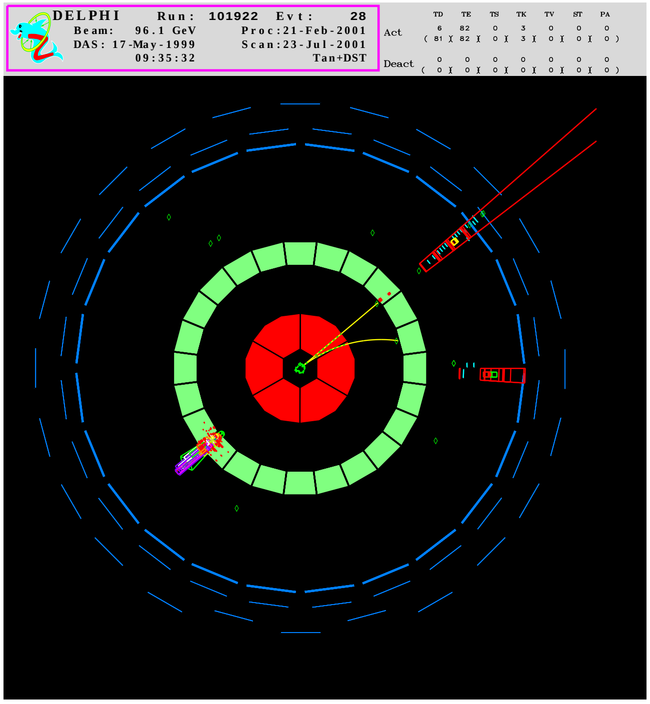
Pesquisa de Fotões quase-reais em LEP2



Dissertação apresentada à
Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa
para obtenção do grau de mestre

Sandra Soares Moreno

Lisboa, 2001

Resumo

O anel de colisão electrão-positrão, LEP, é o maior acelerador e^+e^- que operou em todo o mundo. Funcionou em duas fases; Na primeira, designada LEP1, as colisões eram provocadas a energias de centro de massa próximas da massa do Z^0 permitindo estudos muito precisos das interacções electrofracas; Na segunda, LEP2, as energias de colisão atingiram o patamar para a produção de pares dos bosões $W^\pm$ tendo aumentado até atingir o valor de 208 GeV. Em LEP estão instaladas quatro experiências (DELPHI, ALEPH, OPAL e L3), cujos detectores estão colocados nos quatro pontos de colisão do feixe.

Nesta tese analisaram-se dados adquiridos pela experiência DELPHI, resultantes de colisões entre electrões e positrões, a energias de centro de massa de 189 GeV a 202 GeV e correspondendo a uma luminosidade integrada de 378 pb^{-1}.

O objectivo deste trabalho consiste em estudar processos radiativos do tipo $e^+e^- \rightarrow q\overline{q}\gamma$ que dão origem a estados finais com um monojacto e um fotão. Estes processos, na região de baixa massa, são caracterizados pela existência de ressonâncias que podem decair em pares de piões. Embora LEP não tenha sido desenvolvido para estudar a produção de ressonâncias de pequena massa associadas a fotões altamente energéticos, o facto de se tratar de um canal muito interessante motivou o estudo que a seguir se apresenta.

Os modelos de Dominância do Vector Mesão foram desenvolvidos para descrever processos ressonantes na região de baixa massa. Tradicionalmente, descrevem processos do tipo $f\overline{f} \rightarrow q\overline{q} \rightarrow \pi\pi$. No entanto, a topologia que se pretende estudar é do tipo $q\overline{q}\gamma$. Como esta situação não está desenvolvida nos geradores de acontecimentos habitualmente utilizados em LEP, foi necessário desenvolver um gerador que inclua as ressonâncias de baixa massa e permita

avaliar a sua influência na correcta descrição da secção eficaz.

De acordo com as previsões do Modelo Padrão, identificaram-se vários candidatos distribuídos por três categorias: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ e $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$.

Existe um acordo global entre a simulação e os dados experimentais.

Abstract

The electron-positron collider, LEP, is the greatest e^+e^- accelerator that operates in all world. It worked in two phases: on the first one, called LEP1, collisions were done at a center-of-mass energy very close to the Z^0 mass and very precise tests of the electroweak interactions were possible. In the second phase, LEP2, the increase of the center-of-mass energy allowed the production of the $W^\pm$ bosons pairs and take LEP to an energy of 208 GeV. Four experiments (DELPHI, ALEPH, OPAL e L3), are installed at LEP, whose detectors are in the crossing points of the e^+e^- beams.

The data analysed in this thesis was collected by the DELPHI experiment, resulting from electron-positron collisions at the center-of-mass energy ranging from 189 GeV to 202 GeV, and corresponding to an integrated luminosity of 378 pb^{-1}.

The main goal of this work is the study of the radiative processes $e^+e^- \rightarrow q\overline{q}\gamma$ with final states with a photon and a monojet. In low mass region this processes are characterized by resonances, which can decay into pion pairs. Although LEP is not optimized to study the production of low mass resonances associated with high energetic photons, this study was motivated because this is a very interesting channel. The Dominance Vector Meson model was developed to study low mass resonant processes. Traditionally, it can be applied to processes like $f\overline{f} \rightarrow q\overline{q} \rightarrow \pi\pi$. However the studied topology is $q\overline{q}\gamma$. This process is not included in the generators usually used at LEP. It was necessary to develop a generator which includes low mass resonances and is able to assess its influence in the correct description of the cross section.

In agreement with the Monte Carlo predictions, it were identified several candidates, distributed in three categories $e^+e^- \to \mu^+\mu^-\gamma$, $e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma$ and $e^+e^- \to e^+e^-\gamma$.

There exists an overall agreement between the Monte Carlo simulation and the data.

Agradecimentos

Em primeiro lugar, quero agradecer ao Prof. Dr. Luís Peralta, por se ter disponibilizado como orientador desta tese e ainda pelo incentivo, entusiasmo e encorajamento para a concluir.

Quero deixar um agradecimento muito especial ao Prof. Dr. Mário Pimenta, responsável pelo grupo português de DELPHI e co-orientador desta tese, pelo acompanhamento constante e participação activa nas discussões sobre a elaboração deste trabalho.

Agradeço a todos os meus colegas do LIP, em especial à Patricia, à Sofia e ao Bernardo, a preciosa ajuda que me prestaram com os seus conhecimentos e ao excelente ambiente de trabalho que me proporcionaram.

Ao LIP, agradeço o apoio prestado e os meios disponibilizados.

Na impossibilidade de enumerar um vasto conjunto de pessoas, a quem estou particularmente agradecida e com quem aprendi muito, fica para todas elas um sincero muito obrigada.

Acima de tudo agradeço à minha família, aos meus pais, ao Pedro e às minhas filhas, todo o apoio, paciência e confiança sem os quais esta meta não teria sido atingida.

Índice

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Introdução

A descoberta experimental, no CERN, em 1983 dos bosões mediadores da interacção electrofraca, Z^0, $W^{\pm}$, constituiu um grande sucesso da teoria electrofraca [2] responsável pela unificação das interações electromagnética e fraca. A Teoria Electrofraca em conjunto com a Teoria da Cromodinâmica Quântica (QCD) integram o Modelo Padrão [1] que reune o conhecimento actual das interacções entre as partículas elementares que constituêm o nosso universo.

O colisionador electrão-positrão LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider), o maior acelerador electrão-positrão instalado no CERN, entrou em funcionamento em 1989 e funcionou em duas fases. Numa primeira fase, LEP1, a energia de colisão de electrões e positrões, durante seis anos, situou-se em torno do polo da massa do bosão Z^0. A estatística acumulada permitiu medir com grande precisão a massa deste bosão bem como outros parâmetros da teoria. A segunda fase, LEP2, foi caracterizada pelo aumento da energia de centro de massa, permitindo não só a produção de pares de partículas carregadas da força fraca, os bosões $W^{\pm}$, como proceder-se à pesquisa de nova física.

DELPHI é um dos quatro sistemas de detecção que existem em LEP e é constituído por um conjunto de sub-detectores que permitem registar diferentes características das partículas e cobrir a quase totalidade do ângulo sólido em torno do ponto de colisão dos dois feixes. A análise e reconstrução dos acontecimentos é possível graças à combinação das informações recolhidas por todos os sub-detectores.

O objectivo desta tese consiste no estudo de estados finais com fotões quasi-reais, resultantes de colisões electrão-positrão. Estados finais com um jacto de partículas, proveniente de um fotão virtual irão constituir o conjunto de dados, recolhidos pelo detector DELPHI em 1998 e 1999, utilizados nesta análise.

Nos processos radiativos $e^+e^- \rightarrow q\overline{q}\gamma$, a região de baixa massa, que nos interessa estudar, é caracterizada pela existência de ressonâncias que podem decair em pares de piões. A interacção entre fotões e matéria hadrónica, constitui um dos aspectos mais importantes da física dos hadrões. Os Modelos de Dominância Vectorial (VMD), nesta gama de energias, descrevem de forma satisfatória, a influência destas ressonâncias. Uma vez que os geradores de acontecimentos geralmente utilizados em LEP não incluêm as ressonâncias, foi necessário desenvolver-se um gerador onde estas foram introduzidas.

Esta tese está organizada da seguinte forma:

No primeiro capítulo faz-se uma abordagem à radiação de estado inicial, ao Modelo Padrão em LEP2 e aos geradores Monte Carlo.

No segundo capítulo descreve-se o Modelo de Dominância Vectorial e a construção de um gerador de acontecimentos $q\overline{q}\gamma$ que inclui as ressonâncias de baixa massa.

No terceiro capítulo descreve-se o dispositivo experimental, onde é, caracterizado o anel de colião e^+e^- e descreve-se a composição e objectivos do detector DELPHI. São caracterizados brevemente os sub-detectores e discute-se a identificação de partículas.

No capítulo quatro é apresentada a análise dos dados, introduzindo e justificando critérios para a obtenção de uma amostra de acontecimentos $q\overline{q}\gamma$, em que a massa invariante do par de quarks seja muito pequena. São ainda apresentados os resultados e os critérios utilizados para a identificação de partículas. Alguns acontecimentos candidatos são também mostrados.

Capítulo 1

O Modelo Padrão

1.1 Breve resumo do Modelo Padrão

Ao longo da história da Física a ideia da unificação tem tido uma influência poderosa. A teoria desenvolvida nos anos sessenta, que unificou as interacções electromagnética e fraca, representou um enorme avanço neste sentido.

A Teoria das Interacções Electrofracas, em conjunto com a Teoria das Interacções Fortes, chamada Cromodinâmica Quântica (QCD), representam a base para o conhecimento que hoje se tem sobre as interacções das partículas elementares e constitui o Modelo Padrão (MP) [1].

A primeira fase do MP a ser estabelecida foi a Teoria das Interacções Electromagnéticas, designada Electrodinâmica Quântica (QED), que resultou da fusão da Mecânica Quântica e da Teoria da Relatividade Especial. A QED apesar de ser a mais simples teoria de campo, levou algum tempo até poder ser considerado como uma boa teoria . O seu principal problema foi a ocorrência de divergências no cálculo perturbativo para ordens superiores ao nível árvore. É por exemplo, o caso da dispersão electromagnética de dois electrões, que ocorre, em primeira ordem, através da troca de um quantum virtual do campo electromagnético, o fotão, representado na figura 1.1a). A dispersão pode também ocorrer por troca de vários fotões e na figura 1.1b) está representado o diagrama correspondente à troca de dois fotões. Quando se considera a troca de mais do que um fotão ou a emissão de fotões adicionais, surgem divergências. Os processos para resolver estas divergências, designados por Renormalização, foram desenvolvidos por Feynman, Schwinger e Tomonaga e deram origem à QED.

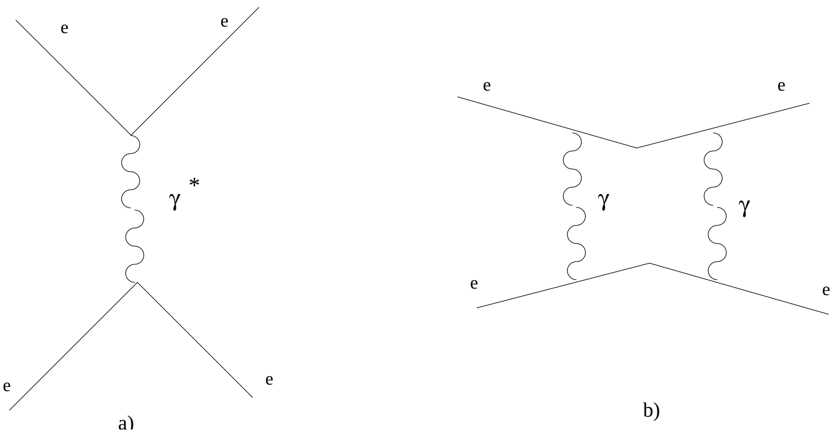


Figura 1.1: Diagrama de Feynman para a dispersão electrão-electrão por: a) troca de um fotão virtual; b) troca de dois fotões.

Um aspecto importante da QED é a sua propriedade de invariância padrão, na qual a partícula trocada, o fotão, é designado por bosão padrão. Como a simetria padrão e a renormalização estavam intimamente relacionadas, foi também necessário estabelecer a teoria das interacções electrofracas com base numa simetria padrão. Em meados dos anos 50, a teoria das interacções electrofracas, desenvolvida por Fermi, tratava-as como sendo interacções pontuais entre quatro fermiões, como pode ver na figura 1.2, acoplados por uma constante designada constante de acoplamento de Fermi, G_F.

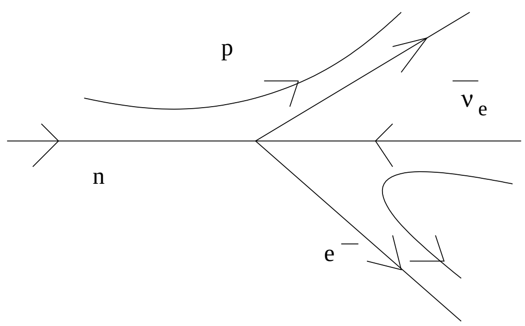


Figura 1.2: Interacção pontual entre quatro fermiões, para a reacção semi-leptónica $n \rightarrow p + e^- + \overline{\nu_e}$.

No entanto, verificou-se que, sob operações de paridade, as interacções fracas não eram invariantes, apenas os estados de helicidade esquerda dos fermiões participavam nas interacções fracas. Este modelo descrevia bastante bem estas interacções de baixa energia, mas divergia a altas energias. Contudo provou-se que este problema era minorado se se descrevessem as interacções fracas através da troca de uma partícula, à semelhança do que ocorre na QED. As teorias baseadas em invariância padrão requerem bosões sem massa, no entanto, para que o pequeno alcance da interacção a baixas energias fosse considerado, a massa da partícula de troca devia ser da ordem de 100 GeV. Este problema foi ultrapassado com o desenvolvimento do mecanismo de Higgs que apresentou um caminho no qual a simetria padrão podia ser quebrada a baixas energias e dotando os bosões de massa. Este foi designado modelo unificado electrofraco de Glashow, Weinberg e Salam [2].

Todos os fenómenos da Física de partículas são explicados com base nas propriedades e interacções de um pequeno número de partículas de três tipos distintos. Os dois primeiros são chamados leptões e quarks, são fermiões de spin 1/2; o terceiro é um conjunto de bosões de spin 1 designados bosões padrão.

O estudo da Física das interacções fortes foi dominada pela descoberta de um número crescente de partículas que interagiam a curta distância com uma intensidade mais elevada do que as outras interacções e formavam estados ligados designados hadrões. Foi então necessário um sistema de classificação, estabelecido com base na ideia de simetria de sabor de $SU(3)$ e tendo como hipótese a existência de quarks como constituintes dos hadrões. Os hadrões classificam-se em - mesões e bariões. Os mesões, bosões de spin inteiro, são estados de quark-antiquark e os bariões, fermiões de spin semi-inteiro são estados ligados de três quarks.

Os quarks possuêm um grau de liberdade interno designado "cor" e um conjunto de bosões padrão sem massa, os gluões, que, à semelhança dos fotões da QED, são os responsáveis por manter os quarks ligados. Estes quanta correspondem a uma teoria padrão baseada num grupo de simetria de cor, designado $SU(3)_C$, para não ser confundido com a simetria de sabor $SU(3)_F$
.

As partículas elementares, leptões e quarks estão agrupadas em famílias como indicado na tabela 1.1. Existem três leptões carregados que sentem as interacções electromagnética e fraca e os correspondentes neutrinos que apenas sentem as fracas. Existem três pares de quarks presentes em todas as interacções e que se manifestam em três estados de cor.

Fermiões J= 1/2				
Gerações		Nome	Carga Eléctrica (unidades de e)	Massa (GeV/c^2)
Primeira Família	Quarks	up (u)	+ 2/3	$4 * 10^{-3}$
		down (d)	- 1/3	$7 * 10^{-3}$
	Leptões	electrão neutrino (ν_e)	0	$< 7 * 10^{-9}$
		electrão (e^-)	-1	$5.1 * 10^{-4}$
Segunda Família	Quarks	charm (c)	+ 2/3	1.5
		strange (s)	- 1/3	0.2
	Leptões	muão neutrino (ν_μ)	0	$< 2.7 * 10^{-4}$
		muão (μ^-)	-1	0.106
Terceira Família	Quarks	top (t)	+ 2/3	175
		bottom (b)	- 1/3	4.7
	Leptões	tau neutrino (ν_τ)	0	$< 2.4 * 10^{-2}$
		tau(τ^-)	-1	1.78

Bosões Padrão J^P= 1^-	Massa (GeV/c^2)
γ	0
$W^\pm$	80.33 ± 0.15
Z	91.186 ± 0.002
g	0

Bosão de Higgs J^P= 0^+	Massa (GeV/c^2)
H	114

Tabela 1.1: Constituintes fundamentais do Modelo Padrão

Para cada partícula carregada existe a ela associada uma outra, com a mesma massa mas de carga oposta, designada anti-partícula. O estado de anti-partícula é uma consequência da combinação da relatividade especial com a mecânica quântica, pois geralmente as partículas movem-se com velocidades próximas das da luz, o que obriga a que se tenha em conta os efeitos relativísticos.

A interacção electrofraca é mediada por quatro bosões padrão, o fotão, os $W^{\pm}$ e o Z e a interacção forte por oito gluões. Todas estas partículas são conhecidas e observadas experimentalmente, à excepção do neutrino do τ que tem, por enquanto, uma evidência indirecta. Como consequência da quebra de simetria está prevista a existência do bosão de Higgs que não foi ainda observado experimentalmente. Em DELPHI para valores de energia de centro de massa de 208 GeV o limite da massa do Higgs é 114 GeV/c^2 [3].

1.2 Processos com Radiação de Estado Inicial (ISR)

Em LEP o processo fundamental é o de produção de pares de fermiões resultantes da troca de um γ, Z no canal s. Em geral, estes processos ocorrem após a radiação, pelos electrões do estado inicial, de fotões muito energéticos grande parte dos quais não é detectável uma vez que são praticamente colineares com o feixe. Esta radiação, é designada radiação de estado inicial (ISR). O diagrama de nível árvore correspondente está representado na figura 1.3.

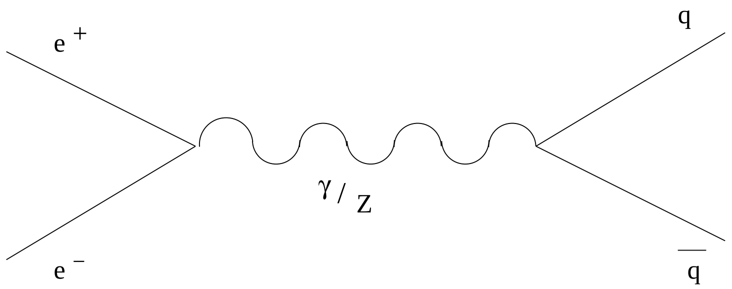


Figura 1.3: Diagrama de Feynman para o processo $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z \rightarrow q\overline{q}$.

Com o aumento da energia de centro de massa, não só aumenta o número de fotões de ISR emitidos, permitindo que muitos deles se tornem detectáveis, como aumenta também a sua energia. Após a emissão destes fotões energéticos os acontecimentos ocorrem a energias efectivas pequenas em relação à energia de centro de massa nominal.

As previsões teóricas, para serem comparadas com os dados, têm que ser conhecidas com grande precisão. Em LEP, em alguns casos, os processos estudados, são calculados analiticamente em primeira ordem em teoria de perturbações. Contudo, esta precisão é insuficiente para descrever correctamente os fortes efeitos da QED.

O facto dos fotões de ISR serem emitidos com pequena energia e com grande probabilidade a muito baixo ângulo polar, praticamente colineares com a direcção do feixe, corresponde, nos cálculos teóricos, a uma divergência infra-vermelha no limite de baixa energia. A emissão colinear, descrita por $ln(q^2/m_e^2)$, torna-se demasiado grande visto que a energia transferida é muito maior do que a massa do electrão, o que corresponde a uma divergência colinear.

Geralmente a divergência infra-vermelha é tratada recorrendo-se a um valor mínimo limite. A emissão colinear surge como um limite natural uma vez que a massa do electrão é um valor finito. Contudo, ao efectuarem-se os cálculos de cada termo da série perturbativa, surgem potências maiores de $ln(q^2/m_e^2)$ tornando a convergência muito lenta.

Uma forma de contornar este problema é decompor o processo físico na convolução entre o processo a estudar, calculado perturbativamente em primeira ordem e as correcções radiativas da electrodinâmica quântica, na qual, as singularidades são bem conhecidas o que torna possível acelerar a convergência da expansão perturbativa ou seleccionar termos de ordem dominantes de ordem superior, limitando os cálculos necessários. Os efeitos da QED são assim calculados de uma forma mais simples e com muito maior precisão.

Embora a secção eficaz diferencial dos fotões de ISR não favoreça fotões energéticos, a convolução com a secção eficaz de troca de um bozão Z no canal s, com um polo em $q^2 = M_Z^2$, torna provável que um número significativo de acontecimentos ocorra a uma energia de colisão efectiva $\sqrt{s'} = M_Z$.

Em colisões e^+e^-, às energias de LEP2, uma grande percentagem dos acontecimentos produzidos são do tipo $q\overline{q}(\gamma)$. Neste processo existe um pico bem definido, designado pico do retorno radiativo, que corresponde a acontecimentos em que a energia de centro de massa efectiva corresponde à massa do Z^0. Na figura 1.4 está representada a distribuição da massa invariante de acontecimentos deste tipo, produzidos a 189 GeV, onde não há fotões detectáveis.

