

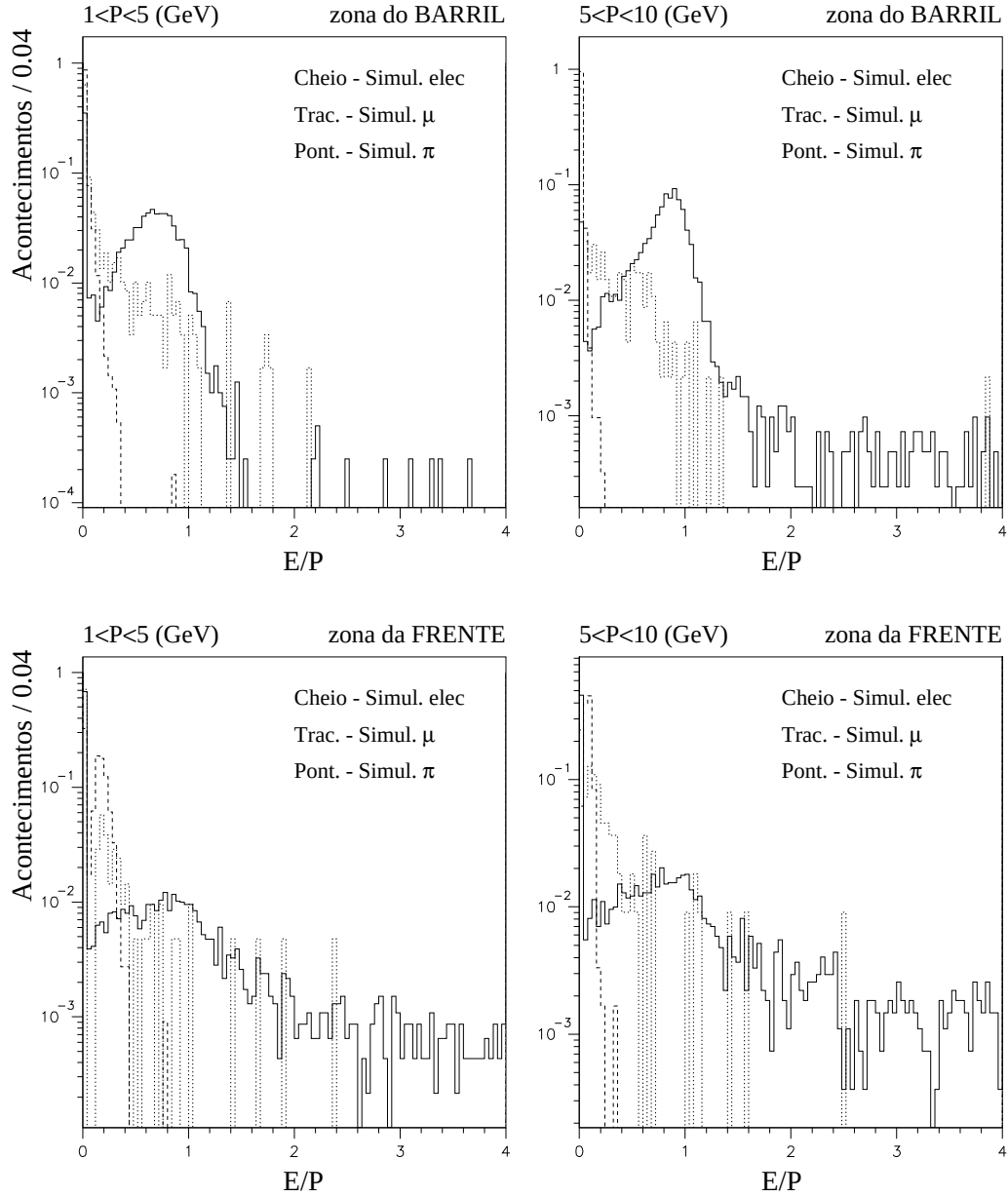


Figura 4.32: Distribuição da razão entre energia depositada no calorímetro electromagnético e momento (E/P), para uma simulação de electrões (linha a cheio) e outra de muões (linha a tracejado), para alguns intervalos de momento (indicados), para a zona do barril (histogramas no topo) e da frente (em baixo).

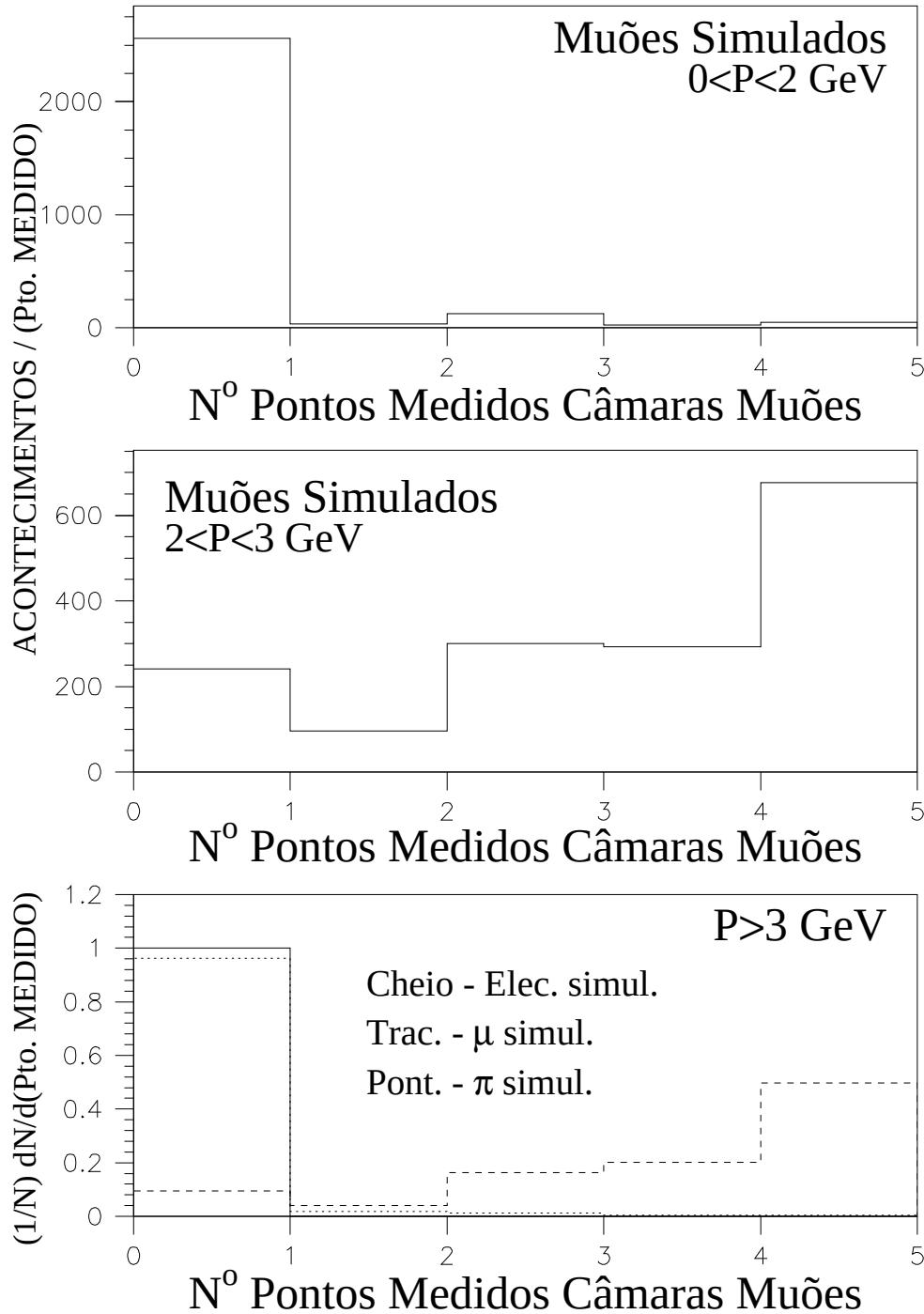


Figura 4.33: Distribuição do número de pontos medidos nas câmaras de muões. Topo: muões simulados com momento inferior a 2 GeV; Meio: muões simulados com momento compreendido entre 2 GeV e 3 GeV; Baixo: para momentos superiores a 3 GeV, muões simulados a cheio, electrões simulados a tracejado e π simulados a pontilhado.

histogramas).

Electrões não atingem a terceira camada do calorímetro hadrónico, e deixam muito pouca energia na segunda camada. Comportamento similar pode ser atribuído a π , ao contrário de muões que deixam menos de 80% da energia na primeira camada, deixando também energia na terceira ou quarta camadas.

Crítérios de classificação

Os critérios usados para constituir a identificação das partículas em electrões, muões ou π , procuram otimizar a eficiência para cada canal. Assim, são exigidos níveis de confiança para as diferentes hipóteses que garantam eficiências superiores a 65% e contaminações inferiores a 35%, nos casos piores (eficiência superior a 90% e contaminação inferior a 10% nos casos melhores), para a selecção restrita e eficiências superiores a 70% e contaminações inferiores a 50% para a selecção suave. Os valores exigidos são obtidos directamente das comparações entre distribuições de acontecimentos simulados, depois de comparadas com as dos dados reais (estes com bastante menos estatística). Se para duas das três hipóteses, esse nível de confiança é nulo, então a partícula é considerada como sendo da terceira categoria, desde que não seja também nulo o respectivo nível de confiança para essa hipótese.

Para os vários critérios, diferentes regiões de valores de momento ou de ângulo polar são consideradas. No final, o efeito global corresponde a apenas 10 regiões, duas no momento (inferior ou superior a 5 GeV) e cinco no ângulo polar (modulo 90 iguais a 20-35°, 35-45°, 45-55°, 55-87° e 87-90°).

