

TESE DE MESTRADO

Medida da Razão de Ramificação Relativa dos
Decaimentos $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e
Análise de Dalitz Plot do Decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$

André Massafferri Rodrigues

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Rio de Janeiro, Agosto de 1999

Utilizando a amostra de dados da experiência E791, Fermilab, foi realizada a análise dos decaimentos $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, com o objetivo de medir suas razões de ramificação relativas e, através da análise de Dalitz Plot, medir as frações dos vários estados intermediários presentes no decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Obtivemos que a razão de ramificação de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ em relação ao decaimento $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ é de $0,0327 \pm 0,0015_{-0,0006}^{+0,0018}$ e que a razão de ramificação de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ em relação à $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ é de $0,257 \pm 0,030_{-0,018}^{+0,023}$. Como um dos resultados da análise de Dalitz Plot, obteve-se fortes evidências da existência de um estado escalar de massa 486_{-26}^{+28} MeV e largura 351_{-43}^{+50} MeV, compatível com o esperado para o méson Sigma dos modelos de quebra de simetria quiral.

É difícil a tarefa de escolher pessoas para agradecer em detrimento de outras não menos importantes. Neste período que me dediquei a este trabalho, todas as pessoas me ajudaram de alguma forma.

Para ser breve, agradecerei implicitamente a todos que contribuíram de maneira indireta para este trabalho, como, por exemplo, aos amigos de conversa e de café.

Quero agradecer à minha dupla de orientadores, Jussara Miranda e Ignácio Bediaga, pelo conhecimento transmitido e pela grande motivação pela pesquisa. Alberto Reis, Wagner Carvalho, Carla Göbel, José Helayel, Sebastião Alves Dias, pela grande ajuda.

E, especialmente, a minha Myriam Gallagher.

A natureza nos mostra apenas a cauda do leão. Mas não duvido de que o leão exista, mesmo que não possa revelar-se imediatamente por causa do enorme tamanho.

A. Einstein

Índice

1	Introdução	1
2	Aspectos Teóricos	4
2.1	Partículas Elementares	4
2.2	Estados Quark-antiquark: Mésons	5
2.3	Necessidade do Méson σ	7
2.4	Vida-Média	10
2.5	Decaimento Fraco de Mésons Charmosos Pseudo-escalares	12
2.6	Método de Dalitz Plot para o Estudo de Decaimentos em Três Corpos	17
3	Experiência E791	20
3.0.1	O Acelerador de Partículas, o Feixe e o Alvo	22
3.0.2	Sistema de Tracking	23
3.0.3	Os Magnetos Analisadores	27
3.0.4	Os Contadores Čerenkov	28
3.0.5	Os Calorímetros	30
3.0.6	O Sistema de Detecção de Múons	30
3.1	O Trigger e o Sistema de Aquisição de Dados da E791	31
4	Seleção de Eventos e Monte Carlo	33
4.1	Reconstrução e Filtro	34
4.2	Variáveis Relevantes	36
4.3	<i>Strip</i> da E791	39
4.4	KSU <i>Strip</i>	39

4.5	N-uplas de Dados	40
4.6	Monte Carlo	43
4.7	<i>Background</i>	45
4.8	Otimização dos Cortes	46
4.9	Variáveis de Identificação Čerenkov	55
5	Medida da Razão de Ramificação de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	58
5.1	Funções de Ajuste	59
5.2	Reflexões	60
5.2.1	$D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	62
5.2.2	$D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+$, $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$ e $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	62
5.2.3	$D^0 \rightarrow K^+\pi^-$	66
5.3	Função de Ajuste para $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	69
5.4	Função de Ajuste para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	70
5.5	Função de Ajuste para $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$	73
5.6	Cálculo das Eficiências	76
5.6.1	Variável x_F e Momento Transverso (p_t)	78
5.6.2	Primeira Aproximação de Eficiência	78
5.6.3	Correção de x_F e p_t^2	81
5.6.4	Correção de <i>Dalitz Plot</i>	83
5.6.5	Correção da Vida-média do D_s^+	90
5.6.6	Correção da Variável <i>CHIP</i>	91
5.7	Redes Neurais	95
5.7.1	Neurônio Artificial	96
5.7.2	A Estrutura da Rede	97
5.7.3	Criação da Rede	98
5.7.4	A Rede de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	99
5.7.5	Resultados Obtidos com Redes Neurais	102
5.8	Erro Sistemático	104
5.8.1	Erro Sistemático Referente a Função de Ajuste	104

5.8.2	Erro Sistemático Referente aos Cortes	111
5.8.3	Erro Sistemático Final	112
6	Análise de Dalitz Plot do Decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	115
6.1	Amplitude do Sinal	120
6.1.1	<i>Fast</i> Monte Carlo	123
6.2	Resolução do Detector	124
6.3	Aceptância	126
6.4	Massas e Larguras dos Estados Ressonantes	127
6.5	Resultados	127
6.5.1	Resultado sem σ	128
6.5.2	Resultado com σ	131
6.5.3	Ajuste com um Estado Intermediário Vetorial	133
6.5.4	Ajuste com um Estado Intermediário Tensorial	135
6.5.5	Testes de Consistência Utilizando <i>Fast</i> Monte Carlo	137
6.5.6	Testes de Consistência Utilizando Subamostras de Dados	140
6.5.7	Resumo dos Resultados da Análise de Dalitz Plot	141
7	Conclusão	145

Lista de Figuras

2.1	Famílias de <i>leptons</i> e de <i>quarks</i> : Elétron (e), neutrino do elétron (ν_e), múon (μ), neutrino do múon (ν_μ), tau (τ), neutrino do tau (ν_τ), <i>up</i> (u), <i>down</i> (d), <i>strange</i> (s), <i>charm</i> (c), <i>bottom</i> (b), <i>top</i> (t). O <i>quark</i> superior de cada uma das três famílias tem carga elétrica $+2/3$ do módulo da carga do elétron (e) e o <i>quark</i> inferior, $-1/3$ de e	4
2.2	Composição dos mésons do noneto de $SU(3) \times SU\bar{3}$ em <i>quarks</i> . O estado singlete é representado fora do heptágono. As constantes multiplicativas α , β , γ , δ e λ , são obtidas pelo requerimento de normalização e ortogonalidade [9].	6
2.3	Noneto pseudo-escalar e vetorial.	6
2.4	Interação nuclear em primeira ordem e segunda ordem.	8
2.5	Possível composição do multiplete escalar.	9
2.6	Diagramas relativos a um processo hadrônico (a) e semi-leptônico (b) envolvendo o <i>quark</i> c	13
2.7	Tipos de decaimento hadrônico com <i>quark</i> c	14
2.8	Diagramas responsáveis pelo decaimento de D_s^+ no estado final em 3 píons. Ao alto e à direita, mostramos o mecanismo do acoplamento forte do estado $s\bar{s}$ com dois píons via troca de três <i>gluons</i> representado por F	16
2.9	Diagramas responsáveis pelo decaimento de D^+ no estado final em 3 píons.	17
3.1	O espectrômetro.	21
3.2	Visão esquemática do conjunto de aceleradores e diferentes linhas de feixe.	22
3.3	Seção reta de um plano do <i>SMD</i>	24

3.4	Configuração dos planos <i>SMD</i> na E791.	25
3.5	Esquema de uma <i>PWC</i> típica.	26
3.6	Orientação dos planos de câmaras de arrasto.	27
4.1	Representação geométrica das grandezas relacionadas com as variáveis <i>DIP</i> , <i>SDZ</i> e <i>SIGMA</i>	37
4.2	Diagrama das etapas da Seleção de eventos	41
4.3	A posição dos alvos pode ser vista utilizando-se a variável <i>ZPRI</i> que repre- senta a distância do primário a um ponto de referência fixo no detector. Pode-se verificar que a modificação na localização e no número de alvos ocorreu no <i>RUN</i> número 780.	42
4.4	Distribuição de eventos de Monte Carlo nos vários espectros de massa in- variante.	46
4.5	Distribuição de eventos de dados no espectro de 3 píons. As regiões A e B correspondem aos eventos utilizados no cálculo da significância estatística respectivamente para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	48
4.6	Distribuições de eventos com respeito as variáveis <i>SDZ</i> , <i>DIP</i> , <i>SIGMA</i> , <i>PT-</i> <i>BAL</i> e <i>RATIO</i> entre o Monte Carlo e os dados de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	49
4.7	Distribuições de eventos com respeito as variáveis <i>CHIP1</i> , <i>CHIP2</i> e <i>CHIP3</i> entre o Monte Carlo e os dados de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	50
4.8	Primeira iteração do processo de otimização de cortes para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. As distribuições das variáveis <i>CHIP2</i> e <i>CHIP3</i> apresentam o mesmo comportamento da variável <i>CHIP1</i>	51
4.9	Segunda iteração do processo de otimização de cortes para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	52
4.10	Distribuição de massa invariante da amostra de dados utilizando-se dois conjuntos diferentes de cortes. À distribuição com menor número de even- tos foi aplicado o conjunto de cortes $CHIP's > 13$, $SDZ > 12$, $PTBAL <$ $0,11$, $RATIO < 0,0004$, $DIP < 0,004$ e $SIGMA > 4$	53
4.11	Última iteração do processo de otimização de cortes para $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	53