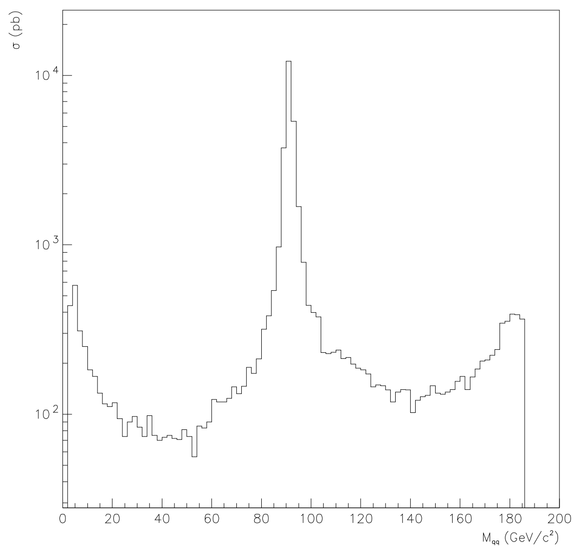


Figura 1.4: Distribuição da massa invariante do sistema $q\overline{q}$.

O número de acontecimentos $q\overline{q}(\gamma)$ onde o fotão é um fotão de ISR é também significativo. Na figura 1.5 a) está representado o espectro de energias de fotões de ISR provenientes de processos deste tipo. O primeiro pico corresponde ao retorno radiativo do Z^0 e o outro pico mais pequeno, no limite cinemático $\sqrt{s}/2$, resulta da troca de um fotão. A secção eficaz de troca de um fotão cresce para$\sqrt{s} \rightarrow 0$ e o limite cinemático corresponde ao balanço de energia e momento entre o fotão real de ISR e um par $q\overline{q}$, de pequena massa invariante, que recua contra ele.

Na figura 1.5 b) é visível a divergência colinear. A maioria dos fotões detectados encontram-se na região de baixos ângulos polares.

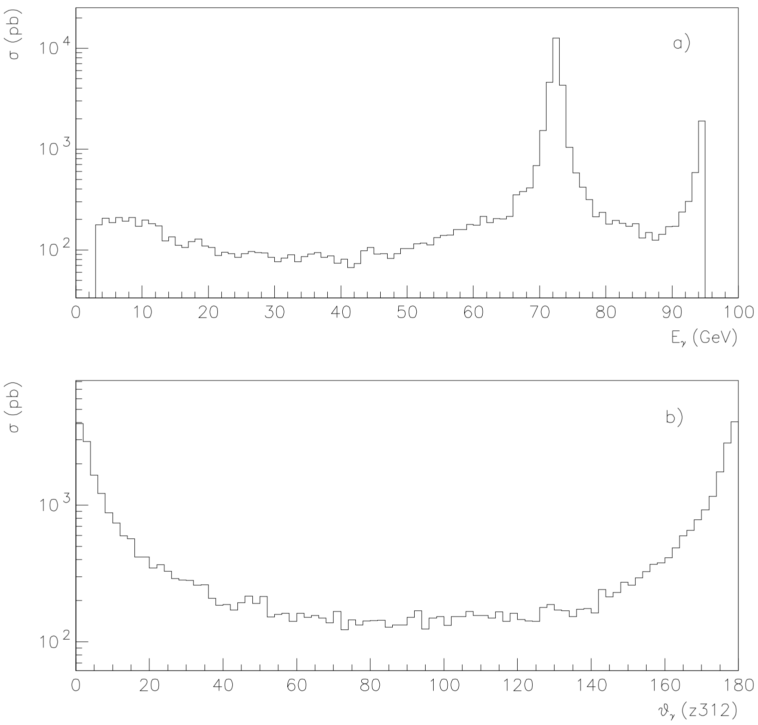


Figura 1.5: a) Distribuição da energia e b) ângulo polar do do fotão em acontecimentos detectados como $q\overline{q}\gamma$.

1.3 O Modelo Padrão em LEP II

Com o aumento de energia do LEP tornou-se possível estudar outras regiões da curva das secções eficazes dos diferentes processos do Modelo Padrão. Apesar da produção do Z^0 continuar a ser um processo interessante foi alcançado o limiar para novos processos, nomeadamente a produção de pares W^+W^- e de bosões Z^0 a energias muito mais elevadas. Na figura 1.5 estão representados os diagramas de nível árvore para os processos mais relevantes de LEP2.

Os processos de produção de pares fermião-antifermião ($e^+e^- \rightarrow Z^0/\gamma \rightarrow f\overline{f}(\gamma)$) continuam a dominar e podem ser usados para extensão de medidas de precisão de LEP1 nesta nova gama de energias [4]. É importante também verificar que fora da ressonância do Z^0, são tão relevantes os diagramas de troca de um Z^0 como os de um γ, bem como os termos de interferência. Uma das características mais relevantes deste processo, para energias acima do pico do Z^0, são, como já foi referido, os acontecimentos de retorno radiativo: acontecimentos do tipo $e^+e^- \rightarrow Z^0\gamma$ para os quais a energia do fotão é tal que o Z^0 é real. O fotão de radiação de estado inicial (ISR) é emitido preferencialmente a pequenos ângulos polares e geralmente escapa-se pelo tubo de feixe.

A secção eficaz destes processos pode ser obtida através da convolução do espectro de energia de radiação de estado inicial com a secção eficaz do processo $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}$, em que o Z^0 é real. Isto explica porque é que a emissão de um fotão de retorno é um processo extremamente favorável. A energia dos fotões do retorno radiativo é calculada em função da energia de centro de massa da seguinte forma:

$$E_\gamma = \frac{s - m_Z^2}{2\sqrt{s}} \tag{1.1}$$

Para $\sqrt{s} = 189GeV$ obtém-se $E_\gamma \simeq 72GeV$.

O segundo diagrama da figura 1.6a) é responsável pela grande secção eficaz do processo Bhabha. Esta secção eficaz é fortemente picada a baixos ângulos polares e é utilizada em medidas de luminosidade nas experiências de LEP [5].

Na figura 1.6b) estão representados os diagramas para a produção de pares W^+W^-. Os canais t e s interferem negativamente.

Os diagramas correspondentes a processos do tipo de Compton ($e\gamma \rightarrow e\gamma$), que ocorrem devido à colisão de um dos electrões do estado inicial com um fotão emitido pelo outro (em que um electrão se perde pela linha de feixe), a produção de dois fotões e a física de dois fotões, estão representados na figura 1.6c).

Uma das motivações do aumento da energia de centro de massa é a procura do bosão de Higgs, cuja previsão é crucial no Modelo Padrão mas que não foi ainda observado experimentalmente. A dificuldade desta pesquisa deve-se, principalmente, ao facto de não haver previsões teóricas para a sua massa, o que obriga a que se cubra toda a região acessível.

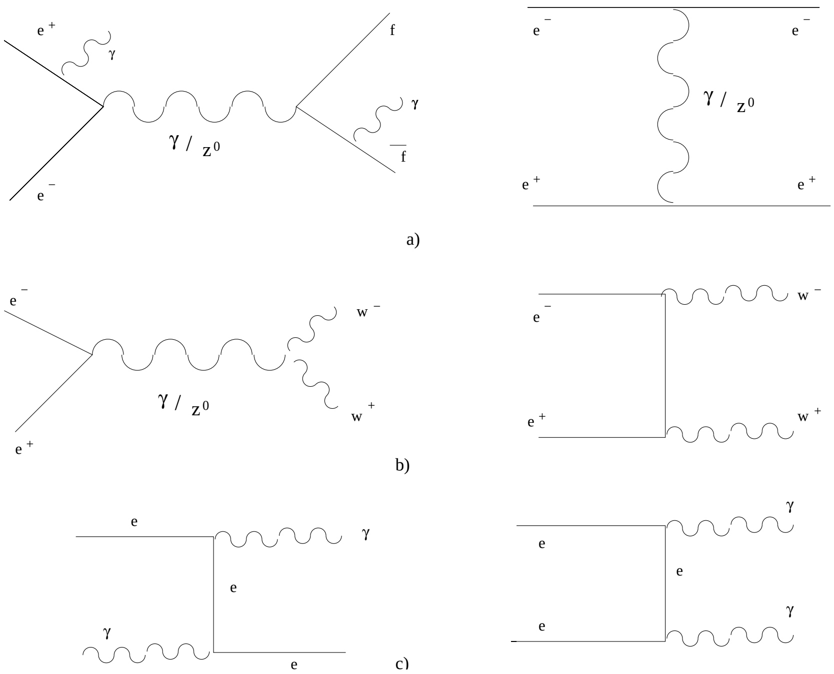


Figura 1.6: Processos mais relevantes em LEP 2.

1.4 Geradores de Monte Carlo

1.4.1 Introdução

Um ponto essencial da física experimental de partículas é a simulação cuidadosa e completa dos processos físicos que se pretendem estudar.

Geradores de Monte Carlo são geradores de acontecimentos que podem ser usados para prever taxas de acontecimentos e topologias e também simular possíveis fundos e portanto criar estratégias de análise que optimizem as relações sinal - fundo. Estes geradores proporcionam um meio indispensável de integração da secção eficaz diferencial sobre o espaço de fases, tendo em conta os limites experimentais dos detectores.

Uma das principais vantagens é de facto a possibilidade dos acontecimentos simulados terem um formato idêntico ao dos acontecimentos reais de tal forma que podem ser processados pelos programas de reconstrução como se fossem realmente acontecimentos reais.

1.4.2 PYTHIA e JETSET

Os geradores PYTHIA e JETSET [6] são as duas principais componentes do conjunto de programas "Lund Monte Carlo" e podem ser usados para gerar acontecimentos resultantes de interacções entre duas partículas elementares.

O JETSET é essencialmente destinado à hadronização enquanto que o PYTHIA contém um conjunto de cerca de uma centena de diferentes processos, que podem ser classificados de diferentes maneiras, por exemplo, de acordo com o número de partículas do estado final ou de acordo com o cenário físico.

Para introduzir a radiação múltipla e as correcções devidas a fotões pouco energéticos e colineares, o programa utiliza uma "função de estrutura", que parameteriza a probabilidade do electrão reter uma fracção x da energia inicial, sendo a restante radiada no estado inicial.

O método da função de estrutura baseia-se no controlo das divergências infravermelhas e dos grandes termos logarítmicos pelas equações do grupo de renormalização e surgiu na QCD com o objectivo de descrever a estrutura partónica dos hadrões.

Neste gerador, esta função não é somente um factor analítico mas é também uma forma de gerar uma "cascata" de fotões reais e virtuais. Os cálculos partem da interacção primária a gerar e as correcções radiativas são posteriormente acrescentadas, utilizando o formalismo da cascata partónica.

A energia efectiva a que ocorre a colisão é um ponto fundamental a ter em conta quando se pretende gerar um determinado processo físico. Os fotões e os quarks que surgem no estado final são adicionados numa estrutura em cascata e em qualquer instante qualquer uma das partículas pode originar uma cascata de partículas virtuais. Em cada vértice são conservados o quadrimomento e o sabor.

Para que existam momentos transversos relativos entre dois partões resultantes de uma mesma partícula, sem que a conservação de energia e do momento linear sejam postos em causa, admite-se que pelo menos um destes partões deverá estar fora da sua camada de massa.

1.4.3 KoralZ, KK

O gerador KoralZ, bem como a sua mais recente versão KK, foram desenvolvidos especificamente para a descrição da produção de pares de fermiões em colisões e^+e^-, [7]. A única diferença no KK refere-se ao estudo mais cuidado da interferência ISR/FSR e ainda ao facto de se poder gerar conjuntamente todos os quarks. O nível altamente preciso deste gerador foi conseguido graças ao método de exponenciação exclusiva (EEX) de Yennie-Frautschi-Suura (YFS) [8], que estabelece a separação das divergências resultantes da emissão de fotões reais e virtuais num factor multiplicativo, que não depende dos detalhes da interacção primária e é tratado a todas as ordens da teoria de perturbações cancelando assim as divergências. A expansão perturbativa relativa a cada interacção primária fica, por isso, livre de todas as divergências. Este método permite uma descrição analiticamente correcta da emissão de fotões de baixa energia e da maior parte da emissão de fotões duros.

Este método de exponenciação é uma técnica de soma de contribuições de fotões fracos reais e virtuais em todas as ordens da QED perturbativa. O resultado pode ser expresso como um factor de forma exponencial independente dos detalhes da interacção. O elemento de matriz, contendo a dinâmica da interacção específica, não tem divergências infra-vermelha e pode ser calculado na expansão perturbativa habitual. Nos factores de forma de YFS as divergências devidas a fotões fracos reais e virtuais cancelam-se exactamente.

Este programa inclui a polarização de spin do feixe e todas as correcções virtuais de ordem $O(\alpha)$ do Modelo Padrão e também as correcções hadrónicas e gluónicas. Para além de estarem incluídas em primeira ordem, $O(\alpha)$, todas as correcções electrofracas e da QED são também tratadas quase todas as correcções de $O(\alpha^2)$ da QED devidas à emissão de fotões resultantes de fermiões de estados iniciais e finais. Na parte da QED são efectuados novos cálculos de ordem $O(\alpha^2)$ com exponenciação coerente exclusiva ao nível das amplitudes.

As correcções electrofracas são implementadas da mesma forma que é efectuada com o programa semi-analítico ZFITTER [9].

Este programa baseia-se pois numa aproximação semi-analítica à produção de pares de fermiões em aniquilações e^+e^- e dispersão Bhabha. Um tratamento flexível de correcções da QED de ordem $O(\alpha)$ e os termos mais importantes de ordem superior, permite a inclusão de restricções no espaço de fase do fotão devidas a cortes experimentais, como por exemplo, limites de aceitância geométrica e cortes no momento ou acolinearidade do leptão do estado final.

O método de YFS permite uma descrição analiticamente correcta da emissão de fotões fracos e da maioria da radiação forte, de forma que todos os acontecimentos são totalmente simulados com elementos de matriz bastante precisos para processos $e^+e^- \rightarrow f\overline{f}(n\gamma)$.

Capítulo 2

O Processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma^*$

2.1 O Modelo de Dominância Vectorial (VMD)

2.1.1 Introdução

O conceito de fotão, desenvolvido nos primeiros anos da Mecânica Quântica e o estudo das interacções electromagnéticas com a matéria desempenharam um importante papel ao longo da história da Teoria Quântica. Inicialmente, o fotão foi considerado como sendo um objecto sem estrutura e a teoria foi bastante bem sucedida não só na previsão de várias linhas espectrais e na sua intensidade, mas também na explicação de outros processos tais como o efeito fotoeléctrico. No entanto, à medida que a escala de energias disponíveis aumentou, verificou-se que os fotões se podiam materializar em pares de electrões através de interacções com campos coulombianos. E embora não fosse habitual pensar-se nestes termos, tal fenómeno representou a primeira manifestação da estrutura do fotão. Esta estrutura é de facto mais completa. Um fotão transforma-se sucessivamente em pares fermião-antifermião carregados que por sua vez podem interagir entre si, formando estados virtuais. Ora enquanto com os electrões a teoria QED funciona e é possível calcular as secções eficazes, no caso de quarks a QCD torna-se rapidamente não perturbativa e é se forçado a trabalhar com modelos efectivos, que parameterizam a formação das ressonâncias quark-antiquark, os mesões.

Quando se realizaram as primeiras experiências de fotoprodução de piões e difusão inelástica de nucleões o fotão foi considerado novamente como não tendo estrutura (embora a sua estrutura devida aos pares de electrões, fosse tomada em consideração através das correcções radiativas). Contudo, nos últimos anos verificou-se que esta é uma visão demasiado simplista e que o fotão, na realidade, interage também de um modo hadrónico.

Com o aumento da gama de energias, as semelhanças entre interacções de fotão-hadrão e hadrão-hadrão tornam-se cada vez mais claras. No entanto não existe uma distinção bem definida entre efeitos devidos à estrutura interna do fotão, à estrutura interna do alvo e às propriedades mútuas da interacção. De facto, no estudo da difusão de electrões em hadrões é habitual, a baixas energias, ignorar os efeitos da interacção hadrónica dos fotões englobando-os no factor de forma dos hadrões. Contudo a energias mais elevadas é necessário considerar estes efeitos parameterizados geralmente através do acoplamento fotão-mesão como representado na figura 2.1. Estes acoplamentos são alvo de diversos modelos designados genericamente por VMD.

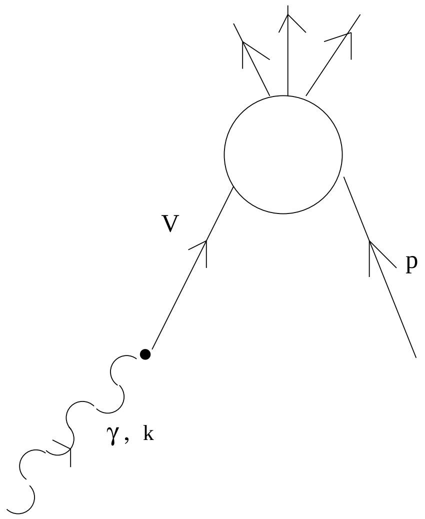


Figura 2.1: Interação de um fotão real de alta energia com um hadrão: a conversão ocorre bem fora do alvo e o mesão vector é considerado parte da estrutura hadrónica do fotão.

As experiências de aniquilação de e^+e^- em hadrões fornecem informação directa sobre os estados hadrónicos que contribuem para a estrutura interna do fotão e permitem a determinação dos parâmetros dos modelos VMD.

2.1.2 Desenvolvimento histórico do VMD

A física dos hadrões foi um assunto de estudo intenso muito antes da teoria de campo padrão da cromodinâmica quântica (QCD), que actualmente se acredita que a descreva completamente, ter sido inventada. A física hadrónica foi descrita usando uma variedade de modelos e incorporando simetrias aproximadas.

Um dos aspectos particularmente importantes da física hadrónica é a interacção entre o fotão e a matéria hadrónica. Tal assunto tem sido bem descrito usando o modelo de dominância do mesão vector (VMD). Este considera que a componente hadrónica da polarização do vácuo do fotão, consiste exclusivamente em mesões vector conhecidos. Isto é certamente uma aproximação, mas na região das massas destes mesões, parece ser bastante boa.

A necessidade de existência de mesões vector ocorreu por causa de vários problemas relacionados com a estrutura electromagnética dos nucleões. E em 1957, Nambu postulou a existência de um mesão vector neutro, o ρ^0, para a explicar [10].

Os mesões vector são estados ligados de pares quark-antiquark que, como são partículas carregadas ao acoplarem-se ao fotão introduzem no propagador a contribuição da QCD de uma forma análoga aos loops da QED. Aqui o problema é que é necessário ter em conta que, ao contrário da QED, as correcções de ordem superior não são perturbativas e por isso não calculáveis.

Na teoria convencional pensava-se que a estrutura dos nucleões era fundamentalmente devida aos piões. Um protão e um neutrão seriam rodeados de uma nuvem de piões, respectivamente, negativa e positiva, o que implicaria que, em contradição com as medidas experimentais, os raios desta nuvem seriam basicamente iguais.

Em 1958 Drell, numa análise cuidadosa verificou que o momento magnético anómalo do nucleão era dominado por um estado de dois piões. Nestes cálculos iniciais, o factor de forma do pião, $F_\pi(q^2)$, era considerado igual a um e os piões eram tratados como sendo objectos pontuais.

Após Drell referir o importante papel das interacções de piões na região de baixas massas, Gell-Mann [11] sugeriu que o problema ficaria resolvido se se admitisse que o sistema $\pi\pi$, apresentasse uma espécie de ressonância.

Em 1959, Frazer e Fulco [12], mostraram que a parte isovectorial do factor de forma electromagnético, que é responsável pela diferença entre as estruturas de protões e neutrões, não estava muito bem compreendida em termos de uma teoria baseada em pares de piões não correlacionados. Assim, após investigações sobre a estrutura analítica do sistema, concluíram que o factor de forma deveria satisfazer uma relação de dispersão e para ser consistente com os dados, devia apresentar um pico considerável, que eles acreditavam poder resultar de uma forte interacção pião-pião.

Neste mesmo período, Sakurai propôs uma teoria de interacções fortes mediada por mesões vector, baseada na teoria de campo não-Abeliana de Yang e Mills [13], e a sua análise sobre o VMD ocorre no contexto de uma teoria padrão local.

A representação tradicional do VMD, que é habitualmente referida como VMD2, é descrita por um lagrangeano no qual o fotão acopla com a matéria hadrónica exclusivamente através de mesões vector com uma intensidade fixa proporcional à massa quadrada dos mesões. Embora esta tenha sido considerada a representação convencional, o facto de ela conter um termo de massa para o fotão não a torna tão elegante como uma outra, perfeitamente equivalente designada VMD1. O VMD1 apresenta um acoplamento directo entre o fotão e o estado hadrónico final e um acoplamento entre o fotão e os mesões vector [14]. Na figura 2.2 está ilustrada a diferença entre as duas representações.

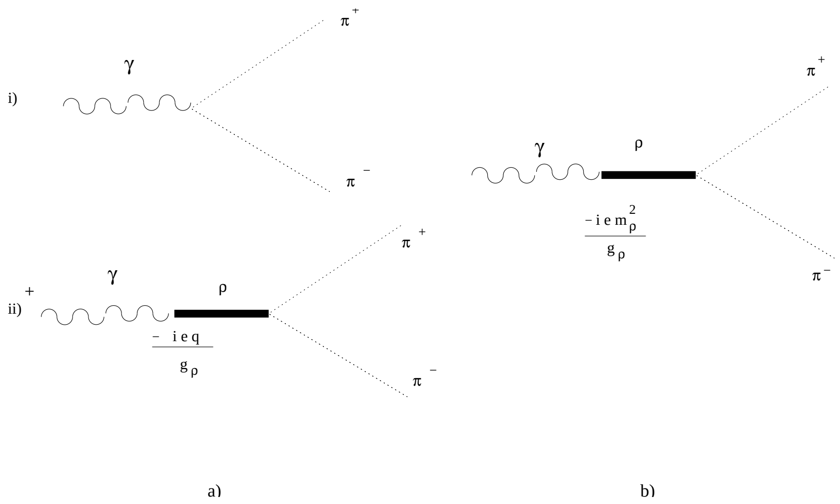


Figura 2.2: Contribuições para o factor de forma do pião nas duas representações da dominância do mesão vector: a) VMD1; b) VMD2.

2.1.3 Descrição do modelo

Na secção anterior introduziu-se a descrição das interacções entre fotões e sistemas hadrónicos através de modelos usando mesões vector. Naturalmente, estes modelos devem, tanto quanto possível, respeitar princípios básicos tais como invariância padrão e unitaridade. E convém não esquecer que quaisquer parâmetros cotados para um dado modelo são relevantes apenas para esse modelo.

Um problema no qual o VMD encontrou particular sucesso foi a descrição do factor de forma electromagnético do pião.

