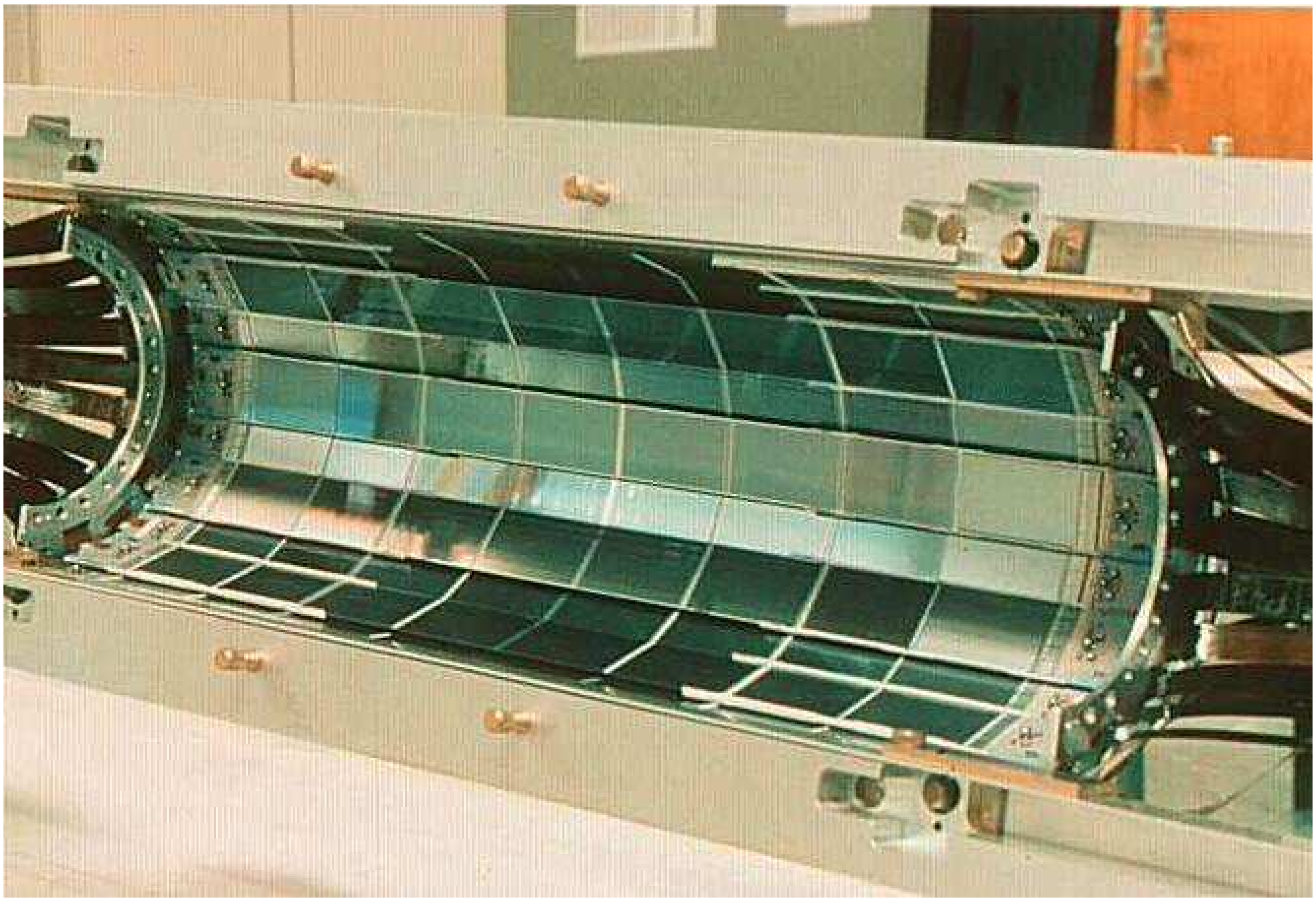


Figura 3.23: Foto tirada no laboratório, após montagem dos nove primeiros módulos testados e aprovados da camada. À direita pode-se ver os cabos flexíveis conectados aos híbridos, que ficam presos no anel de suporte. Até a quarta placa de silício as linhas de leitura são conectadas aos *chips* destes híbridos. As quatro outras placas à esquerda são eletricamente conectadas aos *chips* dos híbridos presos ao anel de suporte da esquerda. A conexão entre a quarta e a quinta placa do módulo é exclusivamente mecânica.

Capítulo 4

Aspectos Teóricos

Neste capítulo são apresentados os fundamentos teóricos nos quais é baseada a análise de dados apresentada nesta tese.

As interações fundamentais são entendidas atualmente como decorrentes de simetrias de calibre (ou *gauge*). O Modelo Padrão Mínimo contém a QCD (Cromodinâmica Quântica), que descreve a interação forte, e o Modelo Padrão das Interações Eletrofracas.

A QCD [29] é uma teoria de calibre baseada no grupo de simetria local $SU_{cor}(3)$, um grupo não abeliano de três dimensões com oito geradores. Como é uma simetria exata, os bósons de gauge associados aos geradores do grupo, chamados glúons, não possuem massa. A representação fundamental deste grupo é dada por tripletos de quarks com cargas fortes (as cores vermelha, verde e azul) diferentes. Como também os glúons possuem esta carga, a Lagrangeana de interação possui, além dos acoplamentos entre os férmions (quarks) e glúons, termos onde eles interagem entre si. O princípio de "liberdade assintótica" determina que o acoplamento da QCD é pequeno para altas energias, permitindo que testes de alta precisão possam ser realizados utilizando-se teorias de perturbação.

O Modelo de Weinberg-Salam-Glashow [30] unifica parcialmente as interações fraca e eletromagnética unindo invariância sob transformação de calibre e quebra espontânea de simetria.

4.1 O Modelo Padrão Eletrofraco

A teoria é invariante frente as transformações do grupo $\mathrm{SU}_T(2)\times\mathrm{U}_Y(1)$, de isospin (T) e hipercarga (Y). O mecanismo de quebra espontânea de simetria é introduzido para dar massa aos férmions e bósons de *gauge*, adicionando-se à Lagrangeana termos de acoplamento entre um campo escalar, cujo valor esperado no vácuo é diferente de zero, e as partículas cujas massas devem ser geradas.

4.1.1 Os Campos Fermiônicos

Os férmions são descritos por espinores de Dirac de quatro componentes que representam simultaneamente partículas e antipartículas. Três famílias de férmions são até agora conhecidas, cada uma contendo dois quarks e dois léptons. Os quarks, que constituem os hádrons em conjunto com os glúons, têm carga elétrica fracionária, três cores possíveis e possuem massa. Os léptons, que não possuem cores, têm cargas elétricas unitárias e massa ou, no caso dos neutrinos, são neutros e têm massa nula ou quase nula. A violação de paridade das correntes fracas carregadas, observada experimentalmente, é incorporada à teoria pela atribuição das componentes esquerda (Ψ_L) e direita (Ψ_R) dos férmions a representações fundamentais diferentes. Os férmions esquerdos se transformam como dubletos frente o grupo $\mathrm{SU}_T(2)$, enquanto os direitos são singletos. A representação fundamental deste grupo para cada família é apresentada na tabela 4.1. Como nenhuma evidência da existência de neutrinos direitos (ou antineutrinos esquerdos) foi encontrada, os campos relativos a estas componentes foram omitidos.

	famílias (sabor)		
Léptons (l_L e l_R)	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \; e_R$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \; \mu_R$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \; \tau_R$
Quarks (q_L e q_R)	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \; u_R \; d'_R$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \; c_R \; s'_R$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \; t_R \; b'_R$

Tabela 4.1: A representação fundamental do grupo SU(2) para as diferentes famílias de quarks e léptons.

De acordo com as transições observadas entre quarks de diferentes famílias nos processos que envolvem correntes fracas carregadas, os autoestados de massa e os autoestados da interação eletrofraca de quarks não são os mesmos. Os quarks d', s' e b' podem, porém, ser escritos como combinações unitárias dos autoestados de massa d, s e b. A matriz unitária U que realiza esta transição é a matriz de mistura de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM):

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

cujos elementos devem ser obtidos a partir de medidas experimentais.

A simetria de calibre do $\mathrm{SU}_T(2)$ leva ao tripleto de correntes fracas J^a_μ:

$$J^a_\mu = \frac{1}{2}\overline{\Psi}_L \gamma_\mu \tau_a \Psi_L, \quad a = 1, 2, 3$$

As matrizes τ_a são as matrizes de Pauli e Ψ_L representa os dubletos de isospin l_L e q_L.

Da mesma forma, associada ao grupo de simetria $\mathrm{U}_Y(1)$ existe uma corrente fraca de hipercarga J^Y_μ:

$$J^Y_\mu = Y\overline{\Psi}\gamma_\mu\Psi$$

A hipercarga fraca Y está relacionada com a carga eletromagnética Q e a terceira componente do isospin T_3 de acordo com:

$$\frac{Y}{2} \equiv Q - T_3$$

A tabela 4.2 lista os autovalores do isospin e da hipercarga para os férmions.

Lépton	T	T_3	Q	Y
ν_e	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	-1
e_L	$\frac{1}{2}$	-$\frac{1}{2}$	-1	-1
e_R	0	0	-1	-2
Quark	T	T_3	Q	Y
u_L	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$
d_L	$\frac{1}{2}$	-$\frac{1}{2}$	-$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
u_R	0	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$
d_R	0	0	-$\frac{1}{3}$	-$\frac{2}{3}$

Tabela 4.2: Números quânticos do $\mathrm{SU}_T(2)\times\mathrm{U}_Y(1)$ para a primeira família de quarks e léptons. Não há nenhuma explicação fundamental nesta teoria para a quantização da carga elétrica, mas um grupo de simetria maior, que incorpore o $\mathrm{SU}_T(2)\times\mathrm{U}_Y(1)$, pode estabelecer a relação entre as cargas de quarks e léptons diretamente da invariância de calibre [29].

4.1.2 Os Campos de Calibre

São quatro os bósons associados aos geradores dos grupos $SU_T(2)$ e $U_T(1)$: o tripleto de isospin W_μ^1, W_μ^2 e W_μ^3 e o singleto de hipercarga B_μ. Estes bósons são introduzidos sem massa para garantir a invariância de *gauge* e, portanto, a renormalizabilidade da teoria. O termo de interação da Lagrangeana é, então, dado pelo acoplamento da corrente J_μ^a ao tripleto de campos vetoriais de isospin e da corrente J_μ^Y ao singleto de hipercarga, com constantes g e g', respectivamente:

$$\mathcal{L}_I = \; - \, i g J_\mu^a W^{\mu a} \; - \; \frac{i}{2} g' J_\mu^Y B_\mu$$

4.1.3 Quebra Espontânea de Simetria

Com a inclusão dos termos de energia cinética, a Lagrangeana do $SU_T(2)\times U_Y(1)$ toma a seguinte forma:

$$\mathcal{L} = \overline{\Psi}_L \gamma^\mu (i\,\partial_\mu - g\frac{\tau_a}{2} W_\mu^a - g'\frac{Y}{2} B_\mu)\Psi_L + \overline{\Psi}_R \gamma^\mu (i\,\partial_\mu - g'\frac{Y}{2} B_\mu)\Psi_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \tag{4.1}$$

onde

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g\epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c \,, \qquad B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{4.2}$$

Para acrescentar-se termos de massa para os bósons e os férmions sem violar a invariância de calibre, utiliza-se o mecanismo de quebra espontânea de simetria. Introduz-se um novo campo escalar (o campo de Higgs), ϕ, que interage com os bósons através da derivada covariante e com os férmions através do acoplamento de Yukawa:

$$\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi^\dagger \;=\; |(\partial_\mu \,+\, ig\frac{\tau_a}{2} W_\mu^a \,+\, ig' Y B_\mu)\phi|^2 \tag{4.3}$$

$$-\, G_Y \, [(\overline{\Psi}_L \phi)\Psi_R \;+\; \overline{\Psi}_R(\phi \Psi_L)] \tag{4.4}$$

Para que o termo de Yukawa seja invariante de calibre, é necessário que o campo de Higgs seja um dubleto de isospin com hipercarga igual a 1, escolhido como:

$$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

As massas de férmions e bósons aparecem quando expande-se perturbativamente o campo em torno de um valor mínimo do potencial de Higgs V(ϕ), tomado como aquele cujo valor esperado do vácuo, diferente de zero, é:

$$< 0|\phi|0 >= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \tag{4.5}$$

O termo de massa das componentes carregadas do tripleto de isospin é dado por:

$$(\frac{1}{2} v g)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \tag{4.6}$$

$$\text{onde} \qquad \mathrm{W}^\pm \equiv (\mathrm{W}^1 \mp \mathrm{W}^2)/\sqrt{2}$$

Os termos de massa dos campos neutros não são diagonais na base (W^3, B):

$$\frac{1}{8} v^2 (g W_\mu^3 - g' B_\mu)^2 \;+\; 0\; (g' W_\mu^3 + g B_\mu)^2 \tag{4.7}$$

Os autoestados de massa normalizados são :

$$Z_\mu \;=\; W_\mu^3 cos\theta_W \;-\; B_\mu sen\theta_W \,, \tag{4.8}$$

$$A_\mu \;=\; W_\mu^3 sen\theta_W \;+\; B_\mu cos\theta_W \tag{4.9}$$

onde A_μ possui massa nula e corresponde ao campo do fóton. Z_μ corresponde ao campo do bóson neutro que intermedia a interação fraca. O ângulo θ_W é o ângulo de mistura ou de Weinberg e é escrito em termos dos acoplamentos segundo:

$$tan\theta_W = g'/g \tag{4.10}$$

Já era esperado um autoestado de massa nula, uma vez que, embora o valor escolhido para o valor esperado do vácuo do campo de Higgs quebre a simetria $\mathrm{SU}_T(2)\times\mathrm{U}_Y(1)$, ele é invariante frente o grupo de simetria da Eletrodinâmica Quântica $\mathrm{U}_{em}(1)$. A massa dos bósons carregados e do Z^0 são, desta forma :

$$M_W = \frac{1}{2}vg \;\; e \;\; M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \Longrightarrow \frac{M_W}{M_Z} = cos\theta_W \tag{4.11}$$

O termo de massa dos férmions após a quebra de simetria é dado por:

$$\frac{G_Y v\, \overline{\Psi}\Psi}{\sqrt{2}} \;\Longrightarrow\; M_f = \frac{G_Y v}{\sqrt{2}} \tag{4.12}$$

Onde a constante G_Y deve ser determinada experimentalmente a partir de medidas das massas dos férmions.

Utilizando 4.6, 4.8 e 4.9, podemos reescrever a Lagrangeana da interação eletrofraca em termos dos campos físicos $W^{\pm}$, Z e A :

$$\mathcal{L} = -\frac{g}{\sqrt{2}}(J^{\mu}_{cc}W^{+}_{\mu} + J^{\mu\dagger}_{cc}W^{-}_{\mu}) - \frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}}J^{\mu}_{em}A_{\mu} - \sqrt{g^2+g'^2}J^{\mu}_{nc}Z_{\mu} \tag{4.13}$$

Se exigimos que o termo eletromagnético tenha a forma usual ($-eJ^{\mu}_{em}A_{\mu}$, onde $J^{\mu}_{em} \equiv J^{\mu}_{3} + \frac{1}{2}J^{\mu}_{Y}$) as constantes de acoplamento devem satisfazer:

$$g sen\theta_W = g' cos\theta_W = e \tag{4.14}$$

Finalmente, identificamos as correntes carregada e neutra em 4.13 como:

$$J^{\mu}_{cc} \equiv \frac{1}{2}(J^{\mu}_{1} + J^{\mu}_{2}) \tag{4.15}$$

$$J^{\mu}_{nc} \equiv J^{\mu}_{3} - sen^2\theta_W J^{\mu}_{em} = \overline{\Psi}\gamma^{\mu}[\frac{1}{2}(1-\gamma^5)T_3 - sen^2\theta_W Q]\Psi \equiv \overline{\Psi}\gamma^{\mu}\frac{1}{2}(g_v - g_a\gamma^5)\Psi \tag{4.16}$$

onde, para cada férmion, os acoplamentos vetorial e vetor-axial são definidos como:

$$g^f_v \equiv T_3 - 2Q_f sen^2\theta_W, \qquad g^f_a \equiv T_3 \tag{4.17}$$

Excluindo os parâmetros G_Y das massas dos férmions e os elementos da matriz CKM, o Modelo Padrão Mínimo tem três parâmetros que não são fixados pela teoria: g, g' e v. Para a física do LEP, no pico de ressonância do Z^0, é mais conveniente, porém, reescrevê-los em termos das medidas experimentais de grande precisão[1]:

$$\alpha = \quad e^2/4\pi \quad = 1/137,0359895(61) \tag{4.18}$$

$$G_F = \quad \frac{g^2}{4\sqrt{2}M_W^2} \quad = 1,16639(2)\times 10^{-5}\mathrm{GeV/c}^2 \tag{4.19}$$

$$M_Z \quad = 91,1866 \pm 0,0029\mathrm{GeV}/c^2 \tag{4.20}$$

[1]Os dois primeiros valores foram tirados da referência [31] e a massa do Z de [32].

Utilizando estes parâmetros é possível fazer estimativas dos valores de outros observáveis e confrontá-las com os resultados experimentais. Em particular, pode-se calcular os acoplamentos g_v e g_a e inserí-los em equações que permitem estimar várias assimetrias dos produtos dos decaimentos do Z^0.

4.2 Seção de choque do processo $e^+e^- \to f\overline{f}$

A seção de choque deste processo para energias em torno da massa do Z^0 pode ser escrita, em primeira aproximação, a partir da contribuição do gráfico de Feynman da figura 4.1:

$$\sigma(s) = \sigma_\gamma^{f\overline{f}} + \sigma_{\gamma Z}^{f\overline{f}} + \sigma_Z^{f\overline{f}} \ , \tag{4.21}$$

onde s é a energia de centro de massa elevada ao quadrado, $\sigma_\gamma^{f\overline{f}}$, $\sigma_{\gamma Z}^{f\overline{f}}$ e $\sigma_Z^{f\overline{f}}$ são as contribuições de troca de fóton, de interferência eletrofraca e da troca do Z^0, respectivamente.

As três componentes são dadas por:

$$\sigma_\gamma^{f\overline{f}} = N_c^f Q_f^2 \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \tag{4.22}$$

$$\sigma_{\gamma Z}^{f\overline{f}} = 2N_c^f Q_f^2 \frac{4\pi\alpha^2}{3s} g_v^e g_v^f Re\chi \tag{4.23}$$

$$\sigma_Z^{f\overline{f}} = N_c^f Q_f^2 \frac{4\pi\alpha^2}{3s}[(g_v^e)^2 + (g_a^e)^2][(g_v^f)^2 + (g_a^f)^2]|\chi|^2 \ , \tag{4.24}$$

onde N_c^f é um termo de cor que vale 1 para léptons e 3 para quarks e χ é o propagador do Z^0, que tem a forma:

$$\chi = \frac{G_F M_Z^2}{2\pi\sqrt{2}\alpha} \frac{s}{(s - M_Z^2 + is\Gamma_Z/M_Z)} \tag{4.25}$$

A medida da largura de decaimento do Z^0, Γ_Z, mais recente é [32]:

$$\Gamma_Z = 2,4893 \pm 0,0040 \mathrm{GeV}/c^2 \tag{4.26}$$

Para energia de colisão $\sqrt{s} = M_Z$, a contribuição da troca do Z^0 é dominante. Nesta aproximação, a seção de choque total é:

$$\sigma(s) \approx N_c^f Q_f^2 \frac{4\pi\alpha^2}{3M_Z^2} \left\{ 1 + [(g_v^e)^2 + (g_a^e)^2][(g_v^f)^2 + (g_a^f)^2] \left[\frac{G_F}{2\pi\sqrt{2}\alpha} \right]^2 \frac{M_Z^3}{\Gamma_Z^2} \right\} \tag{4.27}$$

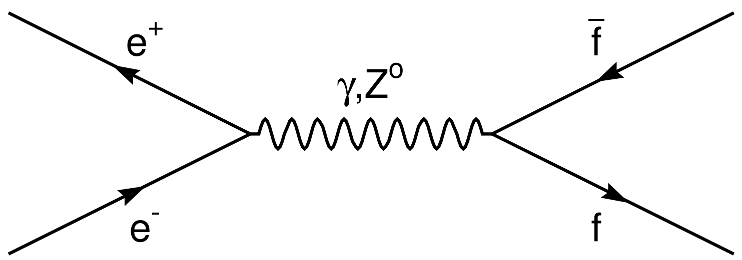


Figura 4.1: Diagramas de Feynman que contribuem para o processo $e^+e^- \to f\overline{f}$ na aproximação de Born

4.2.1 Correções Radiativas

As relações obtidas acima devem ser corrigidas por cálculos de ordem mais alta para que se tenha a precisão compatível com a acurácia experimental dos dados obtidos no LEP. As correções podem ser convenientemente separadas em duas classes [33]:

- Correções fotônicas, que incluem todos os diagramas de Feynman com um fóton a mais em relação à aproximação de Born, seja o fóton real (*Bremsstrahlung*) ou virtual (*loop*).