4.12	Relação da vida-média com a variável <i>CHIP</i> . Para um mesmo ângulo θ , as grandezas <i>CHIP</i> e vida-média são diretamente proporcionais.	54
4.13	Dependência da eficiência com cortes na variável <i>CHIP</i> para Monte Carlo e dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Para cada ponto foi realizado o ajuste dos dados e do Monte Carlo (seção 5.1).	55
5.1	Ajuste da distribuição de massa invariante das amostra de Monte Carlo de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, no espectro de 3 píons, $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, no espectro de $K\pi\pi$, e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, onde $\phi \rightarrow K^+K^-$, no espectro de $KK\pi$ por uma função gaussiana. Os cinco parâmetros correspondem, respectivamente, ao valor central, à largura, ao número de eventos e aos dois graus de liberdade da função exponencial.	61
5.2	Simulação Monte Carlo da distribuição de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ no espectro de 3 píons e no espectro de $KK\pi$ utilizando o conjunto otimizados de cortes.	63
5.3	Distribuição de massa no espectro de 3 píons de eventos da amostra de Monte Carlo do decaimento $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$. Os parâmetros 1, 2, 3 e 4 correspondem respectivamente a λ , σ , número de eventos e μ	65
5.4	Simulação Monte Carlo da distribuição de $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ no espectro de 3 píons. O parâmetro 3 corresponde ao fator multiplicativo da função gaussiana modificada. O número de eventos observados da amostra de Monte Carlo foi obtido por integração numérica.	67
5.5	Comparação entre a contribuição da reflexão $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$	68
5.6	Contribuição da reflexão $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ no espectro de massa invariante com seus respectivos parâmetros.	68
5.7	Ajuste dos dados no espectro de $K\pi\pi$ utilizando o conjunto de cortes otimizado. O parâmetro 3 corresponde ao número de eventos de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. Em (A), utilizamos uma função dupla-gaussiana e em (B), uma gaussiana simples.	69

5.8	Ajuste dos dados no espectro de massa de 3 píons. A contribuição do <i>background</i> total também é mostrada, assim como a contribuição da reflexão $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e da soma das contribuições de $D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. Os dois primeiros parâmetros referem-se ao <i>background</i> combinatorial, os quatro seguintes referem-se a reflexão $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, do parâmetro sete ao onze, $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ e os restantes, $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$	72
5.9	Evolução do processo de seleção de eventos do decaimento $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$, onde $\phi \rightarrow K^+ K^-$, no espectro de massa de $KK\pi$. Em (A), a amostra aparece sem cortes, em (B) aplicamos o corte na massa da partícula ϕ e em (C), apenas o conjunto de cortes otimizado e em (D), aplicamos o corte na massa de ϕ juntamente com os cortes otimizados. Esta última foi utilizada para a estimativa do número de eventos de $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$, com $\phi \rightarrow K^+ K^-$	74
5.10	Distribuição de eventos de Monte Carlo do canal $D_s^+ \rightarrow K^+ K^- \pi^+$ não-ressonante no espectro de $K^+ K^-$. Em destaque, mostramos os eventos que sobrevivem ao corte na massa do ϕ	75
5.11	Ajuste dos dados no espectro de $KK\pi$ utilizando o conjunto de cortes otimizado e o corte na massa do ϕ . O parâmetro 6 corresponde ao número de eventos de $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$, com $\phi \rightarrow K^+ K^-$. A figura mostra também, à direita em pontilhado, o ajuste obtido para a distribuição dos eventos da reflexão de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	77
5.12	Distribuição dos eventos produzidos segundo x_F e p_t^2 para D^+ e D^-	79
5.13	Distribuição dos eventos produzidos segundo x_F e p_t^2 para D_s^+ e D_s^-	80
5.14	Para a escolha da <i>binagem</i> de D^+ , foi realizado o cálculo da eficiência para seis <i>bins</i> de x_F de $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$	83
5.15	Para a escolha da <i>binagem</i> de D_s^+ , foi realizado o cálculo da eficiência para seis <i>bins</i> de x_F de $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$	84

5.16	<i>Binagem</i> escolhida para a correção da eficiência com respeito a x_F/p_t^2 e carga para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. Mostramos também os pesos em cada um dos <i>bins</i> , calculados com o canal $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. O segundo número de cada <i>bin</i> refere-se ao erro estatístico das medidas dos pesos.	84
5.17	<i>Binagem</i> escolhida para a correção da eficiência com respeito a x_F/p_t^2 para $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$. Mostramos também os pesos em cada um dos <i>bins</i> , calculados com o canal $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$	85
5.18	Distribuições necessárias para o cálculo da correção de <i>Dalitz Plot</i> para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	88
5.19	Distribuições necessárias para o cálculo da correção de <i>Dalitz Plot</i> para $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	88
5.20	Distribuições necessárias para o cálculo da correção de <i>Dalitz Plot</i> para $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	89
5.21	Distribuição da vida-média dos eventos de Monte Carlo do canal $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ a qual seguiu a lei de decaimento antiga juntamente com a função de decaimento nova normalizada pelo número de eventos da função de decaimento antiga.	91
5.22	Estudo de <i>CHIP</i> nos canais $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ (A), $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ (B), $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, onde $\phi \rightarrow K^+K^-$ (C) e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ (D). No alto de cada figura, à direita, é mostrado os cortes aplicados juntamente com os cortes de <i>CHIP</i>	93
5.23	Estudo de <i>CHIP</i> nos canais $D^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ não-ressonante.	94
5.24	Esquema de um neurônio artificial.	97
5.25	Estrutura de neurônios utilizada para a obtenção da Rede Neural.	98
5.26	Esquema de utilização da Rede Neural.	100
5.27	Comparação bidimensional entre cortes lineares e cortes não-lineares	100

5.28	Em (A), mostramos a distribuição de eventos no Monte Carlo Geral. Em (B), mostramos os cortes cinemáticos para a remoção dos eventos charmosos utilizado para a obtenção da amostra de <i>background</i>	102
5.29	Distribuição de <i>nncut</i> para o arquivo de sinal (A), de <i>background</i> (B) e de dados (C).	103
5.30	Ajuste das distribuições de dados no espectro de 3 píons (A) e $K\bar{K}\pi$ (B).	105
5.31	Ajuste dos dados de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ em (A) e de $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$ e $D_s^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$ em (B).	106
5.32	Ajuste dos dados de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ em (A) e de $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$ e $D_s^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$ em (B) utilizando o corte $p_2 < 40$	108
5.33	Ajuste dos dados de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ removidos os eventos da reflexão $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	110
5.34	Variações da medida da razão de ramificação para a estimativa do erro sistemático de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e medidas realizadas em outras experiências.	113
5.35	Variações da medida da razão de ramificação para a estimativa do erro sistemático de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e medidas realizadas em outras experiências.	113
6.1	Conjunto de eventos utilizado para a análise de Dalitz Plot do decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ no espectro de massa de três píons. A figura mostra também os eventos de <i>background</i> total, das reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ junto da $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ e $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	116
6.2	Distribuição de eventos de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ no Dalitz Plot. No canto, à direita, mostramos a mesma distribuição no formato box.	117
6.3	Possíveis modos de decaimento de D^+ com estado final em três píons.	118
6.4	Em (A) e (B), mostramos a distribuição de eventos de Monte Carlo das reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ no Dalitz Plot na região de massa do $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Em (C), a distribuição dos eventos de dados no Dalitz Plot referente à região de massa mostrada em negrito em (D).	119
6.5	Diagrama de um processo ressonante.	121
6.6	Simulação das possíveis ressonâncias no Dalitz Plot, segundo o nosso modelo.	124