Na figura 2.3 está descrito o processo que envolve a aniquilação de um par electrão-positrão formando um fotão que, por sua vez, origina dois piões. O factor de forma representa todas as possíveis interacções fortes representadas pelo círculo desta figura (2.2), que é parameterizado usando o VMD. Na região "time-like", o factor de forma do pião é medido experimentalmente no processo $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$, que em menor ordem, é o representado na figura.

O efeito da interacção forte neste processo é óbvio e proporciona um au-

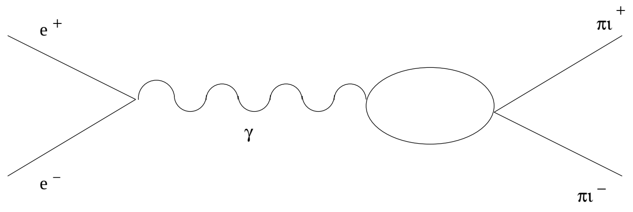


Figura 2.3: Aniquilação de um par electrão-positrão para formar um fotão que posteriormente "decai" num par de piões.

mento da produção de piões na região de ressonância dos mesões vector. Este aumento, relativamente ao que seria de esperar para um pião pontual e sem estrutura, reflecte-se no desvio da unidade do factor de forma do pião, $F_\pi(q^2)$ (onde q_μ é o quadri-momento do fotão virtual) e está relacionado com o mesão ρ. No entanto, embora no factor de forma do pião existam também as contribuições dos mesões ω e ϕ, nesta escala de massas, elas são pequenas e comparadas com a contribuição do ρ^0, em primeira aproximação, podem ser desprezadas.

Este factor de forma, na região de massas do mesão vector, pode ser parameterizado usando o VMD. Este modelo considera que o fotão interactua com os hadrões físicos através de mesões vector e são estes que dão origem ao referido aumento através dos seus propagadores ressonantes da forma:

$$D_{\mu\nu}(q^2) = \frac{-g_{\mu\nu}}{q^2 - m_V^2 + i m_V \Gamma_V(q^2)} \tag{2.1}$$

onde m_V e Γ_V são a massa e a largura do mesão vector.

Tradicionalmente o VMD (VMD2) considera que todos os acoplamentos fotão-hadrão são mediados por mesões vector. No entanto, o processo ($e^+e^- \to \pi^+\pi^-$) ocorre através da combinação dos canais ressonante ($\gamma\rho$) e não ressonante ($\gamma\pi^+\pi^-$) de modo que, o ajuste aos dados deve ser feito combinando os parâmetros do ρ e os termos não ressonantes. Para se determinar a magnitude da contribuição não ressonante, os parâmetros do mesão ressonante devem ser bem fixados pelo modelo utilizado.

Embora o modelo VMD1 contenha as contribuições ressonante e não ressonante e o VMD2 apenas a ressonante, estas duas representações baseadas na universalidade do acoplamento do mesão ρ são fisicamente equivalentes e podem ser obtidas como casos especiais de um modelo designado “Hidden Local Symmetry” (HLS) [15], usado neste trabalho, por apresentar o melhor ajuste experimental.

O HLS fundamenta-se na ideia de simetrias locais escondidas e o mesão ρ surge, no Lagrangeano quiral não linear, como um bosão padrão com simetria local escondida. A massa do ρ é gerada através do mecanismo de Higgs associado à simetria local escondida. Neste modelo a violação da universalidade e a existência de um acoplamento não ressonante, $\gamma\pi^+\pi^-$, estão relacionados. Este termo não ressonante é constante e geralmente referido como contribuição directa $\gamma\pi^+\pi^-$.

A secção eficaz para o processo $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$, desprezando a massa do electrão, é dada por:

$$\sigma = \frac{\pi\alpha^2}{3}\frac{(q^2-4m_\pi^2)^{3/2}}{(q^2)^{5/2}}|F_\pi(q^2)|^2 \tag{2.2}$$

e o factor de forma, parameterizado pelo modelo específico HLS é dado por,

$$F_\pi(q^2) = -\frac{a}{2} + 1 - B - C \tag{2.3}$$

Onde os termos B e C são dados por:

$$B = g_{\rho\gamma}(q^2)\frac{g_{\rho\pi\pi}}{[q^2 - m_\rho^2 + im_\rho\Gamma_\rho(q^2)]}$$

$$C = -g_{\omega\gamma}(q^2)\frac{1}{[q^2 - m_\omega^2 + im_\omega\Gamma_\omega(q^2)]}Aexp^{i\phi}$$

Tanto o acoplamento fotão-mesão como a universalidade foram estudados mais profundamente para o mesão ρ e um argumento “gauge-like”, [18, 19], sugere que este mesão se acople a todos os hadrões com a mesma constante. O parâmetro a, introduzido para o mesão ρ pelo modelo HLS, relaciona a constante $g_{\rho\pi\pi}$ com a constante de acoplamento universal g_ρ através da relação $g_{\rho\pi\pi} = ag_\rho/2$. Para este modelo a constante de acoplamento $(\gamma\rho)$ é,

$$g_{\rho\gamma} = \frac{a}{2}\frac{m_\rho^2}{g_{\rho\pi\pi}} = \frac{m_\rho^2}{g_\rho} \tag{2.4}$$

A largura de decaimento do mesão ρ, depende do quadri-momento transferido e de acordo com [17], é dada por:

$$\Gamma_\rho(q^2) = \Gamma_\rho[\frac{p_\pi(q)^2}{p_\pi(m_\rho^2)}]^3[\frac{m_\rho^2}{q^2}]^{\lambda/2} \tag{2.5}$$

onde Γ_ρ e λ são parâmetros de ajuste que estão relacionados com o modelo e $p_\pi(q^2)$ é o momento do pião definido no sistema centro de massa.

O mesão ω entra na interacção com um factor de atenuação especificado pela constante real A, que determina a fracção de decaimento $\omega \to \pi^+\pi^-$ e pela fase de Orsay, ϕ [16]. Uma vez que a largura do mesão ω é muito pequena pode desprezar-se qualquer dependência do momento e por isso ser considerada constante.

Do conjunto de modelos considerados, o melhor ajuste aos dados experimentais apenas pode ser obtido quando se inclui directamente e de forma explícita o termo de acoplamento não ressonante $\gamma\pi\pi$. Verifica-se que a melhor descrição é obtida com o HLS. Isto pode, em parte, atribuir-se não só ao facto do seu acoplamento $\gamma\pi\pi$ estar relacionado com a violação de universalidade, enquanto que no VMD1, este termo estar fixado à carga do pião, mas também porque no HLS o valor $g_{\rho\gamma}$ é constante enquanto que no VMD1 é proporcional a q^2. Na figura 2.4 está representada a secção eficaz do processo $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$. Os pontos correspondem aos dados e o ponteado à curva de ajuste.

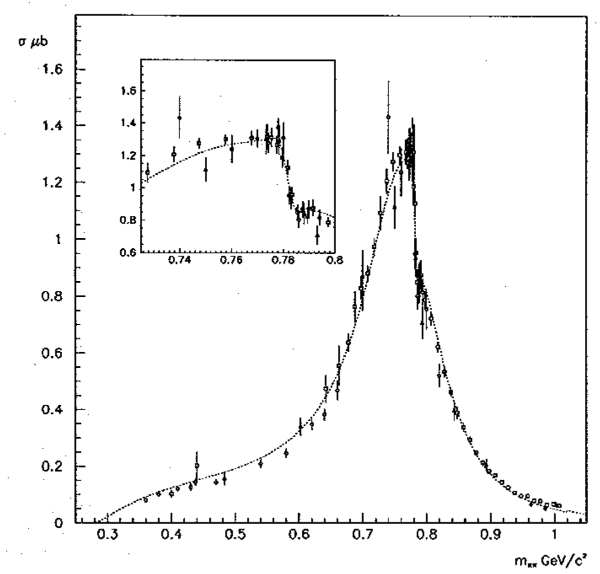


Figura 2.4: Secção eficaz para o processo $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$, [20]. Os pontos correspondem aos dados da referência e o ponteado à curva de ajuste.

Na tabela 2.1 estão indicados os valores do modelo HLS utilizados no gerador.

Parâmetros	Modelo HLS
a	2.364
A	-0.0109
λ	1.056
ϕ (°)	105.1
$g^2_{\rho\pi\pi}/4\pi$	3.08
m_ρ (MeV)	775.15
m_ω (MeV)	781.94
m_π (MeV)	139.57
Γ_ρ (MeV)	147.67
Γ_ω (MeV)	8.41
$g_{\gamma\rho}$ (GeV^2)	0.114
$g_{\gamma\omega}$ (GeV^2)	0.036

Tabela 2.1: Parâmetros utilizados no gerador

2.2 Geração de γ^*

Os processos radiativos do tipo, $e^+e^- \rightarrow q\overline{q}\gamma$, na região de baixa massa, são caracterizados pela existência de ressonâncias que podem decair em pares de piões. Nestes processos os efeitos das ressonâncias de baixa massa, são descritos pelos já referidos modelos de VMD.

Estes permitem calcular a secção eficaz do processo não radiativo $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, isto é, apenas descrevem processos que não incluêm o fotão radiado. Por outro lado, os geradores utilizados (KK2f, koralZ, etc.), permitem calcular a secção eficaz do processo $e^+e^- \rightarrow q\overline{q}\gamma$. No entanto estes geradores não incluêm as ressonâncias. A sua introdução é feita de uma forma empírica, alterando-se exclusivamente a secção eficaz diferencial em função da massa do fotão virtual. Admite-se então que as distribuições angulares e de momento permanecem inalteradas.

Embora o objecto do nosso estudo consista no cálculo da secção eficaz do processo $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, dada esta limitação do modelo, iniciou-se a construção do nosso gerador com base no caso não radiativo.

Utilizando o gerador $KK2f$ geraram-se acontecimentos do tipo $e^+e^- \rightarrow q\overline{q}$ sendo a hadronização feita com o Jetset. Destes acontecimentos seleccionaram-se aqueles que contêm apenas dois piões. O espectro de massa obtido com estes acontecimentos, representado na figura 2.5, apenas contem a contribuição não ressonante.

A introdução da ressonância pode ser feita recorrendo a um método de pesagem de acontecimentos. Uma vez que se pretende manter todos os acontecimentos com o mesmo peso, não é possível simplesmente multiplicar o espectro de massa por uma função de peso que contenha a ressonância. Em vez disto, usou-se um método de aceitação-rejeição, em que cada acontecimento é aceite ou rejeitado de acordo a função de peso. Essa função tem valor unitário fora da zona da ressonância. Na figura 2.6 está representada esta ressonância ao nível do gerador. Recupera-se assim, de forma exacta, a distribuição de massa da região não ressonante. Na zona da ressonância (considerou-se apenas o ρ^0) a função de peso correspondente é:

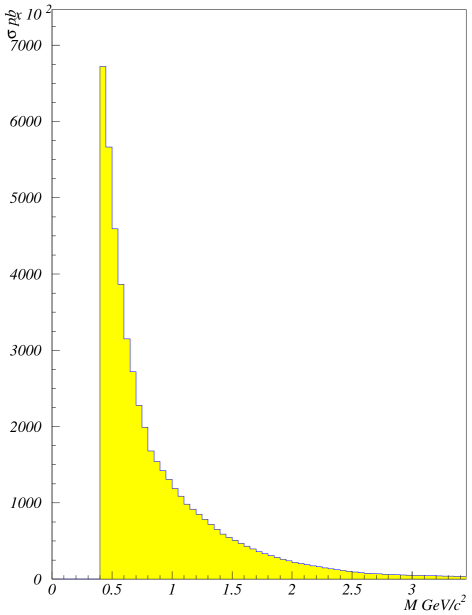


Figura 2.5: Espectro de massa dos piões seleccionados.

$$w = \frac{\sigma(e^+e^- \to \pi^+\pi^-)_{VMD}}{\sigma(e^+e^- \to \pi^+\pi^-)_{KK2f}} \tag{2.6}$$

No caso radiativo a solução não pode ser tão simples uma vez que a secção eficaz do processo ($e^+e^- \to q\overline{q}\gamma$) é calculada como a convolução da secção eficaz do processo ($e^+e^- \to q\overline{q}$) com o espectro de energia do fotão radiado:

$$\sigma(e^+e^- \to q\overline{q}\gamma) = \int \sigma(e^+e^- \to q\overline{q})P(\gamma)dE_\gamma \tag{2.7}$$

Pretende-se agora construir uma função de peso para os acontecimentos $q\overline{q}\gamma$ de forma a introduzir-se a ressonância do ρ^0. Tal função será dada por:

$$w = \frac{\sigma(e^+e^- \to \pi^+\pi^-\gamma)_{VMD}}{\sigma(e^+e^- \to q\overline{q}\gamma)_{KK2f}} = \frac{\int \sigma(e^+e^- \to \pi^+\pi^-)_{VMD}P(\gamma)dE_\gamma}{\int \sigma(e^+e^- \to q\overline{q})_{KK2f}P(\gamma)dE_\gamma} \tag{2.8}$$

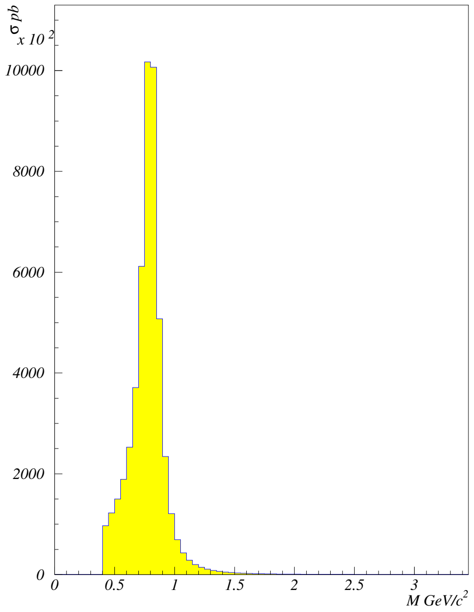


Figura 2.6: Ressonância ao nível do gerador.

Como em ambos os termos do lado direito da equação (2.8) existe um integral de convolução, a função que dá a probabilidade de radiar o fotão, $P(\gamma)$, não pode ser simplificada de forma imediata. Contudo nota-se que existe na topologia escolhida (que tem apenas um fotão radiado) uma correspondência biunívoca entre a energia do fotão e a massa do par de quarks. De facto, sabendo que:

$$\sqrt{s} = \sqrt{m_{q\bar{q}}^2 + P_{q\bar{q}}^2} + E_\gamma \tag{2.9}$$

e dado que neste tipo de acontecimentos não existe momento perdido, verifica-se que $\vec{P}_{q\bar{q}}$ = - $\vec{P}_\gamma$, donde se pode concluir que:

$$\sqrt{s} = \sqrt{m_{q\bar{q}}^2 + E_\gamma^2} + E_\gamma \tag{2.10}$$

Desta forma é possível executar-se uma troca de variáveis e efectuar o integral de convolução em ordem à massa do sistema $q\overline{q}$. Considerando-se o integral num intervalo de massa muito pequeno obtemos:

$$w(m) = \frac{\frac{d\sigma}{dm}(e^+e^- \to \pi^+\pi^-)_{VMD} P(\gamma)\Delta m_{\pi\pi}}{\frac{d\sigma}{dm}(e^+e^- \to q\overline{q})_{KK2f} P(\gamma)\Delta m_{q\overline{q}}} \tag{2.11}$$

Considerando em primeira aproximação que $\Delta m_{\pi\pi} = \Delta m_{q\overline{q}}$,

$$w(m_{\pi\pi}) = \frac{\Delta\sigma(e^+e^- \to \pi^+\pi^-)_{VMD}}{\Delta\sigma(e^+e^- \to q\overline{q})_{KK2f}} \tag{2.12}$$

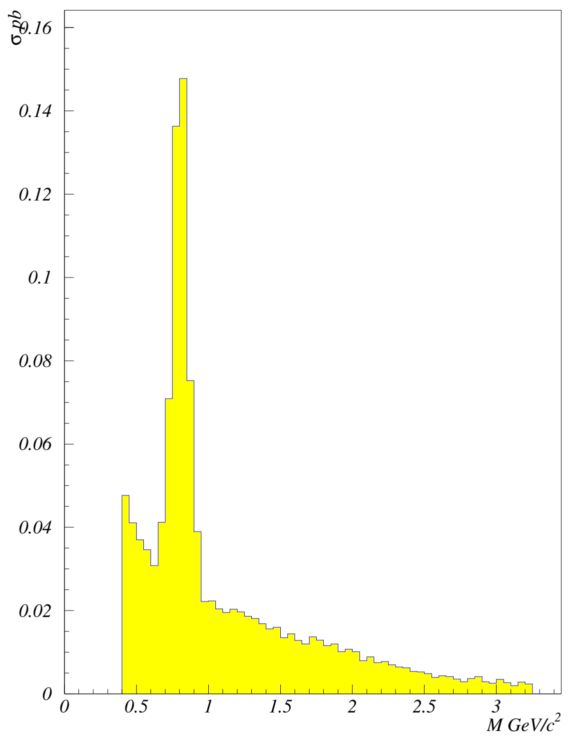


Figura 2.7: Distribuição ao nível do gerador.

Conclui-se que, quando temos um fotão radiado, a função de peso utilizada no algorítmo de pesagem de acontecimentos tem que depender da massa do sistema $q\overline{q}$. Depois de aplicado o método de aceitação-rejeição obtém-se o espectro de massa da figura 2.7.

Com o gerador $KK2f$ gerou-se uma amostra ($e^+e^- \rightarrow q\overline{q}\gamma$) e obtiveram-se 26 mil acontecimentos correspondentes a uma energia de centro de massa $\sqrt{s} =$ 189 GeV e a uma secção eficaz $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\overline{q}\gamma)_{KK2f} = 100.1$ pb, calculada em todo o espectro de massa. Dada a resolução do sistema considera-se apenas a ressonância ρ^0 e como parametrização usou-se o modelo HLS. Por forma a optimizar-se o número de acontecimentos aceites, aplicou-se um corte no ângulo polar do fotão acima de 10°, exigiu-se que a massa invariante do par de quarks fosse inferior a 5 GeV/c^2 e ainda que a energia do fotão fosse superior a 10 GeV.

A amostra de sinal assim obtida corresponde a uma secção eficaz de 0.25 pb. Esta secção eficaz é calculada na região de massa entre 0.4GeV/c^2 e 3.4GeV/c^2.

A posterior utilização dos programas de simulação do detector e de reconstrução de acontecimentos de DELPHI, permitiu obter acontecimentos comparáveis com os dados.

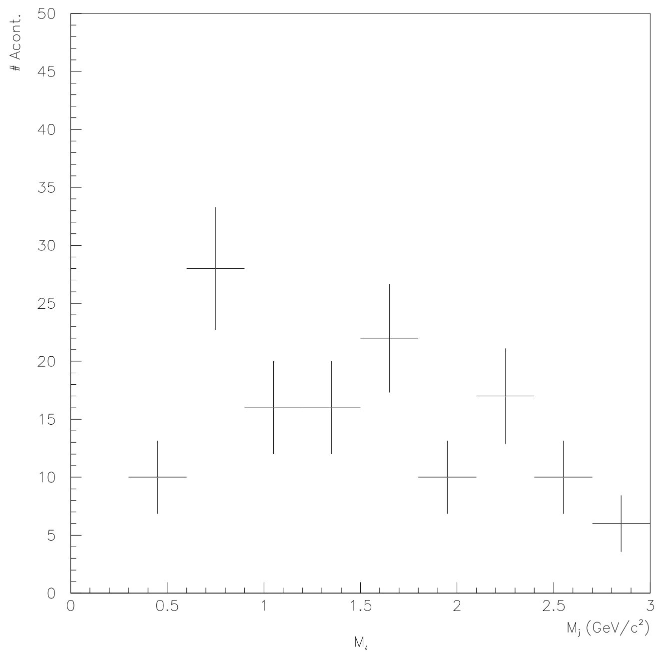


Figura 2.8: Distribuição da massa invariante do monojacto. Os pontos representam o sinal.

Após os cortes de selecção do último nível da análise [1] sobrevivem 6 acontecimentos, quando normalizados à luminosidade dos dados. Na figura 2.8 está representada a distribuição da massa invariante do monojacto na região de baixas massas. A distribuição da figura não se encontra normalizada à luminosidade dos dados.

[1] Estes cortes de selecção estão definidos no Capítulo 4.

Capítulo 3

LEP e DELPHI

3.1 Introdução

O CERN (Laboratório Europeu de Física de Partículas), inaugurado em 1954, tem desde 1959 disponibilizado a utilização do seu complexo de aceleradores de partículas através de colaborações de cientistas de todo o mundo, bem como de meios de cálculo para analisar os dados recolhidos. Neste contexto, foi proposta por um grupo de cientistas a construção de um conjunto de detectores, a instalar no colisionador electrão-positrão, dando início à colaboração DELPHI. A figura 3.1 ilustra a dimensão e a localização do CERN.

O acelerador LEP (**L**arge **E**lectron **P**ositron Collider), instalado no CERN, é o maior anel de colisão e^+e^-, a funcionar em todo o mundo. Começou a acelerar feixes de electrões e positrões em Agosto de 1989. A recolha de dados de DELPHI foi iniciada em paralelo com outras três colaborações ALEPH, L3 e OPAL.

O principal objectivo de LEP é o estudo detalhado da interacção electrofraca, realizando medições precisas de quantidades físicas relevantes e pesquisando, simultaneamente a possibilidade de física para além do Modelo Padrão.

Até ao fim do ano 2000 e com o aumento de energia e luminosidade, LEP, continua a proporcionar, para os físicos da Europa e do resto do mundo, uma das mais poderosas ferramentas para a investigação de física fundamental.

Figura 3.1: Dimensão e localização do CERN.

Em Agosto de 1999, feixes de electrões e positrões foram acelerados até aos 100 GeV e levados a colidir. A energia de centro de massa de 200 GeV proporciona potenciais, novas e excitantes, descobertas para as experiências do LEP.

3.2 O Colisionador LEP

Os bosões Z^0, W^+ e W^-, responsáveis pela interacção fraca, foram descobertos no CERN nos primeiros anos da década de 80 no anel de colisão protão-antiprotão SPS.

O LEP é constituído por um conjunto de câmaras de vácuo cilíndricas, envolvidas em magnetes e cavidades de aceleração e alinhadas ao longo de uma circunferência de cerca de 27 km de perímetro, a cerca de 100 m de profundidade em território francês e suiço, junto à cidade de Genebra. Os electrões são acelerados no sentido horário e os positrões no sentido directo até à energia pretendida e em seguida forçados a colidir frontalmente nos pontos de interacção.

O LEP, funcionou em duas fases, na primeira entre 1985 e 1995, denominada LEP1, produziram-se colisões a energias de centro de massa (CM) de cerca de 91 GeV, de forma a estudar-se em detalhe o bosão Z^0.