Para as variáveis utilizadas, são comparadas as distribuições de acontecimentos simulados correspondentes às três hipóteses. São posteriormente definidas gamas de valores dessas variáveis para separar as três hipóteses. Por exemplo, na variável E/P , as gamas de valores são de 0 a 0.2, de 0.2 a 0.4, de 0.4 a 0.7, 0.7-2.5, >2.5 .

Para cada gama, as simulações vão contribuir com pesos diferentes, e portanto o número de acontecimentos numa gama, em relação ao número total de acontecimentos, constitui a probabilidade de valores medidos estarem nessa gama. Os muões têm por exemplo uma elevada proporção dos seus acontecimentos na gama 0 a 0.2, enquanto que os electrões estão predominantemente na gama 0.7 a 2.5.

Têm-se então três distribuições para cada variável. Normalizando essas distribuições a área igual a 0.333, isto é, que os integrais das distribuições entre os valores mínimo e máximo dessa variável tenham a mesma área (igual a $1/3$), elas

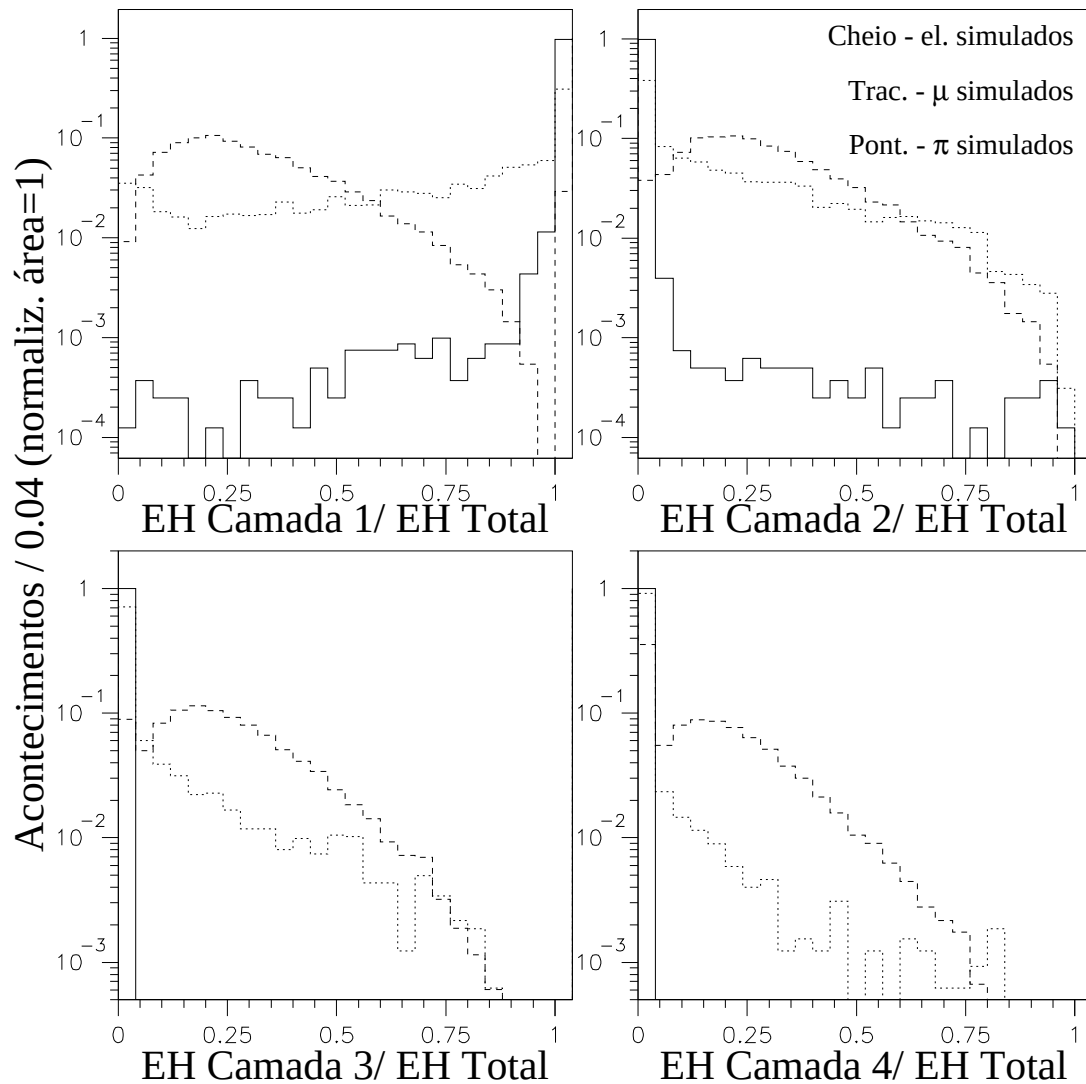


Figura 4.34: Distribuição dos depósitos de energia no calorímetro hadrónico pela percentagem dessa energia na primeira, segunda, terceira ou quarta camadas.

são uma medida directa da probabilidade de, para valores medidos numa certa gama, a partícula corresponder a uma das três hipóteses. Tem-se três probabilidades associadas a gamas de valores medidos por cada variável.

A figura 4.35 mostra como exemplo a determinação destas três probabilidades para um caso particular (variável E/P, valores de momento de 20 a 80 GeV, partículas na zona de aceitação da HPC - calorímetro do barril).

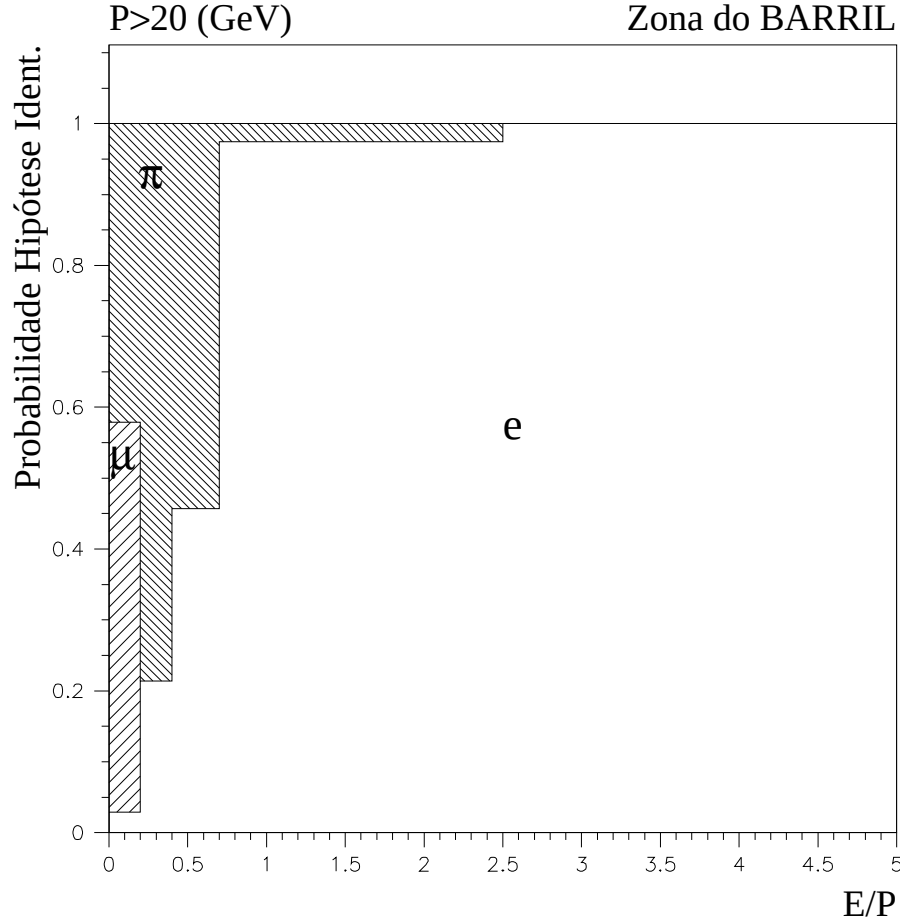


Figura 4.35: Determinação das probabilidades das hipóteses electrão, muão ou π para cada gama de valores de E/P, para partículas com momentos superiores a 20 GeV e na aceitação do calorímetro do barril (HPC).

A variável dE/dX é a única em que não é utilizado o seu valor medido, mas

Variáveis Var_i	Valor v_i medido	hipóteses ($\mathcal{P}(\text{Var}_i = v_i)$)		
		electrão	muão	π
Razão dE/dX	2.2	-	-	-
$E(\text{e.m.})/P$	0.06	0.029	0.55	0.421
$N^{\text{Qcam.}} \mu$	4	0	0.986	0.014
Eh	2.9	0.04	0.495	0.465
Eh/P	0.07	-	-	-
Ehl1/Eh	0.45	0.288	0.433	0.279
Ehl2/Eh	0.14	0.01	0.66	0.33
Ehl3/Eh	0.20	0	0.825	0.175
Ehl4/Eh	0.21	0	0.931	0.069
$\mathcal{CL}$	$(\prod \mathcal{P}_i)$	0	0.668	0.163
Classificação		Muão Restrito		

Tabela 4.9: Processo de determinação do nível de confiança (um traço indica não utilização desse critério). Neste exemplo a partícula hipotética tem momento de 39 GeV, ângulo polar de 75 graus e ângulo azimutal de 185 graus.

a razão entre a probabilidade da hipótese de massa π /muão e a probabilidade da hipótese de massa do electrão.

O produto das probabilidades de todas as variáveis, para uma mesma hipótese, dá a confiança que se pode ter na respectiva hipótese. Para efeitos de correcta normalização deste produto, em particular quando algumas variáveis não são aplicáveis, utiliza-se a raiz índice N desse produto, em que N é o número de variáveis (critérios) efectivamente usados.