- Correções eletrofracas, que consideram todos as correções aos propagadores, correções de vértices e diagramas de caixa com troca de bósons com massa.

O efeito das correções radiativas eletrofracas ao processo $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$ pode ser convenientemente absorvido nas chamadas constantes de acoplamento efetivas, substituindo-se as definições em 4.17 por:

$$\overline{g}_v^f \equiv \sqrt{(1+\Delta\rho_f)}(T_3^f - 2Q_f sen^2\theta_{Weff}^f) \quad , \tag{4.28}$$

$$\overline{g}_a^f \equiv \sqrt{(1+\Delta\rho_f)}T_3^f \quad , \tag{4.29}$$

onde o ângulo de mistura efetivo, $sen^2\theta_{Weff}^f$, é definido como:

$$sen^2\theta_{Weff}^f \equiv (1+\Delta k_f)sen^2\theta_W^f \tag{4.30}$$

Os fatores de forma Δk_f e $\Delta\rho_f$ contêm todos os efeitos de correções radiativas, incluindo as correções de vértices não universais. As constantes de acoplamento efetivas, bem como o ângulo de mistura efetivo, são, portanto, diferentes para as diferentes famílias de férmions.

No LEP, define-se um ângulo de mistura efetivo correspondente a $sen^2\theta_{Weff}$ para léptons:

$$sen^2\theta_{Weff}^{lept} \equiv \frac{1}{4}(1 - \frac{\overline{g}_v^l}{\overline{g}_a^l}) \tag{4.31}$$

onde a razão $\frac{\overline{g}_v^l}{\overline{g}_a^l}$ é extraída das assimetrias medidas no pico do Z^0.

4.3 Assimetrias

Por violarem a paridade, as interações via corrente neutra fraca geram uma série de assimetrias observáveis nos estados finais dos férmions produzidos no processo $e^+e^- \to f\overline{f}$. No pico do Z^0, estas assimetrias podem ser escritas de forma simples, em termos dos acoplamentos vetorial e axial deste bóson aos férmions. Como estes acoplamentos estão diretamente relacionados com o ângulo de Weinberg, a medida destas assimetrias torna-se um meio preciso de teste do Modelo Padrão.

4.3.1 Seções de Choque Diferenciais

Para férmions com energia alta o suficiente para que suas massas possam ser desprezadas, a conservação da helicidade é válida e garante que o Z^0 seja acoplado a pares de férmions com helicidades opostas. Assim, tanto o par e^+e^- que se aniquila em Z^0 como o par $f\overline{f}$ produzido no seu decaimento têm duas configurações de estados de helicidade possíveis. As configurações gerais do processo são ilustradas pelos quatro diagramas da figura 4.2.

Para feixes não polarizados, como no LEP, soma-se sobre os possíveis estados de helicidade dos elétrons e pósitrons. Chamando de θ o ângulo de produção do férmion, ou seja, o ângulo entre a direção do seu momento e a direção do feixe de elétrons, a seção de choque diferencial do processo $e^+e^- \to f\overline{f}$, onde o férmion é produzido com helicidade λ, é dada por:

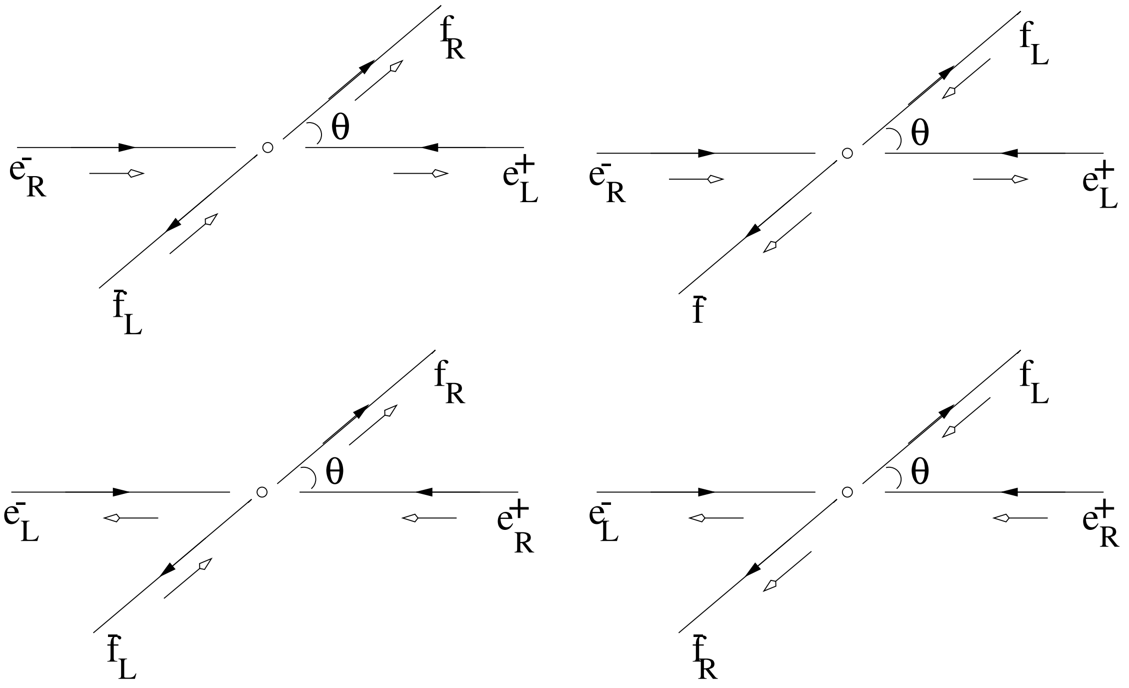


Figura 4.2: Configurações de estados de helicidade possíveis do processo $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$. Setas vazadas representam a projeção do spin e setas simples a direção do momento.

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}cos\theta}(s, cos\theta, \lambda) = (1 + cos^2\theta)F_0(s) + 2cos\theta F_1(s) - \lambda\left[(1 + cos^2\theta)F_2(s) + 2cos\theta F_3(s)\right] \quad , \tag{4.32}$$

onde os quatro fatores de forma são dados em função de $\chi(s)$:

$$\chi(s) = \frac{G_F M_Z^2}{2\pi\sqrt{2}\alpha(s)} \frac{s}{s - M_Z^2 + is\Gamma_Z/M_Z} \tag{4.33}$$

$$\begin{array}{rll}
F_0(s) = & N_c^f \frac{\pi\alpha(s)^2}{2s} & \left\{Q_f^2 Q_e^2 + 2\mathrm{Re}\chi(s)Q_f Q_e \overline{g}_v^e \overline{g}_v^f + |\chi(s)|^2 \left[(\overline{g}_v^e)^2 + (\overline{g}_a^e)^2\right]\left[(\overline{g}_v^f)^2 + (\overline{g}_a^f)^2\right]\right\} \\
F_1(s) = & N_c^f \frac{\pi\alpha(s)^2}{2s} & \left\{2\mathrm{Re}\chi(s)Q_f Q_e \overline{g}_a^e \overline{g}_a^f + |\chi(s)|^2 2\overline{g}_v^e \overline{g}_a^e \overline{g}_v^f \overline{g}_a^f\right\} \\
F_2(s) = & N_c^f \frac{\pi\alpha(s)^2}{2s} & \left\{2\mathrm{Re}\chi(s)Q_f Q_e \overline{g}_v^e \overline{g}_a^f + |\chi(s)|^2 \left[(\overline{g}_v^e)^2 + (\overline{g}_a^e)^2\right] 2\overline{g}_v^f \overline{g}_a^f\right\} \\
F_3(s) = & N_c^f \frac{\pi\alpha(s)^2}{2s} & \left\{2\mathrm{Re}\chi(s)Q_f Q_e \overline{g}_a^e \overline{g}_v^f + |\chi(s)|^2 2\overline{g}_v^e \overline{g}_a^e \left[(\overline{g}_v^f)^2 + (\overline{g}_a^f)^2\right]\right\}
\end{array} \tag{4.34}$$

Para canais de decaimento dos quais não se pode extrair informação sobre os estados de helicidade dos férmions produzidos, somente os fatores de forma F_0 e F_1 podem ser obtidos dos dados. Estes fatores de forma estão relacionados com uma primeira assimetria, chamada assimetria *forward-backward*. Para os outros canais de decaimento pode-se relacionar os fatores de forma com a polarização dos férmions e a assimetria *forward-backward* desta polarização.

4.3.2 Assimetria *forward-backward*

Somando-se sobre os estados de helicidade dos férmions produzidos no decaimento do Z^0, obtemos a seção de choque diferencial, $\sigma(s, cos\theta)$ em termos de F_0 e F_1. A assimetria *forward-backward* é definida como:

$$A_{FB}^f(s) \equiv \frac{\sigma(s, cos\theta > 0) - \sigma(s, cos\theta < 0)}{\sigma(s, cos\theta > 0) + \sigma(s, cos\theta < 0)} = \frac{3}{4}\frac{F_1(s)}{F_0(s)} \tag{4.35}$$

Para $s = M_Z^2$, a contribuição da interferência eletrofraca é nula e contribuição da troca do fóton é desprezível. Logo, a assimetria se reduz a:

$$A_{FB}^f(s) = \frac{3}{4}\mathcal{A}_e\mathcal{A}_f \quad , \tag{4.36}$$

onde $\mathcal{A}_f$ é a chamada assimetria quiral de acoplamento:

$$\mathcal{A}_f \equiv \frac{2\overline{g}_v^f\overline{g}_a^f}{(\overline{g}_v^f)^2 + (\overline{g}_a^f)^2} \tag{4.37}$$

4.3.3 Polarização

Para os processos em que pode-se obter informação sobre o estado de helicidade dos férmions produzidos no decaimento do Z^0 é possível se definir outras assimetrias observáveis. A polarização longitudinal é definida como:

$$P_f(s, cos\theta) = \frac{\sigma(s, cos\theta, \lambda = +1) - \sigma(s, cos\theta, \lambda = -1)}{\sigma(s, cos\theta, \lambda = +1) + \sigma(s, cos\theta, \lambda = -1)} = -\frac{(1 + cos^2\theta)F_2(s) + 2cos\theta F_3(s)}{(1 + cos^2\theta)F_0(s) + 2cos\theta F_3(s)} \tag{4.38}$$

No pico do Z^0 podemos novamente desprezar a contribuição da troca do fóton, de forma que a dependência da polarização com o ângulo de produção do férmion se reduz a:

$$P_f(cos\theta) = -\frac{(1 + cos^2\theta)\mathcal{A}_f + 2cos\theta\mathcal{A}_e}{(1 + cos^2\theta) + 2cos\theta\mathcal{A}_f\mathcal{A}_e} \tag{4.39}$$

É importante ressaltar que, como mostra a expressão em 4.39, a medida da polarização como função de $cos\theta$ permite a determinação simultânea dos acoplamentos do Z^0 aos elétrons e pósitrons do estado inicial e aos férmions do estado final. Todas as expressões desta tese relacionadas com a polarização referem-se à polarização do férmion.

A polarização do anti-férmion é, como consequência da conservação da helicidade a altas energias, igual a:

$$P_{\overline{f}} = -P_f \tag{4.40}$$

A polarização média sobre todos os ângulos de produção é dada por:

$$< P_f >= -\frac{F_2(s)}{F_0(s)} \quad , \quad s = M_Z^2 \Longrightarrow < P_f > \approx -\mathcal{A}_f \tag{4.41}$$

A sua dependência angular é expressa através da chamada assimetria *forward-backward* da polarização, dada por:

$$A_{FB}^{P_f} \equiv < P_f >_{cos\theta>0} - < P_f >_{cos\theta<0} = -\frac{3}{4}\frac{F_3(s)}{F_0(s)} \quad , \quad s = M_Z^2 \Longrightarrow A_{FB}^{P_f} \approx -\frac{3}{4}\mathcal{A}_e \tag{4.42}$$

A polarização longitudinal do bóson Z^0 é obtida a partir da assimetria quiral de acoplamento do elétron:

$$P_Z = -\mathcal{A}_e \tag{4.43}$$

Até agora as medidas destes observáveis têm sido realizadas para os léptons τ, uma vez que a polarização pode ser deduzida a partir da análise dos produtos do seu decaimento. É interessante verificar como as medidas destas assimetrias são sensíveis ao ângulo de Weinberg. Para o caso do τ, inserindo 4.17 e 4.37 em 4.41, temos:

$$P_\tau = -\frac{2(1-4sen^2\theta_W)}{1+(1-4sen^2\theta_W)} \approx -2(1-4sen^2\theta_W) \tag{4.44}$$

Supondo a universalidade dos léptons nas interações eletrofracas ($P_\tau = P_e$) e usando a expressão 4.44, temos:

$$A_{FB} = \frac{3}{4}\mathcal{A}_\tau\mathcal{A}_e \approx 3(1-8sen^2\theta_W+16sen^4\theta_W) \tag{4.45}$$

O erro de $sen^2\theta_W$ obtido a partir de 4.44 e 4.45 é dado, aproximadamente, por:

$$\begin{aligned} \Delta sen^2\theta_W &\simeq \frac{\Delta P_\tau}{8} \ , \\ \Delta sen^2\theta_W &\simeq \frac{\Delta A_{FB}}{1.6} \ , \end{aligned} \tag{4.46}$$

onde foi utilizado um valor de $sen^2\theta_W = 0,23$. O erro de $sen^2\theta_W$ obtido na medida da polarização é menor do que o obtido pela medida da assimetria *forward-backward* leptônica por um fator maior que 4, para $\Delta A_{FB} = \Delta P_\tau$. Assim, a medida de P_τ fornece um meio, ainda que com estatística limitada, bem competitivo de determinação do ângulo de mistura.

4.4 A Física do Lépton τ

A existência do lépton τ foi prevista teoricamente por Y. S. Tsai [34] em 1971, mas apenas em 1975 foi encontrada a primeira evidência experimental de um novo lépton pesado, na observação de eventos de aniquilação e^+e^- com um múon e um elétron no estado final [35]. Embora a sua descoberta não tenha trazido informação sobre a existência de léptons de massas diferentes, como era esperado, um novo campo de teste do Modelo Padrão foi aberto. Uma revisão completa da física deste léptons pode ser encontrada em [36].

O τ é uma partícula de spin $\frac{1}{2}$, massa igual a $1777,00^{+0,30}_{-0,27}$MeV e vida média igual a $(291,0 \pm 1,5) \times 10^{-15}$s [31]. No Modelo Padrão, onde a carga elétrica e os números leptônicos são conservados, o τ só pode decair via corrente fraca carregada em um bóson W e um neutrino tauônico.

4.4.1 Modos de Decaimento

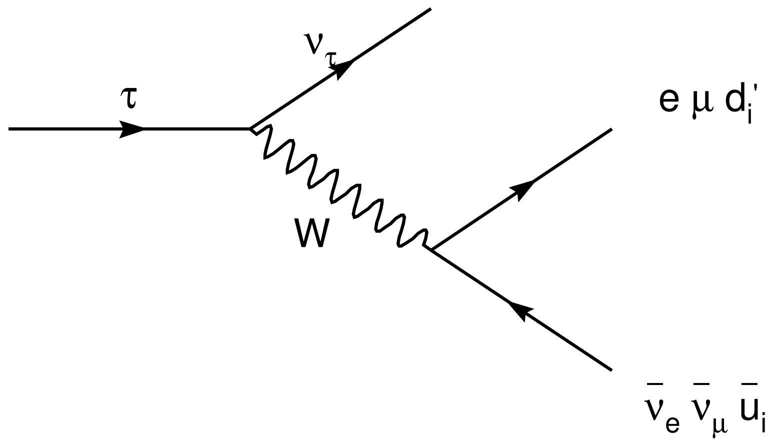


Figura 4.3: Diagramas de Feynman que contribuem para o decaimento do lépton τ

Além dos canais leptônicos, a sua massa relativamente alta torna cinematicamente viável o acoplamento do W com o dubleto de quarks da primeira família, como ilustrado na figura 4.3. Admitindo a universalidade dos acoplamentos e desprezando as massas dos férmions do estado final e correções gluônicas, espera-se uma razão de 3/2 entre as frações de ramificação hadrônica e leptônica[2]. A tabela 4.3 mostra as atuais médias mundiais das razões de ramificação dos principais canais de decaimento do τ.

Medidas acuradas das razões de ramificação leptônicas fornecem um teste preciso da hipótese de universalidade dos léptons no Modelo Padrão [33].

Na ausência de uma teoria que descreva a interação forte no limite de pequenas trans-

[2]Lembrando que os quarks possuem três graus de liberdade adicionais, as cores.

ferências de momento, as larguras de decaimento hadrônicos exclusivas não podem ser calculadas a partir de princípios fundamentais.

Decaimento	Razão de Ramificação (%)
$e^{\pm}\nu_\tau\overline{\nu}_e$	17,83 ± 0,08
$\mu^{\pm}\nu_\tau\overline{\nu}_\mu$	17,35 ± 0,10
$\pi^{\pm}\nu_\tau$	11,31 ± 0,15
$\rho\nu_\tau$	25,24 ± 0,16
$a_1\nu_\tau$	18,75 ± 0,17
$K\nu_\tau$	$(7{,}1 \pm 0{,}5) \times 10^{-3}$
$K^*\nu_\tau$	1,28 ± 0,08
$3\ \pi^{\pm} + 1\ \pi^0$	4,25 ± 0.09
$1\ \pi^{\pm} + 1\ \pi^0$	1,14 ± 0,14
$3\ \pi^{\pm} + 2\ \pi^0$	0,51 ± 0,5
$5\ \pi^{\pm}$	0,075 ± 0,007
$5\ \pi^{\pm} + 1\ \pi^0$	0,022 ± 0,005
$3\ \pi^{\pm} + 3\ \pi^0$	
$1\ \pi^{\pm} + 2\ K^{\pm}$	$0{,}22\ ^{+0{,}18}_{-0{,}12}$
$1\ \pi^{\pm} + K^0 + \overline{K^0}$	0,101 ± 0,023
$1\ \pi^0 + 1\ K^{\pm} + K^0$	
$2\ \pi^0 + 1\ K^{\pm}$	0,081 ± 0,027
$2\ \pi^{\pm} + 1\ K^{\pm}$	
$1\ \pi^{\pm} + 1\ \pi^0 + \overline{K^0}$	0,41 ± 0,06
$1\ \pi^{\pm} + 1\ \pi^0 + \eta$	0,171 ± 0,028
$1\ \pi^{\pm} + 1\ \pi^0 + \gamma$	
$1\ K^{\pm} + K^0$	0,155 ± 0,028

Tabela 4.3: Médias Mundiais das frações de decaimento do τ [31].

A hadronização do par $\overline{u}d'$ é dominada pela produção de ressonâncias. Desta forma, pode-se descrever os decaimentos hadrônicos do τ como tendo simplesmente duas partículas no estado final: o neutrino e um méson $(\pi, \rho, a1, K, K \mathrm{ou} K_1)$, que pode, por sua vez, decair. Em particular, vários modelos foram criados para descrever o seu decaimento em três píons carregados, como, por exemplo, os modelos de Kuhn e Santamaria [37][3], de Feindt [38] e Isgur, Morningstar e Reader [39], todos levando em consideração a sequência

[3]Utilizado no Monte Carlo estudado nesta análise (ver seção 2.5)

de ressonâncias $\tau^{\pm} \to a1^{\pm}\nu_{\tau} \to \rho^{0}\pi^{\pm}\nu_{\tau} \to \pi^{+}\pi^{-}\pi^{\pm}$.

4.4.2 Decaimentos Hadrônicos do τ como Analisadores de Spin

Uma vez que o τ decai via interação fraca, onde a paridade é violada ao máximo, a distribuição angular dos produtos do seu decaimento depende fortemente da orientação do seu spin. Desta forma, ele oferece a oportunidade de determinação da sua polarização a partir do estudo das partículas produzidas no seu decaimento.

Para ilustrar de maneira simples como as distribuições angulares das partículas finais podem fornecer informação sobre o estado de helicidade do τ, é interessante analisar o caso do seu decaimento em um píon carregado ($\tau \to \pi\nu_{\tau}$). Como é um decaimento em dois corpos, o neutrino e o píon são emitidos em sentidos contrários no referencial de repouso do τ e a componente do momento angular orbital na direção de emissão do neutrino é, então, nula (veja figura 4.4).