Neste período de funcionamento de LEP, o Modelo Padrão foi testado de forma exaustiva e foram realizadas medidas de grande precisão.

Em 1996 iniciou-se LEP2, a segunda fase de LEP. A energia de CM foi aumentada permitindo a criação de pares de partículas W^+ e W^-. A partir de $\sqrt{s} = 161$ GeV, a energia de CM tem vindo a aumentar todos os anos e o valor de 200 GeV foi, como já se disse, atingido e ultrapassado em Agosto deste ano. Durante o ano de 1998 conseguiu-se uma luminosidade integrada de 153 pb^{-1} e uma energia de 189 GeV.

3.2.1 Descrição do Acelerador

Os resultados de colisões de alta energia de LEP são analisados por quatro experiências (DELPHI, ALEPH, OPAL e L3), cujos detectores estão colocados em quatro pontos do anel onde os feixes e^+e^- são obrigados a colidir. Estes quatro sistemas de detecção apresentam um conjunto de características comuns, motivadas pelas particularidades e objectivos do LEP.

Como é habitual neste tipo de aceleradores, o feixe não é contínuo pois as partículas são injectadas em pacotes. Actualmente circulam pacotes de aproximadamente 10^{11} partículas, subdivididos em dois "vagões". Em cada momento existem quatro pacotes de electrões a circular no anel mantendo entre si distâncias constantes. Em sentido contrário, circulam positrões organizados da mesma maneira. O encontro dos dois feixes ocorre, nos pontos de colisão de cada experiência, em intervalos de 22 μs ("beam crossing").

A criação de feixes de electrões e positrões de energias tão elevadas exige uma cadeia de aceleração complexa, de modo que o sistema de injecção do LEP utiliza outras estruturas existentes no CERN. A cadeia de aceleração do LEP está representada na figura 3.2.

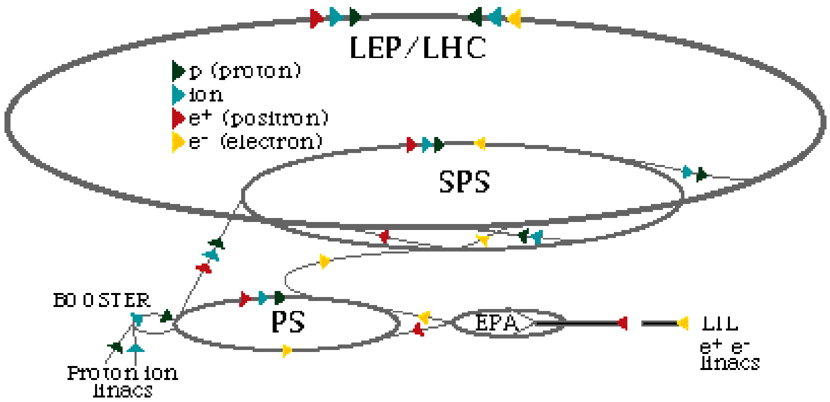


Figura 3.2: A cadeia de aceleração do LEP.

Os positrões são criados por colisão de electrões de 200 MeV com um alvo de tungsténio. São depois acelerados até 600 MeV e guardados num anel de acumulação. Logo que a corrente, no anel de acumulação, seja suficiente, electrões e positrões são injectados consecutivamente no sincrotão de protões (PS) e ao atingirem a energia de 3,5 GeV são injectados no SPS, entrando no LEP logo que atingem uma energia de cerca de 20 GeV. Logo que a energia é estabilizada faz-se a focalização do feixe nos pontos de colisão de modo a reduzir a sua dimensão transversal.

3.2.2 Luminosidade

Uma característica importante para as experiências é a luminosidade, que depende essencialmente da densidade de partículas nos pacotes e do número de pacotes em circulação. A luminosidade é definida como o número de partículas do feixe que passam na região de colisão por unidade de área por segundo. Para medir a luminosidade recolhida por DELPHI mede-se a taxa de acontecimentos para um processo com uma secção eficaz muito bem conhecida. Este processo é a dispersão Bhabha a pequenos ângulos polares.

Neste processo o electrão e o positrão interagem trocando entre si um fotão e a secção eficaz em primeira ordem é dada por:

$$\sigma_{Bhabha} = \frac{\alpha^2}{4s}((1+\cos\theta^2) + 2\frac{(1+\cos\theta)^2+4}{(1-\cos\theta)^2} - 2\frac{(1+\cos\theta)^2}{(1-\cos\theta)}) \tag{3.1}$$

onde α é a constante de estrutura fina, s o quadrado da energia de centro de massa e θ o ângulo polar relativo ao eixo de colisão e^+ e^-. O primeiro termo vem da contribuição vem do canal s, o segundo do canal t (que domina para pequenos ângulos) e o terceiro da interferência entre os dois c

Para N partículas medidas com uma eficiência ϵ, a luminosidade, L, obtém-se através da relação:

$$N = L \times \sigma_{Bhabha} \times \epsilon \tag{3.2}$$

A escolha deste processo deve-se fundamentalmente ao facto de ser teoricamente bem conhecido e da sua grande secção eficaz resulta um erro estatístico reduzido. A secção eficaz total deve incluir as interacções electromagnética (γ) e a fraca (Z^0). Na figura 3.3 estão representados os diagramas correspondentes em ordem mais baixa.

Em DELPHI, a luminosidade é medida com o detector STIC (ver secção 3.3.2)

3.3 O detector DELPHI

3.3.1 Princípios de detecção

DELPHI (**D**etector with **L**epton, **P**hoton and **H**adron **I**dentification) é um detector para estudar a física e^+e^-, que alia precisão e granularidade com características únicas na identificação de partículas.

Para que a detecção dos produtos da colisão seja eficiente é necessária a cobertura de todo o ângulo sólido em torno do ponto de colisão. Quanto

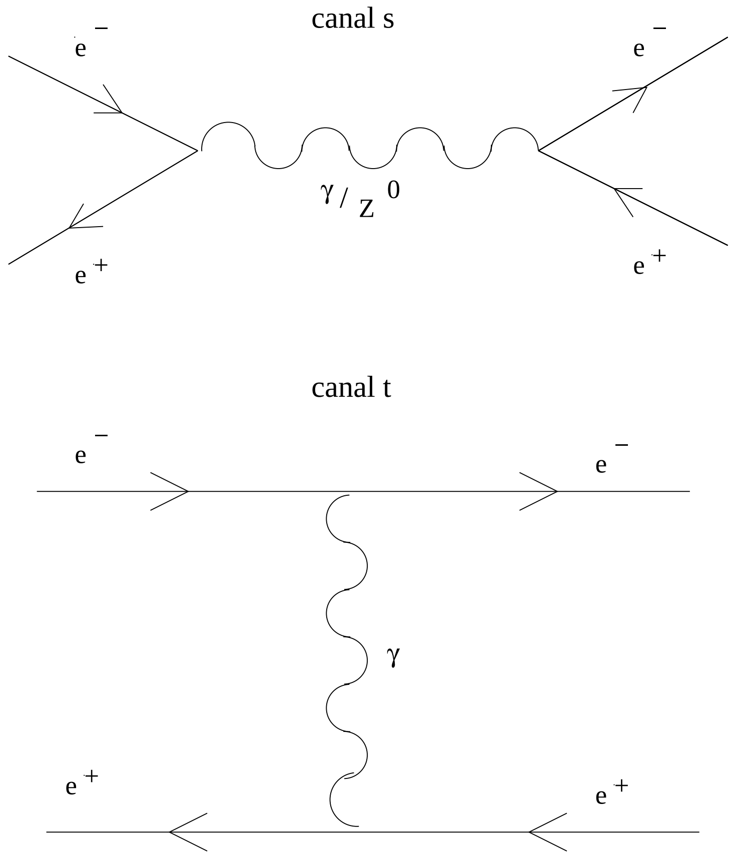


Figura 3.3: Diagramas de Feynman de menor ordem para o processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (dispersão Bhabha).

melhor for a cobertura angular em termos de medição de momento, trajectórias, energia e multiplicidades, maior será a eficiência na caracterização e identificação dos diferentes estados finais. Só garantindo que a medição da energia e momento das partículas é feita em todo o ângulo sólido se pode concluir se estes foram totalmente detectados ou se se verifica a deficiência em energia característica da presença de neutrinos.

DELPHI [22] é constituído por um conjunto de sub-detectores dispostos de forma cilíndrica (barril), fechado por duas tampas, que podem ser axialmente abertas permitindo um acesso fácil e rápido aos sub-detectores interiores e que cobrem quase todo o ângulo sólido em torno do ponto de colisão. A figura 3.4 é uma representação esquemática da região cilíndrica e de uma das tampas.

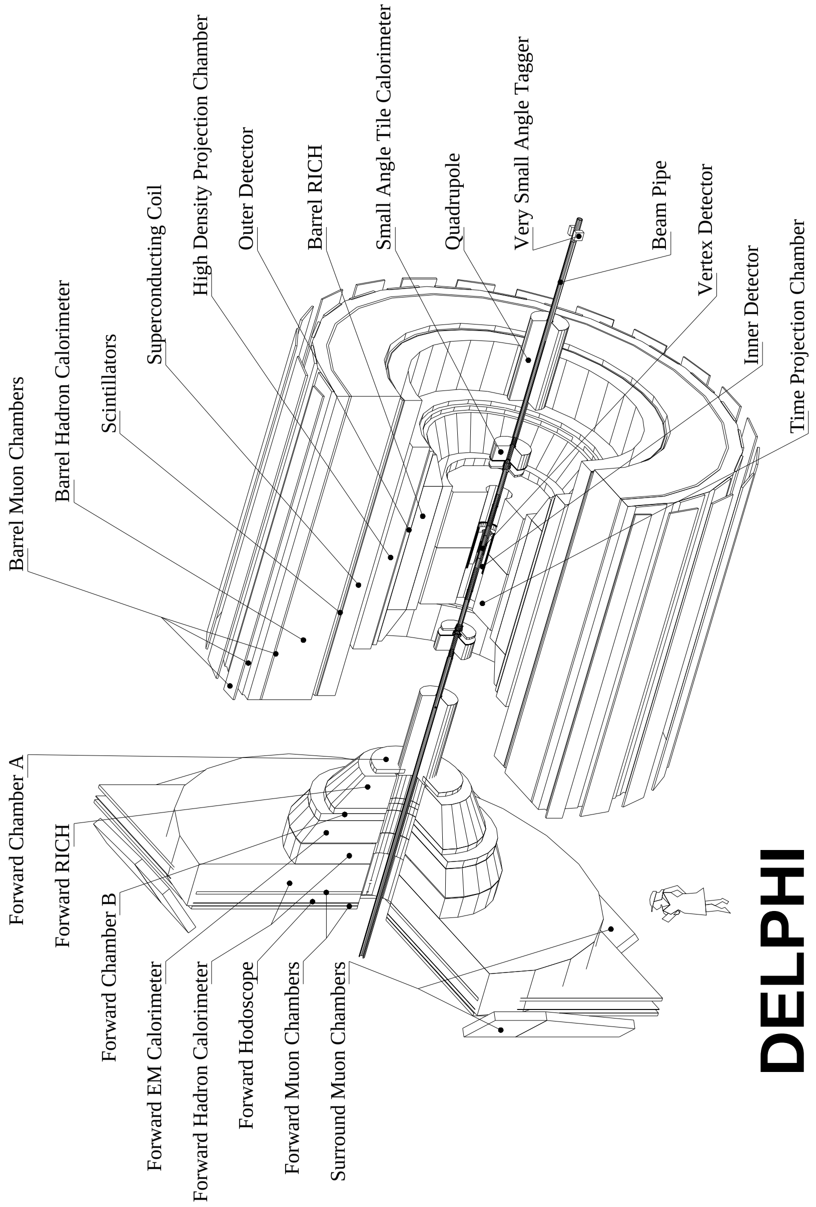


Figura 3.4: O detector DELPHI e os seus diferentes sub-detectores.

Todos os detectores de partículas de LEP destinam-se a medir várias grandezas físicas associadas às partículas. Para além de permitir a sua caracterização e identificação, com base em medidas de momentos, energias, posições e velocidades, fornecem também informação para os sistemas de selecção de acontecimentos (trigger), que são essenciais nos sistemas de aquisição de dados.

3.3.2 Sub-detectores

Na primeira camada de detecção encontram-se os detectores de traços, caracterizados por permitirem reconstruir as trajectórias das partículas que os atravessam. Estes detectores na região cilíndrica são: o detector de vértice (VD), o detector interior (ID), a câmara de projecção temporal (TPC), o detector exterior (OD) e as câmaras de muões (MUB). Também nas bases existem câmaras de traços de pequeno ângulo, as câmaras A e B (FCA e FCB), uma câmara de traços a muito pequeno ângulo (VTF), as câmaras de muões a pequeno ângulo (MUF) e as câmaras de muões à volta (SMC), que se detinam a medir as trajectórias das partículas e ainda para determinação precisa das direcções e momentos das partículas carregadas.

O detector de traços (VD) é o que se encontra mais próximo da linha de feixe. Assegura grande precisão na medição dos traços e cobre uma região polar entre 20° e 160°. É constituído por três camadas cilíndricas coaxiais semicondutoras às quais estão acoplados três detectores de silício, cuja informação conjunta permite uma extrapolação precisa da direcção da partícula, permitindo assim distinguir se ela foi criada na interacção primária ou num vértice secundário.

O ID está localizado entre o VD e a TPC cobrindo a região polar entre 30° e 150°, providencia a precisão da posição intermédia e informação de “trigger”.

A TPC, o principal detector para informação em posição de DELPHI, é uma câmara de deriva de grandes dimensões, preenchida com gás que é ionizado quando atravessado por partículas carregadas, cobrindo uma região polar entre 20° e 160°. A sua contribuição para a identificação de partículas carregadas na região de pequeno momento é feita medindo-se a energia perdida, dE/dx, das partículas que a atravessam. Na figura 3.5 está representado o esquema deste detector.

O detector exterior, OD, é constituído por 24 módulos contendo cada um 145 tubos de deriva dispostos em cinco camadas e cobre uma região polar entre

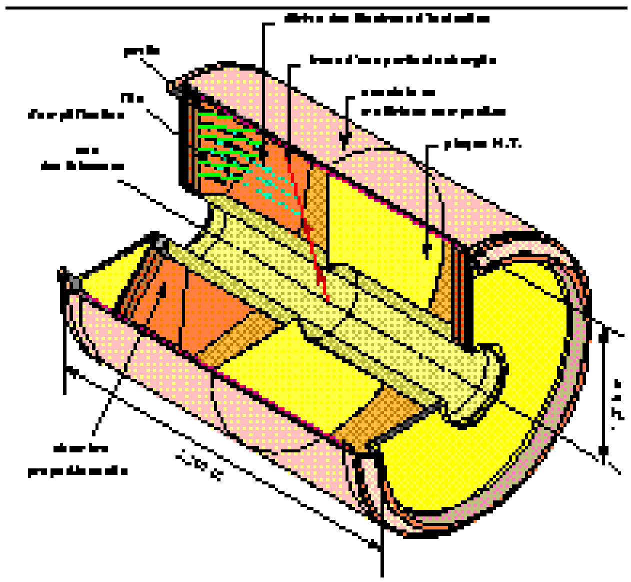


Figura 3.5: Representação esquemática da TPC.

45° e 138°.

Como estes detectores não cobrem totalmente a região de pequenos ângulos polares são complementados por um detector de traços de muito pequeno ângulo (VTF), que está localizado em ambos os lados do detector de vértice e por duas câmaras de traços de pequeno ângulo (FCA e FCB).

Finalmente existem as câmaras de muões (MUB e MUF) que são conjuntos de câmaras de deriva, colocadas na região mais afastada do ponto de interacção. São fundamentais na identificação de muões. Os muões sendo partículas minimamente ionizantes (mips), isto é, que deixam muito pouca energia nos meios materiais que atravessam, são as únicas partículas, à excepção dos neutrinos, a alcançar estes detectores.

A seguir aos detectores de traços, que são constituídos por materiais pouco densos nos quais as partículas que os atravessam deixam pouca energia, surgem os calorímetros. Estes são caracterizados pelo facto de serem construídos com materiais muito densos o que faz com que a probabilidade de interacção aumente. Nestes detectores as partículas depositam grande parte da sua energia ou são mesmo absorvidas. Os calorímetros medem essencialmente a energia das partículas que neles incidem, podendo também fornecer informação em posição e número de partículas.

A identificação de electrões e fotões é em primeiro lugar feita pelo sistema de calorímetros electromagnéticos, que é constituído por uma câmara de projecção de grande densidade (HPC), o calorímetro electromagnético de pequeno ângulo (FEMC) e dois calorímetros de telhas de pequeno ângulo (STIC), colocados nas bases do barril muito próximo da linha de feixe.

A HPC é um calorímetro de amostragem (chumbo-material passivo e gás-material activo) situado na zona do barril, instalado como uma câmara cilíndrica em torno do OD e envolvido pelo solenóide supercondutor que produz o campo electromagnético de DELPHI. À volta do solenóide existe ainda um cintilador de tempo de vôo (TOF), a seguir ao qual está instalado o calorímetro hadrónico (HCAL). Este é um calorímetro de amostragem de ferro e tubos de stream que assegura as medições de energia hadrónica nas regiões do barril e de pequeno ângulo.

De modo a obter completa hermeticidade para a detecção de fotões de alta energia, foram instalados cintiladores adicionais, os detectores de hermeticidade (HER) entre a zona do barril, entre as bases e entre os módulos da HPC, para cobrir zonas mortas de passagem de cabos.

Para identificação de partículas existem ainda em DELPHI os detectores de Čerenkov de anel (RICH). Os fotões de Čerenkov são produzidos por partículas carregadas que se deslocam com velocidade superior à da luz no mesmo meio. A velocidade limiar para uma partícula radiar é $\beta = 1/n$, onde n é o índice de refracção do material. Acima do limiar, os fotões são radiados com um ângulo que está directamente relacionado com a velocidade da partícula: $\cos\theta_c = 1/\beta n$. Combinando a informação de velocidade com a informação de momento, torna-se possível a identificação da partícula através da sua massa.

Em DELPHI a luminosidade absoluta é medida usando o STIC e o cintilador (tagger) de muito pequeno ângulo (VSAT). Este detector está esquematicamente representado na figura 3.6. O STIC é um calorímetro electromagnético de amostragem formado por 49 camadas alternadas de chumbo e cintilador. A luz produzida no cintilador é recolhida por fibras WLS ("wave length shifter"). Este detector cobre a região de muito baixo ângulo de DELPHI,

$2° < \theta < 10°$ e $170° < \theta < 178°$. Dois planos cintiladores estão colocados em frente do calorímetro permitindo a separação electrão/fotão.

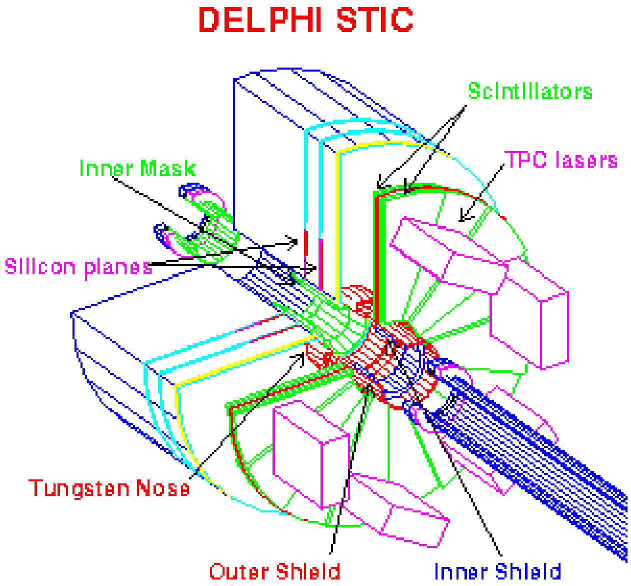


Figura 3.6: Representação esquemática em corte do calorímetro STIC.

3.3.3 Identificação de partículas

Um dos objectivos fundamentais de DELPHI foi proporciar a identificação de leptões, hadrões e fotões em 90% do ângulo sólido. A identificação de partículas é conseguida combinado dois tipos de informação:

• Medidas de energia perdida, dE/dx e de ângulos de Čerenkov, são fundamentalmente utilizadas na identificação de electrões, especialmente na região cilíndrica do detector;

• Informação dos detectores de traços e dos calorímetros (electromagnético e hadrónico), permitem a identificação de leptões, fotões e hadrões, pelo que é fundamental que se separem as medidas de energia electromagnética e hadrónica.

Os electrões deixam traços na região central do detector que podem ser associados a uma cascata no calorímetro electromagnético. A comparação da energia do calorímetro electromagnético com o momento medido pelos detectores de traços, fornece uma informação poderosa na identificação de leptões carregados. Esta razão deve ser da ordem da unidade no caso dos electrões e muito pequena para muões.

As cascatas de fotões nos calorímetros electromagnéticos são reconstruídas associando-se “clusters” vizinhos. Assume-se que a cascata é criada por uma partícula neutra se não se lhe puder associar um traço. Os fotões são identificados como “clusters” electromagnéticos que não estão associados nem a traços nem a cascatas hadrónicas.

A identificação de fotões torna-se mais difícil quando se convertem em pares $e^+ \ e^-$ no sistema de traços ou resultando do decaímento de piões neutros.

Os muões e hadrões carregados são identificados como traços nos detectores centrais sem deposição de energia nos calorímetros electromagnéticos. Espera-se que os hadrões originem cascatas no calorímetro hadrónico, enquanto que os muões depositam aí muito pouca energia, devendo penetrar nas câmaras de muões.

Para que se tenha o máximo de informação sobre os estados finais é fundamental uma boa hermeticidade do detector. DELPHI cobre cerca de 90% do ângulo sólido, sendo apenas a região correspondente a $\theta < 2°$ ou $\theta > 178°$ a única que está desprovida de detectores.

A eficiência de detecção não é constante, sendo melhor na região do barril, na qual todos os sub-detectores têm grande resolução. As regiões de muito pequeno ângulo polar, são as únicas completamente desprovidas de detecção de energia hadrónica ou traços carregados. Para estados finais hadrónicos esta inexistência não é prejudicial uma vez que é muito pequena a quantidade de quarks emitidos nesta direcção e até esses podem, em parte, ser recuperados devido à grande abertura dos jactos.

Os maiores problemas são devidos à irregularidade entre os módulos dos calorímetros electromagnéticos. Estas regiões apresentam uma eficiência deficiente uma vez que não conseguem conter completamente a cascata electromagnética, pelo que resulta também alguma deposição de energia no calorímetro hadrónico.

Nos pontos onde estão colocados os apoios do solenóide supercondutor, como também não existe detecção electromagnética, a informação relativa a electrões e fotões é conseguida associando-se a energia depositada no HCAL com a depositada na HPC.