Para cada hipótese o nível de confiança é dado então por

$$\mathcal{CL} = \sqrt[N]{\mathcal{P}_1 \cdot \mathcal{P}_2 \cdots \mathcal{P}_N}$$

em que $\mathcal{P}_i$ é a probabilidade para a partícula obter o valor medido dentro de gamas de valores para a variável i , relativa a essa hipótese.

A tabela 4.9 mostra para uma partícula hipotética o processo de determinação dos seus níveis de confiança para as hipóteses de electrão, muão ou π .

Para cada região geométrica e condição de momento (inferior ou superior a 5 GeV), a comparação dos níveis de confiança obtidos de dados simulados, correspondentes às três hipóteses, permite determinar o valor óptimo dos níveis

a exigir para maximizar a relação eficiência/contaminação para cada hipótese. O valor de informação nula correspondente a 0.333, não constitui um limite inferior, pois os vetos correspondem sempre a níveis de confiança nulos; isto é, não é necessário rejeitar muões com níveis de confiança entre 0.2 e 0.3, por exemplo, se a maioria dos electrões e dos π forem vetados. Por exemplo, um muão que radie perto da HPC, tem uma probabilidade baixa para a hipótese muão proveniente de E/P, dado ter eventualmente associado um depósito de energia importante no calorímetro do barril (e probabilidade superior de ser π ou electrão, conforme a gama). O seu nível de confiança é um número baixo. Contudo, se deixou 3 ou mais pontos medidos nas câmaras de muões, não pode ser electrão (nível de confiança é nulo) e dificilmente pode ser π (nível de confiança inferior a 0.05).

Em certos casos, mesmo valores baixos de níveis de confiança podem estar associados a identificação positiva para a hipótese respectiva, permitindo assim este método a recuperação de casos que restariam ambíguos.

A figura 4.36 mostra para um caso (ângulo polar compreendido entre 55 e 87 graus, momento superior a 5 GeV) as distribuições dos níveis de confiança da hipótese electrão para os dados simulados.

Para considerar uma partícula como electrão, muão ou π , tem que se ter um nível de confiança para a hipótese em causa superior aos indicados nas tabelas 4.10, para uma classificação restrita, conforme o respectivo momento e ângulo polar. Mesmo que o nível de confiança de duas hipóteses seja nulo (para ambas), o nível de confiança da terceira hipótese terá de superar estes limites mínimos para poder ser classificada nessa categoria.

A tabela 4.11 mostra os valores mínimos equivalentes para uma classificação suave como electrão, muão ou π .

As eficiências de identificação para os vários canais e amostras de acontecimentos simulados com uma só partícula carregada (electrões, muões e π) são mostradas de seguida, e posteriormente as mesmas eficiências e contaminações para as amostras de dados reais enriquecidas para as três hipóteses.

Eficiências de identificação

A figura 4.37 mostra as eficiências de identificação de electrões (topo), muões (meio) e π (baixo) para dados simulados, para momentos inferiores ou superiores a 5 GeV, e em função das regiões angulares (0-20°, 20-35°, 35-45°, 45-55°, 55-87° e 87-90°). Todas as eficiências correspondem a uma classificação restrita.

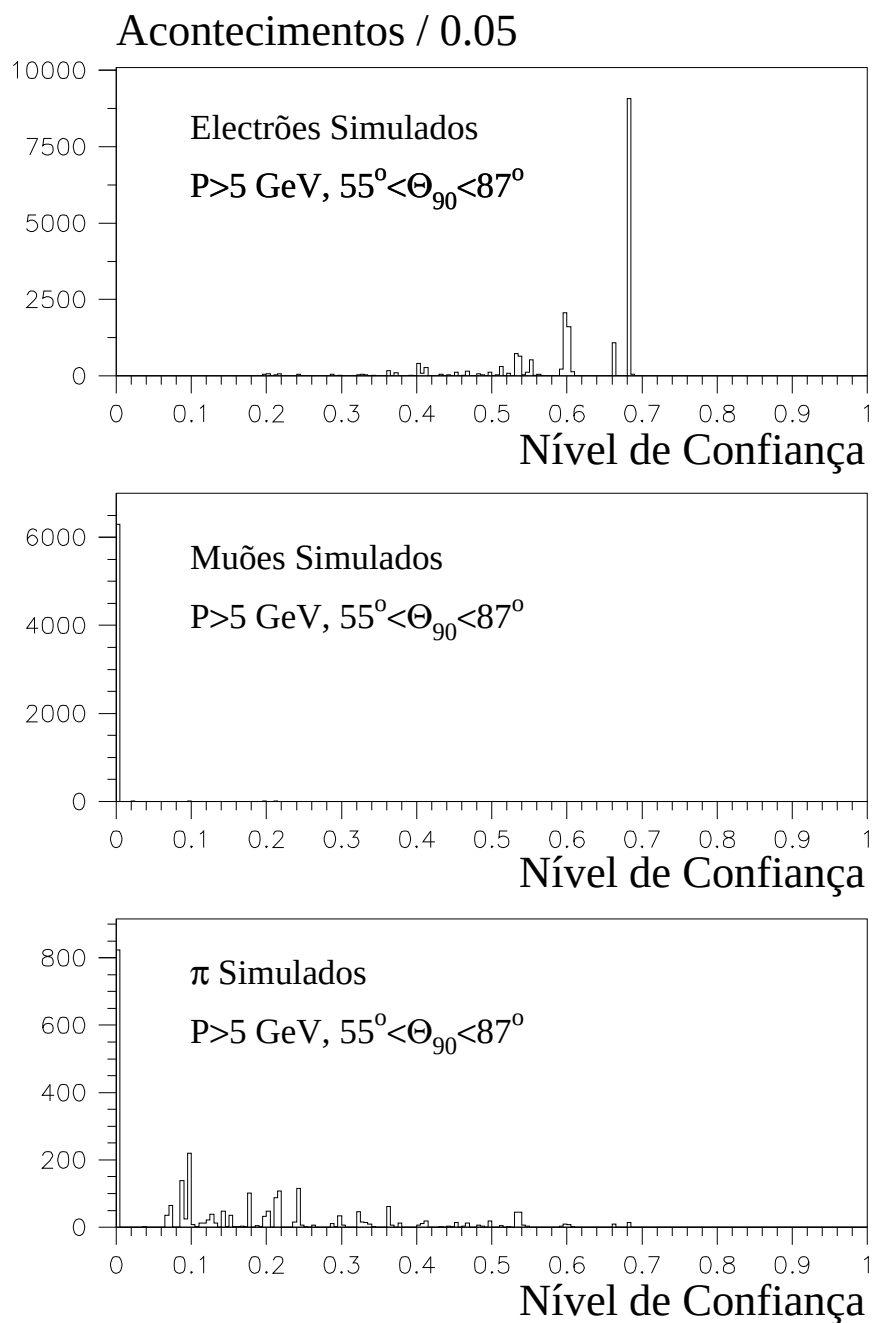


Figura 4.36: Níveis de confiança para a hipótese electrão, para dados simulados (topo – electrões, meia-altura – muões e em baixo – π), e para o caso momentos superiores a 5 GeV, e ângulo polar (modulo 90) compreendido entre 55 e 87 graus.

electrão					
CL. restrita Momento	Ângulo polar (graus)				
	20-35	35-45	45-55	55-87	87-90
≤ 5 GeV	0.32	0.36	0.4	0.38	0.36
> 5 GeV	0.4	0.36	0.5	0.4	0.39
muão					
CL. restrita Momento	Ângulo polar (graus)				
	20-35	35-45	45-55	55-87	87-90
≤ 5 GeV	0.34	0.34	0.34	0.33	0.34
> 5 GeV	0.37	0.36	0.42	0.46	0.35
π					
CL. restrita Momento	Ângulo polar (graus)				
	20-35	35-45	45-55	55-87	87-90
≤ 5 GeV	0.38	0.38	0.48	0.38	0.48
> 5 GeV	0.37	0.33	0.33	0.3	0.38

Tabela 4.10: Níveis de confiança mínimos para a identificação em electrão, muão ou π (classificação restrita).

electrão					
CL. suave Momento	Ângulo polar (graus)				
	20-35	35-45	45-55	55-87	87-90
≤ 5 GeV	0.3	0.32	0.26	0.26	0.32
> 5 GeV	0.36	0.32	0.36	0.36	0.32
muão					
CL. suave Momento	Ângulo polar (graus)				
	20-35	35-45	45-55	55-87	87-90
≤ 5 GeV	0.32	0.32	0.21	0.29	0.27
> 5 GeV	0.32	0.29	0.33	0.37	0.3
π					
CL. suave Momento	Ângulo polar (graus)				
	20-35	35-45	45-55	55-87	87-90
≤ 5 GeV	0.35	0.3	0.32	0.3	0.38
> 5 GeV	0.33	0.3	0.32	0.26	0.34

Tabela 4.11: Níveis de confiança mínimos para a identificação em electrão, muão ou π (classificação suave).