6.7	Variação do contorno do Dalitz Plot devido ao efeito da resolução.	125
6.8	Histograma de aceitação.	126
6.9	Resultado sem σ : acima, mostramos a distribuição de χ^2 por <i>bin</i> relativo a diferença dos dados com a simulação <i>Fast Monte Carlo</i> . Abaixo, a distribuição dos dados (barras de erro) e da simulação do resultado (sólido) no espectro de massa invariante ao quadrado de dois píons. A distribuição em negrito corresponde a contribuição total do <i>background</i>	130
6.10	Resultado com σ : acima, mostramos a distribuição de χ^2 por <i>bin</i> relativo a diferença dos dados com a simulação <i>Fast Monte Carlo</i> . Abaixo, a distribuição dos dados (barras de erro) e da simulação do resultado (sólido) no espectro de massa invariante de dois píons. A distribuição em negrito corresponde a contribuição total do <i>background</i>	132
6.11	Distribuição de <i>FCN</i> com relação a massa e largura de uma partícula escalar. Os valores de cada <i>bin</i> correspondem a diferença entre o valor de <i>FCN</i> encontrado neste <i>bin</i> e o valor mínimo de <i>FCN</i> na faixa em questão. .	133
6.12	Distribuição de <i>FCN</i> com relação a massa e largura de uma partícula vetorial.	134
6.13	Resultado com uma partícula vetorial.	135
6.14	Distribuição de <i>FCN</i> com relação a massa e largura de uma partícula tensorial.	136
6.15	Resultado com uma partícula tensorial.	138
6.16	Distribuição de <i>FCN</i> com relação à massa e largura de uma partícula escalar utilizando uma amostra de <i>Fast Monte Carlo</i>	138
6.17	Distribuição de <i>FCN</i> com relação à massa e largura de uma partícula tensorial utilizando uma amostra de <i>Fast Monte Carlo</i>	139
6.18	Resultado com σ utilizando uma amostra de dados com cortes fortes. . . .	142
6.19	Resultado com σ utilizando uma amostra de dados com corte de carga: $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$	142
6.20	Resultado com σ utilizando uma amostra de dados com corte de carga: $D^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-$	144

Lista de Tabelas

3.1	Intervalos de momento para os quais os detectores Čerenkov podem discriminar entre píons, káons e prótons.	29
3.2	Probabilidades <i>a priori</i> para cada partícula em um evento típico da E791.	30
4.1	Diminuição gradativa da amostra de Monte Carlo dos quatro decaimentos necessários a medida das razões de decaimento, por ocasião da várias etapas da seleção de eventos. O fato dos decaimentos D^- e D_s^- terem maior aceitação do que os seus respectivos conjugados de carga será discutido na seção 5.6.	45
4.2	Evolução da otimização dos cortes para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. A primeira coluna mostra o conjunto de cortes antes da otimização. As quatro colunas seguintes mostram as quatro primeiras iterações.	51
4.3	Evolução da otimização dos cortes para $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	54
4.4	Conjunto de cortes finais.	56
5.1	Valores encontrados para a eficiência e para o número de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$	64
5.2	Número de eventos produzidos nas n-uplas de Monte Carlo com $x_F > -0,1$	80
5.3	Valores de eficiência na primeira aproximação.	80
5.4	Eficiências calculadas após a correção de x_F e p_T^2	85
5.5	Aplicação dos valores encontrados para $R(\text{dalitz})$	89
5.6	Eficiências calculadas após a correção de vida-média.	91

5.7	Razão do número de eventos com seus respectivos cortes de <i>CHIP</i> divididos pelo número de eventos sem corte de <i>CHIP</i> . Para estas medidas, foram utilizados cortes nas variáveis Čerenkov, $KPROB > 0,2$ e $KPROB13 > 0,2$. Valores correspondentes a figura 5.23a	94
5.8	Evolução da estimativa das eficiências.	95
5.9	Valores encontrados nos ajustes dos dados e para as eficiências com o corte $nncut > 0,7$	103
5.10	Resultados obtidos utilizando-se uma função gaussiana simples para o ajuste do sinal dos dados.	105
5.11	Número de eventos estimado para as reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ no espectro de 3 píons, para partícula e anti-partícula.	106
5.12	Resultados obtidos para a amostra dividida em partícula e anti-partícula. Os valores das eficiências são mostrados na tabela 5.4.	107
5.13	Valores necessários ao cálculo das razões de ramificação do $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$, $D^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-$, $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ e $D_s^- \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^-$, utilizando o corte de momento, juntamente com os resultados obtidos.	109
5.14	Valores obtidos removendo-se a reflexão $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ do espectro de 3 píons.	110
5.15	Variação do número de eventos das reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ utilizada como fonte de erro sistemático para o ajuste no espectro de 3 píons.	111
5.16	Número de eventos observados e cálculo da razão de ramificação variando-se o número de eventos das reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	111
5.17	Estudo do efeito sistemático da variável <i>DIP</i>	112
5.18	Variações da medida da razão de ramificação para a estimativa do erro sistemático e medidas realizadas em outras experiências. Valores correspondentes à figura 5.34, para $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ e 5.35, para $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$	114
6.1	Fatores de forma de Blatt-Weisskopf.	122
6.2	Polinômios de Legendre até $J = 2$	123

6.3	Massas e larguras das ressonâncias. Os dois valores citados para a largura de decaimento do $f_0(980)$ correspondem, respectivamente, a g_π e g_K . O processo de obtenção dos valores para a massa e largura do estado intermediário σ é descrito na seção 6.5.2.	127
6.4	Solução do ajuste sem a inclusão de σ	128
6.5	Solução obtida pela experiência E687.	129
6.6	Solução utilizando o estado intermediário σ	131
6.7	Solução utilizando um estado intermediário vetorial.	134
6.8	Solução utilizando um estado intermediário tensorial.	136
6.9	Resultado utilizando a amostra σ -FMC com a amplitude e fase de σ fixados em zero.	139
6.10	Resultado utilizando a amostra com cortes fortes.	140
6.11	Resultado obtido no ajuste com a amostra positiva, $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	141
6.12	Resultado obtido no ajuste com a amostra negativa, $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$	141

Capítulo 1

Introdução

Esta tese descreve a análise da amostra de dados de decaimentos de mésons charmosos coletados no período de julho de 1991 a janeiro de 1992 na experiência E791 de alvo fixo. Esta experiência é a continuação de uma série de experiências realizadas no Fermilab dedicadas à investigação das partículas charmosas. Os decaimentos fracos de hádrons envolvendo o *quark* charmoso fornecem um excelente laboratório para se investigar os efeitos da interação forte na fronteira entre os regimes perturbativo e não-perturbativo.

O estudo dos decaimentos hadrônicos pode responder a questões cruciais para a fenomenologia da física de partículas, as quais continuam sendo um desafio para a teoria existente. A dinâmica hadrônica consiste em um importante exemplo do fenômeno de quebra espontânea de simetria, sendo, inclusive, a primeira aplicação deste conceito em física de partículas [1]. Na década de 60, *Nambu* [2], *Nambu and Jona-Lasinio* [3] e *Goldstone* [4] introduziram o conceito de quebra espontânea na simetria quiral das interações fortes motivados pelo fato experimental que os píons têm massas muito pequenas comparadas com os outros hádrons. Desde então, vários modelos efetivos têm sido propostos para o entendimento deste mecanismo na espectroscopia hadrônica. Estes modelos têm mostrado a necessidade da existência de um méson isoescalar, denominado σ . Outros modelos, como o modelo Sigma não-linear [5], têm surgido com o intuito de explicar a possível inexistência de tal estado, dado que sua comprovação experimental se tornou obscura por muito tempo. Este mesmo estado é requerido pela física nuclear, o qual seria responsável pela mediação da interação nucleon-nucleon até valores para o momento

transferido de 1 GeV. A grande incerteza na massa (400-1200 MeV) e largura indefinida atribuída a esta partícula na edição mais recente do *Particle Data Book* [6] é o resultado de observações indiretas desta ressonância.

Neste contexto, os decaimentos do méson charmoso D^+ ¹ em três píons são processos privilegiados para a observação do méson σ . Isto é devido ao fato dos decaimentos charmosos apresentarem pequena contribuição não-ressonante, decaindo principalmente em dois corpos, além do seu grande acoplamento com estados intermediários escalares. A busca por este méson em decaimentos com estado final em três píons é facilitada pelo seu esperado acoplamento com dois píons, $\sigma \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Analogamente, o decaimento do D_s^+ em três píons no estado final é uma importante fonte de informação a cerca de algumas questões sobre a dinâmica dos decaimentos charmosos. Ainda não há um consenso sobre o papel dos processos com aniquilação de W . Tanto o decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ não-ressonante como $D_s^+ \rightarrow \rho^0\pi^+$ só podem ocorrer por intermédio deste tipo de processo. A razão de ramificação destes decaimentos indicariam a escala da contribuição de diagramas aniquilação de W .