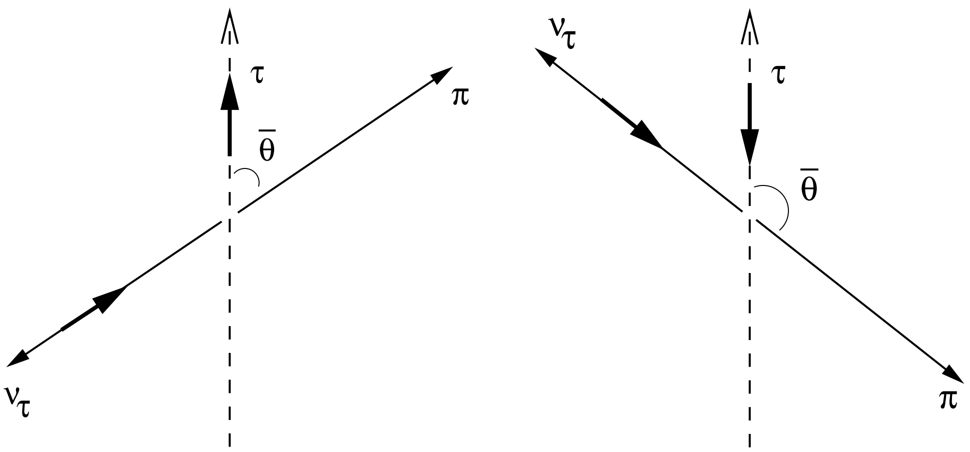


Figura 4.4: Configurações cinematicamente permitidas para o decaimento $\tau \to \pi\nu_{\tau}$ no referencial de repouso do τ. A linha tracejada representa o eixo de helicidade do τ. As setas de linha fina representam o momento e as de linha grossa a projeção do spin.

O neutrino é esquerdo, ou seja, tem helicidade negativa, enquanto o π tem spin zero. Logo, para que o momento angular seja conservado, o neutrino será preferencialmente emitido na direção do spin do τ. Uma distribuição angular sensível à polarização do τ neste caso é dada pelo ângulo entre a direção do momento do píon e o eixo de spin do τ, aqui denominado $\overline{\theta}$. Quando o τ tem helicidade positiva, o píon tem uma maior probabilidade de ser emitido numa direção cujo ângulo $\overline{\theta}$ é pequeno. Quando o τ tem helicidade negativa, ângulos $\overline{\theta}$ maiores são mais prováveis.

A distribuição angular esperada no referencial de repouso do τ é:

$$\frac{1}{N}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}cos\overline{\theta}} = \frac{1}{2}(1 + P_{\tau}cos\overline{\theta}) \tag{4.47}$$

Para o a1, no entanto, existem outras configurações cinemáticas que ainda conservam momento angular, uma vez que ele possui spin 1. A sensibilidade é então reduzida mas pode ser recuperada pela medida do estado de helicidade do a1 a partir da distribuição angular do sistema hadrônico, ou seja, dos píons produzidos no seu decaimento. A figura 4.5 ilustra os possíveis estados de helicidade do a1 (0 ou -1), restringidos pela conservação de momento angular e linear no sistema de repouso do τ.

4.5 Medida de P_{τ} no canal $\tau \to \pi\pi\pi\nu_{\tau}$

Como consequência das duas possibilidades para o estado de helicidade do a1, a distribuição $\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}cos\overline{\theta}}$ perde sensibilidade à polarização. Assim, distribuições angulares que pudessem melhorar esta sensibilidade foram procuradas. Utilizou-se a definição de sensibilidade dada por Rougé [40]. Considere uma distribuição geral que possa ser escrita de

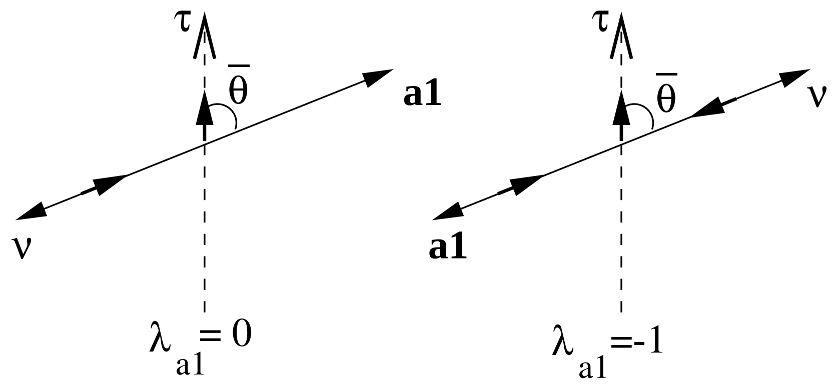


Figura 4.5: O decaimento do τ em a1 e neutrino no seu referencial de repouso. A figura ilustra as duas possibilidades para o estado de helicidade do a1.

forma que a dependência de P_τ seja explícita:

$$W(\vec{x}) = f(\vec{x}) + P_\tau g(\vec{x}) \tag{4.48}$$

onde $\vec{x}$ é um conjunto de observáveis do decaimento e as funções f e g satisfazem as seguintes condições:

$$\begin{aligned} \int f(\vec{x}) \mathrm{d}^n x &= 1 \quad f \geq 0 \ , \\ \int g(\vec{x}) \mathrm{d}^n x &= 0 \quad |g| \leq f. \end{aligned} \tag{4.49}$$

Dada uma amostra de N medidas $\{\vec{x}_i\}$, a polarização medida P_τ que maximiza a função de verosemelhança $L(P_\tau, \{\vec{x}_i\})$ é determinada por:

$$\begin{aligned} logL &= \textstyle\sum_i log\left(f(\vec{x}_i) + P_\tau g(\vec{x}_i)\right) \ , \\ \frac{\partial}{\partial P_\tau} logL &= \textstyle\sum_i \frac{g(\vec{x}_i)}{(f(\vec{x}_i)+P_\tau g(\vec{x}_i))^2} \ , \\ -\frac{\partial^2}{\partial^2 P_\tau} logL &= \textstyle\sum_i \frac{g^2(\vec{x}_i)}{(f(\vec{x}_i)+P_\tau g(\vec{x}_i))^2} \ . \end{aligned} \tag{4.50}$$

O valor ajustado de P_τ é a solução da equação $\partial logL/\partial P_\tau = 0$ e o seu erro σ_{P_τ} é determinado por:

$$\frac{1}{\sigma^2_{P_\tau}} = -\frac{\partial^2}{\partial^2 P_\tau} logL = N \int \frac{g^2}{f + P_\tau g} \mathrm{d}\vec{x} = NS^2 \ , \tag{4.51}$$

onde S é a sensibilidade.

Nesta seção, os métodos utilizados para determinação da polarização serão descritos, após a definição das variáveis cinemáticas observáveis neste modo de decaimento.

4.5.1 Cinemática do decaimento $\tau \to \pi\pi\pi\nu_\tau$

No processo $\tau \to 3\pi\nu_\tau$ o neutrino não é detetado e somente os produtos hadrônicos do decaimento são observados experimentalmente. Desta forma, o referencial de repouso do τ não pode ser reconstruído. O decaimento é mais facilmente analisado no referencial de repouso hadrônico ($\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 = 0$), onde $\vec{p}_1$ e $\vec{p}_2$ são os momentos dos píons de cargas iguais.

A figura 4.6 ilustra os referenciais S (O xyz) e S' (O x'y'z') convenientemente escolhidos para descrever o tensor hadrônico e o momento e spin do τ, respectivamente.

O eixo Oz' aponta na direção de *boost* do laboratório no sistema de repouso dos píons $\vec{n}_L$ ($\vec{n}_L = -\vec{n}_Q$, onde $\vec{n}_Q$ é a direção do momento resultante dos três píons no sistema de laboratório). O eixo Ox' é escolhido tal que a direção de vôo do τ vista pelo referencial de repouso hadrônico $\vec{n}_\tau$ pertença ao plano Ox'z' e $(\vec{n}_L \times \vec{n}_\tau)/|\vec{p}_1 \times \vec{p}_2|$ aponte na direção Oy'.

O plano Oxy é alinhado com os momentos dos píons, com a normal ao plano hadrônico $\vec{n}_\perp$ apontando na direção Oz. O eixo Ox é definido pela direção de $\vec{p}_3/|\vec{p}_3|$ e a relação $|\vec{p}_2| > |\vec{p}_1|$ é sempre válida.

Os dois referenciais estão relacionados por uma rotação de Euler

$$\vec{x} = R(\alpha, \beta, \gamma)\vec{x}', \tag{4.52}$$

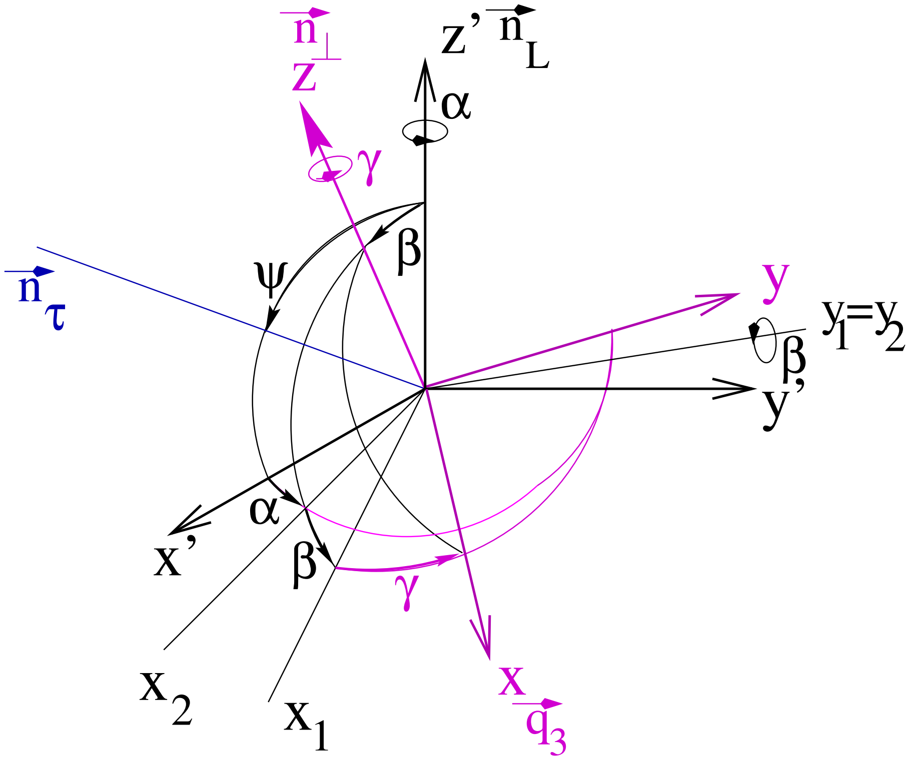


Figura 4.6: Referenciais utilizados na descrição do processo $\tau \to \pi\pi\pi\nu_\tau$

onde α, β e γ são os ângulos de Euler. O ângulo azimutal α é definido como o ângulo entre os planos $(\vec{n}_L, \vec{n}_\tau)$ e $(\vec{n}_L, \vec{n}_\perp)$ e não é observável, já que depende da direção do τ. O ângulo entre $\vec{n}_\perp$ e $\vec{n}_L$ é chamado β e γ corresponde ao ângulo entre os planos $(\vec{n}_L, \vec{n}_\perp)$ e $(\vec{n}_\perp, \vec{p}_3)$:

$$\begin{aligned} cos\beta &= \vec{n}_L \cdot \vec{n}_\perp \\ cos\gamma &= -\frac{\vec{n}_L \cdot \vec{p}_3}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \\ sen\gamma &= -\frac{(\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp) \cdot \vec{p}_3}{|\vec{n}_L \times \vec{n}_\perp|} \ , \end{aligned} \tag{4.53}$$

onde $\vec{n}_L$, $\vec{n}_\perp$ *e* $\vec{p}_3$ podem ser determinados a partir de transformações de Lorentz e rotações espaciais dos quadrivetores dos píons no referencial de laboratório. Esses ângulos são portanto, observáveis experimentalmente.

ψ é o ângulo entre a direção de *boost* do sistema dos píons no laboratório e a direção de vôo do τ vista pelo referencial de repouso dos mésons. O seu cosseno é dado por:

$$cos\psi = \frac{x(m_\tau^2 + Q^2) - 2Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{x^2 - 4Q^2/s}} \ , x = \frac{2E_{3\pi}}{\sqrt{s}}. \tag{4.54}$$

$E_{3\pi}$ é a soma das energias dos píons e S é o quadrado da energia de centro de massa.

4.5.2 Taxa de Decaimento em Termos das Variáveis Cinemáticas

Em 1992, Kuhn e Mirkes [41] determinaram a distribuição mais geral que se pode obter em termos dos observáveis de decaimentos semileptônicos. A taxa diferencial para o decaimento $\tau \to 3\pi\nu_\tau$ foi escrita em termos dos ângulos definidos anteriormente, do ângulo $\overline{\theta}$[4], e das massas invariantes do sistema de três píons (Q) e das duas combinações possíveis entre píons de cargas opostas (s_1 e s_2). Este trabalho abriu um novo leque de investigações experimentais ligadas a este decaimento. Em especial, trouxe a possibilidade de um novo método de medida da polarização do τ, estabelecido por P. Privitera [42], que possibilitou o aumento da sensibilidade neste canal.

Seguindo as convenções de Kuhn e Mirkes, a taxa diferencial de decaimento é dada por:

$$\mathrm{d}\Gamma_{\tau\to 3\pi\nu_\tau} = \frac{G_F^2}{2m_\tau} L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} \mathrm{d}PS^{(4)} \tag{4.55}$$

onde $L_{\mu\nu}$ e $H^{\mu\nu}$ são os tensores leptônico e hadrônico. Para separar a dependência angular, a contração dos tensores é escrita como uma soma de 16 termos independentes:

$$L_{\mu\nu} H^{\mu\nu} = (g_v^2 + g_a^2)(m_\tau^2 - Q^2) \sum \overline{L}_X W_X \tag{4.56}$$

[4] O ângulo entre a direção de vôo do τ no laboratório e a direção do sistema hadrônico vista pelo referencial de repouso do τ.

Os fatores $\overline{L}_X$ e W_X são combinações simétricas e antisimétricas apropriadas dos tensores originais. $\overline{L}_X$ contém toda a dependência angular da distribuição 4.55, enquanto as funções hadrônicas W_X dependem somente de s_1, s_1 e Q.

Em termos das variáveis cinemáticas, temos:

$$\mathrm{d}\Gamma_{\tau\to 3\pi\nu_\tau} = \frac{G_F^2}{4m_\pi}(\overline{g}_v^2+\overline{g}_a^2)cos^2\theta_C \sum \overline{L}_X W_X \times \frac{1}{(2\pi)^5}\frac{1}{64}\frac{(m_\tau^2-Q^2)^2}{m_\tau^2}\frac{\mathrm{d}Q^2}{Q^2}\mathrm{d}s_1\mathrm{d}s_2\frac{\mathrm{d}\gamma}{2\pi}\frac{\mathrm{d}cos\beta}{2}\frac{\mathrm{d}cos\overline{\theta}}{2} \quad , \tag{4.57}$$

onde θ_C é o ângulo de Cabibbo. O ângulo $\overline{\theta}$ é dado por:

$$cos\overline{\theta} = \frac{2xm_\tau^2 - m_\tau^2 - Q^2}{(m_\tau^2 - Q^2)\sqrt{1-4m_\tau^2/s}}. \tag{4.58}$$

A expressão 4.57 deve ser integrada sobre o ângulo α, uma vez que este não é acessível experimentalmente. As funções leptônicas $\overline{L}_X$ passam a depender somente de $\overline{\theta}$, β, γ, ψ e Q^2. Sua formas explícitas podem ser encontradas em [41, 42, 43]. As funções de estrutura hadrônicas W_X contêm a dinâmica do decaimento e podem ser calculadas uma vez que a corrente hadrônica seja especificada. A distribuição 4.55 depende, então, do modelo utilizado para descrever a corrente hadrônica.

Uma forma de isolar as funções de estrutura, proposta por Kuhn e Mirkes, seria tomar primeiros momentos (valores médios) adequados da taxa de decaimento. O momento de uma variável m é definido como:

$$< m >= \frac{3}{(\overline{g}_v^2+\overline{g}_a^2)(m_\tau^2-Q^2)}\int L_{\mu\nu}H^{\mu\nu} m \frac{\mathrm{d}cos\beta}{2}\frac{\mathrm{d}\gamma}{2\pi}. \tag{4.59}$$

Um conjunto apropriado de momentos é dado por [41]:

- $< 1 > (cos\theta)$
- $< (3cos^2\beta - 1)/2 > (cos\theta)$
- $< cos2\gamma > (cos\theta)$
- $< sen2\gamma\, sinal(s_1 - s_2) > (cos\theta)$
- $< cos\beta\, sinal(s_1 - s_2) > (cos\theta)$
- $< sen\beta cos\gamma > (cos\theta)$
- $< sen\beta sen\gamma\, sinal(s_1 - s_2) > (cos\theta)$,

  onde $sinal(s_1 - s_2) = +1(-1)$ se $s_1 > s_2$ $(s_1 < s_2)$.

Esta estratégia torna possível a medida de algumas das 16 funções de estrutura a partir das distribuições dos momentos obtidas experimentalmente.

4.5.3 Método de Determinação da Polarização

A polarização é obtida a partir do ajuste de uma distribuição angular de dados reais $(W(\{\vec{x}\})_{Dados})$ às distribuições de Monte Carlo para taus de helicidade positiva $(W(\{\vec{x}\})_{+1})$ e negativa $(W(\{\vec{x}\})_{-1})$, somadas ao *background* $(W(\{\vec{x}\})_{bg})$:

$$W(\{\vec{x}\})_{Dados} = \frac{(1+P_\tau)}{2} W(\{\vec{x}\})_{+1} + \frac{(1-P_\tau)}{2} W(\{\vec{x}\})_{-1} + W(\{\vec{x}\})_{bg} \;, \qquad (4.60)$$

onde todas as distribuições estão normalizadas a 1.

Como já foi mencionado, a distribuição 4.47 perde a sua sensibilidade devido aos dois possíveis estados de helicidade do a1, que possui spin 1. Uma das possibilidades de se aumentar a sensibilidade seria usar a distribuição de Rougé [40]:

$$\begin{aligned}
W(cos\overline{\theta}, cos\beta)_{+1} &= \frac{3}{4(m_\tau^2+2Q^2)}\left\{sen^2\beta\left(m_\tau cos\psi cos\frac{\overline{\theta}}{2} + Qsen\psi sen\frac{\overline{\theta}}{2}\right)^2\right. \\
&\left. + \frac{1+cos^2\beta}{2}\left[\left(m_\tau sen\psi cos\frac{\overline{\theta}}{2} - Qcos\psi sen\frac{\overline{\theta}}{2}\right)^2 + Q^2 sen^2\frac{\overline{\theta}}{2}\right]\right\} \\
W(cos\overline{\theta}, cos\beta)_{-1} &= \frac{3}{4(m_\tau^2+2Q^2)}\left\{sen^2\beta\left(m_\tau cos\psi sen\frac{\overline{\theta}}{2} + Qsen\psi cos\frac{\overline{\theta}}{2}\right)^2\right. \\
&\left. + \frac{1+cos^2\beta}{2}\left[\left(m_\tau sen\psi sen\frac{\overline{\theta}}{2} - Qcos\psi cos\frac{\overline{\theta}}{2}\right)^2 + Q^2 cos^2\frac{\overline{\theta}}{2}\right]\right\}
\end{aligned} \tag{4.61}$$

Esta distribuição bidimensional tem cerca do dobro da sensibilidade da distribuição 4.47. Na verdade, poderia ser obtida da distribuição geral de Kuhn e Mirkes, integrada sobre o ângulo γ, além do α. Neste caso somente uma das funções de estrutura W_X sobrevive e pode ser fatorada. Esta distribuição não depende, portanto, do modelo utilizado para descrever a corrente hadrônica.

Outra possibilidade seria fazer um ajuste multidimensional da taxa de decaimento 4.55. Privitera [42] mostrou, no entanto, que o ajuste global dos momentos definidos na subseção anterior, além de ser mais simples, tem a mesma sensibilidade do ajuste multidimensional. Este método aumenta em quatro vezes a sensibilidade deste canal, em relação ao ajuste da distribuição de $cos\overline{\theta}$. Como a sensibilidade dos momentos está concentrada basicamente nos momentos $< (3cos^2\beta - 1)/2 > (cos\theta)$ e $< cos2\gamma > (cos\theta)$, o resultado final desta análise será obtido a partir de um ajuste global destas duas distribuições.

Na secção 5.2, as distribuições discutidas serão apresentadas, tanto para dados como para a simulação.

Capítulo 5

Análise dos decaimentos do τ com três partículas carregadas no estado final

Neste capítulo descreve-se as etapas da análise dos dados experimentais coletados no DELPHI no ano de 1995, cuja luminosidade integrada é de 29,0 pb^{-1}. Foram estudados os eventos com energia de centro de massa no pico do Z^0 ($E_{feixe} = M_Z/2$) e também energias em torno deste valor, que correspondem a uma luminosidade integrada dada pela tabela 5.1.