Entre a HPC ($35° < \theta < 42°$) e o FEMC ($38° < \theta < 145°$), por onde passam os cabos com os sinais dos vários detectores interiores, também não se verifica detecção electromagnética e a cobertura foi feita colocando aí conjuntos de cintiladores (taggers) blindados com chumbo que detectam electrões e fotões convertidos.

3.3.4 Reconstrução de acontecimentos, visualização e simulação

Os dados armazenados pelo sistema de aquisição de dados (DAS) [23], são tratados através de um programa de reconstrução adequado cuja saída é constituída por um conjunto reduzido de dados. Neste nível já está associada toda a informação dos diferentes sub-detectores, definindo as partículas do estado final cujas características cinemáticas são disponibilizadas para serem utilizadas nos códigos de análise. O programa de reconstrução de DELPHI, designado DELANA [24], começa com a reconstrução da informação total em cada sub-detector, a identificação de traços, o ajuste da trajectórias e a sua extrapolação. Após a visualização global das trajectórias é que se procede à identificação das partículas e dos vértices (primário e secundários). A informação individual de cada deposição de energia ou traço e a correspondente informação obtida pela associação destas quantidades, está contida na estrutura final dos traços.

O código DELANA usa uma estrutura de dados com vários níveis. A informação dos vários passos na reconstrução é armazenada numa estrutura designada TANAGRA [25], que serve como entrada do código de visualização tridimensional de acontecimentos de DELPHI, chamado DELGRA, que permite a visualização tridimensional dos sub-detectores e da topologia do acontecimento. A figura 3.7 mostra um acontecimento com dois muões e um fotão, junto com alguns sub-detectores de DELPHI, a TPC, o calorímetro electromagnético (HPC) e as câmaras de muões (MUB).

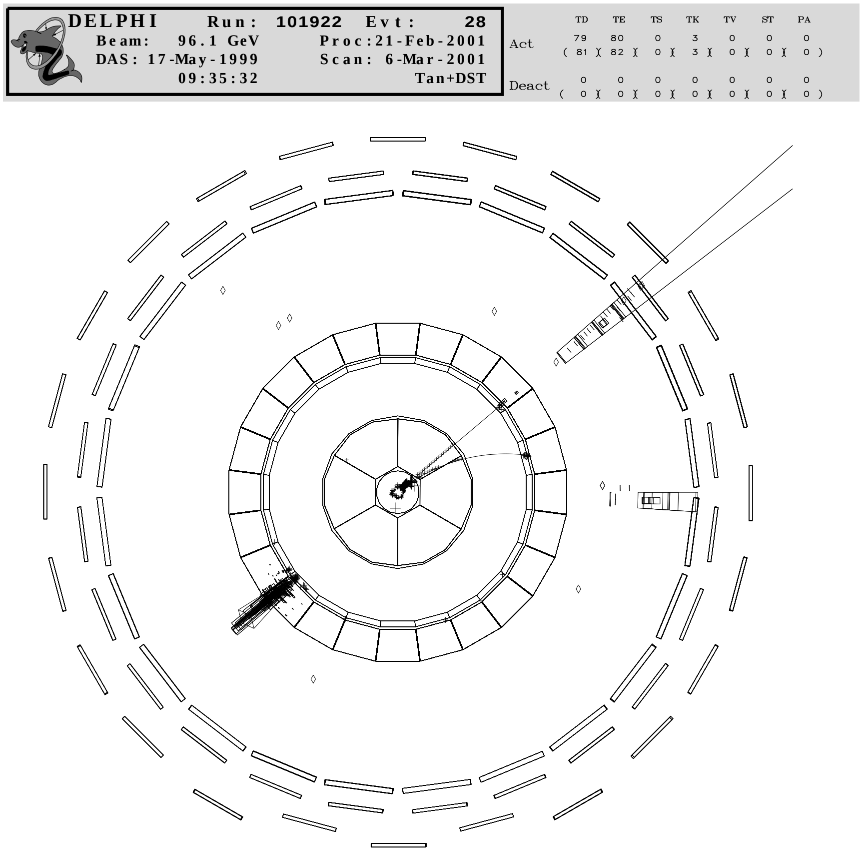


Figura 3.7: Acontecimento e alguns detectores de DELPHI mostrados pelo programa de visualização DELGRA.

Capítulo 4

Análise e Resultados

4.1 Introdução

O objectivo desta análise é estudar processos radiativos do tipo $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$ que dão origem a estados finais com um monojacto e um fotão. No presente trabalho o conceito de monojacto está associado ao facto de nos processos estudados os dois quarks inicialmente produzidos terem uma pequena massa invariante pelo que os produtos da sua hadronização estão confinados espacialmente a um cone de pequena abertura. O quadrado da massa invariante de duas partículas é calculada através da expressão,

$$s_{12} = (p_1 + p_2)^2 \tag{4.1}$$

onde p_1 e p_2 representam os quadri-momentos de cada uma das partículas. Desenvolvendo esta equação e tendo em conta o limite de baixas massas (m << E), podemos escrever,

$$s_{12} \simeq 2E_1E_2(1 - \cos\theta_{12}). \tag{4.2}$$

Admitindo que o ângulo θ_{12} entre os quarks é de facto muito pequeno, devemos então esperar que a massa invariante dos produtos da hadronização seja pequena.

Na região das baixas massas estamos muito longe do polo do Z^0 de modo que, a probabilidade do processo ser mediado por um fotão é muito superior à probabilidade de ser mediado por um Z^0. Conclui-se que a maioria dos monojactos deve resultar de um fotão virtual, γ^*.

Neste tipo de processos, a região de pequenas massas é caracterizada pela existência de ressonâncias, que, por exemplo, podem decair em pares de piões, $\pi^+\pi^-$, o que corresponde a um aumento da secção eficaz nessa região do espectro de massa. Na figura 4.1 está representado o diagrama de Feynman que exemplifica a produção de mesões vector em colisões electrão/positrão.

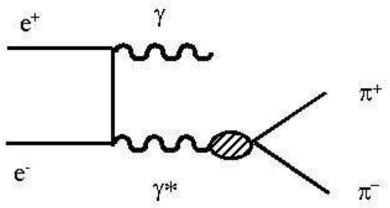


Figura 4.1: Produção de mesões vector em colisões e^+e^- em acontecimentos do tipo $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$.

Nesta gama de energia o Modelo de Dominância Vectorial (VMD) descreve satisfatoriamente os efeitos das ressonâncias ρ^0, ω e ϕ, como já foi explicado no Capítulo II. Apesar da ideia deste modelos ser anterior ao modelo dos quarks é compatível com ele e consiste em considerar que a interacção entre o fotão e os hadrões se deve fundamentalmente à conversão do fotão virtual num estado hadrónico de mesão vector. No domínio de baixa energia em que o quadri-momento, q^2, é da ordem das massas hadrónicas, o fotão converte-se num par $q\overline{q}$ que não pode ser livre e hadroniza em estados de mesão vector.

4.2 Amostras de Dados e Monte Carlo

Os dados analisados foram recolhidos pela experiência DELPHI, durante o funcionamento de LEP, entre 1998 e 1999. Na tabela 4.1 estão indicadas as energias de centro de massa e as correspondentes luminosidades.

$\sqrt{s}$ (GeV)	$\mathcal{L}$ (pb^{-1})
189	151.7
192	25.8
196	76.4
200	83.5
202	40.4

Tabela 4.1: Energias de centro de massa e respectivas luminosidades

Neste estudo, a comparação entre os dados e as previsões do Modelo Padrão, foi realizada utilizando uma amostra de acontecimentos Monte Carlo $\gamma\gamma^*$, gerada a 189 GeV com o gerador KoralZ ($\mathcal{L} = 8069.2\ pb^{-1}$). Uma vez que este gerador não inclui o VMD, foi necessário introduzir esse efeito com o programa desenvolvido no âmbito deste trabalho, descrito no Capítulo II.

Ao nível da pré-selecção apenas foram utilizados dados recolhidos a 189 GeV, embora nos restantes níveis da análise tenham sido incluidos todos os dados, ou seja, os dados recolhidos às energias indicadas na tabela 4.1.

O fundo dominante na topologia que se pretende estudar é o constituído por acontecimentos Bhabha radiativos. Estes acontecimentos em número muito elevado apresentam uma distribuição angular fortemente "picada" para pequenos valores do ângulo polar e a sua energia total é aproximadamente igual à energia de centro de massa. No caso em que um dos electrões está fora da aceitação dos detectores de traços é confundido com um fotão de alta energia e se o segundo electrão dá origem a uma cascata electromagnética de baixa multiplicidade a topologia destes acontecimentos é similar à do sinal em estudo.

Na tabela 4.2 indicam-se os processos simulados e os geradores utilizados. O detector e os efeitos de reconstrução foram considerados passando os acontecimentos gerados (de fundo), através da cadeia completa de simulação e

Processo	gerador	$\mathcal{L}$ (pb^{-1})
Bhabha	BHWIDE	232.8
Compton	HADANA 4.06	522.1
$q\overline{q}_{VMD}$	KoralZ	8069.2
$q\overline{q}$	Pythia	183.2
$\gamma\gamma_{ee}$	TWOGAM	228.6
$\gamma\gamma_{\mu\mu}$	TWOGAM	228.9
$\gamma\gamma_{\tau\tau}$	TWOGAM	512.1
$\gamma\gamma_{QED}$	TWOGAM	2583.0
$\gamma\gamma_{had}$	TWOGAM	460.2
$\tau\tau$	KoralZ	1705.4
$\mu\mu$	KoralZ	1393.4

Tabela 4.2: Simulações de Monte Carlo utilizadas para as previsões do Modelo Padrão. Os acontecimentos Bhabha foram gerados a uma energia de centro de massa de 200 GeV, os acontecimentos $q\overline{q}_{VMD}$ a 189 GeV e os restantes a 196 GeV

.

reconstrução de acontecimentos de DELPHI, já descrita na secção 3.3.4.

Foi efectuada uma simulação $\mu\mu$ em que se desceu o limite na massa, por defeito do gerador, de 2 GeV/c^2 para o limite cinemático de $2m_\mu$. Os acontecimentos Bhabha foram gerados aplicando-se um corte no ângulo polar dos electrões acima de 9°. Fora da região polar $9° < \theta < 171°$, a secção eficaz dos acontecimentos Bhabha torna-se muito grande e esses acontecimentos não interessam, visto estarem numa zona não coberta pelo sistema de traços, sendo por isso rejeitados. No gerador oficial de acontecimentos $q\overline{q}$ existe um corte na massa invariante do par de quarks a 2 GeV/c^2.

4.3 Selecção e Classificação de Acontecimentos

Os critérios fundamentais para a selecção de acontecimentos envolvem principalmente a quantidade de energia visível no detector e o número de partículas carregadas, enquanto que a sua classificação está, basicamente, relacionada com o isolamento das partículas e com o agrupamento das mesmas em jactos.

Em primeiro lugar é importante decidir, de acordo com um critério de qualidade, que partículas observadas se devem seleccionar para a análise. Assim, serão consideradas como partículas carregadas, as que tiverem momentos superiores a 0.1 GeV/c, parâmetros de impacto inferiores a 4 cm no plano transverso e 10 cm na direcção do feixe. Por outro lado, deposições de energia superiores a 100 MeV, não associadas a traços carregados são consideradas como "energia neutra". As deposições de energia nos calorímetros electromagnéticos são identificadas como fotões não convertidos se não existir um traço carregado compatível com a sua posição.

As deposições de energia classificadas como fotões não podem ter ainda energia hadrónica associada superior a 3 GeV a não ser que pelo menos 90% dessa energia esteja depositada na primeira camada do calorímetro hadrónico. Este último critério permite recuperar fotões cujas cascatas não tenham sido completamente contidas pelos calorímetros electromagnéticos ou se tenham escapado entre os módulos da HPC.

O grau de isolamento de uma partícula pode ser descrito em termos absolutos, analisando as partículas carregadas ou neutras que a rodeiam. O isolamento é quantificado, em primeira aproximação, pelo ângulo de isolamento, que é o menor ângulo no espaço entre a partícula e qualquer outro objecto do acontecimento e em segunda aproximação, pela quantidade de energia não associada à partícula, mas detectada dentro de uma certa região do espaço em torno da sua direcção.

O isolamento dos fotões foi baseado num critério geométrico global independente da reconstrução das outras partículas ou dos jactos. Foi definido um cone interior centrado na deposição de energia, dentro do qual se associou toda a energia e um outro cone exterior o qual só pode conter uma pequena quantidade de energia, (ver figura 4.2).

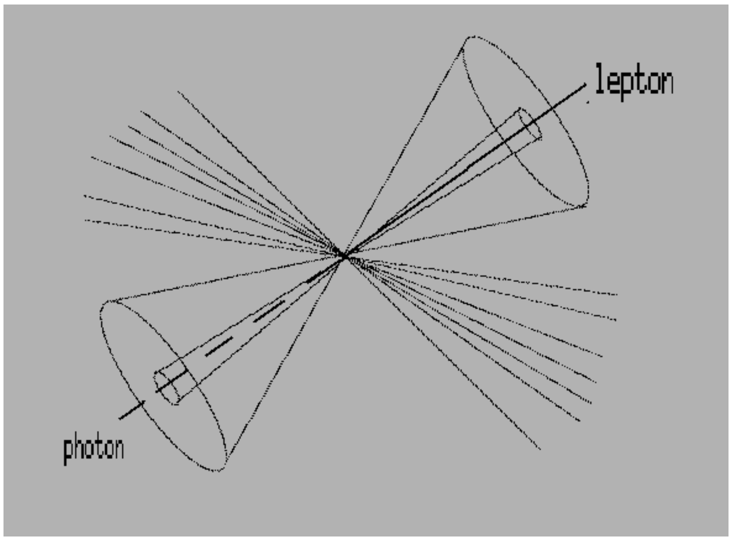


Figura 4.2: Duplo cone.

Para se identificar uma deposição de energia neutra como fotão é necessário que a energia no cone interior seja de pelo menos 5 GeV, que o cone tenha semi-abertura igual a 6° (5° na região $42° < \theta < 88°$ ou $92° < \theta < 138°$) e que a energia, entre este e um cone exterior de semi-abertura igual a 15°, seja igual ou inferior a 1.0 GeV . A energia contida no duplo cone é separada em carregada e neutra e não se permite, no cone interior, mais de 250 MeV de energia carregada [16].

Os traços não associados a fotões isolados foram associados em jactos através do algoritmo de DURHAM [17], que se baseia num processo iterativo. Neste algoritmo, em cada iteracção associam-se as duas partículas mais próximas substituindo-as por uma pseudo-partícula com quadri-momento igual à soma dos quadri-momentos das suas partículas iniciais. A "distância", entre elas, é medida por uma variável de corte y_{ij}, que depende da energia das duas partículas, E, do ângulo entre elas, θ_{ij} e da energia total visível, E_{vis}, de tal modo que:

$$y_{ij} = \frac{2min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2} \tag{4.3}$$

O processo é iterado até que y_{ij} seja superior a um determinado valor, y_{cut}. O algoritmo foi aplicado usando o valor $y_{cut} = 0.003$.

Nesta análise, os acontecimentos são forçados a um jacto. Partículas carregadas do jacto são identificadas como muões se tiverem pelo menos um sinal numa das placas das câmaras de muões e se a energia electromagnética associada for inferior a 20% do seu momento. É necessário ainda que o jacto não contenha mais de dois traços carregados.

Os jactos são considerados carregados se contiverem pelo menos uma partícula carregada com momento superior a 1 GeV/c.

4.4 Critérios de Selecção de Acontecimentos

4.4.1 Pré-Selecção

As condições de selecção impostas numa análise resultam da combinação de dois factores importantes: a minimização do fundo e a maximização da eficiência, definida como sendo a razão entre o número de acontecimentos de sinal seleccionados e o número total de acontecimentos gerados.

De modo a reduzir a contaminação devido a acontecimentos "$\gamma\gamma$", caracterizados habitualmente pela ocorrência de partículas de alta energia na região de altos ângulos polares do detector, foram apenas considerados acontecimentos com energia visível superior a 20% de $\sqrt{s}$, contida na região de ângulo polar entre 20° e 160°, com pelo menos um traço carregado na mesma região polar . A energia visível é definida como a soma das energias depositadas nos calorímetros (electromagnético e hadrónico) e do momento das partículas carregadas que não estão associadas a deposições nos calorímetros.

Rejeitaram-se acontecimentos com traços carregados apresentando momentos superiores à energia de centro de massa originados numa má reconstrução. Requereu-se finalmente um fotão com energia superior a 10 GeV de modo a obter-se uma amostra com as características do sinal.

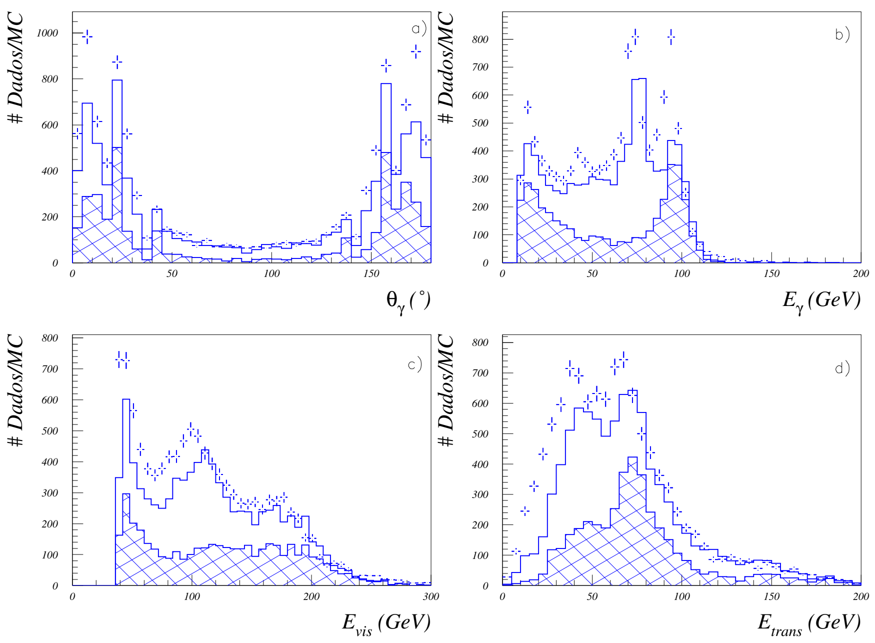


Figura 4.3: Distribuição Dados/MC após os cortes de pré-selecção: a) ângulo polar e b) energia do fotão; c) energia visível; d) energia transversa. A região tracejada corresponde à simulação de acontecimentos Bhabha e a branco estão representadas todas as simulações. Os pontos representam dados recolhidos a $\sqrt{s} = 189$ GeV.

Na figura 4.3, estão representadas as distribuições de energia visível, ângulo polar e energia do fotão ao nível da pré-selecção, onde é visível a diferença que existe entre os dados e a simulação. Os dados correspondem a uma energia de centro de massa de 189 GeV e as simulações são as indicadas na tabela 4.2. Na distribuição do ângulo polar do fotão verifica-se que o excesso se encontra na região de muito baixo ângulo polar. Esta diferença está relacionada principalmente, com o corte no ângulo polar, (são aceites apenas acontecimentos na região polar $9^\circ < \theta < 171^\circ$), que os electrões dos acontecimentos Bhabha apresentam ao nível da simulação. Este corte é aplicado devido ao facto da secção eficaz dos acontecimentos Bhabha variar com $1/\theta^3$, sendo por isso necessário introduzir um corte angular na simulação para evitar a geração de acontecimentos que não irão ser aproveitados nesta análise, dado que essa zona não é coberta pelos detectores de traços. No gráfico da energia do fotão, os excessos situam-se na região do retorno radiativo do fotão (canal s) e para valores de ($\sqrt{s}/2$) correspondentes aos acontecimentos Bhabha. Para se considerar apenas a região coberta pelos detectores aplicou-se um corte no ângulo polar do fotão a 10°, verificando-se que o acordo entre os dados e a simulação melhora, como se pode ver na figura 4.4, embora continuem a existir diferenças na zona entre os 10° e os 25° que será eliminada nos níveis posteriores.

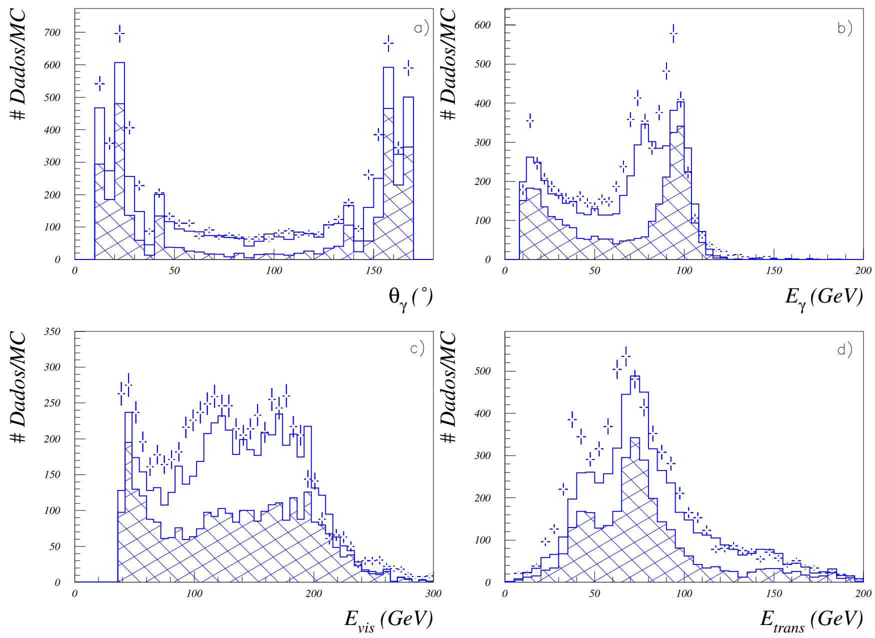


Figura 4.4: Distribuição Dados/MC após o corte no ângulo polar do fotão: a) ângulo polar e b) energia do fotão; c) energia visível; d) energia transversa. A região tracejada corresponde à simulação de acontecimentos Bhabha e a branco estão representadas todas as outras simulações. Os pontos representam dados recolhidos a $\sqrt{s} = 189$ GeV.

Como foi já referido, os acontecimentos Bhabha constituêm um dos fundos dominantes para a topologia estudada. A remoção deste tipo de acontecimentos irá implicar a imposição de critérios de selecção levando a uma diminuição da eficiência de selecção de sinal. Tendo em conta a optimização dos critérios de selecção de sinal, foram efectuados estudos sobre amostras de acontecimentos Bhabha radiativos ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$) e não radiativos ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$). Para tal foram utilizados dados recolhidos a energia de centro de massa igual a $\sqrt{s} = 189$ GeV e a respectiva simulação de acontecimentos Bhabha.