Medidas da razão de ramificação, vida-média, assimetrias na produção de partículas, seção de choque, são estudos típicos em experiências de altas energias, no qual se obtém informações a respeito dos processos elementares da física. A primeira parte deste trabalho, consiste na medida da razão de ramificação dos decaimentos $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ relativos, respectivamente, aos canais $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, e correspondem à soma das razões de ramificação dos seus respectivos estados intermediários. Sua medida é de grande importância para o estudo dos decaimentos hadrônicos na medida que permite estabelecer comparações com os demais decaimentos. A segunda parte, consiste na análise de Dalitz Plot do decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Esta análise permite determinar as frações relativas de cada estado intermediário através do estudo do seu espaço de fase.

A experiência E791, com uma grande amostra de eventos charmosos (cerca de 200 mil eventos reconstruídos) permitiu comprovar, melhorar e acrescentar novos resultados aos

¹A menos que seja dito o contrário, em toda menção a uma partícula carregada, esta implícito a inclusão do seu conjugado de carga. Neste caso, $D^+ \rightarrow D^\pm$ e $D_s^+ \rightarrow D_s^\pm$

já existentes. As medidas mais recentes das razões de ramificação de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, baseadas em amostras de, respectivamente, 236 ± 20 e 98 ± 12 eventos, realizadas pela experiência E687 [7], proporcionaram os seguintes resultados:

$$\frac{BR(D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)} = 0,043 \pm 0,003 \pm 0,003$$

$$\frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)} = 0,328 \pm 0,058 \pm 0,058$$

A análise de Dalitz Plot de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, realizada pela mesma experiência, indicou apenas a presença do estado intermediário $D^+ \rightarrow \rho^0\pi^+$ e uma grande contribuição não-ressonante. O decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ juntamente com o decaimento $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, consistem nos únicos decaimentos charmosos nos quais foram observados grandes contribuições do modo não-ressonante. Este foi um dos motivos que nos impeliram ao estudo do decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, este último discutido recentemente na tese apresentada por Carla Göbel [8].

No capítulo 2 apresentamos os elementos essenciais para o entendimento do contexto no qual se insere este trabalho. Discutimos a importância da comprovação experimental da existência do méson σ como peça-chave na formulação do modelo de quebra de simetria quiral na QCD e de física nuclear. Discutimos também a relevância das medidas de razão de ramificação de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, bem como das medidas das frações relativas dos seus modos de decaimento.

No capítulo 3 e 4 descrevemos brevemente as várias partes do aparato experimental, bem como todo o processo de seleção dos eventos, desde a reconstrução até a obtenção de uma amostra de dados otimizada para a realização das medidas em questão.

No capítulo 5 descrevemos o procedimento utilizado para a obtenção das grandezas necessárias às medidas das razões de ramificação, como o número de eventos observados de dados e os valores das eficiências.

No capítulo 6 descrevemos o formalismo utilizado na análise de Dalitz Plot do decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Nesta análise foi observada uma contribuição dominante do estado intermediário de uma partícula escalar de massa 486_{-26}^{+28} MeV e largura 351_{-43}^{+50} MeV, características que nos permitem identificá-la com o méson σ .

Capítulo 2

Aspectos Teóricos

2.1 Partículas Elementares

As interações fraca, eletromagnética e forte são bem descritas por um princípio de *gauge*, aplicados a campos de matéria formados por férmions, sendo os propagadores das interações representados por bósons de *gauge*. Os férmions estão divididos em dois grupos: os *quarks*, que participam das três interações, e os *leptons*, que não participam da interação forte.

Cada grupo de férmions, com seis sabores, está organizado em dubletos de *isospin fraco*.

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix} ; \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

Figura 2.1: Famílias de *leptons* e de *quarks*: Elétron (e), neutrino do elétron (ν_e), múon (μ), neutrino do múon (ν_μ), tau (τ), neutrino do tau (ν_τ), *up* (u), *down* (d), *strange* (s), *charm* (c), *bottom* (b), *top* (t). O *quark* superior de cada uma das três famílias tem carga elétrica $+2/3$ do módulo da carga do elétron (e) e o *quark* inferior, $-1/3$ de e .

O grupo de *gauge* das três interações, manifestação de simetrias locais internas¹, é o

¹Para diferenciar de simetria espaço-temporal

produto direto dos grupos, $SU(2)_I \otimes U(1)_Y \otimes SU(3)_{cor}$.

2.2 Estados Quark-antiquark: Mésons

No modelo a *quark*, mésons são estados ligados de um *quark* e um *antiquark*, $q\bar{q}$. Dado que as interações fortes não distinguem sabor, podemos representar os mésons em multipletos de sabor, $SU(N)_{sabor} \times SU(\bar{N})_{sabor}$, onde N é o número de sabores.

Considerando apenas os *quarks up e down*, $SU(2)_{sabor}$, podemos representar os mésons em um triplete e um singlete de *isospin forte*². Abaixo, mostramos os auto-estados de *isospin forte* deste grupo [9].

$$\begin{aligned}
 |I = 1, I_3 = 1\rangle &= -u\bar{d} \\
 |I = 1, I_3 = 0\rangle &= \sqrt{\frac{1}{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) \\
 |I = 1, I_3 = -1\rangle &= d\bar{u} \\
 |I = 0, I_3 = 0\rangle &= \sqrt{\frac{1}{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})
 \end{aligned}$$

Para $SU(3)_{sabor}$, com três sabores de *quarks*, *up*, *down* e *strange*, existem nove possibilidades de combinações $q\bar{q}$. Estes estados podem ser dispostos na representação $8 + 1$, ou seja, num octeto e num singlete. Sob operações deste grupo, os oito estados do octeto transformam-se um nos outros mas não se misturam com o estado singlete. A figura 2.2 mostra a composição de *quarks* dos mésons pertencentes ao noneto $SU(3)_{sabor}$.

O par $q\bar{q}$ apresenta um espectro de energia discreto correspondendo aos diferentes modos excitados. Para cada um destes modos excitados, existe um multiplete correspondente com a mesma configuração de sabores da figura 2.2. Como os *quarks* têm *spin* $1/2$, o *spin* intrínscico total do par $q\bar{q}$ pode ser $S = 0$ ou 1 . O *spin* total J do méson é a soma vetorial de S e do momento angular orbital L de q e de \bar{q} . São classificados, segundo

²Quantidade conservada correspondente a simetria dada pela troca $up \leftrightarrow down$

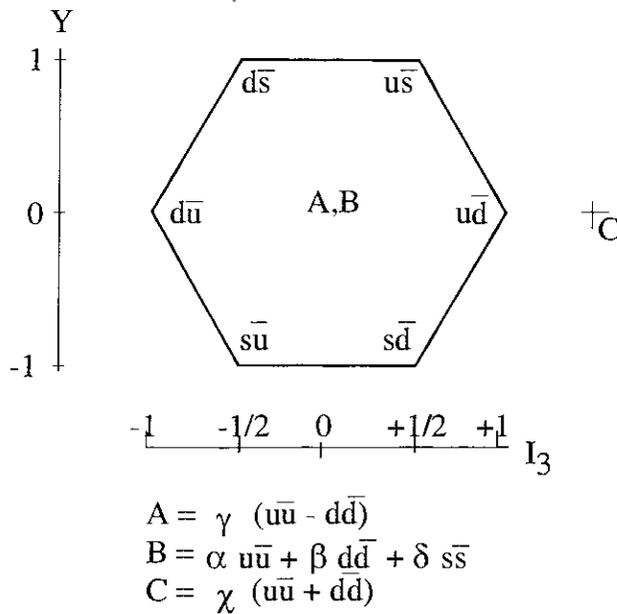


Figura 2.2: Composição dos mésons do noneto de $SU(3) \times SU(3)$ em *quarks*. O estado singlete é representado fora do heptágono. As constantes multiplicativas α , β , γ , δ e χ , são obtidas pelo requerimento de normalização e ortogonalidade [9].

suas propriedades de transformação, J^{PC} , em mésons escalares (0^{++}), pseudo-escalares (0^{-+}), vetoriais (1^{--}) e tensoriais (2^{++}). A figura 2.3 mostra a representação dos mésons pseudo-escalares e vetoriais.

