



Figura 5.12: Acontecimentos com massa do V acima de 9 GeV.

no calorímetro electromagnético do barril (tamanho proporcional à energia depositada). Estão apenas aí representados detectores do barril (da periferia para o centro): as câmaras de muões (MUB), o detector de tempo de voo (TOF), o calorímetro electromagnético (HPC), numa representação simples e a câmara de traços central numa representação mais detalhada.

No nono acontecimento, em baixo, podem também ser observadas as trajectórias dos quatro muões, que deixando pouca energia no calorímetro, vão depositar energia nas quatro camadas do calorímetro hadrónico, e nas câmaras de muões. A projecção XY mostra os mesmos detectores representados no topo,

sendo que as câmaras de muões estão representadas num maior detalhe. Na projecção ZY, estão também representadas as câmaras de muões da frente.

Nos intervalos centrados respectivamente nos valores de massa do J/ψ (3.1 GeV) e do Υ (9.5 GeV), com uma largura de 0.5 GeV, foram observados 7 e 2 acontecimentos. Nos mesmos intervalos de valores de massa, o número de acontecimentos previstos pelo *Modelo Standard*, obtido por simulação de Monte-Carlo, é de 3.1 ± 0.7 acontecimentos na zona dos 3 GeV e de 0.4 ± 0.2 acontecimentos na zona dos 9.5 GeV.

Conforme foi referido no capítulo 2, só foram incluídas na simulação do sinal as ressonâncias hadrónicas de massa invariante inferior a 1.6 GeV ($\rho, \omega, \phi, \dots$). De acordo com a referência [Ber90], a contribuição do J/ψ é inferior às contribuições incluídas em uma ordem de grandeza e a do Υ em duas ordens de grandeza. Se ainda se incluir a razão de fraccionamento do decaimento do J/ψ (16.5%) ou do Υ (7.2%) em duas partículas carregadas, o número de acontecimentos previstos por estes canais, é no total (J/ψ e Υ) inferior a 0.22 acontecimentos. Este número tem ainda de ser corrigido pela probabilidade de, nestes acontecimentos, o par originário do J/ψ ou do Υ ser o par seleccionado para o V (eficiência de selecção do V).

A eficiência de selecção correcta do V (par reconstruído), isto é, as partículas atribuídas ao V estarem associadas ao "decaimento" do γ^* (par gerado) como é referido no capítulo 2, diminui com o aumento da massa do γ^* e, em particular, quando as quatro partículas do estado final são iguais. Nestes casos, não havendo constrangimento de identificação das partículas finais, é escolhido como V o par de menor massa, que raramente corresponde ao γ^* quando a massa deste é elevada.

A figura 5.13 mostra para uma simulação de acontecimentos de sinal com massa invariante do γ^* de 3 GeV (esquerda) e 10 GeV (direita), a distribuição desses acontecimentos em função da massa invariante do V. No topo foi simulado o canal ($e^+e^-/\mu^+\mu^-$), onde se pode beneficiar da identificação, e em baixo foi simulado o canal ($\mu^+\mu^-/\mu^+\mu^-$) onde tal benefício não existe.

Como se pode concluir da figura 5.13 anterior, a eficiência de recuperação do par correcto baixa de 10% para 1% quando a massa passa de 3 para 10 GeV, para os canais com as quatro partículas iguais no estado final. Para os outros canais, a importância da identificação das partículas na selecção do V pode ser apercebida pelo facto dessa mesma eficiência ser de 40% e 16% respectivamente para massas do γ^* de 3 e 10 GeV. As eficiências anteriores já incluem a eficiência global de selecção dos acontecimentos.

Este excesso de acontecimentos, a confirmar-se, poderia induzir extensões ao