Amostra não radiativa ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$)

Com esta amostra pretendeu-se estudar a eficiência do VD e a identificação de electrões. Foi preparada seleccionando-se, nos dados, acontecimentos com dois jactos carregados, correspondentes ao par e^+e^-, com energia electromagnética total superior a 150 GeV. Acontecimentos com fotões isolados foram rejeitados. O acordo Dados/MC resultante é bastante razoável como se pode ver na figura 4.5.

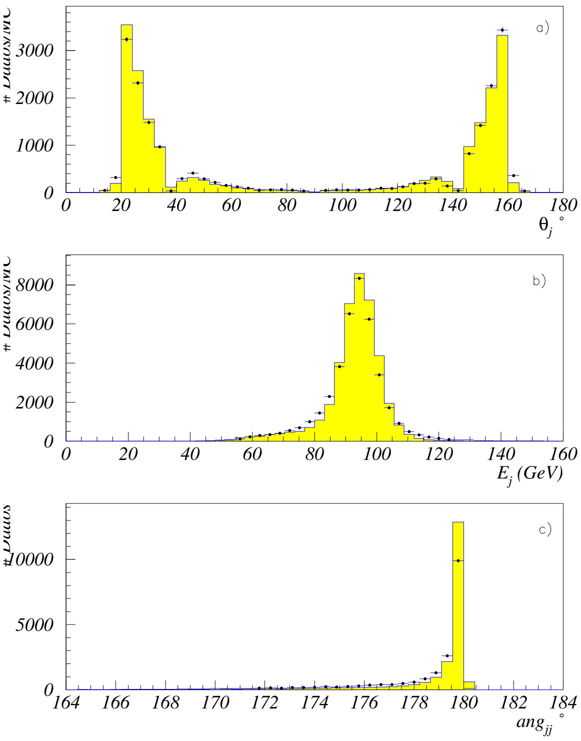


Figura 4.5: No gráfico está representado a) o ângulo polar, b) a energia electromagnética de acontecimentos forçados a dois jactos e c) o ângulo entre os jactos. A região sombreada corresponde a uma amostra MC de acontecimentos Bhabha. Os pontos representam dados experimentais, recolhidos a $\sqrt{s} = 189$ GeV, onde se aplicou o conjunto de cortes para a selecção de acontecimentos Bhabha não radiativos.

Electrões e fotões são caracterizados por deixarem deposições de energia nos calorímetros electromagnéticos. Contudo, os detectores de traços conseguem registar apenas a passagem dos electrões. Deste modo, deposições de energia associadas a traços correspondem a electrões ou fotões convertidos e deposições de energia sem traços correspondem a fotões.

A TPC, é o principal detector de traços de DELPHI, para ângulos polares entre $20°$ e $160°$. No entanto, dada a sua segmentação azimutal, (ângulo reduzido de acordo com a modularidade da TPC, que é de $60°$), existem zonas entre os módulos onde a eficiência de detecção de traços carregados se reduz acentuadamente. Nestas regiões, torna-se necessário complementar a informação da TPC com a de outros detectores, por exemplo o VD.

Este detector, já descrito no capítulo anterior, é constituído por um conjunto de três secções cilíndricas semicondutoras que permitem obter informação da passagem de partículas carregadas próximo do ponto de interacção. Considera-se que uma partícula tem um traço no VD se tiver pelo menos dois sinais em duas camadas diferentes alinhados. Relativamente ao vértice principal o ângulo entre estes dois toques deve ser inferior a $0.5°$ e devem situar-se dentro de um cone de $3°$ em torno da direcção da partícula, (região do barril). A dimensão deste cone aumenta até $10°$ na região de muito baixo ângulo polar do detector.

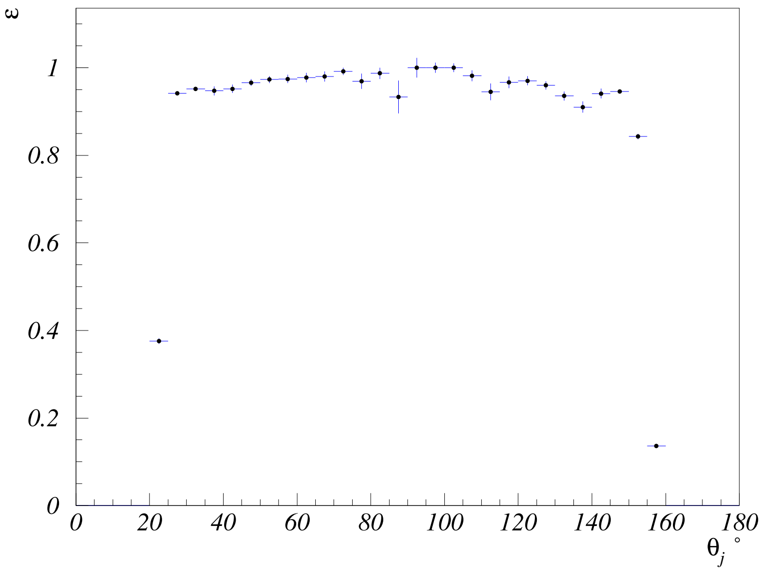


Figura 4.6: Eficiência do VD para a simulação de Bhabhas em acontecimentos não radiativos.

A resposta do VD à passagem de partículas carregadas foi estudada usando esta amostra de acontecimentos Bhabha. Para tal calculou-se a razão entre o número de acontecimentos em que os electrões deixam sinais no VD e o número total de acontecimentos em função do ângulo polar. Esta razão está representada na figura 4.6. Verifica-se que acima de 25°, a eficiência é em média 95% e pode-se então concluir que na região de ângulo polar entre 20° e 25°, o VD é menos eficiente para detectar partículas com traços carregados.

A selecção de electrões pode ser complementada com base num outro critério. A energia medida nos calorímetros electromagnéticos e o momento medido pelo sistema de traços apresentam distribuições bem diferenciadas nos acontecimentos $q\overline{q}$ relativamente aos acontecimentos Bhabha. A selecção com base nestas distribuições constitui assim uma ferramenta poderosa para a rejeição de electrões dos acontecimentos Bhabha.

Na figura 4.7, está representada a razão entre a energia electromagnética e o momento do jacto, para as simulações de acontecimentos Bhabha (histograma branco) e de acontecimentos $q\overline{q}$ (histograma sombreado). Estas duas simulações estão normalizadas ao mesmo valor do integral. Escolheu-se um corte em E/P a 0.75, que permite rejeitar mais de 90% dos acontecimentos Bhabha mantendo contudo mais de 96% da amostra $q\overline{q}$.

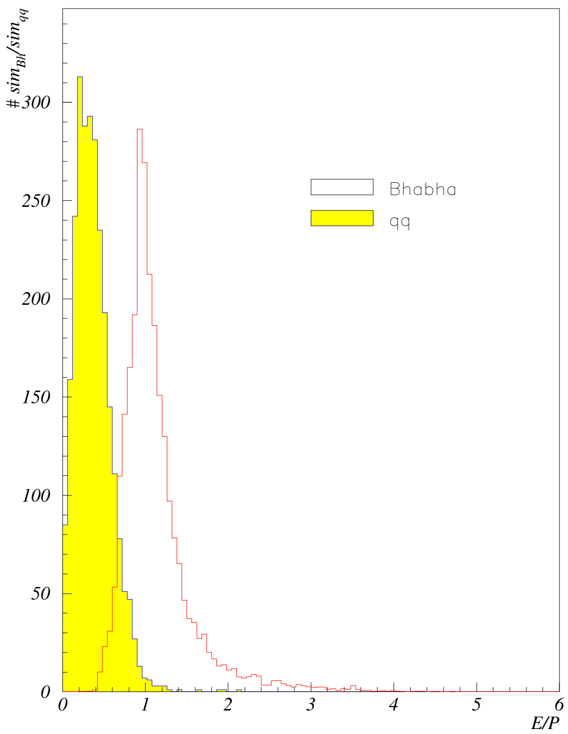


Figura 4.7: Razão entre a energia electromagnética e o momento do jacto para as simulações de acontecimentos Bhabha não radiativos (histograma branco) e $q\overline{q}$ (histograma sombreado).

Amostra radiativa ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$)

O sinal procurado consiste em acontecimentos, $f\overline{f}\gamma$, em especial do tipo $q\overline{q}\gamma$. Contudo, o que nos interessa estudar, são acontecimentos ($q\overline{q}\gamma$) em que a massa invariante do par de quarks deve ser muito pequena. Tendo em vista a redução da contaminação de acontecimentos Bhabha radiativos ($e^+e^-\gamma$), uma amostra destes acontecimentos foi seleccionada nos dados e comparada com a respectiva simulação. Os acontecimentos seleccionados têm os traços carregados agrupados em dois jactos ($y_{cutn} = 0.003$), a soma das suas energias electromagnéticas superior a 80 GeV e um fotão, na região polar entre os 25° e os 155°.

Os acontecimentos $e^+e^-\gamma$ nem sempre são bem reconstruídos devido a zonas do detector mal cobertas pelos sistemas de traços ou ainda por causa das conversões de fotões. Na figura 4.8, está representada a distribuição do ângulo polar e azimutal (depois de reduzido à modularidade da TPC, $mod(\phi, 60.)$), do fotão para a amostra radiativa. É visível um excesso de acontecimentos nos dados em relação à simulação na região de ângulo polar entre os $[20°, 40°]$ e $[140°, 160°]$ e em torno do ângulo azimutal 30°. O excesso está relacionado com o facto de partículas carregadas poderem originar chuveiros que são por vezes, devido à sua grande largura, reconstruídos, não como um único objecto carregado, mas como um "cluster" (identificado como fotão) e um traço carregado (o jacto). Na figura 4.9 a), verifica-se que estas partículas são caracterizadas pelo facto do seu ângulo de isolamento relativamente ao traço mais próximo ser pequeno. Da figura 4.9 b), conclui-se que estes "clusters" têm pouca energia associada e ocorrem maioritariamente na zona de separação dos calorímetros ($[35°, 40°]$) e no fim da TPC.

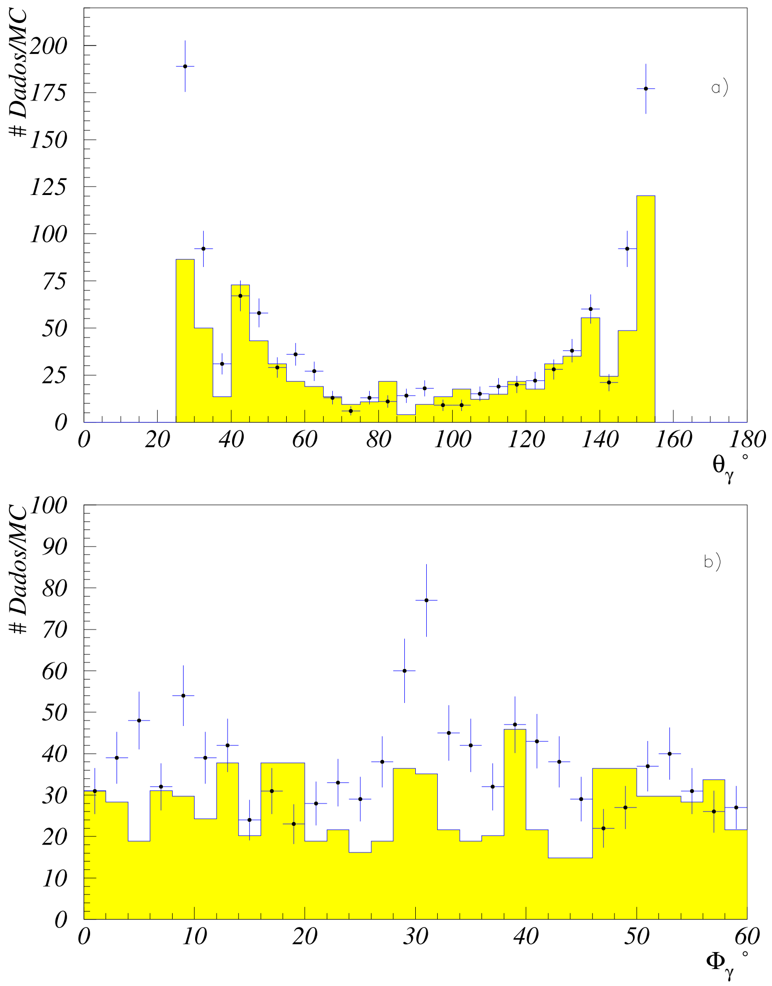


Figura 4.8: Distribuições do ângulo a) polar e b) azimutal do fotão numa amostra de acontecimentos Bhabha radiativos antes do corte no VD. Os pontos representam dados recolhidos a $\sqrt{s} = 189$ GeV e o histograma sombreado corresponde à simulação de acontecimentos Bhabha.

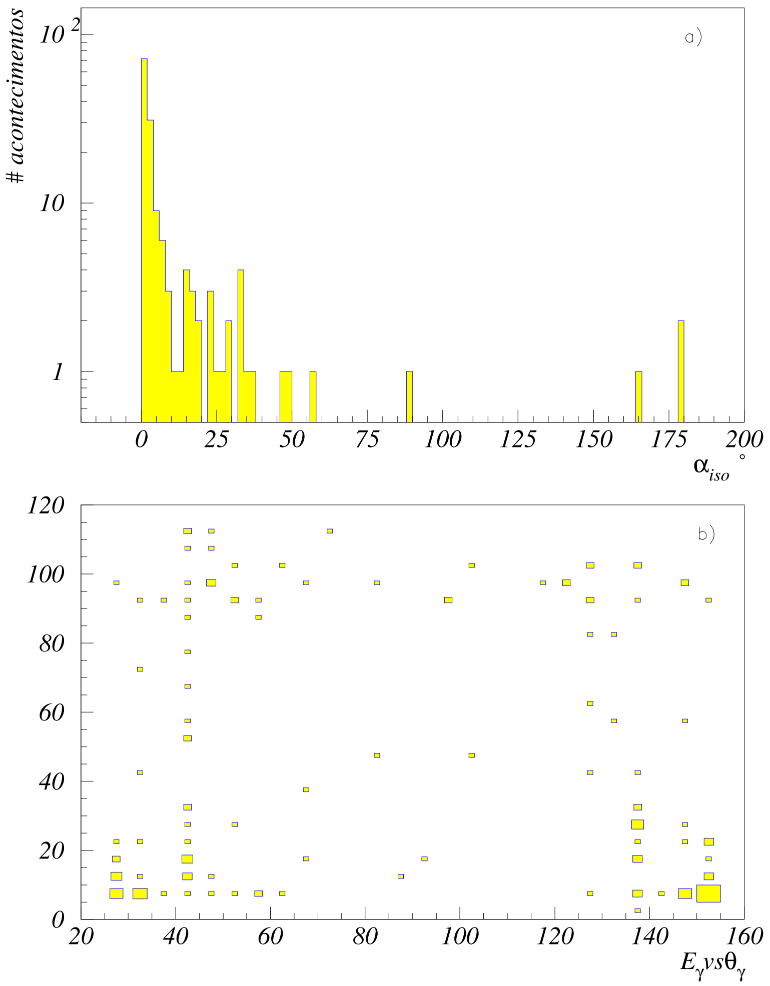


Figura 4.9: Distribuições correspondentes ao a) ângulo de isolamento e b) à energia versus ângulo polar, para partículas reconstruídas como fotões mas com sinais no VD, para a simulação de acontecimentos Bhabha radiativos ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$).

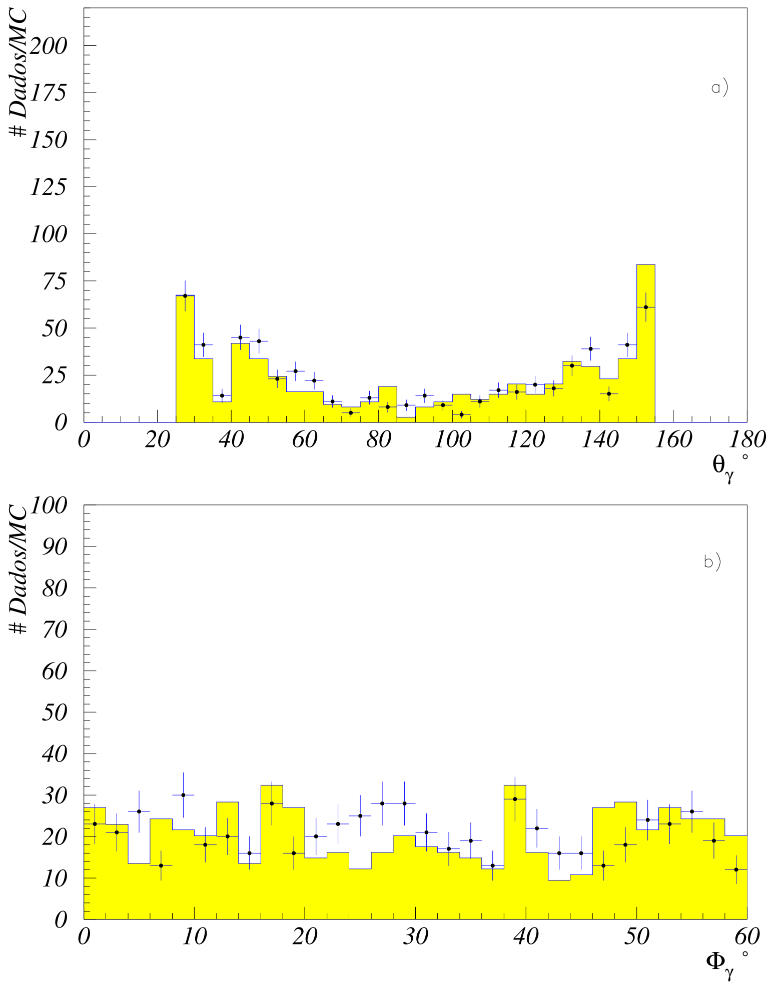


Figura 4.10: Distribuição dos ângulos a) polar e b) azimutal do fotão numa amostra de acontecimentos Bhabha radiativos, depois de se aplicar o corte no VD. Os pontos representam dados recolhidos a $\sqrt{s} = 189$ GeV e o histograma sombreado corresponde a simulação de acontecimentos Bhabha.

Na figura 4.10, está representada a distribuição do ângulo polar e azimutal(depois de reduzido à modularidade da TPC, $mod(\phi, 60.)$), do fotão, para a amostra de acontecimentos Bhabha radiativos, quando se pede que os fotões não estejam associados a sinais no VD. Verifica-se que a relação Dados/MC é significativamente melhor.

A diferença de acontecimentos observada anteriormente está assim relacionada com o facto de existirem electrões reconstruídos como fotões, que à excepção do VD, não apresentam sinais no sistema de detecção de traços. Podemos concluir que o VD pode funcionar como um discriminador entre partículas neutras e partículas carregadas que com base, na informação da TPC, foram reconstruídas como partículas neutras.

4.4.2 Selecção de Primeiro Nível

Na definição da região de aceitação geométrica utilizada na análise do processo $f\overline{f}\gamma$ foram eliminadas regiões de menor eficiência de reconstrução de traços carregados, especialmente na zona de baixos ângulos polares. Estas regiões foram identificadas usando a amostra de acontecimentos Bhabha radiativos. Com base na distribuição da figura 4.8, os ângulos polares da análise são limitados à região $[25°, 155°]$ e são excluídos da região geométrica azimutal entre $[28°, 32°]$ onde a reconstrução de traços se mostra mais ineficiente.

Embora o fundo dominante seja constituído por acontecimentos Bhabha, o processo $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ proporciona a existência de fotões que se podem converter. Quando convertido, um fotão produz em geral um ou dois traços por ineficiência de reconstrução do par electrão-positrão produzido. Visando aumentar a pureza da amostra de acontecimentos, requere-se que as partículas carregadas estejam na região polar entre os 25° e os 155° associadas a sinais no detector de vértice.

O primeiro nível de selecção é ainda caracterizado por se seleccionarem fotões que não estejam associados a sinais no VD. A introdução da condição de veto baseada neste detector visa reforçar o poder de rejeição de eventuais acontecimentos que possuam traços carregados não reconstruídos pela TPC.

Na figura 4.11 está representada a variável de resolução do jacto, o ângulo polar e a energia do fotão, depois de aplicados estes cortes de selecção. Os pontos correspondem a dados recolhidos às energias indicadas na tabela 4.1, o histograma branco às simulações da tabela 4.2 e o tracejado a acontecimentos $q\overline{q}$. Verifica-se uma diferença nos dados em relação à simulação na zona de acontecimentos monojacto, caracterizados pelo seu baixo *ycut*, que será estudado nos níveis seguintes da análise.

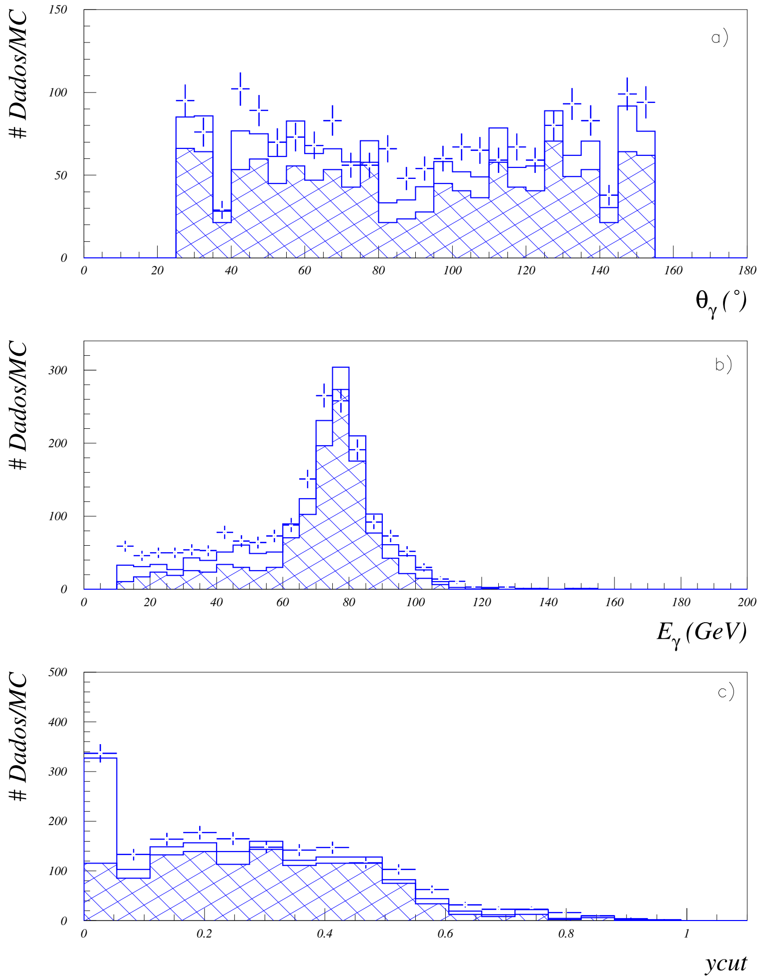


Figura 4.11: Os gráficos ilustram: a) o ângulo polar e b) a energia do fotão; c) a variável de resolução do jacto, após os cortes do primeiro nível de selecção. Os pontos representam dados recolhidos a todas as energias da tabela 4.1, o histograma branco todas as simulações MC da tabela 4.2 e o histograma tracejado a simulação de acontecimentos $q\overline{q}$.