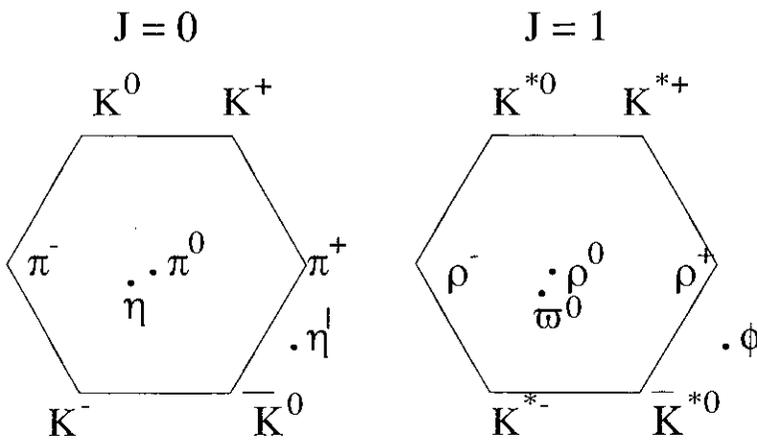


Figura 2.3: Noneto pseudo-escalar e vetorial.

2.3 Necessidade do Méson σ

No regime de altas energias, associado com a liberdade assintótica das interações fortes, *quarks* e *gluons* podem ser tratados como partículas livres, o que permite a utilização de métodos perturbativos para o cálculo de suas interações. Por outro lado, a baixas energias, devido ao confinamento, as unidades básicas da interação forte, são partículas compostas por *quarks* e *gluons*: os hádrons. Neste regime, as massas dos *quarks* não são quantidades observáveis. Por este motivo, é útil a definição de massa constituinte dos *quarks*, cuja soma corresponde à massa dos hádrons. As massas constituintes dos *quarks up* e *down* podem ser estimadas tomando como base a massa dos nucleons (próton e nêutron). Como os nucleons têm massa de aproximadamente 1 GeV e são compostos por três *quarks up* e *down* (*uud* ou *udd*), estes devem ter massas constituintes da ordem de 0,3 GeV.

Entretanto, este raciocínio não pode ser aplicado no caso dos píons. Estes mésons, constituídos por um par *quark-antiquark up* e *down*, apresentam massas de apenas 0,14 GeV. Uma solução para este impasse foi a aplicação do mecanismo de quebra espontânea de simetria quiral na *QCD*. Segundo o teorema de *Nambu-Goldstone*, partículas sem massa e *spin*, denominados de bósons de *Nambu-Goldstone*, estão sempre presentes quando alguma simetria contínua é espontaneamente quebrada. Podemos identificar os píons como sendo os bósons de *Goldstone* da quebra de simetria quiral e atribuímos sua pequena massa ao fato desta simetria não ser exata. A utilização deste modelo implica na existência de um méson escalar, parceiro quiral dos três píons pseudo-escalares.

Para a compreensão fenomenológica deste mecanismo, considere os *quarks up* e *down* como partículas sem massa, de modo que a Lagrangiana da *QCD* apresente simetria quiral. Esta é uma boa aproximação, uma vez que as massas de corrente ³ são muito pequenas, comparadas com as energias envolvidas nas interações fortes. Neste limite, a Lagrangiana da *QCD* é invariante sob transformações do grupo de simetria global $SU(2)_V \times U(1)_V \times SU(2)_A \times U(1)_A$ [10], onde o *V* e *A* significam, respectivamente, vetor e vetor-axial. Pelo teorema de *Noether*, cada simetria está associada com alguma quantidade conservada. As

³Termo utilizado para diferenciar massa constituinte da massa dos *quarks* utilizada como parâmetro na Lagrangiana da *QCD*

duas primeiras simetrias, $SU(2)_V$ e $U(1)_V$, são manifestadas na natureza, respectivamente, como a conservação de *isospin* forte e do número bariônico. A manifestação da simetria $SU(2)_A$ requer, para o tripleto pseudo-escalar de píons, a existência de um tripleto de mesma massa e paridade oposta. A simetria $U(1)_A$ manifesta-se de maneira similar, requerendo um singleto escalar de mesma massa. Com a quebra de simetria quiral nos modos de *Goldstone* [11], o campo escalar adquire massa diferente de zero, enquanto os campos pseudo-escalares permanecem sem massa.

A existência de um méson escalar que se acopla fortemente com dois píons é de grande importância em muitas teorias efetivas de quebra espontânea de simetria [12], como o modelo Sigma linear [5] e teorias baseadas no modelo de *Nambu-Jona-Lasinio* (NJL) [3], estas últimas requerem que este méson apresente uma massa equivalente a duas vezes a massa constituinte dos *quarks* que o compõe ($m_\sigma = 2 m_{quark}$) e grande largura.

Mesmo não tendo sido bem estabelecido, este estado isoescalar, já era amplamente utilizado em cálculos de interações nucleon-nucleon de segunda ordem na Física Nuclear [11]. A figura 2.4 mostra as interações nucleares em primeira e segunda ordem, segundo o modelo de *Yukawa*. Em primeira ordem, as forças nucleares são dominadas pela troca de um pión. Seu propagador é descrito por $\frac{1}{m_\pi^2 - t}$, onde a massa do pión é aproximadamente um número real, dada sua estabilidade na região que as interações fortes são concenrentes. Em segunda ordem, corresponde à troca de dois píons, os quais podem estar correlacionados de duas maneiras: por uma onda vetorial (*P-wave*) com $I = 1$ e por uma onda escalar (*S-wave*) com $I = 0$. A primeira é descrita como a troca de um méson ρ . A segunda, é descrita como a troca de um méson σ , segundo um propagador $\frac{1}{m_\sigma^2 - t}$.

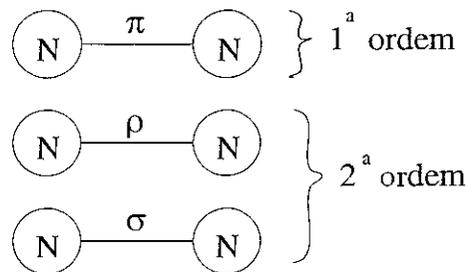


Figura 2.4: Interação nuclear em primeira ordem e segunda ordem.

A caracterização de uma partícula só se torna completa quando enquadrada, segundo princípios de simetria, na espectroscopia hadrônica. Várias partículas foram, inclusive, previstas seguindo estes princípios. O modelo a *quark*, numa primeira aproximação prevê razoavelmente bem o espectro hadrônico observado para os nonetos $J^P = 1^-, 1^+$ e mesmo para os pseudo-escalares. No entanto, a previsão do espectro de massa falha para o noneto escalar. Até agora, os únicos mésons escalares conhecidos são $a_0(980)$, $f_0(980)$, $f_0(1370)$, $K_0^*(1430)$, $a_0(1450)$, $f_J(1710)$ ⁴ [13]. Utilizando o modelo NJL, há evidências de que os estados $a_0(1450)$, $f_J(1710)$, são estados excitados de, respectivamente, $a_0(980)$, $f_0(980)$, e os estados $f_0(1370)$, $K_0^*(1430)$, estados excitados dos, ainda não comprovados, méson σ ⁵ e de um méson estranho com massa próxima do méson vetorial K^{*0} denominado κ . A indicação do $f_0(980)$ como sendo o par quiral dos píons foi descartada, dada a sua pequena largura de decaimento. Uma possível formação para o noneto escalar é mostrado na figura 2.5.

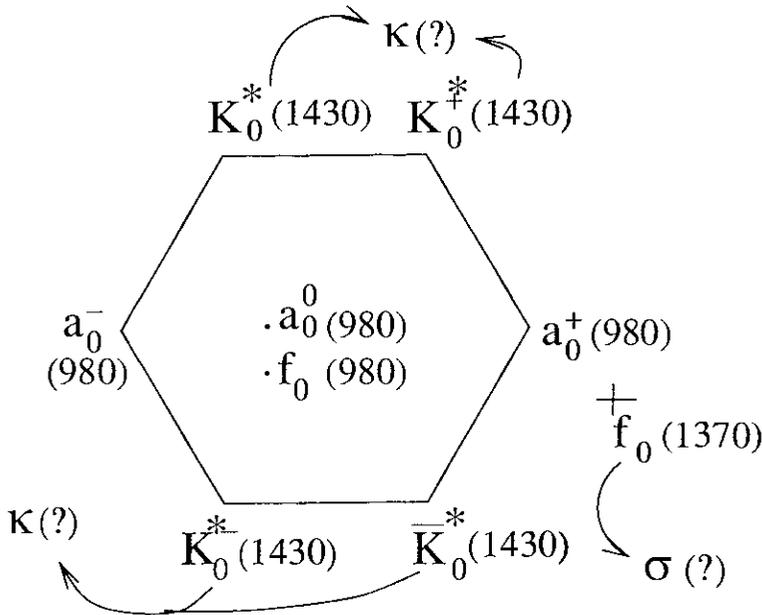


Figura 2.5: Possível composição do multiplete escalar.