Energia	Luminosidade
89,5 GeV	8,0 pb^{-1}
91,3 GeV	12,7 pb^{-1}
93,0 GeV	8,3 pb^{-1}

Tabela 5.1: Luminosidade integrada referente a cada energia de operação do LEP no ano de 1995.

Na primeira seção, a medida da razão de ramificação de dois canais inclusivos ($\tau \rightarrow$3hn$\pi^0\nu_\tau$ e $\tau \rightarrow$3hν_τ) e um canal exclusivo ($\tau \rightarrow$a1ν_τ) é apresentada, bem como os critérios de seleção de cada decaimento[1]. Na segunda seção, a medida da polarização

[1]h se refere a hádron e nπ^0 a um número de píons neutros maior ou igual a zero.

do τ é realizada, utilizando-se a amostra de eventos $\tau \rightarrow$a1ν_τ selecionada (com $\sqrt{s} = M_Z$).

5.1 Determinação das Razões de Ramificação

A seleção de um determinado tipo de evento procura utilizar grandezas que o caracterizam para separá-lo de outros processos da amostra. Para isso são definidos cortes, cujos valores são escolhidos de maneira a minimizar a quantidade destes outros eventos, que constituem o *background*, e maximizar a eficiência de seleção do sinal, assim aumentando a pureza da amostra. A eficiência e a quantidade de *background* são estudados nos eventos simulados uma vez que o acordo com os dados é satisfatório.

A razão de ramificação dos três decaimentos citados, pode ser obtida pela expressão

$$\frac{\Gamma_{\tau \rightarrow X\nu_\tau}}{\Gamma_\tau} = \frac{N_X(1-f_X)/\epsilon_X}{2N_\tau(1-f_\tau)/\epsilon_\tau} \tag{5.1}$$

onde N_X é o número de candidatos ao decaimento $\tau \rightarrow X\nu_\tau$ selecionados nos dados reais, f_X é a fração de *background* contida na amostra, ϵ_X é a eficiência de seleção do decaimento, N_τ é o número de candidatos ao evento $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ selecionados nos dados reais, f_τ é a fração de *background* desta amostra e ϵ_τ é a eficiência de seleção deste processo.

Todos os critérios descritos a seguir foram aplicados em amostras de dados reais ou simulados identificados pelo programa de reconstrução do DELPHI, com parâmetros relativos ao ano de 1995, como sendo de "decaimentos leptônicos do Z^0"[2]. A amostra inicial de dados reais possuía 86.144, 27.951 e 30.424 eventos com energia de centro de massa igual a 91,2 GeV, 89,5 GeV e 93,0 GeV, respectivamente. A tabela 5.2 apresenta o número

[2]DELANA, veja seção 2.4.1

inicial de eventos nas amostras de processos simulados utilizadas. Como a seção de choque de eventos $e^+e^- \to e^+e^-$ e $e^+e^- \to e^+e^- f\overline{f}$ é muito alta para a região de ângulos polares mais baixos, gerou-se apenas eventos em uma região restrita, contendo o barril. Como os eventos gerados de $e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$ e $e^+e^- \to q\overline{q}$ são muito pouco significativos para esta análise e o DELPHI não apresentou modificações relevantes em relação a estes canais, utilizou-se a simulação do DELPHI com parâmetros de 1993 para $e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$ e de 1994 para $e^+e^- \to q\overline{q}$, pois a simulação com parâmetros de 1995 não estava disponível para estes canais. Pelo mesmo motivo, utilizou-se as mesmas amostras de $e^+e^- \to q\overline{q}$, $e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$ e $e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$ para todas as energias estudadas.

Número de eventos simulados			
Processo Físico	$\sqrt{s} = 89,5$ GeV	$\sqrt{s} = 91,2$ GeV	$\sqrt{s} = 93,0$ GeV
$e^+e^- \to \tau^+\tau^-$	10^5	10^7	10^5
$e^+e^- \to e^+e^-$	10^4	10^4	10^4
$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$	10^5	10^5	10^5
$e^+e^- \to q\overline{q}$	10^3	10^3	10^3
$e^+e^- \to e^+e^-\mu^+\mu^-$	10^4	10^4	10^3
$e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$	10^4	10^4	10^3

Tabela 5.2: Ordem de grandeza do número de eventos em cada amostra de Monte Carlo analisada.

5.1.1 Seleção de eventos $e^+e^- \to \tau^+\tau^-$

O conjunto de critérios utilizados na seleção de pares $\tau^+\tau^-$ é aquele considerado como padrão pelo grupo que estuda a física deste lépton no DELPHI [44]. A definição de uma seleção básica desta amostra facilita a comparação entre as diferentes análises e a determinação de possíveis fontes de erros sistemáticos, bem como permite uma combinação mais coerente de resultados obtidos a partir de diferentes decaimentos.

A assinatura deste processo é caracterizada por dois jatos de partículas que saem em uma direção ligeiramente acolinear e sentidos opostos. A alta energia de cada τ limita o ângulo de abertura dos jatos e, devido à presença de neutrinos, a energia total medida é menor do que a energia de centro de massa do evento.

Também as assinaturas dos eventos de *background* possuem características peculiares. A produção de pares $\mu^+\mu^-$ é caracterizada por duas partículas carregadas, com alto momento ($p_1 = p_2 = E_{feixe}$), que saem na mesma direção e em sentidos opostos (*back to back*). O espalhamento *Bhabha* ($e^+e^- \to e^+e^-$) apresenta, em adição, uma grande quantidade de energia no calorímetro eletromagnético ($E_1 + E_2 \approx 2E_{feixe}$). A alta multiplicidade dos jatos produzidos na hadronização dos quarks em processos $e^+e^- \to q\overline{q}$ os distingue, já que os jatos produzidos nos decaimentos de interesse do τ possuem até, no máximo, três partículas carregadas. Eventos com quatro férmions no estado final ($e^+e^- \to \gamma\gamma \to e^+e^- f\overline{f}$) apresentam partículas com baixo momento e energia. Como os elétrons transferem pouca energia para os férmions, são pouco desviados de suas trajetórias e, em geral, não são medidos. Os férmions medidos apresentam alto ângulo de acolinearidade[3].

Geometricamente um evento é dividido em dois hemisférios por um plano definido pelo eixo de *thrust*[4]. Como cada hemisfério corresponde a um τ produzido, os índices 1 e 2

[3]O ângulo de acolinearidade entre duas trajetórias é definido como $180^o - \theta_{12}$, onde θ_{12} é o ângulo entre os dois traços.

[4]A direção do eixo de *thrust* é dada pela direção do vetor $\vec{n}$ que maximiza a soma

$$\frac{\sum_i |\vec{p}_i \vec{n}|}{\sum_i |\vec{p}_i|},$$

onde $\vec{p}_i$ é o momento da partícula i e a soma é feita sobre todas as partículas do evento.

usados a seguir referem-se aos hemisférios 1 e 2 e, consequentemente, às partículas mais energéticas de cada hemisfério, pois o quadrivetor momento do tau pode ser aproximado pelo da partícula mais energética ao se fazer uma seleção inicial. Os critérios de seleção podem ser divididos em subconjuntos :

1. Seleção de decaimentos leptônicos do Z^0 (Seleção Leptônica)

   Para assegurar uma boa resposta do detetor, exige-se que o evento esteja dentro da região do barril. Como os eventos de $\tau^+\tau^-$ não são estritamente colineares, a exigência de que ambos estejam nesta faixa angular é muito restrita, logo exige-se:

   - $43^o < \theta_1 < 137^o$ ou $43^o < \theta_2 < 137^o$

   Para eliminar a contaminação de eventos $e^+e^- \to q\overline{q}$ e $e^+e^- \to \gamma\gamma \to e^+e^- f\overline{f}$, aplica-se:

   - $2 \leq N_{tr} \leq 6$
   - $\theta_{iso} \geq 160^o$
   - $E_{visível} > 8$ GeV

   N_{tr} é o número de traços carregados do eventos[5], θ_{iso} é o ângulo de isolamento, definido como o menor ângulo entre dois traços de hemisférios opostos, e $E_{visível}$ é a soma dos momentos das partículas carregada e das energias das partículas neutras no calorímetro eletromagnético. A figura 5.1 mostra as distribuições destas variáveis

[5] A partir deste momento, a palavra traço será utilizada para se referir a uma trajetória bem reconstruída de partícula carregada, ou seja, uma trajetória cuja distância mínima ao ponto de interação é menor que 5 cm, no plano $R\phi$, e menor que 10 cm na direção do eixo z. Além disso, a distância entre o primeiro e o último ponto associado à trajetória deve ser no mínimo de 30 cm.

para dados reais e eventos simulados. O desacordo entre dados e Monte Carlo no início da seleção deve-se a ausência de determinados canais de contaminação que não foram incluídos na simulação. A medida que os critérios são aplicados estes canais são eliminados e a discrepância diminui.

Para rejeitar raios cósmicos que passam pelo detetor e interações do feixe com a parede do tubo ou com o gás residual, utiliza-se :

- $\min(|R_{imp,i}|, |R_{imp,2}|) \leq 0,3$ cm
- $\max(|Z_{imp,i}|, |Z_{imp,2}|) \leq 4,5$ cm

$R_{imp,i}$ é o parâmetro de impacto no plano $R\phi$, em relação ao ponto de interação, do traço i e $Z_{imp,i}$ é o distância do ponto de menor aproximação do traço i ao ponto de cruzamento dos feixes. A figura 5.2 mostra a distribuição de $Z_{imp,i}$ para dados e simulação e a distribuição bidimensional dos parâmetrosde impacto para os dados que passaram até esta fase da seleção, mostrando claramente uma concentração de eventos em $|R_{imp,i}| = |R_{imp,2}|$. Esta concentração vem da contribuição dos raios cósmicos que, ao atravessarem o detetor, deixam uma trajetória medida como dois traços cujos parâmetros de impacto possuem módulos iguais em hemisférios opostos.

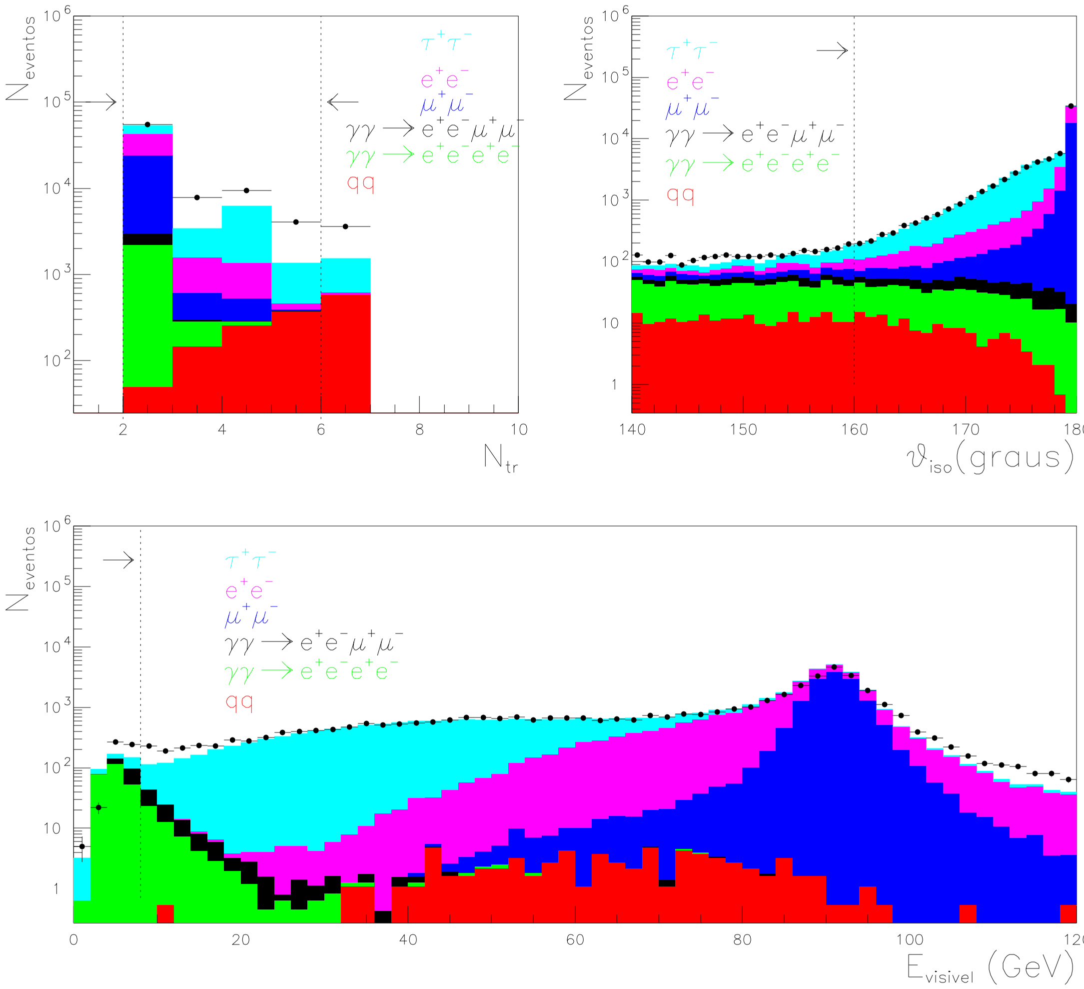


Figura 5.1: No alto da figura estão as distribuições do número de traços do evento (esquerda) e do ângulo de isolamento. Abaixo, a energia visível dos eventos. Os cortes são aplicados de maneira acumulativa, ou seja, os eventos da distribuição passaram por todos os cortes anteriores, com exceção do corte da variável relativa ao histograma. O ângulo de isolamento limita a abertura do jato produzido, eliminando principalmente eventos onde são produzidos pares $q\overline{q}$. As áreas coloridas mostram a simulação dos principais canais de contaminação e do sinal. Os pontos representam dados reais. Esta convenções são válidas para todas as figuras posteriores.

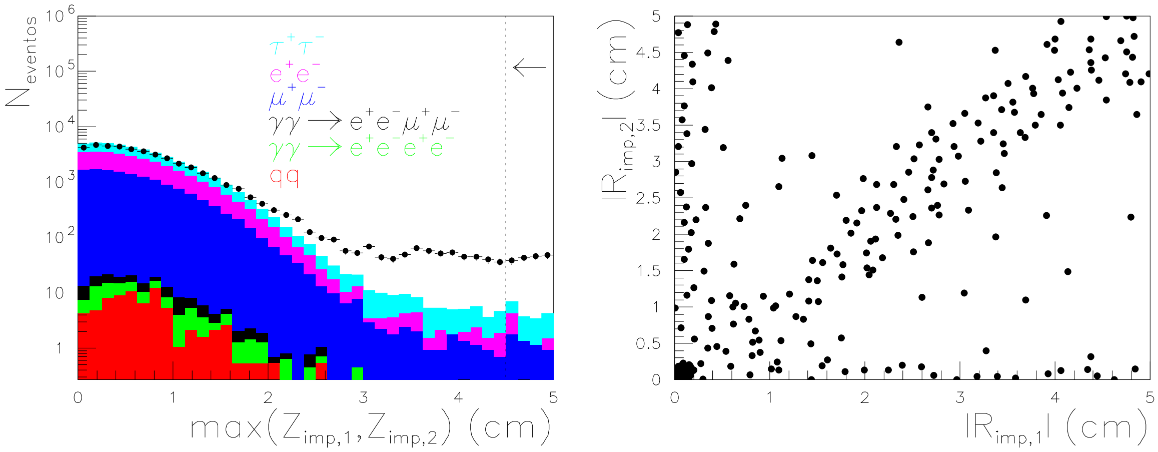


Figura 5.2: Os pontos representam dados reais adquiridos em 1995 e as áreas coloridas os eventos simulados. A distribuição bidimensional do parâmetro de impacto no plano $R\phi$ contém apenas dados que passaram pelos critérios de seleção anteriores.

2. Rejeição de $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$

   As variáveis P_{rad} ($\sqrt{p_1^2 + p_2^2}$) e E_{rad} ($\sqrt{E_1^2 + E_2^2}$) são utilizadas para eliminar os canais leptônicos de contaminação, fazendo uso das principais características que os distinguem do sinal. E_i é a energia eletromagnética depositada em um cone de 30^o em torno do traço mais energético do hemisfério i, dividida pela energia do feixe, e p_i é o seu momento, também normalizado pela energia do feixe. Elimina-se eventos que não satisfaçam :

   - $P_{rad} < 1,0$
   - $E_{rad} < 1,0$

Devido à grande probabilidade do elétron perder energia por *Bremstrahlung*, muitos eventos produzidos pelo espalhamento *Bhabha* ainda passam pelo corte em P_{rad}. Como também os fótons irradiados depositam energia na HPC, o critério na variável E_{rad} elimina a maior parte destes eventos, o que fica claro na figura 5.3.

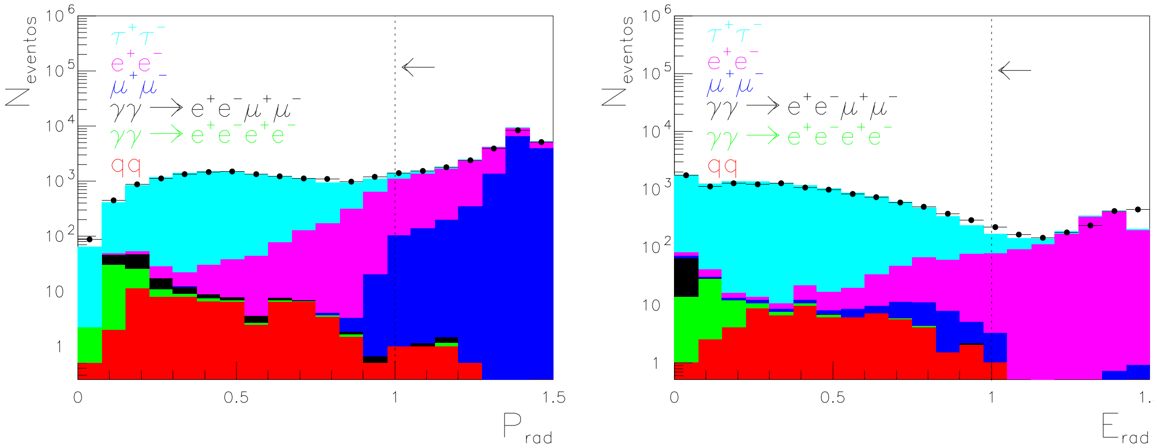


Figura 5.3: A proporção de decaimentos leptônicos do Z^0 é praticamente a mesma neste ponto da seleção, como mostra o diagrama da esquerda. No histograma da direita os múons já foram, em grande parte, excluídos da amostra.

3. Análise de Topologias 1-1

Para aumentar a pureza da amostra utiliza-se alguns critérios adicionais para as topologias 1-1 (eventos com um traço em cada hemisfério). O objetivo é reduzir ainda mais a contaminação de raios cósmicos, de espalhamentos *Bhabha* e de produção de pares $\mu^+\mu^-$ ou quatro férmions no estado final. Estes critérios estão relacionados com o ângulo de acolinearidade do evento (θ_{acol}), a diferença entre

$Z_{imp,1}$ e $Z_{imp,2}$ e a projeção do momento da partícula carregada no plano transversal à direção dos feixes (P_T), variáveis cujas distribuições podem ser vistas na figura 5.4:

- $|Z_{imp,1} - Z_{imp,2}| < 3,0$ cm
- $\theta_{acol} > 0,5^o$
- $P_T > 0,4$ GeV$/c$

Os resultados para esta seleção encontram-se resumidos na tabela 5.3. As eficiências e as frações de *background* foram calculadas a partir do Monte Carlo, de acordo com as seguintes expressões:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\tau,barril} &= \frac{N^{final}_{\tau^+\tau^-}}{N^{barril}_{\tau^+\tau^-}} , \\ \epsilon_{\tau,4\pi} &= \frac{N^{final}_{\tau^+\tau^-}}{N^{inicial}_{\tau^+\tau^-}} \text{ e} \\ f_\tau &= \frac{N^{final}_{X}}{N^{final}_{total}} , \end{aligned} \tag{5.2}$$

onde $N^{final}_{\tau^+\tau^-}$ é o número de pares $\tau^+\tau^-$ presentes no final da seleção, $N^{barril}_{\tau^+\tau^-}$ é o número de eventos logo após o primeiro corte da seleção leptônica, $N^{inicial}_{\tau^+\tau^-}$ é o número inicial de eventos na amostra de Monte Carlo (na tabela 5.2). N^{final}_{X} é o número de eventos do canal de contaminação X no final da seleção e N^{final}_{total} é o número total de eventos de Monte Carlo no final da seleção, somando-se todos os canais de *background* e o sinal ($\tau^+\tau^-$). A eficiência no barril desta análise é de $83,78 \pm 0,10\,\%$, $83,84 \pm 0,05\,\%$ e $83,44 \pm 0,07\,\%$ para as diferentes energias em ordem crescente.