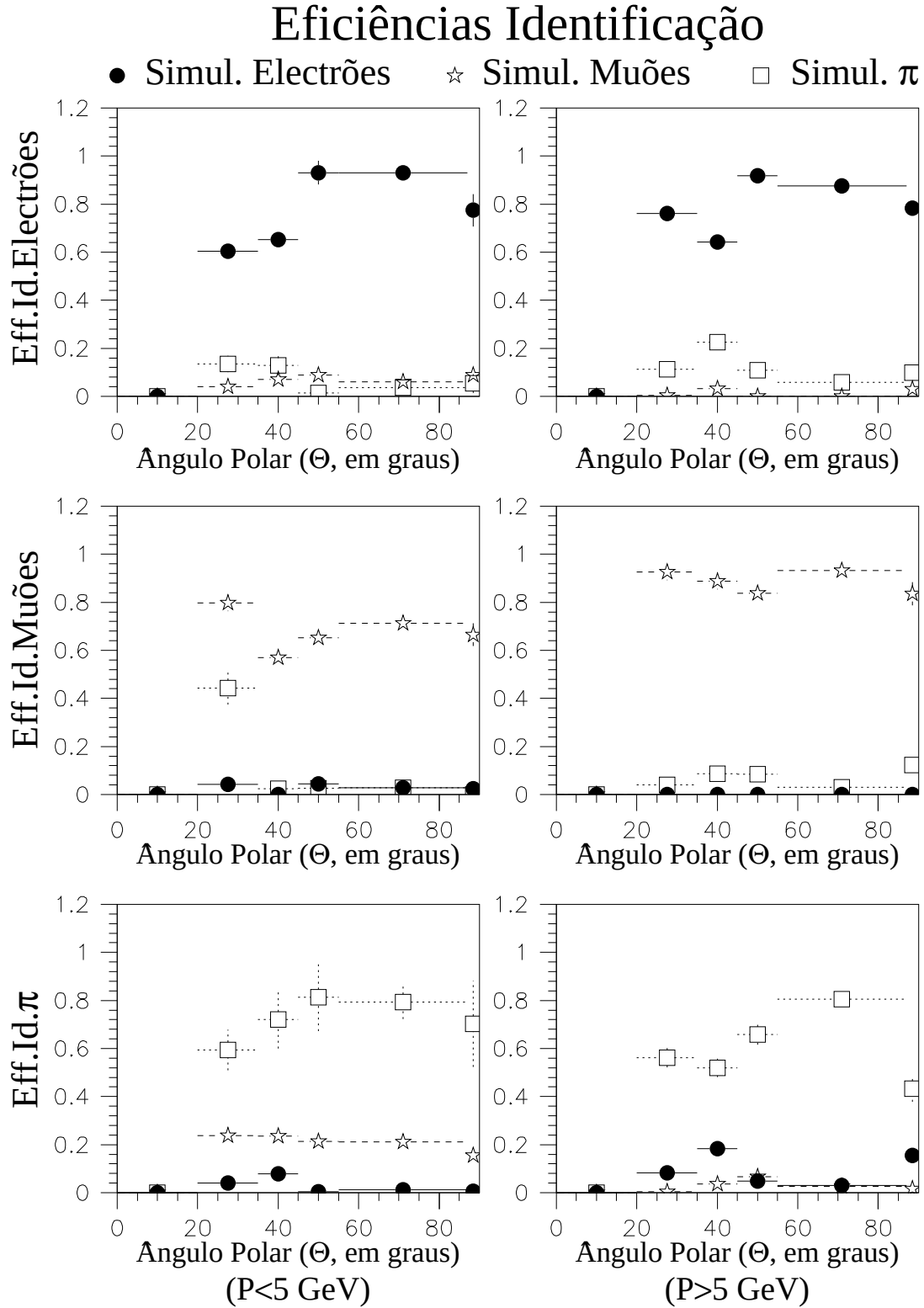


Figura 4.37: Eficiência global de identificação (pura) de electrões (topo), muões (meio) e π (baixo) em função do ângulo polar, para momentos inferiores (coluna da esquerda) ou superiores a 5 GeV (coluna da direita), para acontecimentos simulados (electrões, muões, ou π).

As eficiências obtidas com dados reais, previamente enriquecidos em electrões, muões ou π , são mostradas na figura 4.38, de estrutura idêntica à da figura 4.37.

Conclui-se por comparação que em quase toda a região do espaço, as eficiências de identificação, obtidas com a simulação são comparáveis com as obtidas a partir dos dados reais. Pequenas discrepâncias podem ser devidas a defeitos no enriquecimento dos dados reais, em particular nos electrões e π de baixa energia.

4.3.2 Escolha das partículas do V e classificação dos acontecimentos

As partículas do V são aquelas que, supostamente, somadas vectorialmente constituiriam o fóton virtual. Em princípio o conjunto V e os outros dois traços conservam a energia-momento, excepto no caso da amostra $\tau^+\tau^-V$, em que os neutrinos transportam energia, e as partículas restantes não podem conservá-la. No caso ainda de $\tau^+\tau^-V$, os neutrinos são aproximadamente colineares com os τ s originais e, portanto, a direcção dos traços provenientes dos τ s não deve ser profundamente alterada. Como já foi referido, este é o princípio actuante no critério da soma dos ângulos. O princípio base da soma dos ângulos permite também obter um critério para associar os bons traços ao V, no caso da amostra $\tau^+\tau^-V$.

Se de acordo com os critérios a serem apresentados não fôr possível encontrar um par candidato a V, o acontecimento é rejeitado. Em particular as partículas do par não podem ser identificadas de forma oposta, pelas respectivas selecções restritas.

A identificação é também usada para mudar a classificação do acontecimento de $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$ para $\tau^+\tau^-V$ se a energia visível fôr inferior a 90% da Energia no centro de massa, nos casos em que a identificação restrita das partículas fôr incompatível com as amostras $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$. Casos exemplares são aqueles em que as três partículas são identificadas restritamente como muões e a quarta como electrão, ou em que a partícula mais isolada é restritamente identificada como π .

No caso das amostras $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$, toma-se a partícula mais isolada como proveniente do Z^0 . Deste modo o V poderá ser constituído por um dos dois pares de carga nula formados pelas restantes partículas. A escolha do V recai no par de menor massa invariante, a não ser que a identificação das partículas sugira uma outra configuração. Como exemplo refira-se a situação de quatro partículas identificadas como dois electrões (um suave e um restrito) e dois muões (um suave

Eficiências Identificação

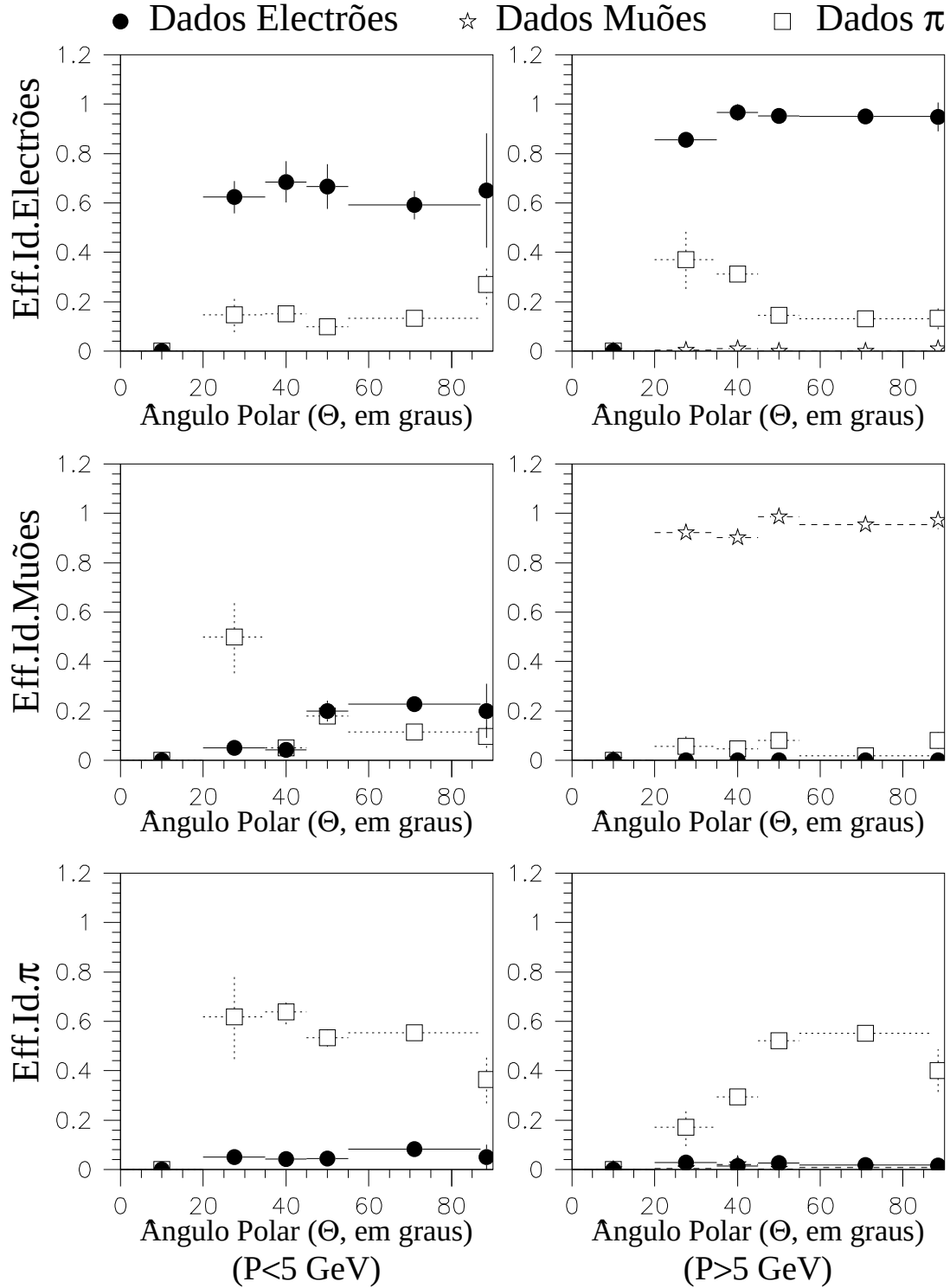


Figura 4.38: Eficiência global de identificação (pura) de electrões (topo), muões (meio) e π (baixo) em função do ângulo polar, para momentos inferiores (coluna da esquerda) ou superiores a 5 GeV (coluna da direita), para dados reais previamente enriquecidos em electrões, muões, ou π .

e um restrito), e o par de menor massa ser constituído por um electrão restrito e um muão suave. O V é nesta situação formado pelos dois electrões ou dois muões, mesmo tendo uma massa invariante superior.