Na verdade, não há, de fato, um consenso sobre a natureza $q\bar{q}$ destas partículas.

⁴Apesar de haver grandes evidências da natureza escalar deste méson, ainda não há uma confirmação a este respeito

⁵Mesmo sem a comprovação experimental, edições recentes do *Particle Data Book* incluem a existência de um estado ressonante f_0 (ou σ), cuja massa estaria numa faixa de 400 a 1200 MeV.

Hipóteses como, estados ligados $K\bar{K}$ e *glueballs* já foram levantadas [13]. É fundamental para a elaboração de um modelo para os escalares, o entendimento do mecanismo de quebra da simetria quiral, das forças nucleares e do confinamento.

2.4 Vida-Média

Vamos, agora, fazer uma conexão entre as quantidades vida-média, largura de decaimento e taxa de decaimento ou razão de ramificação, a qual é muito útil no cenário deste trabalho.

Tomando o caso não-relativístico, as partículas são representadas por funções de onda que evoluem no tempo [14].

$$\psi(t) = \psi(0)\exp\left(\frac{-iEt}{\hbar}\right) \quad (2.1)$$

Para partículas em processo de decaimento, vemos que se E for real não há possibilidade de transição uma vez que a densidade de probabilidade seria constante, $|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2$. A forma adequada para a densidade de probabilidade de partículas em transição deve conter o pressuposto de que as partículas se desintegram independentemente umas das outras e que a probabilidade de decaimento não depende do tempo. Estas condições podem ser expressas matematicamente pelas equações abaixo:

$$\frac{d|\psi(t)|^2}{dt} \propto -|\psi(t)|^2 \quad (2.2)$$

$$|\psi(t_2 - t_1)|^2 = |\psi(t_2 - t_0)|^2 \exp\left(-\frac{t_1 - t_0}{\tau}\right) \quad (2.3)$$

E são satisfeitas pela expressão abaixo, onde τ é uma constante denominada de vida-média da partícula. $E = E_0 - i\Gamma/2$ é a forma complexa da energia que permite obter a equação 2.4 a partir de 2.1, com $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}$.

$$|\psi(t)|^2 = |\psi(0)|^2 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.4)$$

Desenvolvendo a transformada de Fourier da função de onda $\psi(t)$, temos:

$$\begin{aligned}\tilde{\psi}(E) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\frac{iEt}{\hbar} \psi(t) dt \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \psi(0) \int_0^{\infty} \exp\frac{i(E-E_0)t}{\hbar} - \frac{\Gamma t}{2\hbar} dt \\ &= \frac{i\hbar}{\sqrt{2\pi}} \psi(0) \frac{1}{(E - E_0) + i\frac{\Gamma}{2}}\end{aligned}\tag{2.5}$$

A integral vai de 0 a infinito porque supomos que $\psi = 0$ para $t < 0$. Podemos então obter a expressão para a probabilidade de encontrar o estado ψ com uma energia E .

$$|\tilde{\psi}(E)|^2 = \frac{\hbar^2 |\psi(0)|^2}{2\pi} \frac{1}{(E - E_0)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}\tag{2.6}$$

O segundo termo do lado direito da igualdade é uma função denominada de Breit-Wigner. Vemos que esta probabilidade não se concentra num único valor de energia, alargando-se em torno de um valor central, E_0 . Γ é o parâmetro que indica a largura total de decaimento e é uma característica da partícula e das interações que determinam o seu decaimento. Pela condição imposta pela equação 2.2, podemos associar Γ com a taxa de decaimento, ou seja, a probabilidade que uma dada partícula irá decair. Esta é uma grandeza aditiva e pode ser separada em vários termos, Γ_i , representando a probabilidade da partícula decair num determinado estado final i . Finalmente, a razão de ramificação BR_i , *branching ratio*, corresponde a importância relativa de um determinado modo de decaimento e é definido como:

$$BR_i = \frac{\Gamma_i}{\Gamma} = \tau \Gamma_i\tag{2.7}$$

A razão de ramificação relativa é obtida simplesmente dividindo as larguras de decaimento de dois canais, i e j .

$$\frac{BR_i}{BR_j} = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_j}\tag{2.8}$$

2.5 Decaimento Fraco de Mésons Charmosos Pseudo-escalares

Os mésons charmosos são estados ligados de um *quark* charmoso com um *antiquark* leve⁶, $D^0(c\bar{u})$, $D^+(c\bar{d})$ ou $D_s^+(c\bar{s})$. Estes estados são singletos de *spin* com $J^P = 0^-$, ou seja, são partículas pseudo-escalares.

A única possibilidade de decaimento para estes mésons é via interação fraca, uma vez que a interação forte conserva sabor e não há estados mais leves destes mésons com os mesmos sabores. Dos três bósons de *gauge* da interação fraca, W^+ , W^- e Z^0 , somente os dois primeiros são permitidos pelo Modelo Padrão para serem mediadores de interações com troca de sabor. Logo, os decaimentos dos mésons charmosos são processos fracos com troca de W^\pm .

Estes processos podem ser considerados como processos pontuais, já que a energia transferida, p^2 , da ordem de 2 GeV no caso dos mésons charmosos, é desprezível frente a massa destes bósons vetoriais, aproximadamente 80 GeV (equação 2.9).

$$\text{Propagador} = \frac{i(-g^{\mu\nu} + p^\mu p^\nu / M^2)}{p^2 - M_W^2} = \frac{i(g^{\mu\nu} - p^\mu p^\nu / M^2)}{M_W^2} \quad (2.9)$$

Introduzindo o termo do propagador como uma constante, a fenomenologia das interações fracas carregadas pode ser descrita como um processo que apresenta uma estrutura tipo corrente-corrente a la *Fermi*, mostrada na equação abaixo, onde \mathcal{M} é a matriz de transição, responsável por todo o conteúdo dinâmico do processo.

$$\mathcal{M} = \frac{4G V_{qq'} V_{q''q'''} J^\mu J_\mu}{\sqrt{2}} \quad (2.10)$$

As grandezas $V_{qq'}$ e $V_{q''q'''}$ são elementos da matriz 3×3 de *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa*. Esta matriz, presente apenas em acoplamentos de *quarks*, estabelece as contribuições de cada tipo de acoplamento com troca de sabor entre as três famílias de isodoublets de *isospin fraco*.

⁶A prioridade do nome é dada sempre para o *quark* mais pesado, por exemplo, $c\bar{b}$ é um méson B

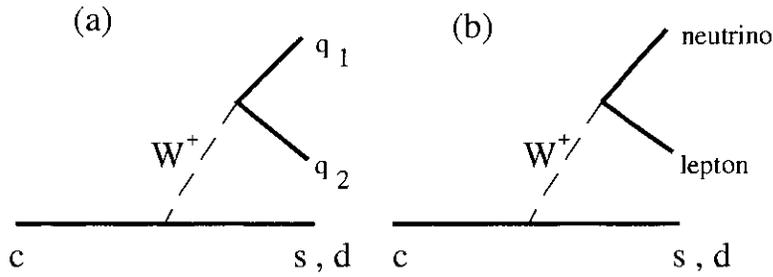


Figura 2.6: Diagramas relativos a um processo hadrônico (a) e semi-leptônico (b) envolvendo o *quark* c

Como na faixa de energia estudada só é possível o aparecimento de quatro sabores, a matriz V pode ser reduzida a matriz 2×2 de *Cabibbo* que mistura os dois sabores segundo a transformação:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \text{sen}\theta_c \\ -\text{sen}\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

O ângulo de *Cabibbo*, determinado experimentalmente, é igual a $0,21$, tornando as transições $c \rightarrow d$ suprimidas em relação as transições $c \rightarrow s$.