5.1.2 Seleção de $\tau \to 3hn\pi^0\nu_\tau$, $3h\nu_\tau$, $a1\nu_\tau$

O ponto de partida para a seleção dos decaimentos do τ é a amostra de eventos aceitos pelos critérios da seleção leptônica descrita na seção 5.1.1. Não adota-se a seleção completa

Energia de centro de massa : 89,5 GeV			
Sinal	# de candidatos	$\epsilon_{4\pi}(\%)$	*Background* Total (%)
$\tau^+\tau^-$	2376	54,48 ± 0,11	3,83 ± 0,05
canais de contaminação	fração de *background* (%)		
e^+e^-	2,50 ± .05		
$\mu^+\mu^-$	0,41 ± .02		
γe^+e^-	0,24 ± .01		
$\gamma\mu^+\mu^-$	0,15 ± .01		
$q\overline{q}$	0,53 ± .02		
Energia de centro de massa : 91,2 GeV			
Sinal	# de candidatos	$\epsilon_{4\pi}(\%)$	*Background* Total (%)
$\tau^+\tau^-$	11754	54,43 ± 0,05	2,77 ± 0,02
canais de contaminação	fração de *background* (%)		
e^+e^-	1,52 ± .02		
$\mu^+\mu^-$	0,32 ± .01		
γe^+e^-	0,25 ± .01		
$\gamma\mu^+\mu^-$	0,15 ± .01		
$q\overline{q}$	0,54 ± .01		
Energia de centro de massa : 93,0 GeV			
Sinal	# de candidatos	$\epsilon_{4\pi}(\%)$	*Background* Total (%)
$\tau^+\tau^-$	3264	54,45 ± 0,08	3,21 ± 0,04
canais de contaminação	fração de *background* (%)		
e^+e^-	1,85 ± .03		
$\mu^+\mu^-$	0,43 ± .01		
γe^+e^-	0,25 ± .01		
$\gamma\mu^+\mu^-$	0,15 ± .01		
$q\overline{q}$	0,54 ± .02		

Tabela 5.3: Principais características da seleção de eventos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

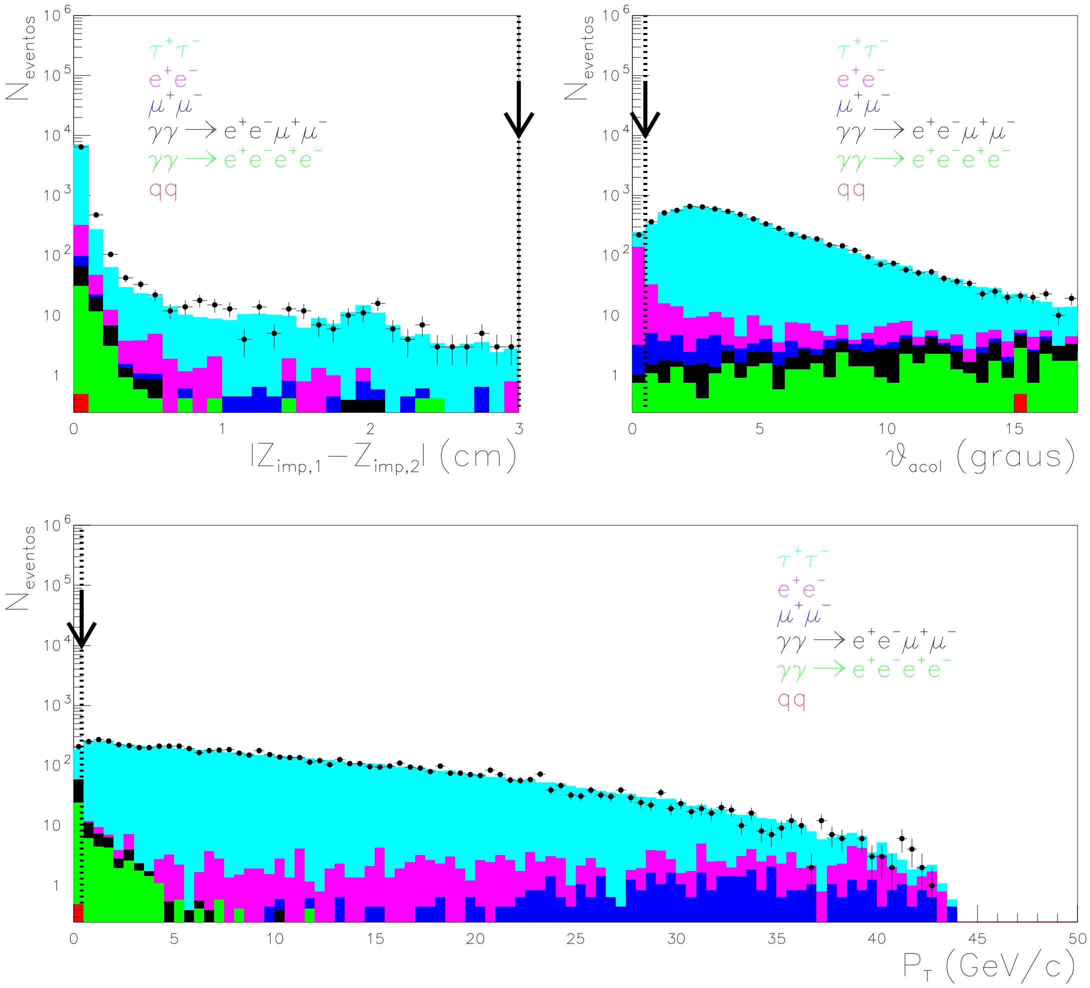


Figura 5.4: Distribuições das variáveis utilizadas para aumentar a pureza dos eventos com topologia 1-1.

de pares $\tau^+\tau^-$ porque o critério de corte na variável P_{rad}, além de não ser relevante para a topologia estudada, pode introduzir distorções nas distribuições angulares utilizadas na medida da polarização. Os outros critérios estão basicamente relacionados com topologias 1-1, enquanto que os eventos de interesse são aqueles em que pelo menos um dos taus decai em três partículas carregadas, acompanhadas ou não de neutros.

A maior parte dos canais externos de contaminação (outros decaimentos do Z^0 ou mesmo outros processos de interação entre os feixes de elétrons e pósitrons) são eliminados pelo critério no número de traços no hemisfério. Existe, porém, a possibilidade de eventos com um traço carregado no hemisfério simular uma topologia de três traços, se houver a conversão de um fóton em um par elétron-pósitron. Para rejeitar estes eventos, principalmente os processos $e^+e^- \to e^+e^-$ e $e^+e^- \to e^+e^-e^+e^-$, utiliza-se a relação entre a energia eletromagnética total do evento (E_{TOT}) e a energia do feixe (figura 5.5):

- $\frac{E_{TOT}}{E_{feixe}} < 1,22$

Nas etapas a seguir são estudados os hemisférios[6] que possuem três traços carregados saindo do ponto de interação. A primeira, a identificação do decaimento $\tau \to 3hn\pi^0\nu_\tau$, baseia-se principalmente na eliminação de contaminação por eventos que possuam apenas uma partícula carregada produzida no vértice primário. Estes eventos podem consistir de contaminação externa que tenha passado pelo corte na variável E_{TOT}, ou de outros decaimentos do τ , em que um fóton produzido no decaimento do π^0 ou irradiado pela partícula carregada produza um par adicional de traços. A segunda etapa rejeita os eventos com

[6]A palavra evento, a partir de agora, passa a se referir aos decaimentos do τ e, portanto, a cada um dos hemisférios de um evento de produção do par $\tau^+\tau^-$.

partículas neutras, gerando uma amostra de $3h\nu_\tau$ e, finalmente, a terceira adiciona restrições à massa invariante dos traços de cargas opostas, permitindo a determinação da razão de ramificação do decaimento $\tau \to a1\nu_\tau$.

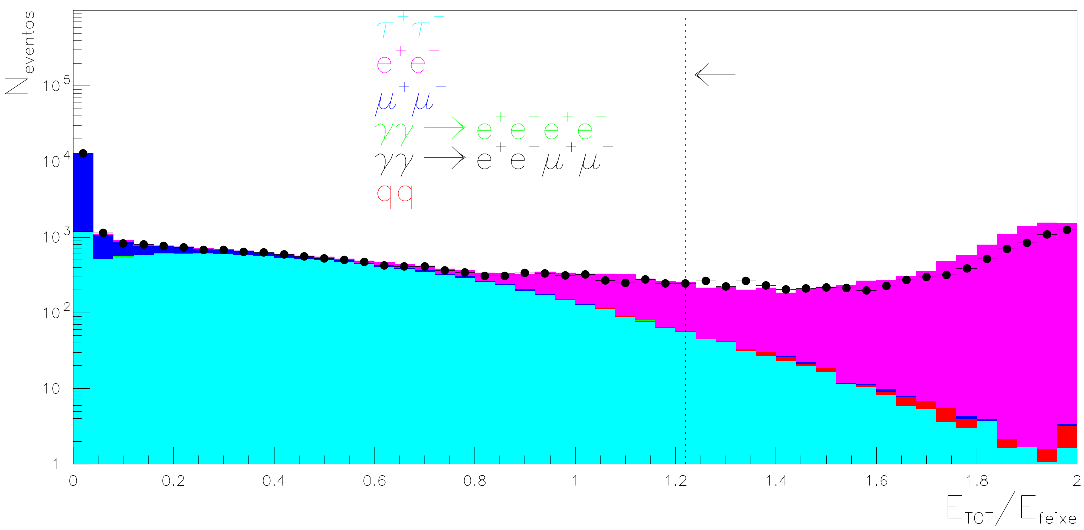


Figura 5.5: Razão entre a energia eletromagnética total do evento e a energia do feixe para eventos que passaram pela seleção leptônica descrita na seção anterior.

1. Seleção de $\tau \to 3hn\pi^0\nu_\tau$

   Devido a interações com o material do detetor ou mesmo a ineficiências da reconstrução, parte dos eventos de interesse não possuem três traços medidos. Para a medida da polarização é, porém, imprescindível que a amostra seja pura e bem reconstruída. O critério topológico elimina praticamente todo o *background* externo e os decaimentos do τ com uma partícula carregada no estado final, como mostra a figura 5.6. Para eliminar eventos mal reconstruídos, os critérios utilizados são:

- $N_{tr,h} = 3$
- $43^o < \theta_{3h} < 89^o$ ou $91^o < \theta_{3h} < 137^o$
- $\frac{\delta p_i}{p_i} < 100\,\%,\ i = 1,3$
- $\sum Q_i = \pm 1,\ i = 1,3$

$N_{tr,h} = 3$ é o o número de traços do hemisfério, θ_{3h} é a direção polar do momento resultante do sistema hadrônico e p_i é o momento de cada um dos hádrons.

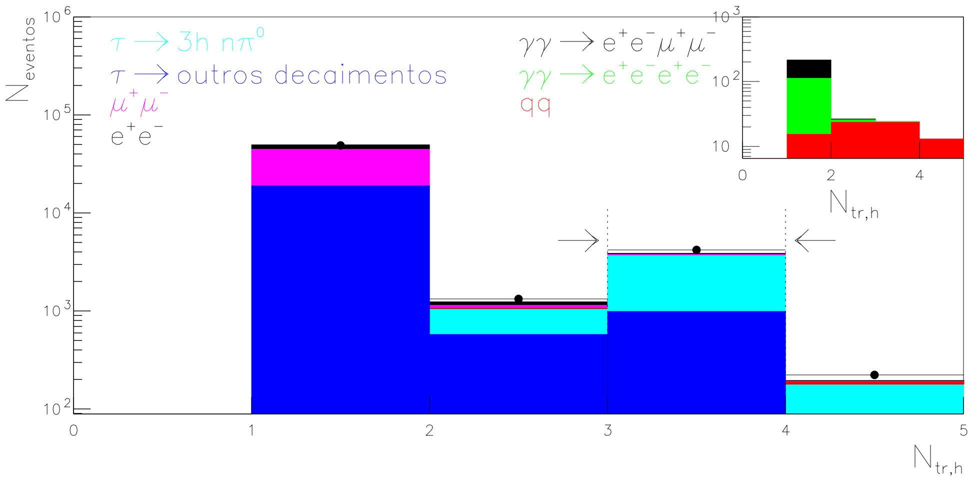
Para eliminar eventos hadrônicos que ainda estejam na amostra, utiliza-se a razão entre a soma dos módulos dos momentos dos traços e a energia do feixe:

- $\frac{\sum |p_i|}{E_{feixe}} > \frac{1}{3},\ i = 1,3$

As conversões que ocorrem antes ou dentro do detetor de vértices podem não ser identificadas pelo ELEPHANT (seção 2.4.1). Logo, para rejeitar os eventos deste tipo, coloca-se um limite inferior no número de traços que tenham pelo menos dois pontos medidos no VD (N_{VD}):

- $N_{VD} \geq 2$

Como a massa do τ é aproximadamente igual a 1,8 GeV/c^2 e o sistema hadrônico é produto do seu decaimento, a exigência de que a massa invariante dos três hádrons seja menor que o valor a seguir praticamente não afeta o sinal e assegura uma boa reconstrução:



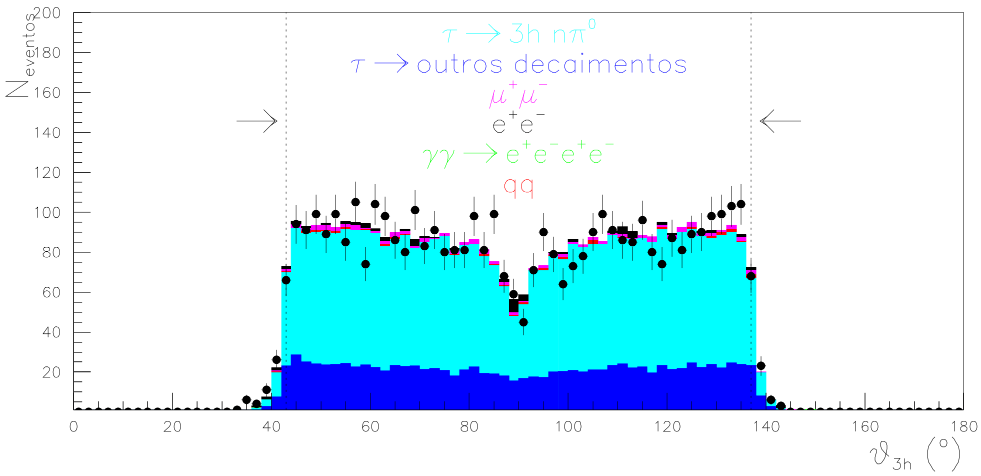


Figura 5.6: No gráfico superior percebe-se que a contaminação por canais externos é bem pequena já no início da seleção. O histograma pequeno, à direita, mostra os canais que não são vistos no histograma maior devido a sua escala. A distribuição angular do sistema hadrônico ilustra a diminuição do *background* interno (em azul escuro) devido ao corte topológico.

- $m_{3h} < 2$ GeV$/c^2$

Eventos com múons no estado final que ainda permaneçam na amostra são eliminados com a informação das câmaras de múons: somente os eventos em que nenhum dos traços tenham sido identificados como padrão pelo MUFLAG (veja seção 2.4.1) são aceitos.

- $N_\mu = 0$,

onde N_μ é o número de traços identificados pelo pacote MUFLAG como um múon padrão.

As distribuições das cinco últimas grandezas físicas estão na figura 5.7.

2. Rejeição de Eventos com Fótons ou Píons Neutros

A rejeição de decaimentos com partículas neutras é baseada na identificação de fótons e píons neutros realizada pelo programa ELEPHANT. Um chuveiro eletromagnético não associado a nenhuma trajetória carregada é considerado um fóton ou π^0 se o ELEPHANT[7] assim o classifica, se a sua energia está acima de um limite mínimo e se ele se encontra dentro de um cone em torno da direção do momento resultante dos três hádrons. Esses critérios são estabelecidos para que a eficiência não seja indevidamente reduzida devido à rejeição de sinal acompanhado de chuveiros eletromagnéticos gerados por interação das partículas carregadas com o material do detetor, radiação de estado inicial ou final ou mesmo por ruído.

[7] Veja a seção 2.4.1 para a classificação dos neutros.

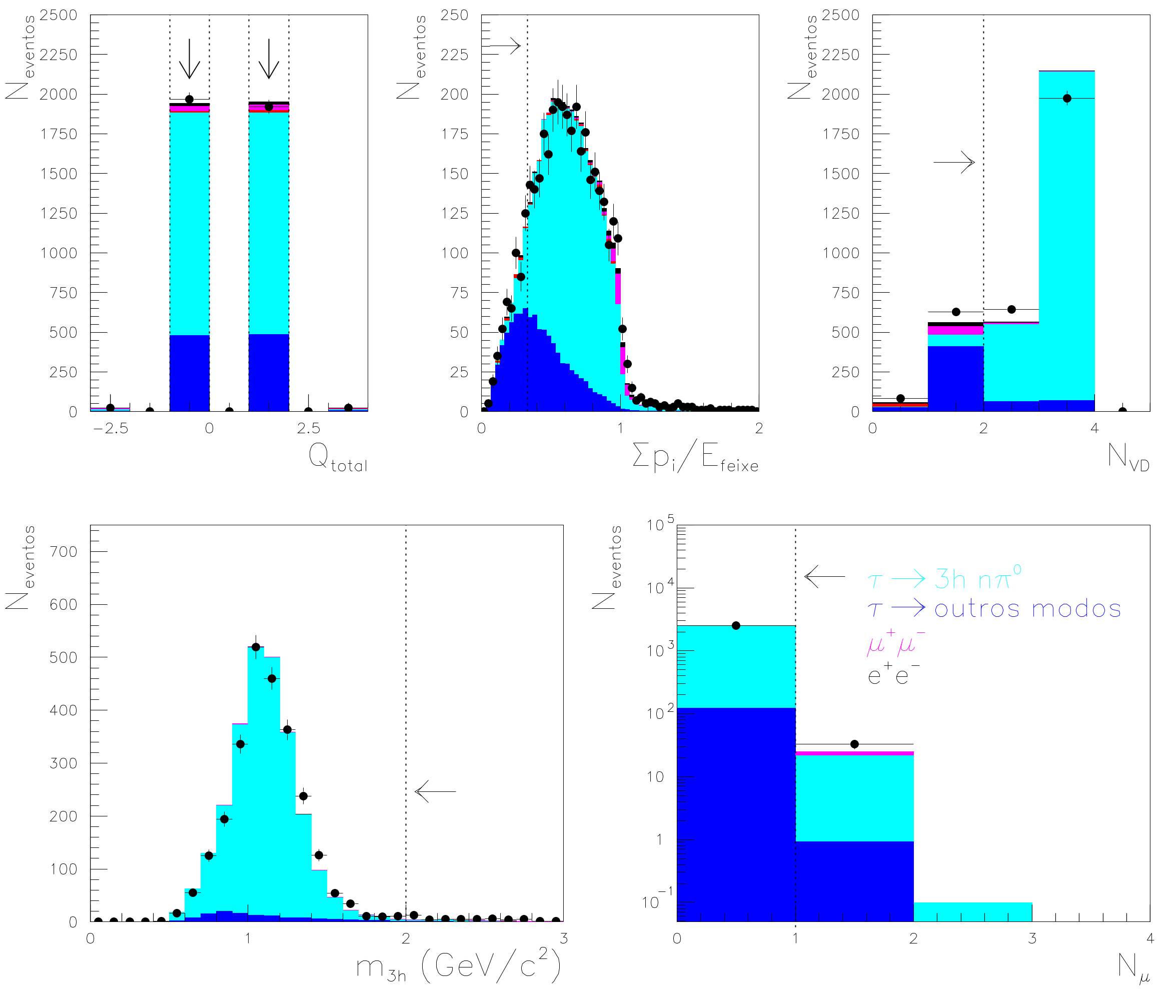


Figura 5.7: A legenda de cores do último histograma vale para todos os anteriores. Na verdade, o *background* externo é praticamente desprezível na amostra final, como mostra a última distribuição. O desacordo entre dados e Monte Carlo da distribuição do número de traços com pelo menos dois pontos medidos no VD (N_{VD}) será discutido na próxima seção. No último histograma, o ponto referente ao terceiro bin não aparece devido à escala logarítmica (o número de entradas é nulo).