4.4.3 Selecção de Segundo Nível

Neste nível da análise pretende-se seleccionar acontecimentos com um monojacto e um fotão. O monojacto, que recua contra o fotão energético, consiste em traços muito próximos uns dos outros com uma massa invariante pequena.

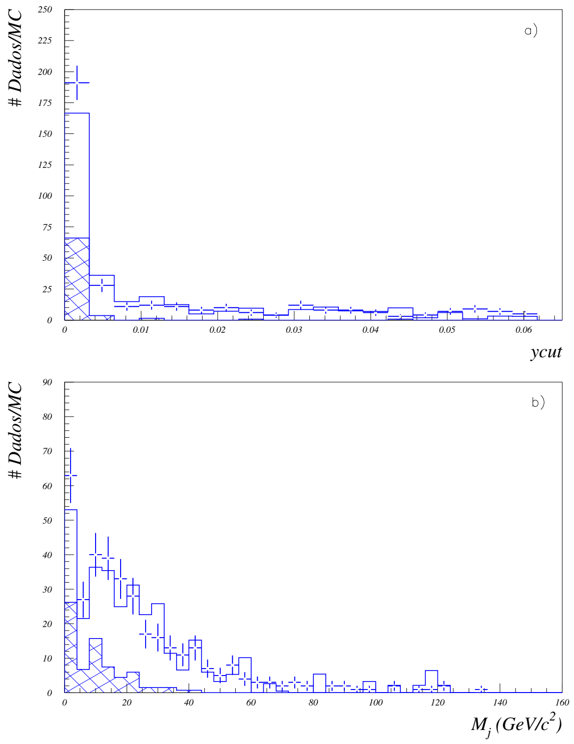


Figura 4.12: a) Variável de resolução e b) massa invariante do monojacto após a aplicação dos cortes do segundo nível de selecção. Os pontos representam dados, o histograma branco todas as simulações de MC e o histograma tracejado a simulação de acontecimentos Compton.

Requere-se assim que os acontecimentos seleccionados tenham os traços carregados agrupados num jacto ($y_{cutm} < 0.06$) e um fotão. Na figura 4.12, estão representadas as distribuições da variável de resolução e da massa invariante do monojacto, depois de terem sido aplicados os cortes de segundo nível. Na distribuição da massa invariante do monojacto, existe uma diferença nos dados em relação à simulação na região de baixas massas. Esta diferença era já esperada uma vez que existe um corte na simulação $q\overline{q}$ do Pythia oficial, a cerca de 2 GeV e foi para descrever esta região de baixa massa que se desenvolveu o gerador [1].

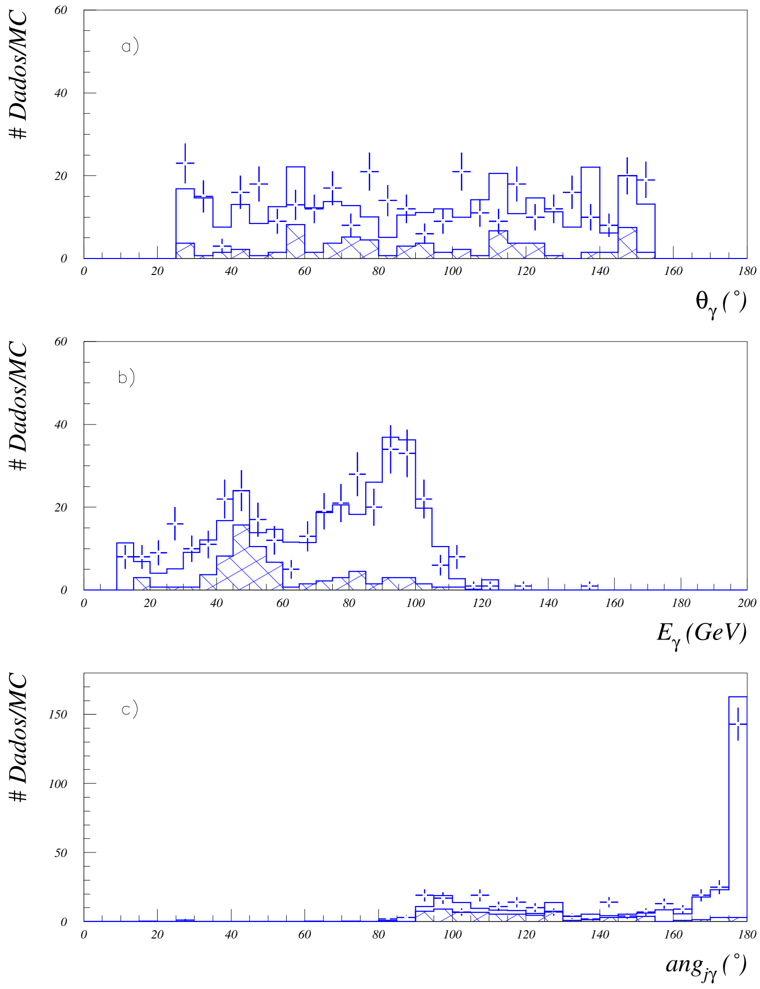


Figura 4.13: a) Ângulo polar e b) energia do fotão; c) ângulo entre o jacto e o fotão onde foram aplicados os cortes do segundo nível de selecção. Os pontos representam dados, o histograma branco todas as simulações de MC e o histograma tracejado a simulação de acontecimentos Compton.

Na figura 4.13, estão representadas as distribuições do: a) ângulo polar do

[1]Este gerador já foi referido no Capítulo II.

fotão, b) energia do fotão e c) ângulo entre o monojacto e o fotão, onde foram aplicados estes cortes de selecção. Os pontos representam dados recolhidos para todas as energias da tabela 4.1, o histograma branco corresponde a todas as simulações da tabela 4.2 e o histograma tracejado à simulação de acontecimentos Compton. No gráfico c), verifica-se que os acontecimentos Compton estão bem descritos na simulação e a diferença observada corresponde a acontecimentos que têm um fotão contra um jacto.

4.4.4 Selecção de Terceiro Nível

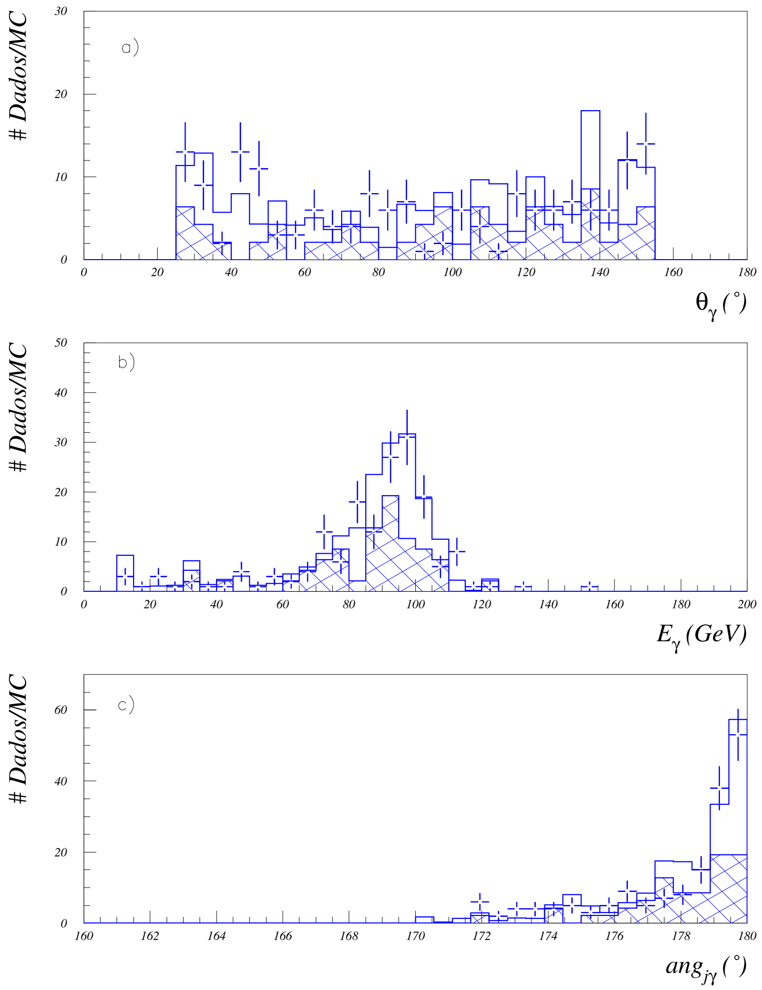


Figura 4.14: Os gráficos ilustram o ângulo polar, a energia do fotão e o ângulo entre o jacto e o fotão, após ter sido aplicado o corte correspondente ao terceiro nível de selecção. Os pontos representam dados, o histograma branco corresponde a todas as simulações de MC e o histograma tracejado à simulação de acontecimentos $q\overline{q}$

Depois dos critérios de selecção aplicados até este nível conseguiu-se reduzir bastante a contaminação de fundo devida a acontecimentos Bhabha.

No entanto os acontecimentos que queremos estudar são do tipo "back-to-back". Após a aplicação dos cortes anteriores o fundo dominante passa a ser constituído por acontecimentos Compton nos quais o electrão recua contra um fotão. Para se eliminar estes acontecimentos, que podem ser confundidos com o nosso sinal, seleccionaram-se apenas aqueles cujo ângulo entre o monojacto e o fotão seja superior a 170°. Este corte para além de reduzir a contaminação de acontecimentos Compton, permite-nos seleccionar a região onde predominam os acontecimentos provenientes do fotão virtual, (ver figura 4.14).

O gráfico da figura 4.15 representa a massa invariante do monojacto depois de aplicado este corte de selecção.

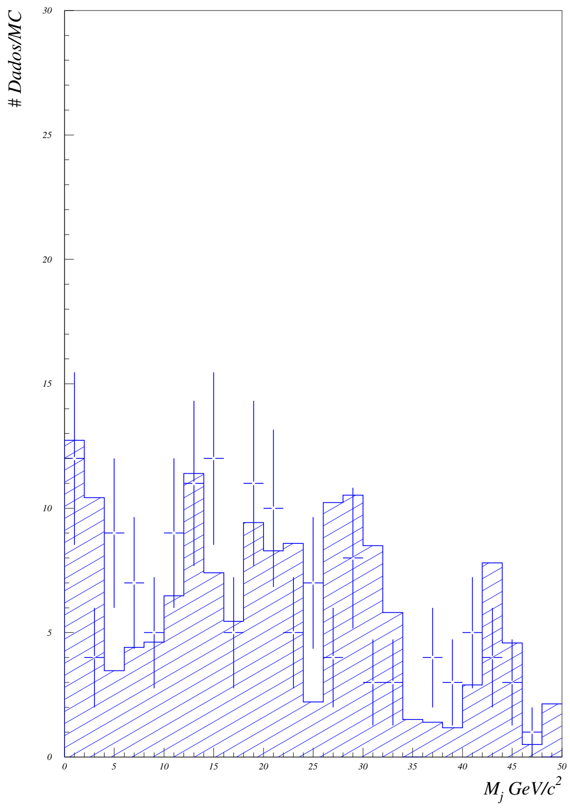


Figura 4.15: Distribuição da massa invariante do monojacto após os cortes de selecção do terceiro nível. Os pontos representam dados recolhidos às energias da tabela 4.1 e o histograma todas as simulações utilizadas.

4.4.5 Selecção de Quarto Nível

Dado que o objectivo deste trabalho é estudar processos radiativos que dão origem a estados finais com um fotão e um monojacto na região de baixas massas, neste último nível seleccionaram-se apenas os acontecimentos com massa invariante inferior a 3 GeV/c^2.

Na figura 4.16 está representada a massa invariante do monojacto depois de aplicado este último corte. O histograma tracejado representa a contribuição $q\overline{q}$ à qual se adicionou a estimativa da contribuição do ρ na região de baixa massa.

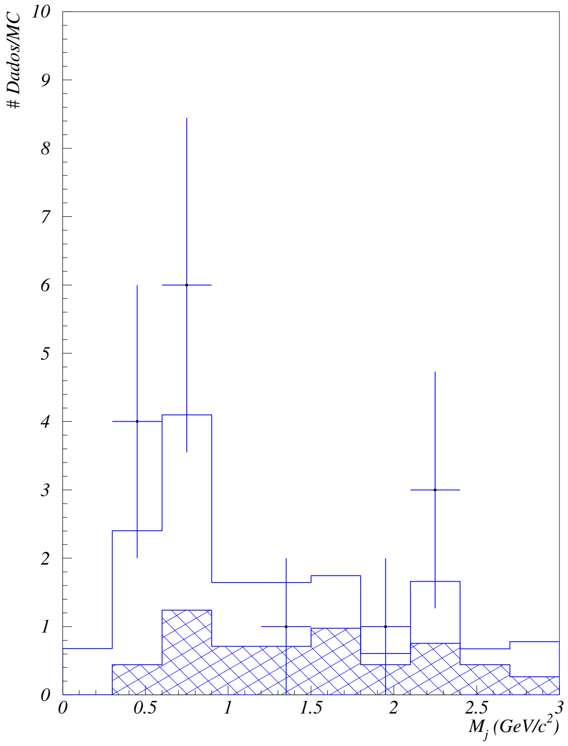


Figura 4.16: Distribuição da massa invariante do monojacto, após os cortes de selecção do último nível. Os pontos representam dados recolhidos às energias da tabela 4.1, o histograma branco todas as simulações utilizadas e o histograma tracejado a contribuição $q\overline{q}$ à qual se adicionou a estimativa da contribuição da ressonância ρ.

Na tabela 4.3, estão sumariados os principais cortes utilizados nos diferentes níveis desta análise.

Pré selecção	Nível 1	Nível 2	Nível 3	Nível4
$E_{vis} > 0.20\sqrt{s}$	Fotões sem VD Jactos com VD			
$n^{\underline{o}}$ fotões $= 1$	$25° < \theta_\gamma < 155°$			
$n^{\underline{o}}$ traços > 0	$25° < \theta_j < 155°$	$y_{cutm} < 0.06$	$\alpha_{j\gamma} > 170°$	$m_j < 3$ GeV/c^2
$E_\gamma > 10$ GeV	$mod(\phi, 60.) \neq [28°, 32°]$			
$10° < \theta_\gamma < 170°$	$E/P < 0.75$			

Tabela 4.3: Critérios utilizados nos vários níveis de selecção da análise.

Na tabela 4.4 estão indicados os números de acontecimentos que, nos dados e nas várias simulações, respeitam os diferentes critérios de selecção.

No primeiro nível verifica-se uma pequena diferença de acontecimentos nos dados em relação às previsões do MC. No entanto nos restantes níveis, verifica-se um bom acordo entre as previsões do Modelo Padrão e os dados.

4.5 Identificação de partículas

Critérios de identificação

Nas secções anteriores foram definidas as características gerais que permitiam que a análise apresentasse a maior eficiência possível para o sinal. Os critérios de selecção corresponderam, por isso, a níveis sucessivos de refinamento da escolha de acontecimentos.

Nesta secção pretende-se caracterizar os acontecimentos provenientes do fotão virtual que apresentem um monojacto com uma massa invariante inferior a 3 GeV/c^2.

	Nível 1	Nível 2	Nível 3	Nível 4
DADOS	1829	350	168	15
MC_{tot}	1631.9 ± 24.1	333.5 ± 9.2	186.1 ± 7.4	15.9 ± 0.8
Compton	92.26 ± 3.72	72.75 ± 3.30	6.00 ± 0.95	1.50 ± 0.47
Bhabha	45.46 ± 5.43	25.98 ± 4.11	19.99 ± 3.56	0
$q\overline{q}_{(VMD)}$	18.88 ± 0.41	18.57 ± 0.41	16.49 ± 0.38	5.98 ± 0.23
$q\overline{q}$	1222.7 ± 22.9	119.7 ± 7.15	89.78 ± 6.20	0
$\mu\mu$	157.8 ± 2.85	53.38 ± 1.66	33.62 ± 1.31	6.67 ± 0.59
$\tau\tau$	87.72 ± 2.01	36.74 ± 1.30	16.53 ± 0.87	0.46 ± 0.15
$\gamma\gamma_{QED}$	4.12 ± 0.37	4.12 ± 0.37	3.46 ± 0.34	1.32 ± 0.21
$\gamma\gamma_{\tau\tau}$	3.06 ± 0.68	2.29 ± 0.59	0.77 ± 0.34	0
$''\gamma\gamma''$	0	0	0	0

Tabela 4.4: Número de acontecimentos nos dados, correspondentes a todas as energias indicadas na tabela 4.1, comparado com as previsões do Modelo Padrão nos quatro níveis de selecção descritos.

O sinal que se procura é constituído por acontecimentos $\pi\pi\gamma$. Após o critério de rejeição acontecimentos Bhabha radiativos ($e^+e^-\gamma$) (descrito na secção 4.4.1), as partículas carregadas da amostra são essencialmente muões ou piões, podendo no entanto ainda existir alguma contaminação de acontecimentos com electrões.

Em seguida aplicaram-se os critérios de identificação de partículas com vista a distinguir entre muões, electrões e piões, na região do espaço correspondente à aceitância geométrica do sistema de detectores de traços, na região de ângulo polar considerada nesta análise ($[25°, 155°]$).

- Identificação de Muões

  Os muões são partículas minimamente ionizantes (*mips*) que deixam sinais no sistema de detectores de traços e pouca (ou nenhuma) deposição de energia no calorímetro electromagnético. Estas partículas também não são bloqueadas pelo calorímetro hadrónico, deixando apenas uma pequena percentagem de energia nas suas quatro camadas. A sua passagem é essencialmente indicada por sinais nas câmaras de muões.

mutag	Tipo de muão
1	"very loose" μ
2	"loose" μ
3	"standard" μ
4	"thight" μ

Tabela 4.5: Código de identificação de muões

Acontecimentos com muões foram identificados com base num critério de identificação de muões, "*mutag*" [28], utilizado em DELPHI, no qual os muões são classificados em "very loose", "loose", "standard" e "thight", correspondendo a diferentes níveis de qualidade na selecção de muões. O código "mutag" está indicado na tabela 4.5.

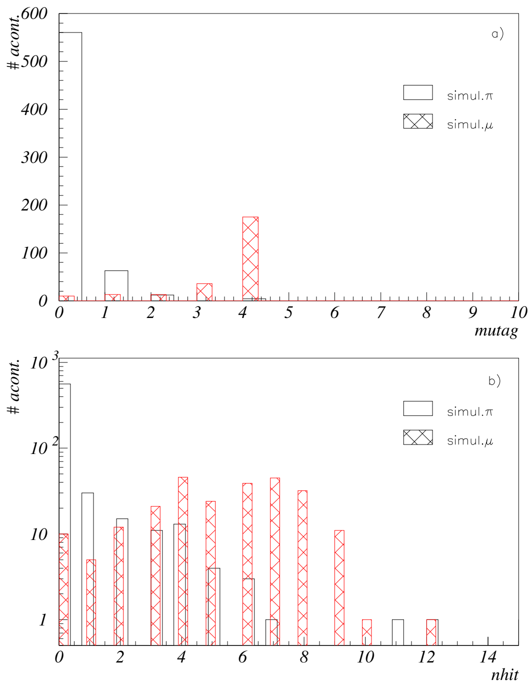


Figura 4.17: a) Tipo de muão dado de acordo com o código da tabela 4.5; b) número de sinais medidos nas câmaras de muões. O histograma sombreado corresponde a uma simulação de muões e o histograma branco a piões.

Na figura 4.17 a) está representada a referida classificação para a simulação de muões e piões. Na figura 4.17 b) está representado o número de sinais nas câmaras de muões para as duas simulações referidas. Consideraram-se candidatos a muões, partículas que tendo deixado sinais nas câmaras de muões, foram classificados, pelo menos, como muão do tipo “loose” ($mutag \geq 2$).

- Identificação de Electrões

  Os electrões, devido à sua pequena massa, radiam facilmente fotões de Bremsstrahlung, dando a sua interacção com os meios materiais origem a cascatas electromagnéticas. No caso dos electrões é possível associar os traços medidos nos detectores de traços às deposições de energia, nos calorímetros electromagnéticos.

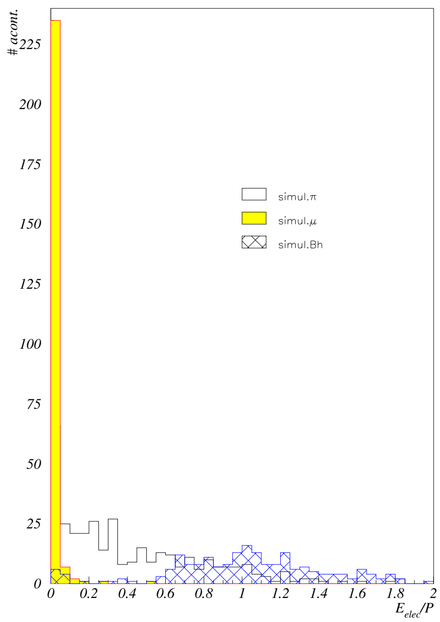


Figura 4.18: Relação entre a energia electromagnética e o momento do mono-jacto. O histograma sombreado corresponde a uma simulação de muões e o histograma branco a piões e o histograma tracejado a electrões.

A comparação da energia, no calorímetro electromagnético, com o momento medido pelo sistema de traços, funciona como uma poderosa ferramenta na identificação de leptões carregados. Espera-se que esta razão seja aproximadamente um para electrões, independentemente da sua energia. Para muões esta razão apresenta valores próximos de zero. O critério utilizado foi o de identificar como electrões, partículas carregadas com energia electromagnética superior a 75% do seu momento. Na figura 4.18, está representada a razão entre a energia depositada no calorímetro electromagnético e o momento da partícula, para um electrão, um pião e um muão.

Apesar dos electrões serem bem identificados com base na energia que depositam nos calorímetros electromagnéticos, nas regiões não cobertas por estes detectores (região polar correspondente aos ângulos 40° e 140°) e nas zonas de separação dos módulos da HPC, eles poderem escapar-se e depositar toda a sua energia na primeira camada do calorímetro hadrónico.