A identificação das partículas permite melhorar a recuperação do par V original. Usando apenas o critério de menor massa invariante, a probabilidade de reconstruir o bom par V diminui substancialmente para valores de massa do V superiores a 2.5 GeV (probabilidade igual a 50% para valores de massa do V próximos de 3 GeV).

No caso da amostra $\tau^+\tau^-V$, a escolha do V entre os pares de carga nula, formados a partir das três partículas menos isoladas, obedece inicialmente a um critério topológico.

Na verdade, se se constituir o V com uma das partículas provenientes de um dos τ s, a soma dos ângulos internos entre esse pseudo- V e as outras duas partículas poderá ser bastante inferior aos 360° correspondentes a acontecimentos planos. Deste modo consideram-se apenas como possíveis escolhas para o V as que garantem uma soma de ângulos superior a 345° . Se houver duas hipóteses possíveis que satisfaçam este critério topológico, então procede-se da mesma forma que nos acontecimentos $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$, ou seja escolhe-se o par de menor massa a não ser que a identificação das partículas sugira a outra configuração.

Definidas as partículas constituintes do V , os acontecimentos são então classificados em relação ao decaimento do V , de acordo com a identificação dessas partículas em electrão, muão, π , ou não identificadas. A identificação com a selecção mais importante determina a classificação, mesmo se a identificação da outra partícula fôr oposta. Se as duas partículas não foram identificadas ou foram-no ambas de forma suave, mas oposta, então o V não é classificado.

A tabela 4.12 mostra a distribuição dos acontecimentos das várias amostras nas várias classificações, para os dados, o sinal, e para as várias amostras de fundo, no respeitante às partículas provenientes do V . A linha " $V=?$ " corresponde aos casos em que a classificação do V não foi conseguida.

As partículas provenientes do Z^0 são as partículas não englobadas no V . Os acontecimentos são classificados em relação às partículas provenientes do Z^0 em três canais (electrão, muão ou τ , isto é, e^+e^-V , $\mu^+\mu^-V$, ou $\tau^+\tau^-V$).

Os acontecimentos $\tau^+\tau^-V$ são determinados, como foi anteriormente referido, pela energia visível inferior a 70% da energia no centro de massa. Ainda são considerados acontecimentos $\tau^+\tau^-V$, aqueles em que a identificação restrita das

Classificação do V	Dados	Sinal	Simulação		
			Fundo		
			$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$
$V=e^+e^-$	32	31.3	0.28	0.56	-
$V=\mu^+\mu^-$	32	24.9	-	-	-
$V=\pi^+\pi^-$	7	8.0	0.28	-	-
$V=\mu^+\mu^-$ ou $\pi^+\pi^-$	17	14.4	0.28	-	1.63
$V=?$	6	5.9	0.28	0.2	-
Total	94	84.5	1.12	0.76	1.63

Tabela 4.12: Classificação dos acontecimentos nas várias amostras em estudo, em relação às partículas provenientes do V (cf. texto).

partículas os tornaria incompatíveis com os canais $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$, desde que a energia visível, o momento da partícula mais isolada, ou a diferença entre estas duas quantidades seja, respectivamente, inferior a 90%, 35% e 35% da energia no centro de massa.

Os acontecimentos $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$ são os acontecimentos restantes, sendo estes classificados em e^+e^-V ou $\mu^+\mu^-V$, conforme a identificação das partículas provenientes do Z^0 o seja em electrão ou muão, pela selecção mais importante. Se a selecção mais importante corresponde a uma identificação em π , mas o acontecimento é ainda considerado $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$, então essa identificação é ignorada. Se ambas as partículas não são identificadas ou são-no com igual importância, mas de forma oposta, então o acontecimento não é neste contexto classificado, sendo apenas considerado $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$.

A tabela 4.13 mostra a distribuição dos acontecimentos das várias amostras nas várias classificações, para os dados, o sinal, e para as várias amostras de fundo. As classes e^+e^-V , $\mu^+\mu^-V$, $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$ e $\tau^+\tau^-V$ estão associadas à identificação das partículas provenientes do Z^0 em electrões, muões, e ao total dos acontecimentos, respectivamente, das amostras $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$, e aos acontecimentos da amostra $\tau^+\tau^-V$, seleccionados pelas condições anteriormente explicitadas.

A tabela 4.14 mostra a distribuição dos acontecimentos dos dados nas várias classificações quanto ao decaimento do V (linhas horizontais) e quanto ao decaimento do Z^0 (linhas verticais).

Uma aplicação da classificação dos acontecimentos é mostrada na figura 4.39, em que se mostra o espectro de massa invariante do V para acontecimentos em

Canal	Dados	Sinal	Simulação		
			Fundo		
			$\tau\tau$	$(ee, \mu\mu)\gamma_c$	$q\bar{q}$
e^+e^-V	36	39	-	0.26	-
$\mu^+\mu^-V$	41	34	0.28	0.5	-
$(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$	79	75	0.56	0.76	-
$\tau^+\tau^-V$	15	9.5	0.56	-	1.63
Total	94	84.5	1.12	0.76	1.63

Tabela 4.13: Classificação dos acontecimentos nas várias amostras em estudo, em relação às partículas provenientes do Z^0 (cf. texto).

Dados						
Canal Z^0	Classificação do V					
	$V=e^+e^-$	$V=\mu^+\mu^-$	$V=\pi^+\pi^-$	$V=\mu^+\mu^-$ ou $\pi^+\pi^-$	$V=?$	Total
e^+e^-V	10	12	3	8	3	36
$\mu^+\mu^-V$	15	16	3	5	2	41
$(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$	25	28	6	15	5	79
$\tau^+\tau^-V$	7	4	1	2	1	15
Total	32	32	7	17	6	94

Tabela 4.14: Classificação dos acontecimentos de dados seleccionados em relação ao decaimento do V (linhas horizontais) e em relação ao decaimento do Z^0 (linhas verticais) (cf. texto).

que o V foi identificado como μ/π . O valor de massa próximo de 1 GeV, onde se situam as ressonâncias hadrônicas neutras ρ (0.77 GeV), ω (0.78 GeV) e ϕ (1.02 GeV), entre outras de menor importância, mostra a produção do conjunto destas ressonâncias e respectivo decaimento em hádrons.

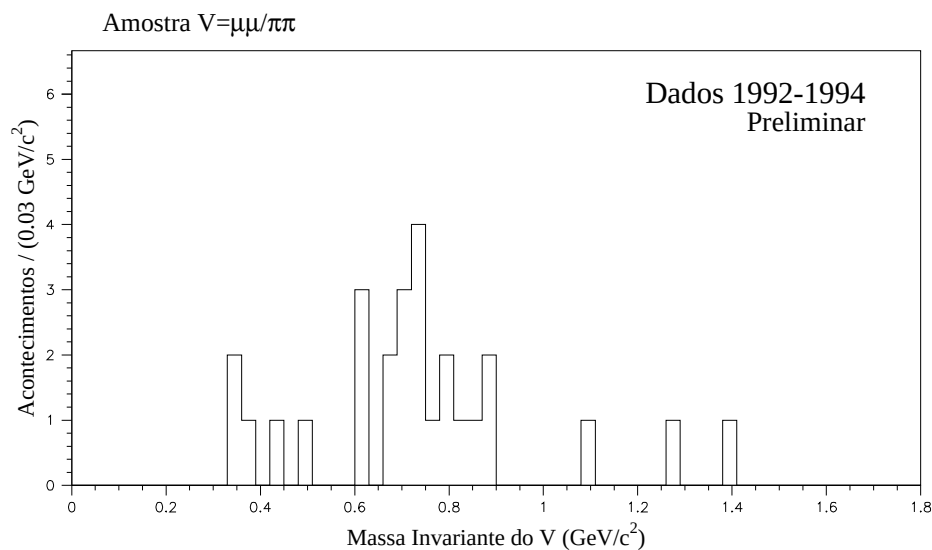


Figura 4.39: Distribuição dos acontecimentos seleccionados para a massa invariante do V , nos casos em que o V foi identificado em μ/π .

As características dos acontecimentos seleccionados serão apresentadas no capítulo seguinte.

Capítulo 5

Resultados

Neste capítulo são apresentados os resultados deste trabalho. Na primeira secção são comparados com as previsões do *Modelo Standard* para o sinal expectável e para o fundo. Na segunda e terceira secções são comparados com resultados de uma análise semelhante abordando os dados de 1990 e 1991, com resultados preliminares sobre os dados de 1994, e com resultados de outras experiências.

5.1 Análise dos dados de 1992/1993

Os resultados aqui apresentados correspondem à análise referida neste trabalho, portanto ao período de tomada de dados em 1992 e 1993. Em 1992, a energia do centro de massa não variou da massa do Z^0 e foi colectada uma luminosidade total de 23.1 pb^{-1} , correspondendo a 705 000 decaimentos hadrónicos do Z^0 . Em 1993, foram tomados dados para três valores de energia no centro de massa, numa luminosidade total de 9.436 pb^{-1} para 89.4 GeV, 16.263 pb^{-1} para 91.25 GeV e 9.920 pb^{-1} para 93.0 GeV, tendo sido colectados respectivamente 80200, 497000 e 125000 decaimentos hadrónicos do Z^0 .

São apresentados de seguida comparações entre os dados analisados e as previsões do *Modelo Standard*, sendo depois revistos acontecimentos com algum interesse específico. No final desta secção são calculadas as secções eficazes, com base nas eficiências determinadas com os dados simulados.

5.1.1 Comparação dos acontecimentos seleccionados com as previsões do *Modelo Standard*

Comparação global

A tabela 5.1 mostra o acordo global entre os dados analisados e as previsões da simulação de Monte-Carlo do *Modelo Standard*.