Assim, um chuveiro eletromagnético é considerado uma partícula neutra produzida em um decaimento que deve ser eliminado se satisfaz :

- $E_\gamma > 50$ MeV
- $\theta_{\gamma,3h} \leq 10^o$

Devido ao *boost* de Lorentz, o ângulo de abertura entre os produtos do decaimento do τ no referencial de laboratório é pequeno, de forma que o limite colocado em $\theta_{\gamma,3h}$ diferencia basicamente eventos com ruído do detetor. Foram incluídos nesta análise alguns chuveiros cujos códigos de identificação não os classificam como bem reconstruídos. Desta forma, consegue-se, porém, um acordo melhor do Monte Carlo com os dados reais e diminui-se a fração de contaminação da amostra. Também para melhorar a rejeição do *background* de decaimentos $3\pi n\pi^0$ foram aceitos os eventos que satisfaçam os seguintes critérios:

- $N_\gamma = 0$ ou $N_\gamma = 1$ se $E_\gamma < 1,5$ GeV
- $\frac{E^{cone}_{neutra}}{\sum |p_i|} < 0,3$

E^{cone}_{neutra} é a soma de toda a energia eletromagnética, não associada a traços carregados, depositada em um cone de 10^o em torno da direção do sistema hadrônico. Para eliminar os eventos em que o fóton se superpõe ao traço carregado dentro da HPC, causando uma falsa associação da sua energia à energia da partícula carregada, utiliza-se o fato de que o fóton começa a interagir nas primeiras camadas da HPC. A maior parte dos hádrons, ao contrário, passa pelas primeiras camadas da HPC como *mip*, interagindo somente depois da quinta camada, que corresponde a aproximadamente 0,3 comprimentos de interação. Aplica-se, então:

- $\frac{E_5^{3h}}{\sum |p_i|} < 0,3$

E_5^{3h} é a energia associada a traços carregados depositada nas cinco primeiras camadas da HPC.

A amostra de $3h\nu_\tau$ selecionada tem uma pureza em torno de 86 %, sendo que a principal fonte de *background* vem de eventos de $\tau \to 3\pi\pi^0$. A figura 5.8 mostra as distribuições do ângulo de abertura entre os chuveiros eletromagnéticos e o sistema hadrônico ($\theta_{\gamma,3h}$), do número de neutros por evento que satisfazem os critérios impostos (N_γ), de $\frac{E_{neutra}^{cone}}{\sum |p_i|}$ e $\frac{E_5^{3h}}{\sum |p_i|}$.

3. Seleção de $\tau \to a1\nu_\tau$

Como o decaimento do a1 em três píons é dominado pela ressonância ρ, pode-se reduzir o *background* exigindo que a massa invariante de uma das combinações de píons de cargas diferentes ($m_{\pi^+\pi^-}$) esteja na região da massa desta partícula. Define-se uma faixa assimétrica em torno da massa do ρ, uma vez que o *background* está concentrado na região de massas mais baixas, como mostra a figura 5.9.

- $0,6$ GeV $< m_{\pi^+\pi^-} < 1,1$ GeV

A distribuição da massa invariante do a1, ilustrada na figura 5.10, não é bem ajustada por uma Breit-Wigner com os parâmetros do Monte Carlo, o que já foi percebido pelas análises anteriores [45, 43]. Atribui-se este desacordo a falhas do Modelo de Kuhn e Santamaria, usado no TAUOLA para descrever o decaimento do a1. A figura 5.11 mostra um evento selecionado como decaimento $\tau \to a1\nu_\tau$ nos dados de 1995.

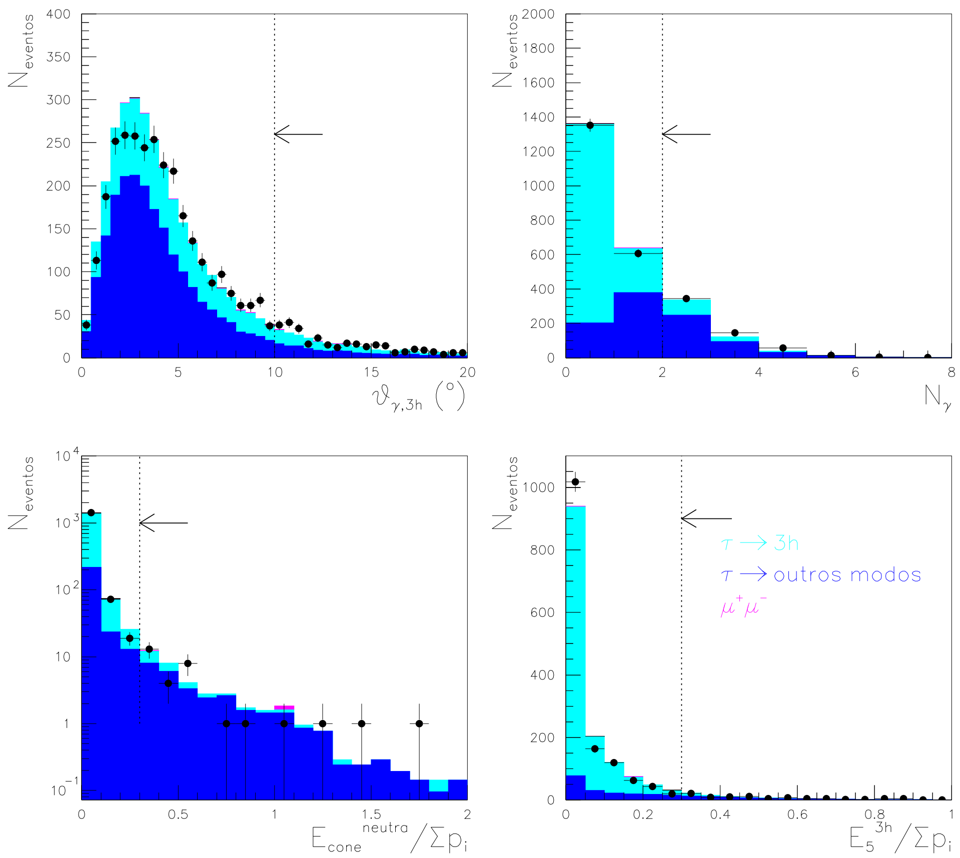


Figura 5.8: Distribuições das variáveis utilizadas na rejeição de decaimentos com fótons ou píons neutros.

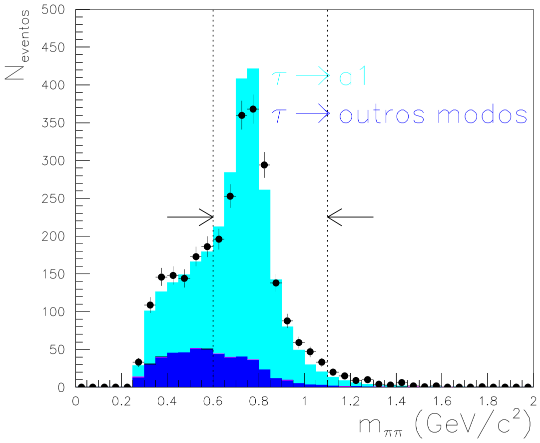


Figura 5.9: Massa invariante das duas combinações possíveis de píons de cargas contrárias.

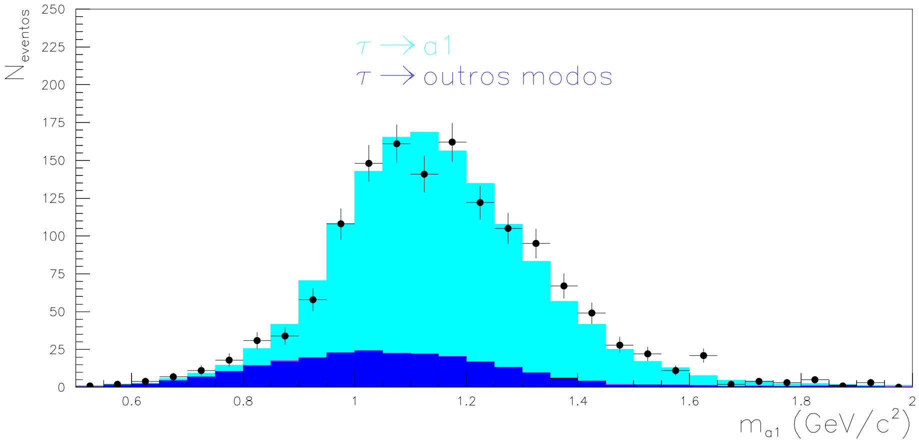


Figura 5.10: Massa invariante do a1.

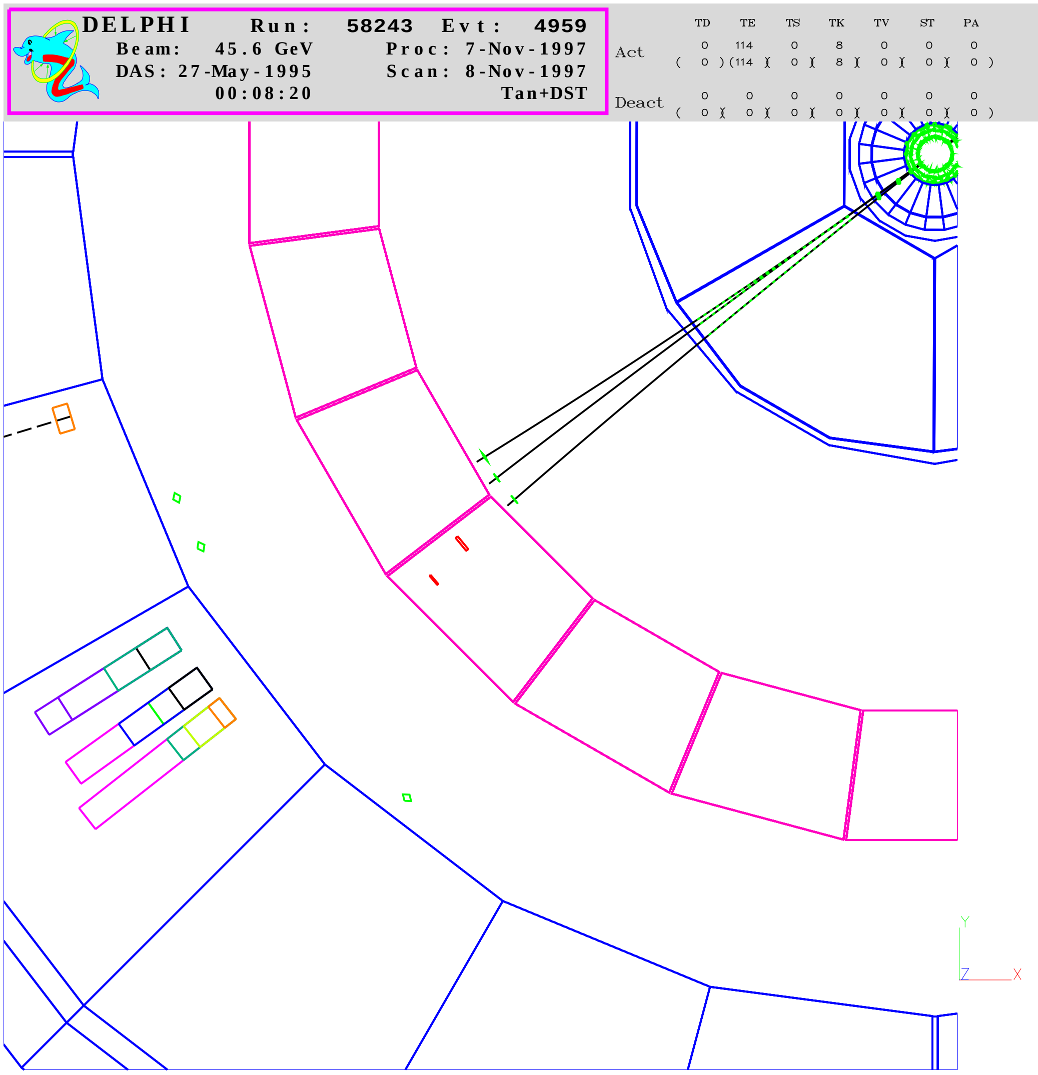


Figura 5.11: Exposição gráfica de um evento da amostra de dados que passou pelos critérios de seleção de a1. No hemisfério mostrado, três traços bem reconstruídos nas câmaras de traço (o VD, em verde, e o ID e a TPC, em azul, próximo ao VD) passam como *mip* pelo calorímetro eletromagnético, em rosa, e depositam toda a sua energia no calorímetro hadrônico, em azul, na parte mais externa.

5.1.3 Resultados

Os resultados da razão de ramificação de cada um dos decaimentos selecionados são apresentados na tabela 5.4. As tabelas 5.5, 5.6 e 5.7 mostram os principais canais de contaminação e as correspondentes frações de *background*, já combinadas as diferentes energias. Todos os resultados apresentados nas tabelas mencionadas já incluem a correção das razões de ramificação do KORALZ 4.0 (tabela 2.4) de acordo com as médias mundiais da tabela 4.3.

Os erros sistemáticos induzidos pelos critérios de seleção (na tabela 5.8) foram analisados variando-se cada corte de um valor dentro de uma faixa aceitável, tanto no que diz respeito ao objetivo do corte, quanto ao acordo entre dados e Monte Carlo. Devido à discrepância observada entre a eficiência calculada nos dados e na simulação, do corte na variável N_{VD} (figura 5.7), foi realizada uma correção nas eficiências totais de seleção de cada decaimento. Todas as eficiências foram multiplicadas por um fator $f = 0,97$.

	X	# de candidatos	$\epsilon_{4\pi}(\%)$	Contaminação Total (%)	$\Gamma_{X\nu_\tau}/\Gamma_\tau$ (%)
$\sqrt{s} = 89,3$	3h $n\pi^0$	465	36,92 ± 0,28	5,56 ± 0,21	14,18 ± 0,70
	3h	246	32,46 ± 0,35	11,37 ± 0,39	8,01 ± 0,53
	$a1 \to 3\pi$	228	31,46 ± 0,35	12,22 ± 0,42	7,59 ± 0,52
$\sqrt{s} = 91,2$	X	# de candidatos	$\epsilon_{4\pi}(\%)$	Contaminação Total (%)	$\Gamma_{X\nu_\tau}/\Gamma_\tau$ (%)
	3h $n\pi^0$	2520	36,99 ± 0,13	5,27 ± 0,10	15,37±0,33
	3h	1424	32,48 ± 0,17	12,99 ± 0,19	9,19±0,26
	$a1 \to 3\pi$	1300	31,36 ± 0,17	12,72 ± 0,20	8,62±0,25
$\sqrt{s} = 93,0$	X	# de candidatos	$\epsilon_{4\pi}(\%)$	Contaminação Total (%)	$\Gamma_{X\nu_\tau}/\Gamma_\tau$ (%)
	3h $n\pi^0$	677	36,51 ± 0,20	5,18 ± 0,15	15,15 ± 0,62
	3h	383	32,14 ± 0,25	11,71 ± 0,28	9,07 ± 0,48
	$a1 \to 3\pi$	362	31,15 ± 0,25	12,63 ± 0,30	8,75 ± 0,48

Tabela 5.4: Principais características da seleção dos decaimentos $\tau \to 3hn\pi^0\nu_\tau$, $\tau \to 3h\nu_\tau$ e $\tau \to a1\nu_\tau \to 3\pi\nu_\tau$. Os erros são estatísticos.

background interno	fração de *background* (%)
$\tau \to 3\pi\pi^0$	6,56 ± 0,11
$\tau \to K\pi\pi$	3,34 ± 0,08
$\tau \to KK\pi$	1,29 ± 0,05
$\tau \to 3\pi n\pi^0 (n \geq 2)$	0,11 ±0,02
$\tau \to \rho(\pi\pi^0)$	0,88 ±0,04
$\tau \to a1(\pi 2\pi^0)$	0,10 ±0,02
outros decaimentos	0,19 ±0,02
background externo	fração de *background* (%)
$\mu^+\mu^-$	0,06 ±0,04
e^+e^-	0,06 ±0,01

Tabela 5.5: Contaminação da amostra de eventos $\tau \to a1\nu_\tau$ estimada pelo Monte Carlo. A contribuição de outros canais externos é desprezível.

background interno	fração de *background* (%)
$\tau \to 3\pi\pi^0$	9,63 ± 0,13
$\tau \to 3\pi n\pi^0 (n \geq 2)$	0,23 ± 0,02
$\tau \to \rho(\pi\pi^0)$	1,19 ± 0,05
$\tau \to a1(\pi 2\pi^0)$	0,15 ± 0,02
outros decaimentos	0,38 ± 0,03
background externo	fração de *background* (%)
$\mu^+\mu^-$	0,14 ± 0,02
e^+e^-	0,08 ± 0,01

Tabela 5.6: Contaminação da amostra de eventos $\tau \to 3h\nu_\tau$ estimada pelo Monte Carlo. A contribuição de outros canais externos é desprezível.

background interno	fração de *background* (%)
$\tau \to \rho(\pi\pi^0)$	2,76 ± 0,05
$\tau \to a1(\pi 2\pi^0)$	1,42 ± 0,05
outros decaimentos	0,94 ± 0,04
background externo	fração de *background* (%)
$\mu^+\mu^-$	0,10 ± 0,01
e^+e^-	0,06 ± 0,01

Tabela 5.7: Contaminação da amostra de eventos $\tau \to 3hn\pi^0\nu_\tau$ estimada pelo Monte Carlo. A contribuição de outros canais externos é desprezível.

Fonte de Erro	$a1 \to 3\pi$	$3h\nu_\tau$	$3hn\pi^0\nu_\tau$
Restrição do barril	0,04	0,05	0,19
Rejeição de conversões de fóton	0,15	0,13	0,04
Rejeição de *background* externo	0,05	0,08	0,07
Rejeição de eventos com fótons	0,08	0,10	-
Seleção de a1	0,12	-	-
Total	0,22	0,19	0,21

Tabela 5.8: Erros sistemáticos induzidos pelos critérios de seleção nas medidas das razões de ramificação.

O resultado final das razões de ramificação, combinando todas as energias, é dado pela tabela 5.9. Os resultados anteriores obtidos pelo DELPHI são correspondentes aos períodos de 1993 e 1994 [43]. Na tabela 5.10[8], nota-se que os resultados são compatíveis. O mesmo acontece quando compara-se as razões de ramificação inclusivas com as médias mundiais mais recentes [31], na tabela 5.11.

X	# de candidatos	$\Gamma_{X\nu_\tau}/\Gamma_\tau$ (%)
$3hn\pi^0\nu_\tau$	3662	15,15 $\pm$ 0,27 $\pm$ 0,22
$3h\nu_\tau$	2053	8,98 $\pm$ 0,21 $\pm$ 0,19
$a1\nu_\tau$	1890	8,49 $\pm$ 0,20 $\pm$ 0,21

Tabela 5.9: Valores das razões de ramificação para os diferentes decaimentos estudados nesta análise. O primeiro erro é estatístico, o segundo é sistemático.

X	# de candidatos	$\Gamma_{X\nu_\tau}/\Gamma_\tau$ (%)
$3hn\pi^0\nu_\tau$	11537	15,03 $\pm$ 0,14 $\pm$ 0,17
$3h\nu_\tau$	6560	9,01 $\pm$ 0,11 $\pm$ 0,12
$a1\nu_\tau$	6062	8,68 $\pm$ 0,11 $\pm$ 0,15

Tabela 5.10: Valores das razões de ramificação para os diferentes decaimentos obtidos pelo DELPHI com os dados adquiridos em 1993 e 1994.

[8]É importante notar que o ano de 1994 possui aproximadamente o dobro da estatística correspondente aos anos de 1993 e 1995

Canal Inclusivo	$\Gamma_{X\nu_\tau}/\Gamma_\tau$ (%)
$3hn\pi^0\nu_\tau$	14,36 $\pm$ 0,14
$3h\nu_\tau$	9,44 $\pm$ 0,10

Tabela 5.11: Médias mundiais das razões de ramificação inclusivas em 1996.

5.2 Medida da Polarização do τ

5.2.1 Distribuições Angulares

A figura 5.12 mostra as distribuições dos ângulos γ, β e $\overline{\theta}$, introduzidos na seção 4.5.1, para o Monte Carlo de eventos $\tau \to a1\nu_\tau$. Estas distribuições não são muito sensíveis à polarização já no nível da geração. A reconstrução dos eventos diminui a sensibilidade, principalmente no caso de $cos\overline{\theta}$, como fica claro na figura 5.13.

Tomando-se os valores médios adequados de funções das duas primeiras variáveis angulares para intervalos de $cos\overline{\theta}$ a sensibilidade é significantemente aumentada, como pode ser visto na figura 5.14.