A corrente fraca J^μ pode ser do tipo leptônica ou hadrônica. A corrente leptônica pode ser expressa, para acoplamentos de elétrons, por:

$$\langle e | j^\mu | \nu_e \rangle \sim \bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_\nu \quad (2.12)$$

onde u_e e u_ν são os espinores de *Dirac* e o termo $(1 - \gamma^5)$ foi incorporado à teoria das interações fracas após a descoberta de que a mesma viola a paridade. As correntes hadrônicas possuem estrutura mais complexa, visto que os hádrons são afetados pelas interações fortes. Para sua abordagem, pode ser utilizada a técnica de fatorização [17] na qual se supõe que não há troca de *gluons* moles entre os hádrons.

Com a contração $J^\mu J_\mu$ dos dois tipos de corrente fraca, observamos que a matriz \mathcal{M} pode representar três tipos de processos: puramente leptônico, semi-leptônico e hadrônico (não-leptônico). A figura 2.6 mostra os diagramas relativos a um processo hadrônico (a) e semi-leptônico (b) envolvendo o *quark* c .

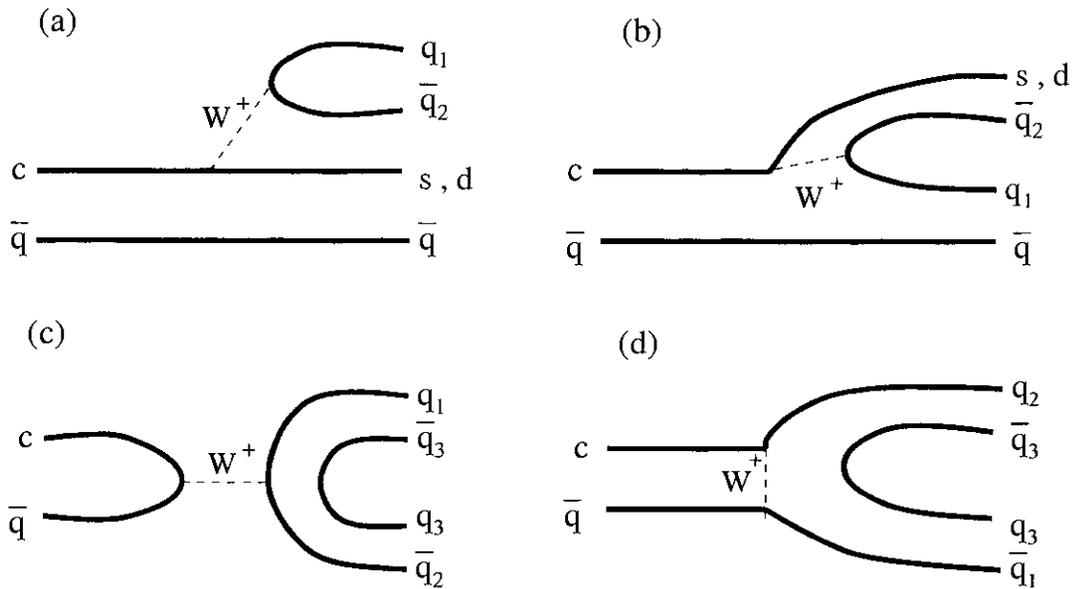


Figura 2.7: Tipos de decaimento hadrônico com *quark c*.

Como este trabalho envolve apenas decaimentos hadrônicos, vamos obter os possíveis tipos de decaimentos utilizando somente o diagrama (a) da figura 2.6.

Nos diagramas da figura 2.7, o *quark* \bar{q} pode representar tanto o *quark* \bar{d} , no caso do méson charmoso D^+ , como o *quark* \bar{s} , no caso do méson charmoso D_s^+ . O *quark* q_1 só pode ser identificado com o *quark* u , já q_2 pode representar o *quark* d ou s , este último com uma supressão de Cabibbo.

Os diagramas (a) e (b) da figura 2.7 são denominados de diagramas espectador, uma vez que o *quark* \bar{q} não sofre mudança de sabor, comportando-se, no decaimento, como um simples espectador. A única diferença entre (a) e (b) refere-se aos graus de liberdade de cor: em (a), os *quarks* q_1 e \bar{q}_2 podem assumir qualquer estado de cor desde que a combinação dos dois seja um estado singlete. Em (b), os *quarks* q_1 e \bar{q}_2 não possuem nenhum grau de liberdade de cor, pois formam estados singletos, respectivamente, com os *quarks* \bar{q} e s (ou d), os quais possuem cor já definida. Esta característica do diagrama (b) é denominada de *supressão de cor*. Os decaimentos (c) e (d) são denominados de diagramas não-espectador, já que nenhum dos *quarks* iniciais continua existindo no estado final. Em (c), o *quark* c se aniquila com o *quark* \bar{d} ou \bar{s} , emitindo uma partícula W^+ , em (d), os *quarks* iniciais trocam uma partícula W^+ .

Podemos ter acesso a dinâmica dos processos físicos descritos por \mathcal{M} através da medida da razão de decaimento ou de ramificação. A razão de decaimento diferencial do processo da partícula A decaindo em n partículas, $A \rightarrow 1 + 2 + \dots + n$, onde p_n é o tri-momento da partícula n e E_n , sua energia é descrita pela equação abaixo [9].

$$d\Gamma = \frac{1}{2E_A} |\mathcal{M}|^2 \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3 2E_2} \dots \frac{d^3p_n}{(2\pi)^3 2E_n} (2\pi)^4 \delta^4(p_A - p_1 - \dots - p_n) \quad (2.13)$$

Uma primeira aproximação para estimar a razão de decaimento via diagrama espectador é considerar a hipótese de que o *quark* espectador \bar{q} não altera o comportamento do *quark* c podendo ser considerado como uma partícula livre. Utilizando o cálculo, bem conhecido, para o decaimento $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$, temos uma estimativa para a contribuição do diagrama espectador destes mésons [17]:

$$\Gamma_{\text{espectador}}(\text{mésón}) \propto G_F^2 M_{\text{quark } c}^5 \quad (2.14)$$

A estimativa da contribuição não-espectadora é realizada fazendo analogia com o decaimento $\pi^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu$ [17], cuja largura de decaimento é dada por:

$$\Gamma_{\text{não-espectador}}(\text{mésón}) \propto G_F^2 |f_{\text{mésón}}|^2 (m_1 + m_2) M_{\text{mésón}} \quad (2.15)$$

onde f é a constante de decaimento do méson, m_1 e m_2 são as massas dos *quarks* finais. Substituindo as grandezas das equações 2.14 e 2.15 pelos valores aceitos experimentalmente, podemos esperar uma contribuição espectadora para processos fracos muito maior que a não-espectadora. Este modelo sugere que a vida-média dos mésons charmosos é menor que a vida-média do múon por um fator da ordem de $(\frac{M_\mu}{M_c})^5$, o que está em bom acordo com os dados experimentais. Por outro lado, também prevê as mesmas vidas-médias para os mésons charmosos, D^+ , D_s^+ e D^0 . No entanto, a vida-média do D^+ é aproximadamente o dobro da vida-média dos outros dois, mostrando que o tratamento anterior é por demais simplificado para o estudo destes decaimentos.

A solução desta questão é um dos motivos do interesse no estudo do decaimento $D_s^+ \rightarrow \rho^0 \pi^+$, onde $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, e $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$, uma vez que só são possíveis via

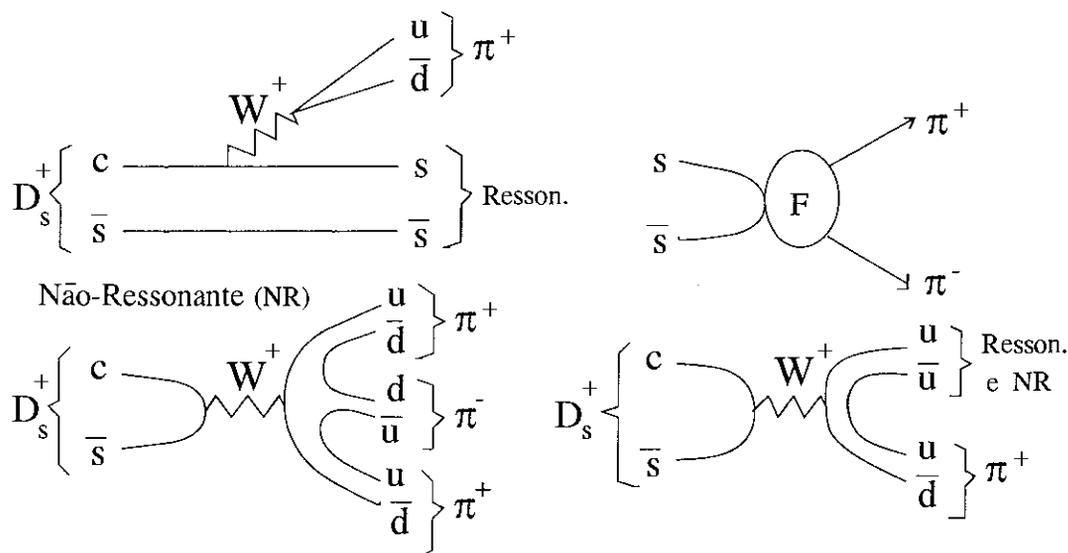


Figura 2.8: Diagramas responsáveis pelo decaimento de D_s^+ no estado final em 3 píons. Ao alto e à direita, mostramos o mecanismo do acoplamento forte do estado $s\bar{s}$ com dois píons via troca de três *gluons* representado por F .