Canal	Dados	Simulação	
		Sinal	Fundo
e^+e^-V	36	39 ± 2.9	0.3 ± 0.3
$\mu^+\mu^-V$	41	34 ± 2.3	0.8 ± 0.4
$(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$	79	75 ± 3.9	1.3 ± 0.6
$\tau^+\tau^-V$	15	9.5 ± 1.2	2.2 ± 1.3
Total	94	85 ± 4.1	3.5 ± 1.5

Tabela 5.1: Classificação dos acontecimentos nas várias amostras em estudo, em relação às partículas provenientes do Z^0 (cf. texto).

Distribuições cinemáticas

Os acontecimentos seleccionados pela análise explicitada no capítulo anterior são de seguida comparados com as previsões do *Modelo Standard*, em algumas variáveis. Assim,

- Na figura 5.1 pode-se observar a distribuição dos acontecimentos em função da massa invariante das partículas provenientes do Z^0 . Esta massa é calculada a partir da massa invariante de recuo do V, superior à que seria calculada com as partículas detectadas na amostra $\tau^+\tau^-V$, devido a estas terem menos energia do que os τ provenientes do Z^0 .
- Na figura 5.2 é apresentada a distribuição dos acontecimentos em função da massa invariante do V. Dominada pelos baixos valores de massa, nela podem ser reconhecidas contudo alguns acontecimentos de massa relativamente elevada em excesso em relação às previsões da simulação.

Para valores de massa elevados, observa-se uma quantidade de acontecimentos superior às previsões dos dados simulados. Primeiro, alguma acumulação pode ser notada na região à volta dos 3 GeV (± 0.5 GeV), em

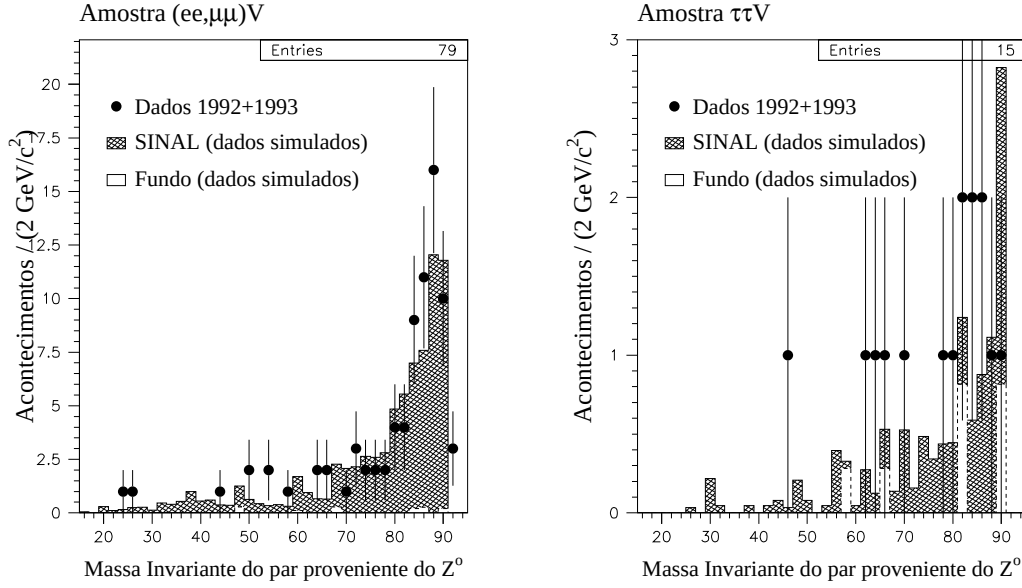


Figura 5.1: Distribuição dos acontecimentos seleccionados para a massa invariante das partículas provenientes do Z^0 . Esquerda: Amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$; direita: amostra $\tau^+\tau^-V$.

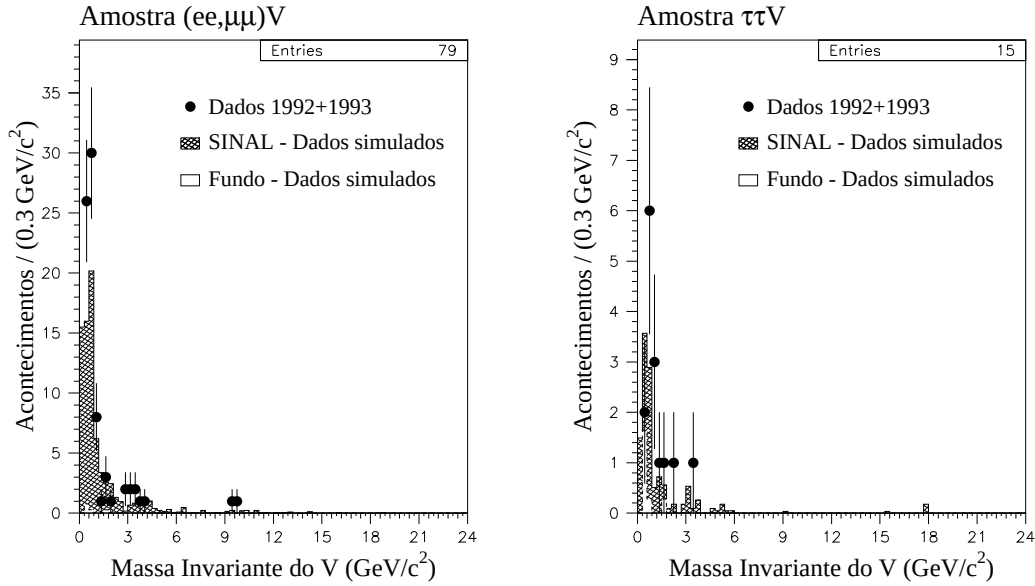


Figura 5.2: Distribuição dos acontecimentos seleccionados para a massa invariante do V . Esquerda: Amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$; direita: amostra $\tau^+\tau^-V$.

que o número de acontecimentos nos dados reais (7) é superior à soma de todas as previsões nessa região (3.1 acontecimentos de sinal). Segundo, são observados dois acontecimentos com massas no intervalo de 9.5 ± 0.5 GeV, quando o número de acontecimentos previstos com massas compreendidas entre 9 e 10 GeV, é de 0.4 acontecimentos (1.1 acontecimentos entre 8 e 11 GeV). Um comentário sobre esta discrepância será apresentado no final desta secção.

- A figura 5.3 mostra a distribuição dos acontecimentos seleccionados em massa invariante do V, quando este foi identificado em $V=e^+e^-$ (esquerda) ou em $V=\mu^+\mu^-$ (direita).

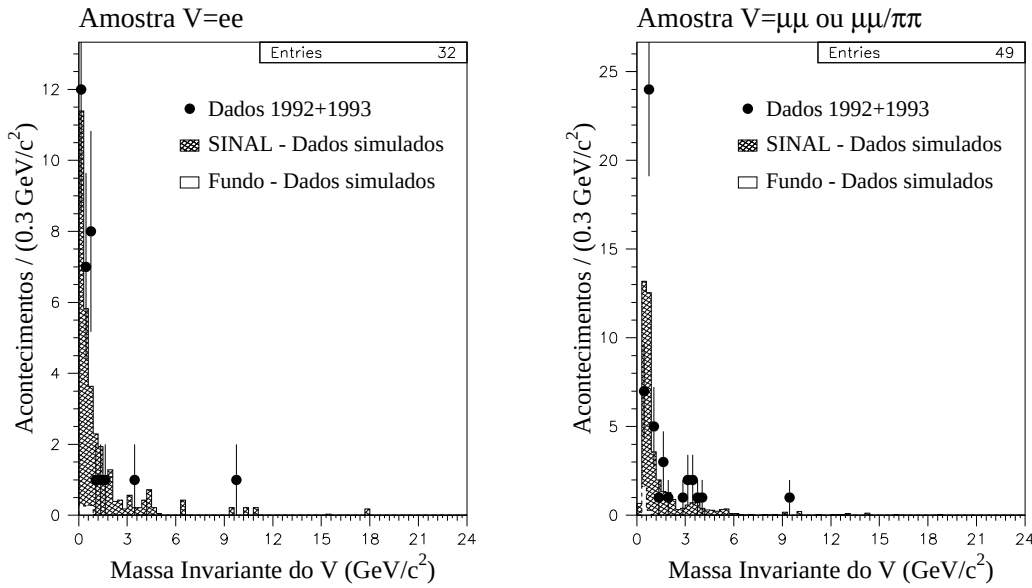


Figura 5.3: Distribuição dos acontecimentos seleccionados em função da massa do V, quando este foi identificado em e^+e^- (esquerda) ou em $\mu^+\mu^-$ (direita).

- Na figura 5.4 mostra-se a distribuição dos acontecimentos em função das duas variáveis anteriores (massa do par proveniente do Z^0 no eixo vertical e massa do V no horizontal).
- Na figura 5.5 mostra-se a distribuição dos acontecimentos em função da energia do V. Esta energia é simplesmente a soma das energias das duas partículas provenientes do V.

Naturalmente a energia do V é predominantemente baixa, havendo contudo alguns casos de energias elevadas.