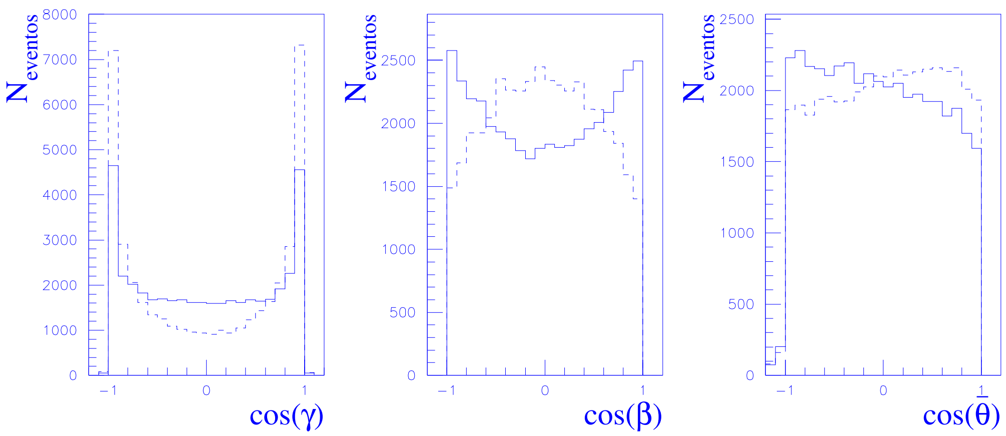


Figura 5.12: Distribuições das variáveis cinemáticas relevantes na determinação da polarização do τ. A linha pontilhada representa decaimentos do τ com polarização positiva e a linha contínua representa eventos cujos taus tem polarização negativa. As distribuições foram feitas no nível da geração, ou seja, as ineficiências do detetor ainda não foram consideradas.

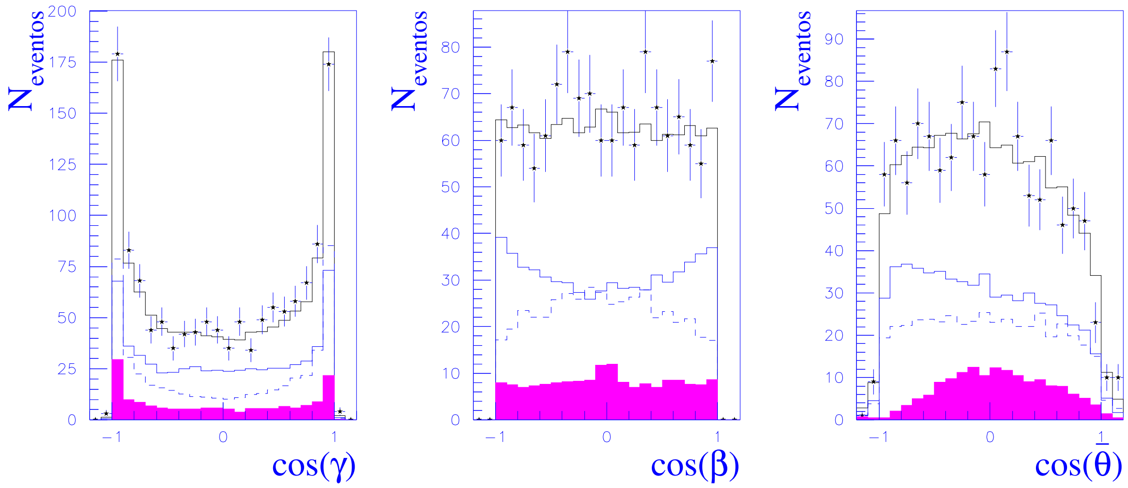


Figura 5.13: Distribuições angulares para dados (pontos), Monte Carlo de $\tau \to a1\nu\tau$ para taus positivamente polarizados (linha pontilhada) e negativamente polarizados (linha contínua azul). O histograma rosa mostra a distribuição de outros decaimentos do τ e a linha preta representa todo o Monte Carlo. Não há contribuição de contaminação externa. Neste caso a normalização foi realizada de acordo com a luminosidade e mantendo a polarização com que o Monte Carlo é gerado.

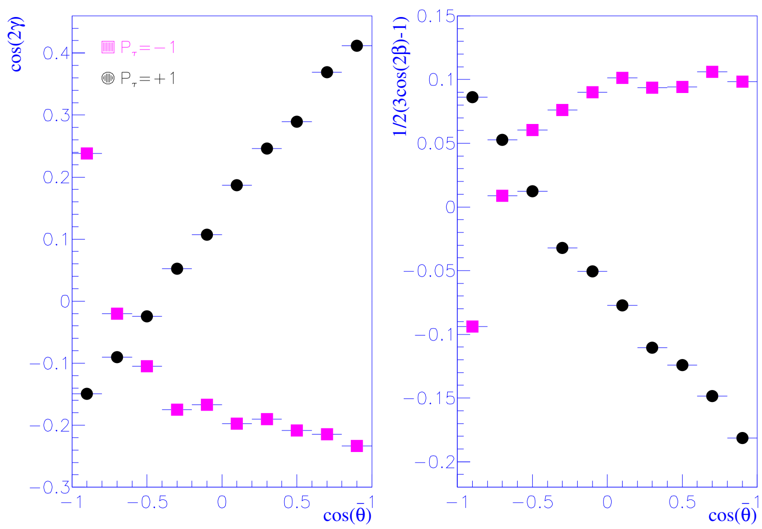


Figura 5.14: Momentos utilizados na determinação da polarização para eventos de taus com polarização positiva e negativa (simulação).

5.2.2 Resultados dos Ajustes

O resultado do ajuste global dos momentos $< cos2\gamma >$ e $< \frac{3cos^2\beta-1}{2} >$ pode ser visto na figura 5.15. Para verificar a compatibilidade do resultado com valores obtidos por outros métodos, foi realizado, entre outros, o ajuste da distribuição bidimensional de Rougé (figura 5.16). A tabela 5.12 mostra os valores obtidos para a polarização média do τ a partir do ajuste das diferentes distribuições. Todos os resultados são compatíveis, inclusive aqueles obtidos por métodos independentes do modelo de descrição da corrente hadrônica, como é o caso da distribuição de Rougé ($cos\beta \times cos\overline{\theta}$) e do momento $< \frac{3cos^2\beta-1}{2} >$. A forma mais precisa de se obter a polarização é a partir do ajuste global dos momentos. Além do fato de os erros das duas distribuições serem aqueles que apresentam menor correlação, estas são as mais sensíveis ao estado de helicidade do τ, como foi mostrado anteriormente. O χ^2 do ajuste, de 0,95, é também o melhor dentre as distribuições analisadas. Por isso, este foi o método escolhido para o ajuste da polarização em intervalos do ângulo de produção do τ.

Distribuição ajustada	$< P_\tau >$
$< cos2\gamma >$ e $< \frac{3cos^2\beta-1}{2} >$	-0,114 $\pm$ 0,094
$< cos2\gamma >$	-0,176 $\pm$ 0,116
$< \frac{3cos^2\beta-1}{2} >$	0,003 $\pm$ 0,159
$cos\beta \times cos\overline{\theta}$	-0,214 $\pm$ 0,162

Tabela 5.12: Resultados do ajuste das diversas distribuições. Os erros são estatísticos.

Os valores encontrados estão na tabela 5.13. Devido à baixa estatística, o ajuste destes pontos à função 4.39 só tem sensibilidade para a determinação de um parâmetro livre, isto é, para a determinação da polarização supondo-se a universalidade leptônica

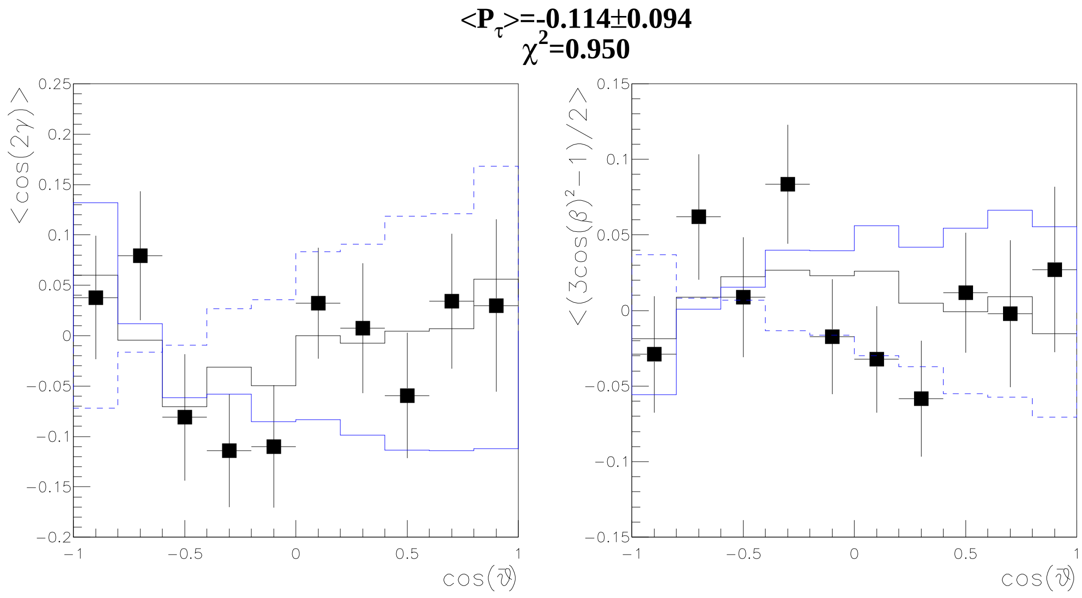


Figura 5.15: A linha contínua representa o Monte Carlo de eventos de tau que passaram pela seleção de a1, com a proporção de polarização negativa e positiva dada pelo valor da polarização determinado pelo ajuste. Os quadrados representam dados reais, a linha contínua azul o Monte Carlo de eventos com polarização negativa e a tracejada o Monte Carlo de eventos com polarização positiva. A linha preta representa a soma das duas contribuições de helicidade.

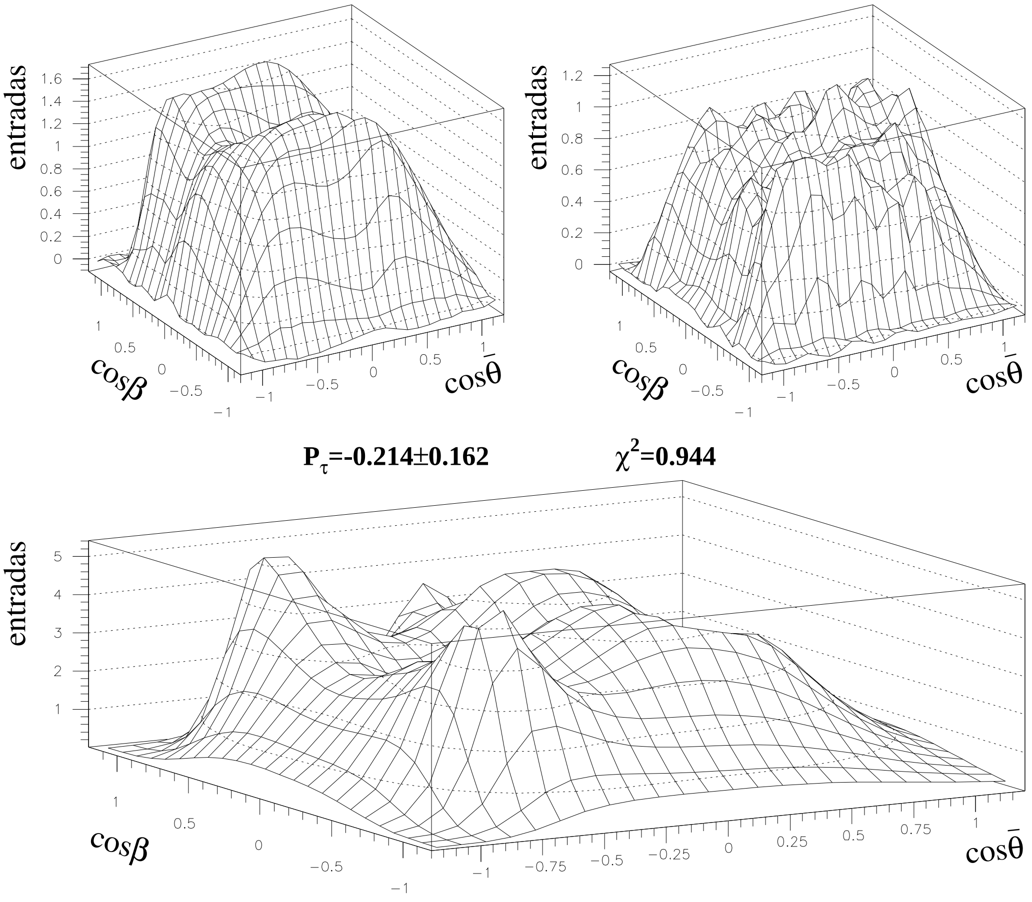


Figura 5.16: Distribuição de $cos\beta$ em função de $cos\overline{\theta}$ para eventos simulados de taus com polarização positiva (acima, à direita) e negativa (acima, à esquerda). O histograma inferior corresponde a dados reais.

(figura 5.17). Este resultado é ainda mais preciso que o obtido pelo ajuste global dos momentos, integrado sobre todos os intervalos do ângulo de produção, pois além de utilizar a informação do valor médio para cada intervalo, é comparada com uma dependência prevista pelo modelo. Combinando-se os resultados obtidos com dados de 1991 a 1994 com aqueles obtidos nesta análise, consegue-se, porém, aumentar suficientemente a estatística para tornar possível a determinação de dois parâmetros livres. O resultado, como mostra a figura 5.18 é compatível com a universalidade dos léptons.

Intervalo	P_τ	$\#Data/\#MC_\tau$
1 ($-.732 \leq cos(\theta) \leq -.488$)	-.130 $\pm$ .184	.0520
2 ($-.488 \leq cos(\theta) \leq -.244$)	.008 $\pm$ .201	.0536
3 ($-.244 \leq cos(\theta) \leq 0.$)	-.299 $\pm$ .236	.0415
4 ($0. \leq cos(\theta) \leq .244$)	-.248 $\pm$ .221	.0502
5 ($.244 \leq cos(\theta) \leq .488$)	-.074 $\pm$ .235	.0454
6 ($.488 \leq cos(\theta) \leq .732$)	-.215 $\pm$ .213	.0468

Tabela 5.13: Medidas da polarização para cada intervalo de $cos(\theta)$ e razão entre o número de eventos de dados e Monte Carlo selecionados em cada um dos intervalos correspondentes.

5.2.3 Erros Sistemáticos

Para determinação dos erros sistemáticos devido aos critérios de seleção, utilizou-se o mesmo procedimento de estimativa dos erros nas razões de ramificação. Variou-se os valores de cortes dentro de uma faixa aceitável para a análise e compatível com a resolução do detetor e calculou-se o desvio da polarização do valor encontrado com os cortes nominais. A maior contribuição vem da rejeição de eventos com neutros, onde não há um acordo perfeito entre dados e Monte Carlo (veja tabela 5.14).

Estudou-se a aceptância em função de variáveis importantes, como a massa invariante

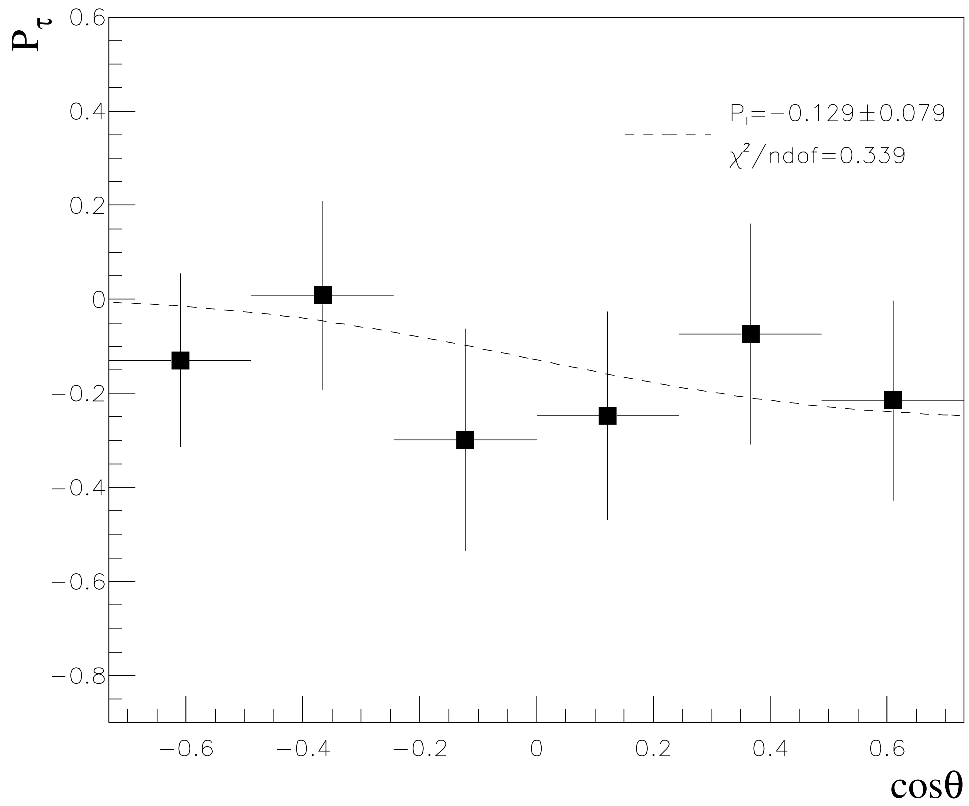


Figura 5.17: Polarização do τ em função do cosseno do seu ângulo de produção. A linha pontilhada representa a função 4.39 ajustada aos dados (pontos), supondo-se que $A_\tau = A_e = A_l$.

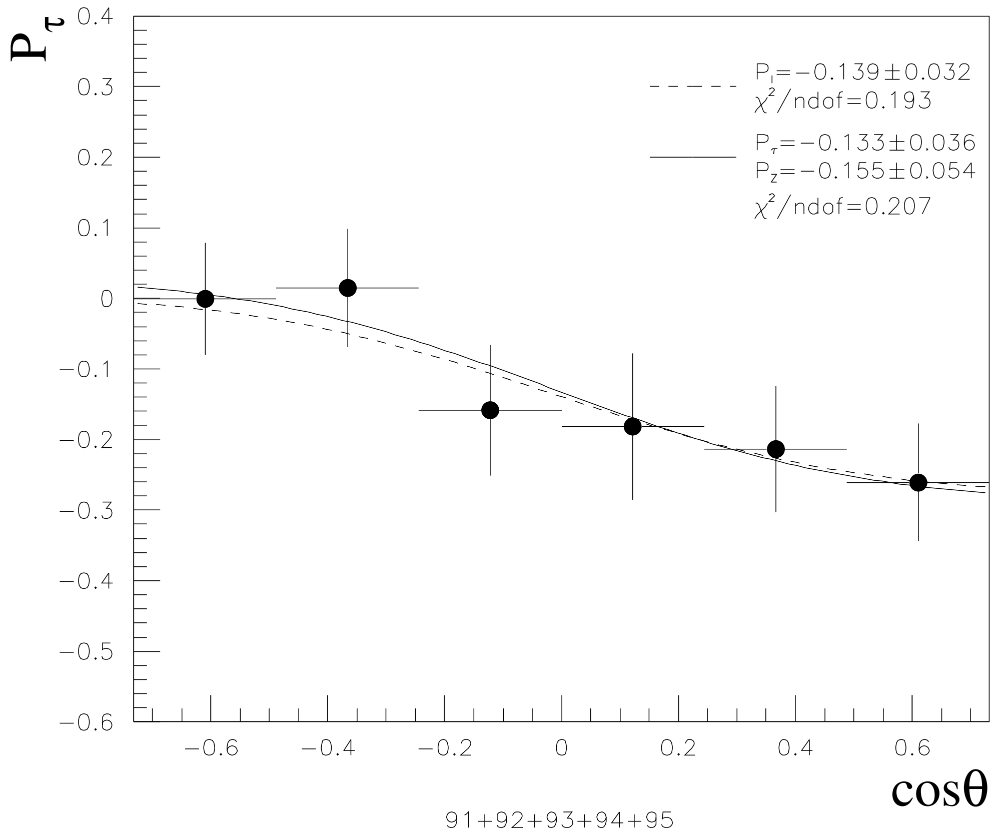


Figura 5.18: Polarização do τ em função do cosseno do seu ângulo de produção. A linha pontilhada representa a função 4.39 ajustada aos dados combinados de 1991 a 1995 (pontos), assumindo-se que $A_\tau = A_e = A_l$. A linha contínua corresponde a mesma função, sendo que dois parâmetros foram ajustados: A_τ e A_e.

Fonte de Erro	δP_τ
Restrição do Barril	0,001
Rejeição de contaminação externa	0,013
Rejeção de eventos com neutros	0,034
Seleção de eventos de a1	0,022
Total	0,043

Tabela 5.14: Erros sistemáticos induzidos pelos critérios de seleção na determinação da polarização do τ.

dos três píons, a massa invariante dos píons de cargas opostas e os cossenos dos ângulos cujos valores médios foram tomados (figura 5.19). Embora exista uma dependência da aceptância com $cos\overline{\theta}$, ela é a mesma para os eventos de polarização positiva e negativa e, portanto, não afeta as distribuições dos momentos. Para $cos\gamma$ e $cos\beta$ a aceptância praticamente não varia, além de possuir o mesmo comportamento para os diferentes estados de helicidade, como mostra a figura 5.20.