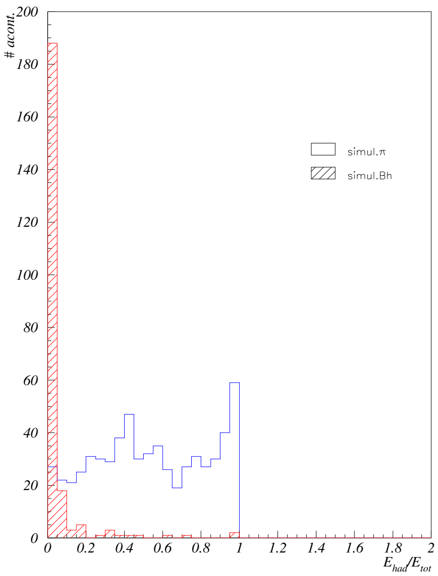


Figura 4.19: Relação entre a energia hadrónica e a energia total (hadrónica + electromagnética) do monojacto. O histograma tracejado corresponde a uma simulação de acontecimentos Bhabha e o histograma branco à simulação de acontecimentos π.

Com base nas características dos electrões nos calorímetros, aplicou-se um critério que relaciona a razão entre a energia hadrónica e a energia total (energia electromagnética + energia hadrónica) do monojacto. É requerido que a energia hadrónica se encontre toda contida na primeira camada do calorímetro hadrónico e que a razão E_{had}/E_{tot} seja inferior a 0.1.

Na figura 4.19 está representada a relação entre a energia hadrónica e a energia total do monojacto, para uma simulação de acontecimentos Bhabha e uma simulação de acontecimentos π.

- Identificação de Piões

  Os hadrões carregados tal como os muões deixam sinais nos detectores de traços e praticamente nenhuma energia no calorímetro electromagnético.

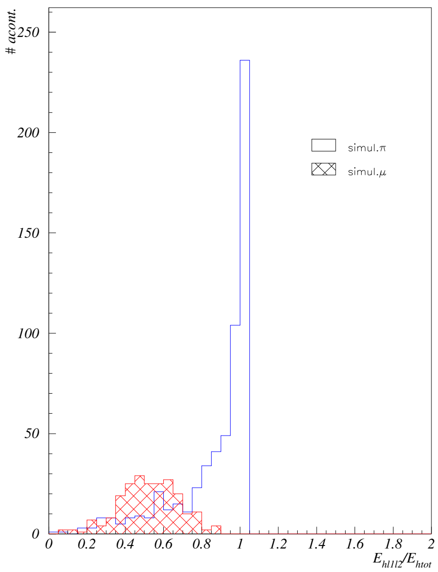


Figura 4.20: Relação entre a energia do monojacto, depositada nas duas primeiras camadas e a soma da energia depositada em todas as camadas do calorímetro hadrónico. O histograma tracejado corresponde a uma simulação de muões e o histograma branco a piões.

Os piões, como a maioria dos hadrões são travados pelo ferro do calorímetro hadrónico devendo aí depositar toda a sua energia. O ferro funciona como um filtro de separação entre muões e hadrões, visto que os piões desenvolvem cascatas hadrónicas ao passo que os muões apenas depositam pequenas quantidades de energia, abandonando o calorímetro de seguida.

Na figura 4.20 está representada a relação entre a energia depositada nas duas primeiras camadas e a soma da energia depositada em todas as camadas do calorímetro hadrónico, (E_{hl1l2}/E_{htot}), pelo monojacto, para as simulações de muões e de piões. Confirmando-se que a energia depositada no calorímetro hadrónico é significativamente diferente consoante se trate de um muão ou de um pião.

Os acontecimentos sem sinais nas câmaras de muões e em que a razão E_{hl1l2}/E_{htot} é superior a 0.7 foram considerados candidatos a piões.

As limitações inerentes aos critérios de identificação de partículas estão relacionadas, não só com a aceitância e eficiência dos detectores envolvidos, mas também com a possibilidade de má identificação de uma partícula. Por exemplo, um muão que radie um fotão deixa energia no calorímetro electromagnético e pode ser considerado um electrão.

4.6 Resultados

Após o último nível de selecção da análise obtiveram-se quinze acontecimentos nos dados experimentais, contendo um monojacto com massa invariante inferior a 3 GeV/c^2, sendo esperados dezaseis acontecimentos na simulação de Monte Carlo.

Com base nos critérios de identificação desenvolvidos, quatro acontecimentos foram classificados como candidatos a $\pi^+\pi^-\gamma$, oito acontecimentos classificados como candidatos a $\mu^+\mu^-\gamma$ e três acontecimentos classificados como candidatos a $e^+e^-\gamma$.

Verifica-se que a simulação de Monte Carlo, na sua globalidade, apresenta um bom acordo com os dados experimentais. É fundamental ter em conta a contribuição do VMD que, em conjunto com os restantes processos, melhora significativamente a descrição dos dados experimentais. Na tabela 4.6 está indicado o número de acontecimentos esperados e previstos, considerando a contribuição apenas do VMD, apenas do fundo e com a contribuição do VMD e do fundo, após a aplicação dos critérios de identificação.

Acontecimentos	Dados	MC		
		VMD	Fundo	VMD+Fundo
$\mu^+\mu^-$	8	0.13 ± 0.04	5.65 ± 0.62	5.78 ± 0.62
$\pi^+\pi^-$	4	5.67 ± 0.20	1.98 ± 0.43	7.65 ± 0.47
e^+e^-	4	0.18 ± 0.10	2.32 ± 0.25	2.50 ± 0.27
Total	15	5.98 ± 0.23	9.95 ± 0.79	15.93 ± 0.83

Tabela 4.6: Número de acontecimentos esperados e previstos após a aplicação dos critérios de identificação de partículas.

Na tabela 4.7 estão indicados os acontecimentos seleccionados e a respectiva energia hadrónica (E_{had}), o momento (P_j), o critério "*mutag*", o número de sinais nas câmaras de muões (*nhit*) e o tipo de acontecimento.

IRUN	IEVT	E_{had} (GeV)	P_j (GeV/c)	*mutag*	*nhit*	Tipo
87296	760	7.8	56.3	3	5	$\mu^+\mu^-$
88558	21618	8.0	98.1	4	7	$\mu^+\mu^-$
89531	2052	82.4	78.4	3	2	$\pi^+\pi^-$
84356	2756	5.9	91.2	4	5	$\mu^+\mu^-$
85600	3009	31.6	59.2	0	0	$\pi^+\pi^-$
86465	1812	50.9	98.9	0	0	$\pi^+\pi^-$
102325	1747	15.0	96.7	4	6	$\mu^+\mu^-$
103683	3852	13.4	94.7	4	4	$\mu^+\mu^-$
103724	5583	7.8	97.7	4	4	$\mu^+\mu^-$
106649	12273	0.3	146.8	0	0	e^+e^-
104653	10493	0.0	28.9	0	0	e^+e^-
105842	5206	0.2	46.8	0	0	e^+e^-
106245	5606	5.7	96.9	3	7	$\mu^+\mu^-$
106278	7638	8.8	73.0	4	4	$\mu^+\mu^-$
107193	373	24.6	69.9	0	0	$\pi^+\pi^-$

Tabela 4.7: Acontecimentos seleccionados de acordo com o critério de selecção referido no texto.

Nas figuras 4.21 e 4.22, estão representados dois acontecimentos vistos pelo detector DELPHI. Na primeira trata-se de um candidato a $\mu^+\mu^-\gamma$, onde são visíveis as trajectórias dos muões. Na segunda, de acordo com os critérios expostos, trata-se de um candidato a $\pi^+\pi^-\gamma$.

Nos dois acontecimentos são visíveis os traços deixados pelas partículas, bem como as suas deposições de energia no calorímetro electromagnético do barril. Na figura estão representados os detectores do barril (do centro para a periferia): a câmara de traços (TPC), o calorímetro electromagnético (HPC), o calorímetro hadrónico (HAB) (apenas na figura 4.22) e as câmaras de muões (MUB) (apenas na figura 4.21).

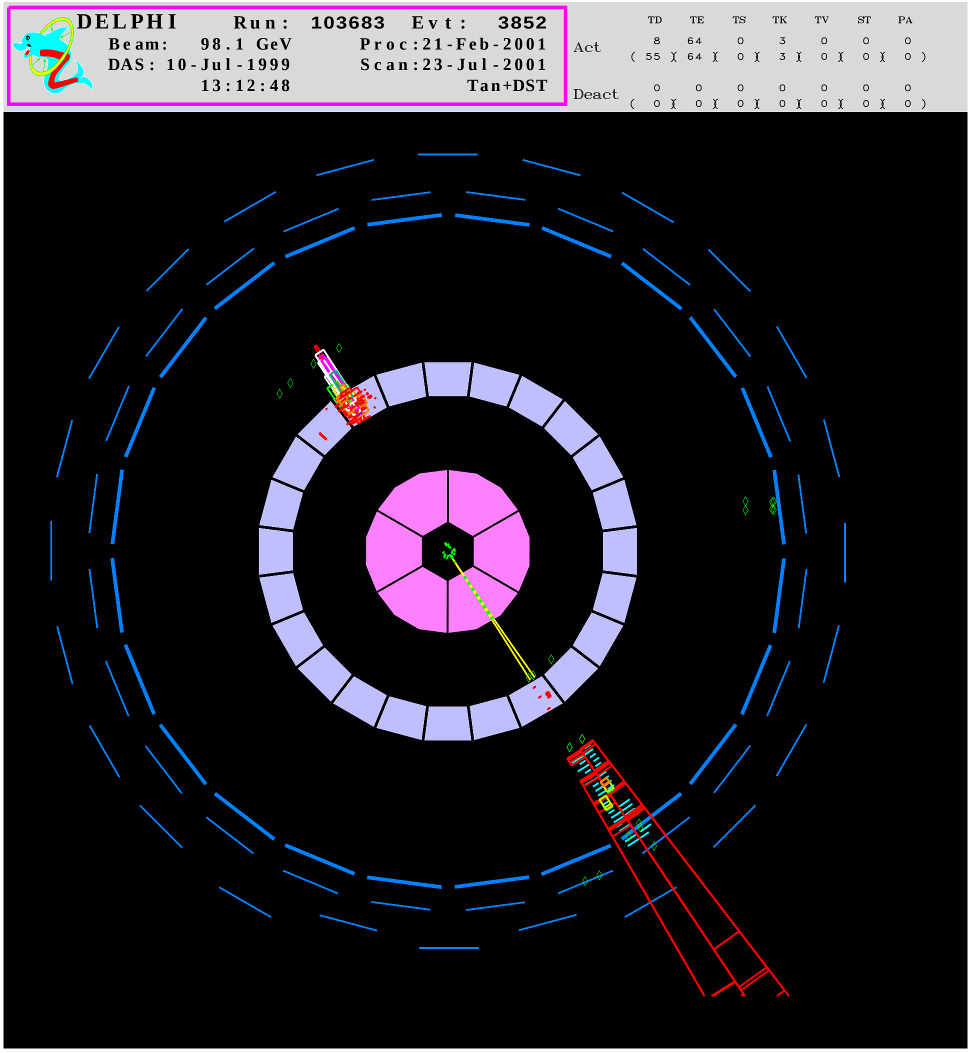


Figura 4.21: Acontecimento com um fotão e dois muões visto pelo detector DELPHI.

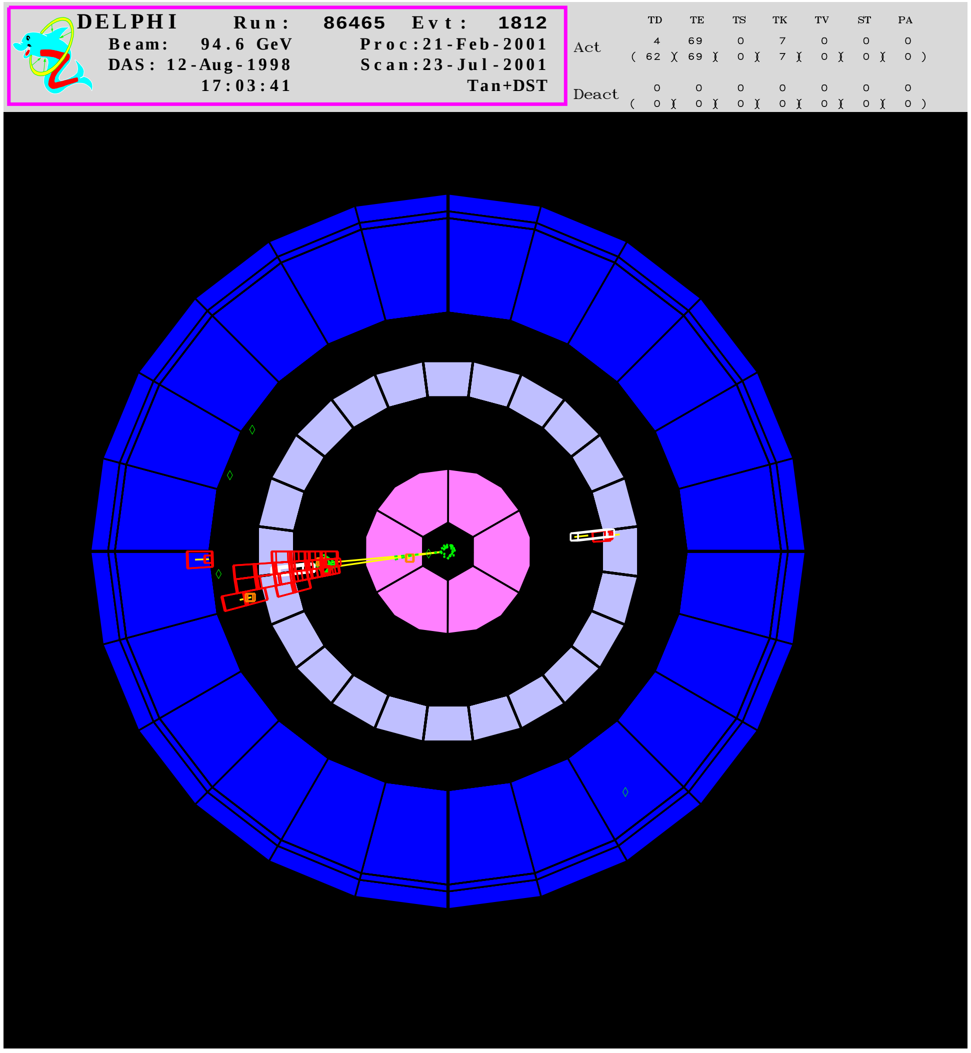


Figura 4.22: Acontecimento com um fotão e dois piões visto pelo detector DELPHI.

Conclusões

O grande anel de colisão electrão-positrão, LEP, instalado no CERN, tem sido um ambiente privilegiado para a pesquisa de nova física e o teste de precisão da teoria Padrão das Partículas e Interacções.

O estudo da produção de ressonâncias na região de baixa massa, tem sido efectuado em aceleradores de baixa energia mas de alta luminosidade, como é o caso da experiência KLOE de Frascati e de experiências realizadas em Novosibirsk . No âmbito de LEP e na experiência DELPHI, não existia até ao momento nenhum trabalho dedicado ao estudo da produção destas ressonâncias. Tal facto deve-se, em parte, à pequena luminosidade integrada disponível até ao momento. No entanto, fazendo o estudo integrado dos dados correspondentes ao último período de LEP2, existe uma estatística suficiente para se obterem alguns resultados minimamente conclusivos. O nosso objectivo não é competir com as experiências de aceleradores dedicados, mas fazer o estudo sistemático da topologia $e^+e^- \to q\overline{q}\gamma$ para as energias de LEP2. No quadro das experiências de LEP esta topologia tem sido pouco explorada sendo escasso o número de trabalhos desenvolvidos.

Neste trabalho realizou-se o estudo de processos radiativos do tipo $e^+e^- \to q\overline{q}\gamma$ que originam estados finais com um monojacto e um fotão. A estatística acumulada corresponde a colisões de energias de centro de massa de 189 GeV a 202 GeV e a uma luminosidade total integrada de 378 pb^{-1}, correspondente aos dados adquiridos em DELPHI durante os anos de 1998 e 1999.

Os processos radiativos $q\overline{q}\gamma$, na região de baixa massa, são caracterizados pela existência de ressonâncias que podem decair em pares de piões. Os modelos de Dominância do Vector Mesão (VMD), foram criados para descrever os processos de ressonâncias na região de baixa massa. Tradicionalmente estes modelos descrevem reacções do tipo $f\overline{f} \rightarrow q\overline{q} \rightarrow \pi\pi$. No caso dos acontecimentos observados em LEP a topologia estudada foi do tipo $q\overline{q}\gamma$, na qual existe um fotão radiado, situação esta que não é contemplada nos modelos VMD. Houve, por isso, necessidade de se proceder a uma extensão deste tipo de modelos. Este desenvolvimento foi conseguido através da adaptação de um gerador de acontecimentos (KoralZ), ao qual se acoplou um módulo que permite a introdução de ressonâncias de baixa massa, como foi referido na secção 2.2.. Dada a pequena estatística e resolução em massa limitada, neste módulo optou-se por introduzir unicamente a ressonância ρ.

O fundo dominante na topologia que se pretende estudar é o constituído por acontecimentos Bhabha radiativos ($e^+e^-\gamma$). A sua redução é essencialmente conseguida através de cortes no ângulo polar dos electrões e na razão entre a energia electromagnética e o momento do jacto, descrito em detalhe na secção 4.4.1. A análise efectuada visou eliminar estes acontecimentos procurando optimizar a razão sinal/ruído. Topologicamente este fundo tem características muito semelhantes ao sinal que se pretendeu analisar, sendo consideravelmente difícil a sua eliminação.

No final foi possível identificar vários candidatos distribuídos por três categorias: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ e $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$.

Verificou-se que existe um acordo global razoável entre o número de candidatos esperados (16) e o número de candidatos da amostra experimental (15). Para este resultado final a contribuição ao nível do ρ dada pelo modelo VMD é de 6.0 ± 0.2 acontecimentos. Embora a estatística obtida seja muito pequena verificou-se a influência desta ressonância na correcta descrição da secção eficaz na região de baixas massas.

Conclui-se que se estudou um canal muito interessante e que resultados mais relevantes podem ser obtidos se a estatística for aumentada. A estatística potencial disponível em LEP para estudar este canal aumenta de um factor oito se se considerar toda a luminosidade de LEP (211 pb^{-1} em LEP1 e 785 pb^{-1} em LEP2) e ainda o resultado combinado das quatro experiências.

Referências

[1] P.S.Drell, “Experimental aspects of the Standard Model: a short course for theorists”, lectures given at Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics (TASI 96), June 1996, CLNS-96-1453 (1996)

[2] S.L.Glashow, Nucl. Phys., B22(1961]579;

S.Weinberg, Phys.Rev.Lett.19(1997)1264;

A.Salam, in Proc. 8th Nobel Symposium, p.367, ed. N.Svartholm, Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968

[3] DELPHI Coll., “Search for the Standard Model Higgs boson at LEP in the year 2000”, CERN EP/2001-004

[4] G.F.Guidice et al., “Standard Model processes”, Physics at LEP2, vol.1, eds. G.Altarelli et al., CERN Yellow Book CERN-96-01 (1996) 207.

[5] B. Tomé, ”High Precision Luminosity Measurement at LEP with the DELPHI STIC Calorimeter”, PhD thesis, FCUL, Lisboa, 1998

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

T. Sjöstrand, Pythia 5.7 and Jetset 7.4, Cern-TH/7112-93

[7] S. Jadach, B.L.F. Ward and Z. Wąs,
Comp. Phys. Comm. 79 (1994) 503

[8] S.Jadach and B.F.L. Ward, Computer Physics Commun., 56, (1990) 351

[9] D. Bardin *et al*,
”ZFITTER An Analytical Program for Fermion Pair Production in e^+e^- Annihilation”, hep-ph/9412201 (1994)

[10] Y. Nambu, Possible Existence os Heavy Neutral Meson, Phys. Rev. 106, 1366-1367 (1957)

[11] J.D.Bjorken and S.D. Drell, Relativistic Quantum Fields, McGraw-Hill (1965)

[12] W.R. Frazer and J.R. Fulco, Effect of a Pion-Pion Scattering Resonance in Nucleon Structure, Phys.Rev.2, 365-368 (1959)

[13] C.N.Yang and F.Mills, Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance, Phys. Rev. 96, 191-195 (1954)

[14] H.B. O'Connell, B.C. Pearce, A.W. Thomas, A.G. Williams, Rho-Omega mixing and the pion electromagnetic form-factor, Phys. Lett. B354, 14-19 (1995)

[15] M. Bando, T. Kugo, S. Uehara, K. Yamawaki and T. Yanagida, Is the ρ Meson a Dynamical Gauge Boson of Hidden Local Simmetry?, Phys. Rev. Lett. 54, 1215-1218 (1985)

[16] K. Maltman, H.B. O'Connell and A.G. Williams, Analysis of rho-omega interference in the pion form-factor, Phys. Lett. B376, 19-24 (1996)

[17] M.Benayoun et al., Experimental Evidence for the Box Anomaly, Zeit. Phys. C58, 31-53 (1993)

[18] H.B. O'Connell, B.C. Pearce, A.W. Thomas, A.G. Williams, Rho-Omega Mixing, Vector Meson Dominance and the Pion Form-Factor, Prog. Part. Nucl. Phys. 39, 201-252 (1997)

[19] J.J. Sakurai, Currents and Mesons, University of Chicago Press, 1969

[20] M. Benayoun, S. Eidelman, K. Maltman, H.B. O'Connell, B. Shwartz, A.G. William, New results in ρ^0 meson physics, Eur. Phys. J. C2, 269-286 (1998)

[21] M. Birse, Effective chiral Lagrangians for spin-1 mesons, Zeit Phys. A355, 231-246 (1996)

[22] DELPHI Coll., P. Aarnio *et al*, Nucl. Instr. Methods A303 (1991) 223,

DELPHI Coll., P. Aarnio *et al*, Nucl. Instr. Methods A378 (1996) 57

DELPHI Coll., “Performance of the DELPHI detector”, NIM A378 (1996)57-100

[23] Ph.Charpentier et al., “The DELPHI Fastbus Data Acquisition System”, DELPHI-91-92 DAS/112 (1991) (1989)

[24] DELPHI Coll.,”DELANA User’s guide”, DELPHI-89-44 PROG/137 (1989)

[25] D.Bertrand, L.Pape,”TANAGRA, Track Analysis and Graphics Package”, DELPHI-87-95 PROG/98 (1997) (1989)

[26] M.C. Espírito Santo, ”Search for Composite and Exotic Leptons with the DELPHI detector at LEP 2”, PhD thesis, FCUL, Lisboa, 1998

[27] S. Catani *et al*, Phys. Lett. B269(1991)432

[28] DELPHI Coll.,”SKELANA User’s guide”, DELPHI-99-175 PROG/239 (1999)