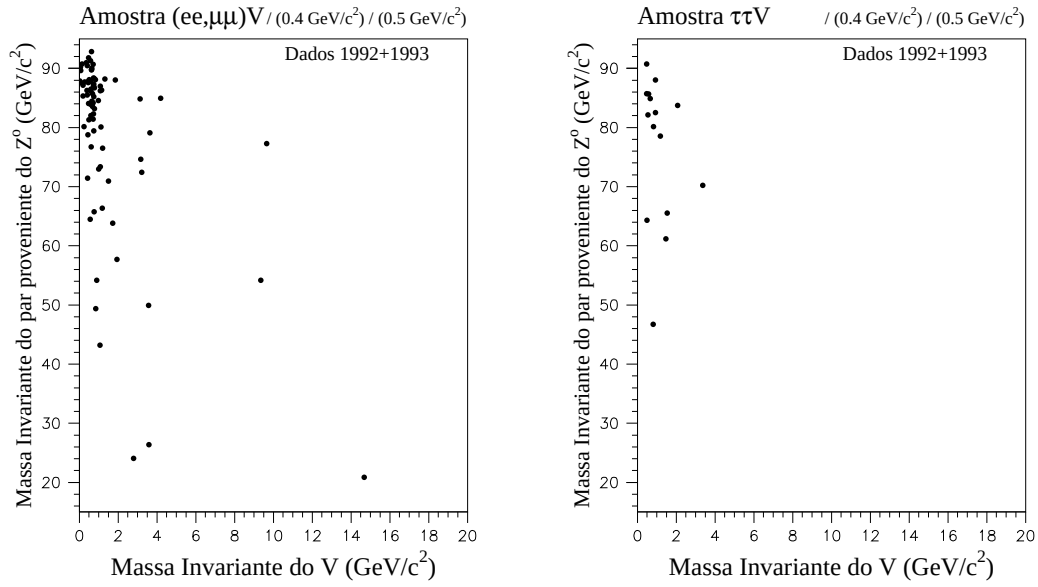


Figura 5.4: Distribuição dos acontecimentos seleccionados em função da massa invariante do par proveniente do Z^0 (eixo vertical) e da massa invariante do V (eixo horizontal). Esquerda: Amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$; direita: amostra $\tau^+\tau^-V$.

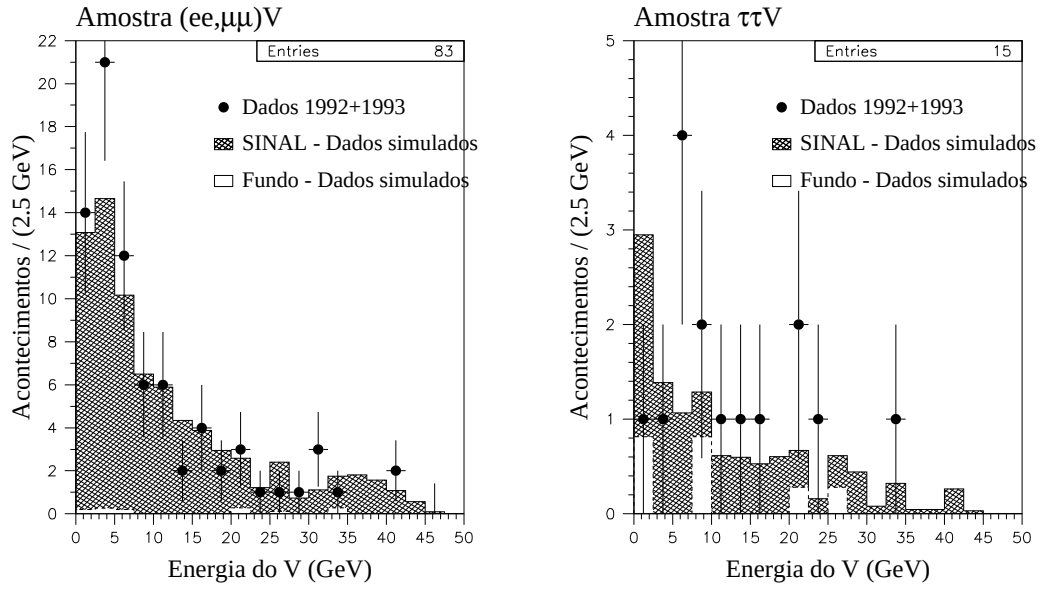


Figura 5.5: Distribuição dos acontecimentos seleccionados em função da energia do V (soma das energias das partículas constituintes do V). Esquerda: Amostra $(e^+e^-, \mu^+\mu^-)V$; direita: amostra $\tau^+\tau^-V$.

- As figuras 5.6 e 5.7 mostram respectivamente a distribuição dos acontecimentos seleccionados para o ângulo de abertura do V e para o ângulo entre o V (reconstruído a partir da soma dos momentos das duas partículas que o constituem) e o leptão (isto é, a partícula proveniente do Z^0) mais próximo.

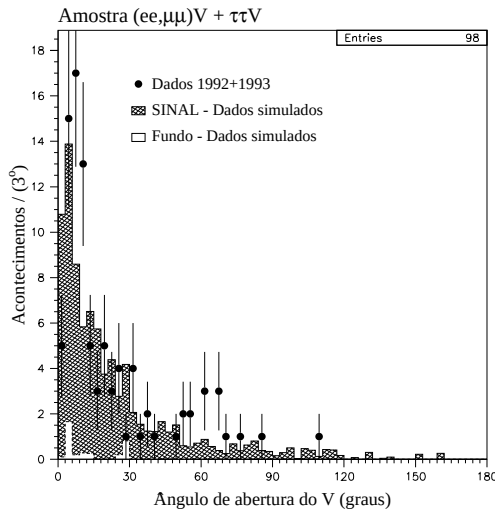


Figura 5.6: Distribuição dos acontecimentos seleccionados em função do ângulo de abertura do V (ângulo entre as partículas constituintes do V).

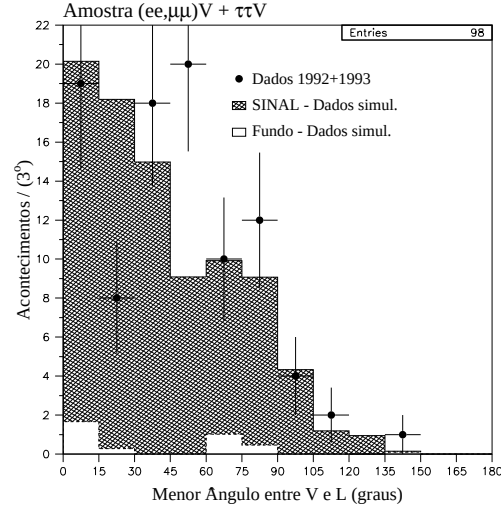


Figura 5.7: Distribuição dos acontecimentos seleccionados em função do ângulo do V com o leptão mais próximo (partícula proveniente do Z^0 mais próxima).

Conclusão

Nos números globais como nas distribuições apresentadas observa-se a menos de flutuações estatísticas um acordo entre os acontecimentos seleccionados e as previsões do *Modelo Standard*.

As pequenas discrepâncias observadas numa ou noutra variável, não têm grande significado estatístico e não se acumulam em regiões particulares dessas variáveis. Em particular, não se observam discrepâncias acentuadas em valores particulares de massa do V ou do par proveniente do Z^0 , conforme seria de esperar se houvesse produção de novas partículas fora do quadro do *Modelo Standard* que decaíssem em duas partículas carregadas. Contudo, alguns acontecimentos suscitam interesse, dada a sua relativa acumulação em massas de ressonâncias hadrónicas conhecidas, sendo estudados na subsecção seguinte.

A figura 5.8 mostra, em função da massa do V , o limite superior no número possível de acontecimentos provenientes de processos que não tenham sido incluídos na simulação das previsões do *Modelo Standard* feita neste trabalho (conforme descrito no capítulo dois para o sinal, e no capítulo três para o fundo). Assume-se nessa figura que a probabilidade de tais acontecimentos segue uma distribuição de Poisson.

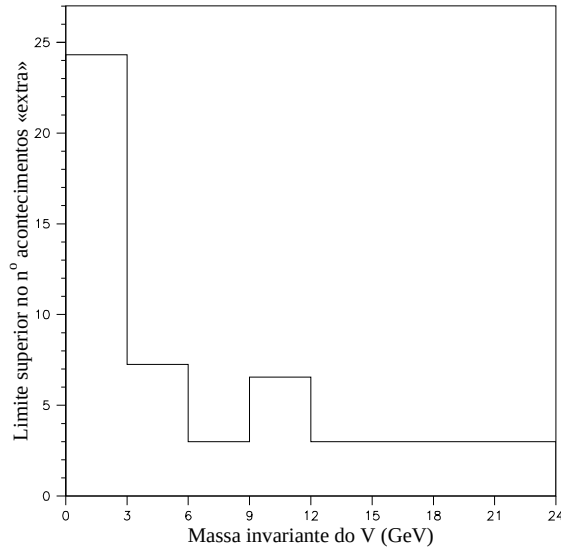


Figura 5.8: Em função da massa do V , número máximo de acontecimentos observáveis, com origem em processos não incluídos nas previsões do *Modelo Standard*.

Possíveis extensões ao *Modelo Standard* são indicadas na figura 5.9. Considere-se aí a existência de um bóson massivo X que poderia acoplar aos léptões (5.9a)) ou directamente ao Z^0 (5.9b)). Pressupondo que este bóson teria um decaimento isotrópico em ambos os casos, obtém-se a eficiência em função da sua massa que é representada na figura 5.10, ao nível do gerador (acontecimentos gerados pelo respectivo processo que não passaram pelo programa de simulação do detector). Utilizando os limites no número de acontecimentos atrás indicados, obtém-se então uma aproximação dos limites nas razões de fraccionamento do Z^0 para estes hipotéticos canais, em função da massa, que se podem ver na figura 5.11. Os efeitos do detector e de reconstrução tendem a diminuir a eficiência de selecção e, consequentemente, aumentar os limites representados.