5.2.4 Resultados Finais e Comparação com outras Medidas

O resultado final obtido para a polarização média a partir do ajuste da dependência com o ângulo de produção do τ, na hipótese de universalidade dos léptons, é:

$$< P_\tau >= -0,129 \pm 0,079 \pm 0,043 \ \ ,$$

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

De acordo com o resultado obtido e a equação 4.44, o valor de $sen^2\theta_w$ é:

$$sen^2\theta_w^{eff} = 0,234 \pm 0,011 \ ,$$

o que equivale a dizer que a razão entre os acoplamentos vetorial e axial é:

$$\frac{\overline{g}_v}{\overline{g}_a} = 0,065 \pm 0,052$$

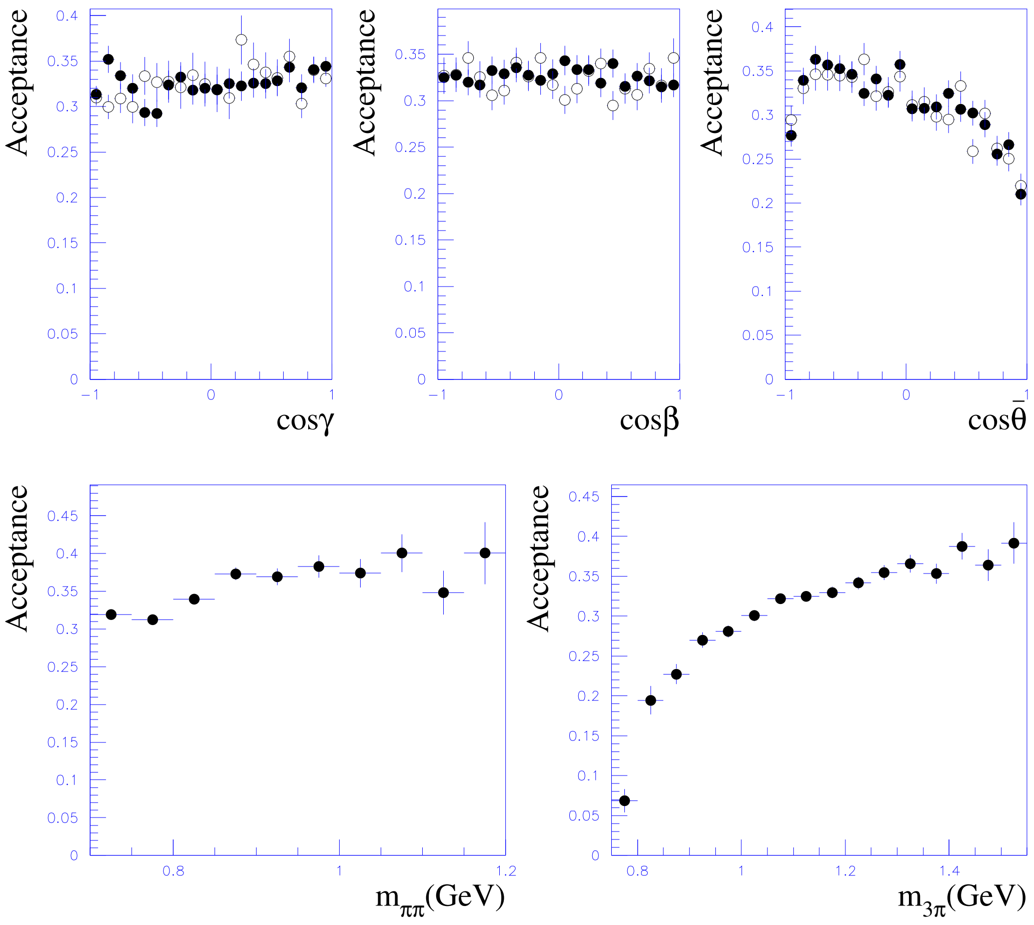


Figura 5.19: Aceptância da seleção em função das grandezas significativas para a análise de polarização.

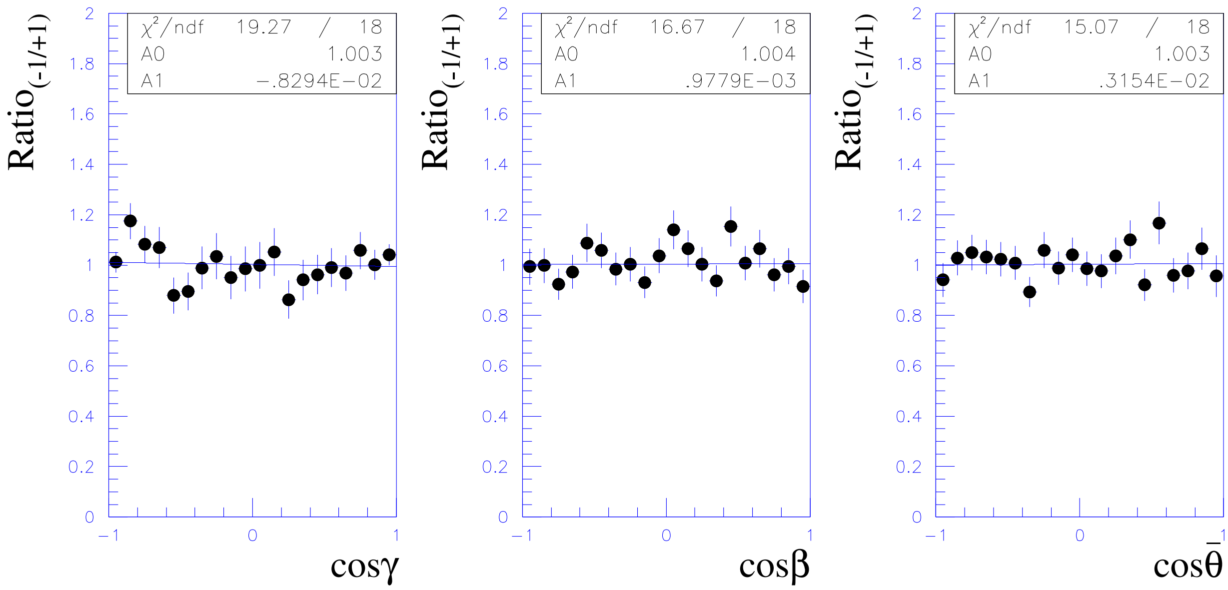


Figura 5.20: Razão entre as aceptâncias de seleção para eventos cujos taus têm helicidade negativa e positiva.

Nos dois últimos resultados os erros estatístico e sistemático foram somados em quadratura.

A tabela 5.15 apresenta a polarização determinada a partir de outros canais hadrônicos de decaimento do τ, também usando dados do DELPHI de 1995.

Canal	Polarização Média
$\pi\nu_\tau$	-0,152 $\pm$ 0,048 $\pm$ 0,036
$\rho\nu_\tau$	-0,194 $\pm$ 0,049 $\pm$ 0,027

Tabela 5.15: Polarização média do τ determinada a partir de outros decaimentos hadrônicos selecionados nos dados de 1995 do DELPHI.

O resultado combinado da análise do a1 de 1990 a 1995 é:

$$< P_\tau >= -0,139 \pm 0,054 \ \ ,$$

onde o erro é estatístico.

O resultado é compatível com os obtidos a partir dos demais canais apresentados, bem como com o Modelo Padrão.

Capítulo 6

Conclusões

Da amostra de eventos com energia de centro de massa igual à massa do Z^0 coletados no DELPHI durante a tomada de dados de 1995, selecionou-se 2520, 1424 e 1300 candidatos aos decaimentos em $3hn\pi^0$, $3h$ e $a1$, respectivamente. Analisando-se os eventos com energia abaixo do pico (89,5 GeV) e acima do pico (93,0 GeV), mais 1142, 629 e 590 eventos de cada decaimento foram selecionados.

As razões de ramificação medidas foram:

$$\frac{\Gamma_{\tau\rightarrow 3hn\pi^0\nu_\tau}}{\Gamma_\tau} = 15,15 \pm 0,27 \pm 0,22\ \%\ (n \geq 0)\ ,$$

$$\frac{\Gamma_{\tau\rightarrow 3h\nu_\tau}}{\Gamma_\tau} = 8,98 \pm 0,21 \pm 0,19\ \%\ e$$

$$\frac{\Gamma_{\tau\rightarrow a1\nu_\tau}}{\Gamma_\tau} = 8,49 \pm 0,20 \pm 0,20\ \%\ (a1\nu_\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau).$$

Estes valores são compatíveis com o Modelo Padrão, bem como com medidas recentes, o que fica claro no gráfico da figura 6.1. Embora as incertezas nas medidas deste trabalho sejam maiores, devido à baixa estatística, são coerentes com resultados anteriores do DELPHI, que não foram incluídos na média do PDG de 96.

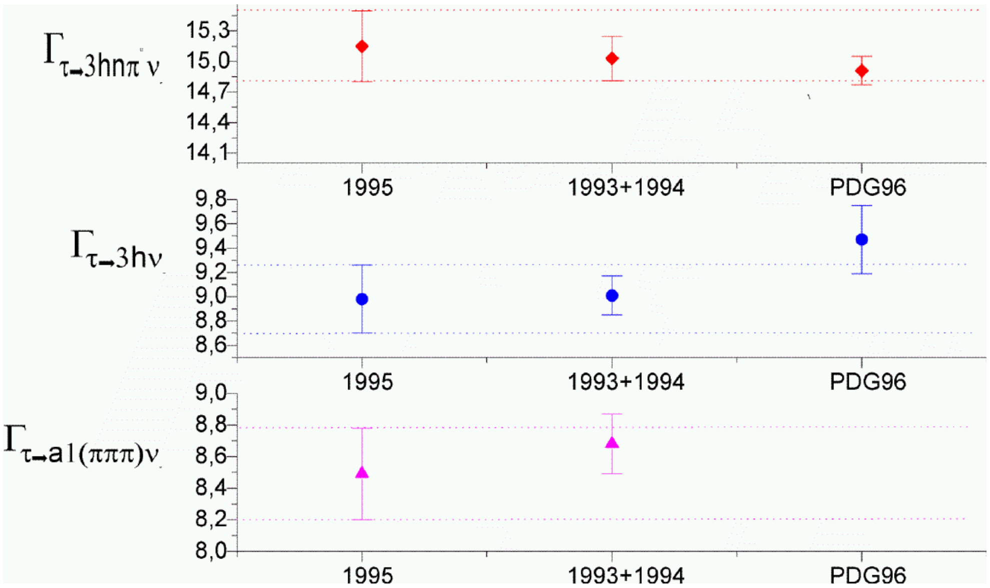


Figura 6.1: Comparação dos resultados obtidos para as razões de ramificação nesta análise com as medidas anteriores do DELPHI e as médias do PDG96.

A amostra de eventos no pico que passaram pela seleção de a1 foi utilizada para a medida da polarização. O valor obtido a partir do ajuste da dependência da polarização média com intervalos do ângulo de produção do τ, assumindo-se a universalidade leptônica, foi de:

$$< P_l >= -0,129 \pm 0,79 \pm 0,43\,.$$

Este resultado, embora com erro estatístico alto, é compatível tanto com o Modelo Padrão quanto com as medidas obtidas a partir de outros decaimento hadrônicos do τ selecionados na mesma amostra de eventos (figura 6.2). Os decaimentos do tau em píon e rho são os mais sensíveis a sua polarização. O píon por ter spin nulo e o rho por ter a maior razão de ramificação. A figura 6.2 mostra que, utilizando o método dos momentos para determinar a polarização, a sensibilidade do canal do a1 é significativamente recuperada

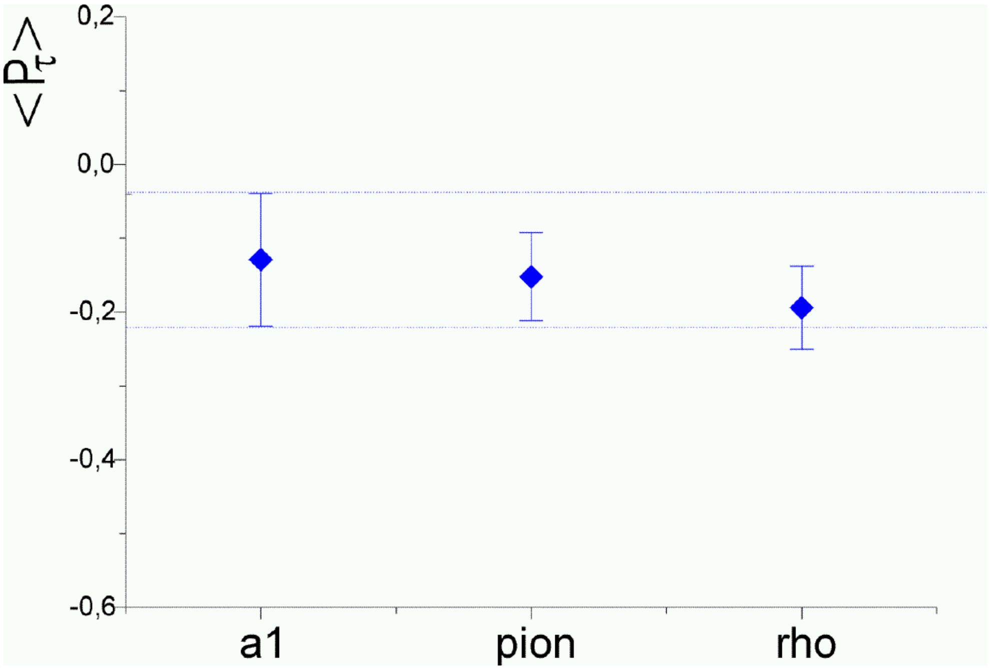


Figura 6.2: Comparação entre as medidas de $< P_\tau >$ realizadas com dados do DELPHI obtidos em 1995 a partir dos seus decaimentos em $a1\nu_\tau$, $\rho\nu_\tau$ e $\pi\nu_\tau$.

e a medida tem precisão compatível com os canais mais sensíveis. A maior contribuição para o erro sistemático vem da rejeição de neutros, o que pode indicar má calibração do calorímetro eletromagnético e problemas no programa de reconstrução de chuveiros neutros.

A partir da medida da polarização, o parâmetro $sen^2\theta_w^{eff}$ foi obtido com precisão de 4,7 %. Combinando com os valores obtidos a partir do canal do a1 em diferentes anos de operação do DELPHI no LEP, o erro cai para aproximadamente 2,7 %. Utilizando toda a estatística disponível no DELPHI (de 1990 a 1995) e todas as medidas realizadas, incluindo outros canais de decaimento do τ, atinge-se uma precisão de cerca de 0,4 %. Assumindo-se que os erros dos outros experimentos do LEP são da mesma ordem de grandeza dos erros do DELPHI, a precisão de $sen^2\theta_w^{eff}$ cai à metade, ou seja, 0,2 %. Esta estimativa está um pouco acima da precisão real, já que não leva em consideração as correlações entre os erros dos diferentes experimentos. De qualquer forma, mostra que somente a medida da polarização já permite a determinação do $sen^2\theta_w^{eff}$ com precisão compatível com a incerteza das correções radiativas calculadas, que são da ordem de 0,17 %.

Referências

[1] DELPHI Collaboration, Nuclear Instruments and Methods A303 (1991) 233-276.

[2] DELPHI Collaboration, Nuclear Instruments and Methods A378 (1996) 57-100.

[3] F. Hartjes, J. Timmermans, R. Udo and N. Zonjee, Nuclear Instruments and Methods A256 (1987) 55-64.

[4] R. Fernow, "Introduction to Experimental Particle Physics", Cambridge University Press, (1986) 234-252.

[5] C. Grupen,"Particle Detectors", Cambridge University Press, 1996.

[6] C. Brand *et al.*, Nuclear Instruments and Methods A283 (1989) 567-572.

[7] A. Das, T. Ferbel, "Introduction to Nuclear and Particle Physics", John Wiley & Sons, Inc. 1994.

[8] Danielle Magalhães Moraes, Tese de Mestrado, 1998. Instituto de Física, UFRJ.

[9] F. Stichelbaut and G. R. Wilkinson, "Performance of Muon Identification in DELPHI for the 93 and 94 data", DELPHI 95-142/PHYS 567, 1995.

[10] Tatiana da Silva, Tese de Mestrado, 1998. Instituto de Física, UFRJ.

[11] S. De Brabandere, M. Dam, D. Edsall, "TAUPLUS, A TAU Physics Analysis Package, Versão 5.3",DELPHI 94-131/PROG 209, 1994.

[12] C. Kreuter, M. Feindt, O. Podobrin, "ELEPHANT Reference Manual", DELPHI 96-82/PROG 217, 1996.

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

[14] S. Jadach, B.F.L. Ward, Z. Was, Comp. Phys. Comm. 97 (1994) 503.

[15] S. Jadach, Z. Was, R. Decker, J.H. Kuhn, Comp. Phys. Comm. 76(1993) 361.

[16] "DELSIM, DELPHI Event Generation and Detector Simulation User's Guide, Version 3.4", DELPHI 89-67/PROG 142, 1989.

[17] A. Peisert, "Silicon Microstrip Detectors", DELPHI 92-143/MVX 2, 1992.

[18] Glenn F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement", John Wiley & Sons, Inc. 1989, cap. 11.

[19] R.P. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands, "The Feynman Lectures on Physics", Addison Wesley Publishing Company 1966, vol III, cap. 14.

[20] V. Chabaud *et al.*, Nuclear Instruments and Methods A368 (1996) 314-332.

[21] H. Dijkstra *et al.*, Nuclear Instruments and Methods A289 (1990) 400.

[22] J. Stanton, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.36(1) (1989) 522.

[23] V. Chabaud, A. Andreazza, P. Collins, H. Dijkstra, "Alignment of the DELPHI vertex detector", DELPHI 95-177/MVX 10, 1995.

[24] DELPHI Collaboration, "The Silicon Tracker in the DELPHI Experiment at LEP2", DELPHI 97-121/CONF 103, 1997.

[25] E. Polycarpo and I. Stavitski, "Production of Sinner Layer of Si-Tracker 1996", Delphi 96-38/MVX 12, 1996.

[26] M. Krammer, "The construction of the DELPHI Very Forward ministrip detector." DELPHI 96-11/MVX 11, 1996.

[27] P. Collins, "Experience with Silicon Detectors at the DELPHI Experiment, LEP.", DELPHI 95-173/MVX 8, 1995.

[28] J. Stanton, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.3(196) (1990) 552.

[29] Collins, Martin, Squires, "Particle Physics and Cosmology", John Wiley & Sons, 1988.

[30] S. L. Glashow, Nucl. Phys. B22 (1961) 579.

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

A. Salam, "Proceedings of the 8th Nobel Symposium", N. Svartholm, Estocolmo, 1968.

[31] R.M. Barnett et *al*, Physical Review D54, 1 (1996)

[32] DELPHI Collaboration,"DELPHI results on the Measurement of the Z^0 resonance parameters", DELPHI 97-130/CONF 107, 1997.

[33] M. Dam,"Tests of the Electroweak Theory with the DELPHI Detector at LEP",Tese de Doutorado, 1995. Departamento de Física, Universidade de Oslo.

[34] Y.S. Tsai, Physical Review D4 (1971) 2821

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

[36] B.C. Barish, R. Stroynowski, Physics Report 157 (1988) 1

[37] J. H. Kuhn, A. Santamaria, Zeit. Phys. C48 (1990) 445

[38] M. Feindt, Zeit. Phys. C48 (1990) 681

[39] N. Isgur, C. Morningstar, C. Reader, Physical Review D39 (1989) 1357

[40] A. Rougé, Zeit. Phys. C48 (1990) 75

[41] J. H. Kuhn, E. Mirkes, Physics Letters B286 (1992) 381

[42] P. Privitera, Physics Letters B308 (1993) 163

[43] S. de Brabandere,"The decay of the heavy lepton tau to three charged mesons", Tese de Doutorado, 1997. Universiteit Antwerpen.

[44] F. Matorras, "A selection for τ lepton study", DELPHI 92-124/PHYS 225 (1992).

[45] P. Privitera, "Study of the decay $\tau \to 3\pi(n\gamma)\nu_\tau$ wtith the DELPHI Detector at LEP,Tese de Doutorado, 1993. Universidade de Karlsruhe.

[46] The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Eletroweak Working Groupand the SLD Heavy Flavour Group, "A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model.", LEPEWWG/97-02

[47] J. Ellis and R. Peccei,"Physics at LEP", Yellow Report CERN 86-02, Vol. 1