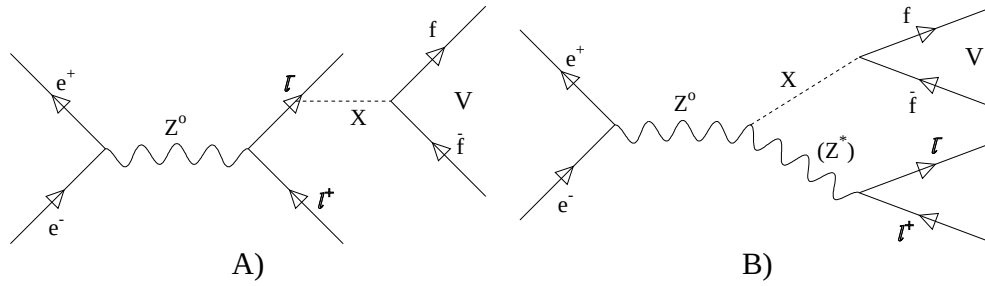


Figura 5.9: Diagrama de Feynman de possíveis extensões ao *Modelo Standard* com um hipotético novo bóson X. A) acoplamento de X aos léptons; B) acoplamento de X ao Z^0 .

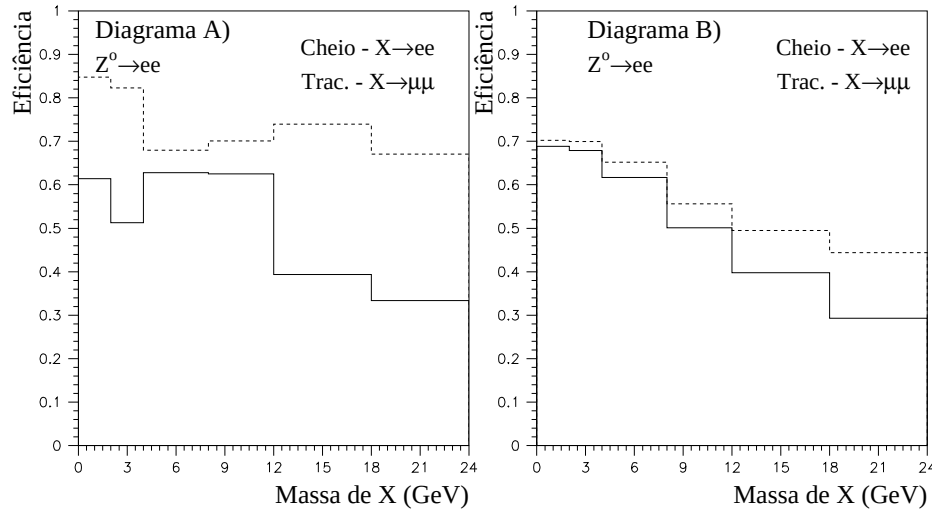


Figura 5.10: Em função da massa do V, eficiências para dois exemplos de novos canais (respectivos diagramas representados acima), não incluindo efeitos do detector ou de reconstrução.

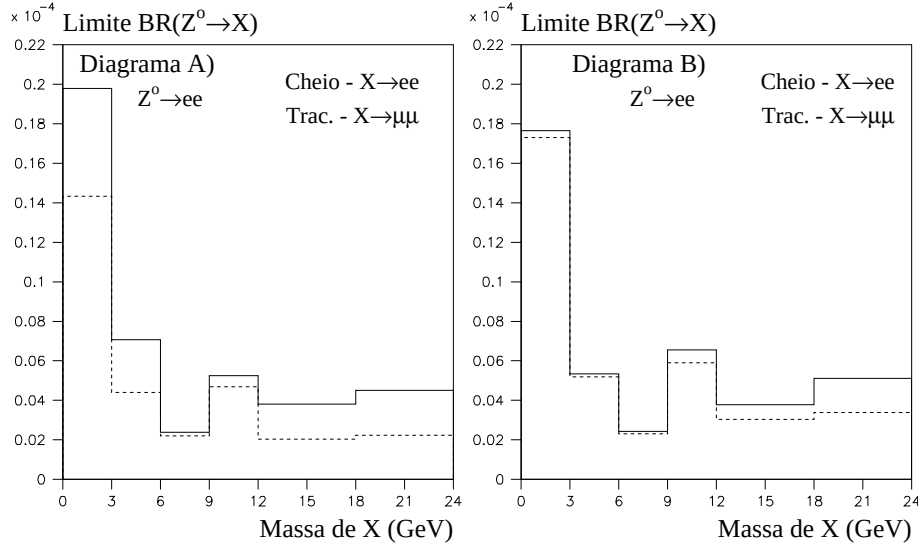


Figura 5.11: Em função da massa do V , limites nas razões de fraccionamento do Z^0 para dois exemplos de novos canais (respectivos diagramas representados acima), não incluindo efeitos do detector e de reconstrução.

5.1.2 Os acontecimentos de elevada massa do V

Como se referiu na subsecção anterior, existem alguns acontecimentos com massa do V elevada.

Para os acontecimentos com massa invariante do V superior a 2.6 GeV, foram recalculadas as massas após ajuste cinemático dos momentos das quatro partículas, usando a conservação de energia e momento como constrangimento. Efeitos de resolução nas medidas do momento ou da direcção das partículas, e também efeitos de radiação no estado inicial, foram traduzidos neste ajuste numa resolução em massa. Todavia, em determinadas configurações cinemáticas, o sistema de quatro equações a quatro incógnitas (equações da energia-momento, sendo as incógnitas os momentos das quatro partículas), pode não ter solução.

A tabela 5.2 mostra algumas características desses acontecimentos. Nos acontecimentos assinalados com * o ajuste cinemático não foi realizado. A legenda dessa tabela é a seguinte :

- V : Identificação das partículas provenientes do V ;
- m_V : Massa do V (GeV);

- Δm_V : Resolução na medida da massa do V;
- E_V : Energia do V (GeV);
- $\ell^+ \ell^-$: Identificação das partículas provenientes do Z^0 ;
- $m_{\ell\bar{\ell}}$: Massa invariante das partículas provenientes do Z^0 (massa de recuo do V) (GeV);
- $m_{V\text{ajust.}}$: Massa do V após ajuste cinemático;
- E_{cm} : Energia no centro de massa (GeV);
- E_{ch} : Soma das Energias das partículas carregadas (GeV);
- E_{tem} : Energia total electromagnética (GeV);
- $\theta_{\text{abert}}(^{\circ})$: Ângulo de abertura do V (graus);
- θ_V : Ângulo do V com a partícula mais próxima proveniente do Z^0 (graus).

O primeiro acontecimento da tabela 5.2 tem uma alteração importante da massa do V medida para o valor ajustado. Esta alteração tem origem em alterações importantes dos momentos das partículas constituintes do V, após ajuste cinemático, nomeadamente de 4.9 GeV para 11.3 GeV no caso do π^+ , e de 1.5 GeV para 12.8 GeV no caso do π^- . Os momentos das partículas estão bem medidos, como o atesta o facto da resolução na medida da massa do V ser tão baixa (0.025 GeV). Contudo, tal discrepância entre valores previstos e valores medidos nos momentos das partículas, pode ser justificada pela possibilidade do V ter decaído em $\tau^+ \tau^-$, e os τ em π e neutrinos, tendo os neutrinos transportado uma parte significativa da energia disponível. Como o V é classificado em função da identificação das partículas que o constituem, essa classificação não pode ser $\tau^+ \tau^-$, embora este caso tenha sido incluído na simulação do sinal. Assim, existe a possibilidade de neste acontecimento o V decair em $\tau^+ \tau^-$, e a massa do V ser 12.4 GeV.

A figura 5.12 mostra os acontecimentos com massas do V medidas acima de 9 GeV, em várias projecções (no topo, perspectivas XY e YZ do oitavo acontecimento da tabela 5.2, e em baixo as mesmas projecções do nono acontecimento). Em ambos os acontecimentos note-se a grande separação entre os traços e a inexistência de outros depósitos de energia não associados aos traços.

Em ambas as projecções do oitavo acontecimento, no topo, podem ser vistos os traços deixados pelos quatro electrões, bem como os seus depósitos de energia

	V	m_V	Δm_V	E_V	$\ell^+\ell^-$	$m_{\ell\bar{\ell}}$	$m_{V\text{jus}}^{\text{st.}}$	E_c^{m}	E_{ch}	E_{tem}	$\theta_{\text{abert}}(^{\circ})$	$\theta_V(^{\circ})$
1	$\pi^+\pi^-$	2.84	0.025	6.4	e^+e^-	84.7	12.4	91.3	68.4	73	62	99
2	$\mu^+\mu^-$	2.98	0.03	15.6	e^+e^-	74.1	2.87	91.3	93.5	69	30	95
3	$\mu^+\mu^-$	3.00	0.075	41.4	e^+e^-	24.6	2.99	89.4	89.2	35	10	39
4	$\mu^+\mu^-$	3.21	0.103	15.7	e^+e^-	72.2	3.18	89.4	77.6	45	25	84
5	$\mu^+\mu^-$	3.35	0.185	31.7	$\mu^+\mu^-$	50.6	4.36	91.3	66.8	3	18	109
6*	e^+e^-	3.35	0.128	17.2	$\tau^+\tau^-$	70.3	-	89.4	40.6	31	31	76
7	$\mu^+\mu^-$	3.42	0.062	41.9	$\mu^+\mu^-$	26.4	3.52	91.3	48.4	1	40	138
8	$\mu^+\mu^-$	3.82	0.037	10.4	e^+e^-	80.3	5.33	91.3	81.3	90	67	59
9	$\mu^+\mu^-$	4.04	0.064	6.3	e^+e^-	84.8	4.40	91.3	58.1	95	87	31
10	$\mu^+\mu^-$	9.58	0.161	31.4	$\mu^+\mu^-$	53.9	9.51	93.0	89.9	4	70	112
11	e^+e^-	9.89	0.514	12.0	e^+e^-	77.2	9.87	89.4	91.6	89	111	40

Table 5.2: Alguns ajustes cinemáticos dos acontecimentos com massas do V superiores a 2.6 GeV. *Acontecimentos em que não foi realizado o ajuste cinemático.