aniquilação de W^\pm . O estado intermediário do primeiro decaimento, ρ^0 , é denominado de estado ressonante e caracteriza-se por apresentar grande largura de decaimento. O segundo decaimento, $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, sem estado intermediário, é denominado de não-ressonante. A medida da razão de ramificação de ambas as contribuições é realizada através da análise de Dalitz Plot, cujo aspecto teórico será descrito na seção seguinte.

Os possíveis estados ressonantes dos decaimentos $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ são $\rho^0(770)$, $f_0(980)$, $f_2(1270)$, os respectivos estados excitados $\rho^0(1450)$, $f_0(1370)$, além do modo não-ressonante. As figuras 2.8 e 2.9 mostram cada um dos modos de decaimento de D_s^+ e D^+ nos estados finais em três píons e a ilustração do mecanismo de fragmentação da componente $s\bar{s}$ de f_0 e f_2 em dois píons.

Podemos observar que todos os modos de decaimento de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ são suprimidos por *Cabibbo*, motivo pelo qual sua razão de ramificação é pequena em relação a outros canais, como $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. O diagrama espectador com supressão de cor apresenta os mesmos modos de decaimento do diagrama espectador.

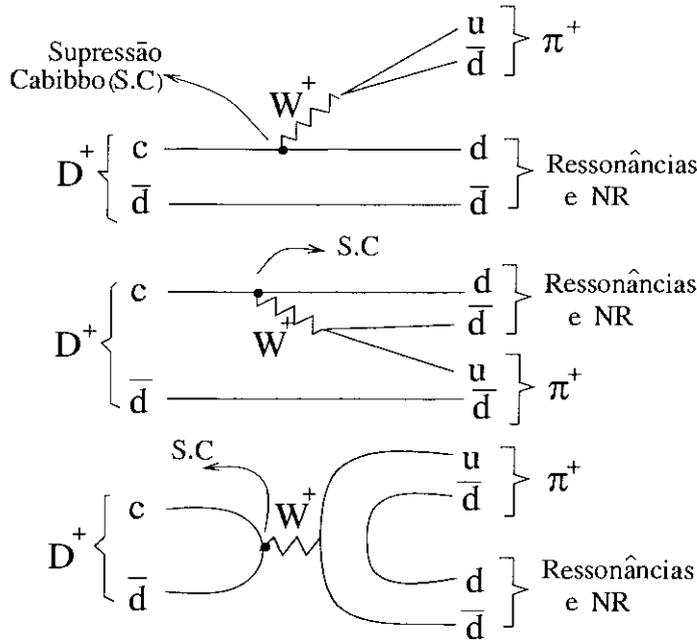


Figura 2.9: Diagramas responsáveis pelo decaimento de D^+ no estado final em 3 píons.

2.6 Método de Dalitz Plot para o Estudo de Decaimentos em Três Corpos

A análise de Dalitz Plot é uma análise que permite ter acesso à dinâmica de um decaimento em três corpos. Consiste em um estudo da distribuição de momentos das partículas do estado final, ou seja, de uma análise do espaço de fase, como forma de compreender a dinâmica do processo físico. Como veremos a seguir, a dinâmica descrita pela matriz \mathcal{M} determina univocamente o espaço de fase, sendo possível o mapeamento das contribuições ressonantes e não-ressonante ao processo.

Aplicando argumentos de simetria, podemos determinar o número mínimo de graus de liberdade necessários para especificar univocamente um decaimento de um hádron sem *spin* em três partículas, também sem *spin*⁷. Este decaimento é completamente descrito em termos de suas nove componentes de momento, três componentes para cada partícula do estado final. Como no referencial do centro de massa do hádron, o vetor-momento dos três corpos resultante é nulo, a configuração criada pelos três vetores-momento das

⁷A inclusão de *spin* incorpora graus de liberdade extra ao processo

partículas do estado final é invariante por rotações, de modo que perdem-se três dos nove graus de liberdade iniciais. A conservação do quadri-momento (momento linear e energia) fornece mais quatro vínculos ao sistema. Desta forma, o decaimento em três corpos fica determinado apenas por duas variáveis independentes. Para expressar a taxa de decaimento da equação 2.13 de maneira simplificada, podemos redefinir os momentos das partículas do estado final em termos de quantidades invariantes de *Lorentz*.

Seja o processo $D(p) \rightarrow A(p_1)+B(p_2)+C(p_3)$, onde p é o quadri-momento da partícula D de massa M que decai e p_i , os quadri-momentos das partículas do estado final, A , B e C , com massas m_1 , m_2 e m_3 . Definimos:

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

$$s_{13} = (p_1 + p_3)^2$$

$$s_{23} = (p_2 + p_3)^2$$

O chamado Dalitz Plot é um gráfico bidimensional que representa a região física em que se processa o decaimento (espaço de fase) e que está definida em termos de qualquer par dos invariantes acima. Qualquer configuração de momento das três partículas do estado final tem uma posição única no Dalitz Plot. Os limites cinemáticos permitidos para as variáveis definidas acima são:

$$(m_1 + m_2)^2 \leq s_{12} \leq (M - m_3)^2$$

$$(m_1 + m_3)^2 \leq s_{13} \leq (M - m_2)^2$$

$$(m_2 + m_3)^2 \leq s_{23} \leq (M - m_1)^2$$

Escolhendo s_{12} e s_{23} , a partir da equação 2.13, podemos obter a forma simplificada da expressão para a taxa de decaimento da partícula D [15].

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3 32M^3} |\mathcal{M}|^2 ds_{12} ds_{23} \quad (2.16)$$

Sendo a taxa de decaimento de uma partícula de massa M , uma função de s_{12} e s_{23} , a probabilidade de encontrar um evento numa determinada posição no Dalitz Plot, $s_{12} \times s_{23}$, é proporcional ao módulo da amplitude de decaimento ao quadrado, $|\mathcal{M}|^2$. A análise de Dalitz Plot de um *ensemble* de eventos deste decaimento nos fornece um retrato da dinâmica da interação.

Capítulo 3

Experiência E791

A experiência E791 foi a quarta de uma série de experiências com alvo fixo desenvolvidas no *Tagged Photon Laboratory* (TPL) - FERMILAB/USA, voltado para o estudo da física do Charme. Esta experiência tomou dados de julho de 1991 a janeiro de 1992 e seu objetivo foi obter uma grande amostra de eventos charmosos com os quais diversos estudos de relevância para a física de partículas puderam ser realizados, como a procura por decaimentos charmosos raros, produção hadrônica de charme, busca de sinais de *mixing* e violação de CP, fatores de forma para decaimentos semi-leptônicos e análises de sub-estruturas ressonantes, entre outros.

Os eventos charmosos eram produzidos a partir da interação de um feixe de píons negativos de 500 GeV/c com finos alvos de platina e carbono.

O conjunto de detectores que constituía o espectrômetro da E791 (figura 3.1) tinha como objetivo determinar as trajetórias com precisão suficiente para separar vértices de produção e decaimento, medir os momentos e identificar as partículas produzidas em cada interação. O espectrômetro tinha ao total cerca de 20 m de extensão, seguindo a linha do feixe e consistia de: detectores de silício (*SMD*), câmaras proporcionais (*PWC*) e câmaras de arrasto, todos para a determinação das trajetórias de partículas carregadas. Esta parte da experiência é denominada de sistema de *tracking*; magnetos analisadores para medidas de momento; contadores Čerenkov para identificação de partículas; calorímetros, hadrônico e eletromagnético, para medição da energia das partículas e seleção de eventos em tempo real (*trigger*); e, finalmente, uma série de cintiladores para detecção de múons.

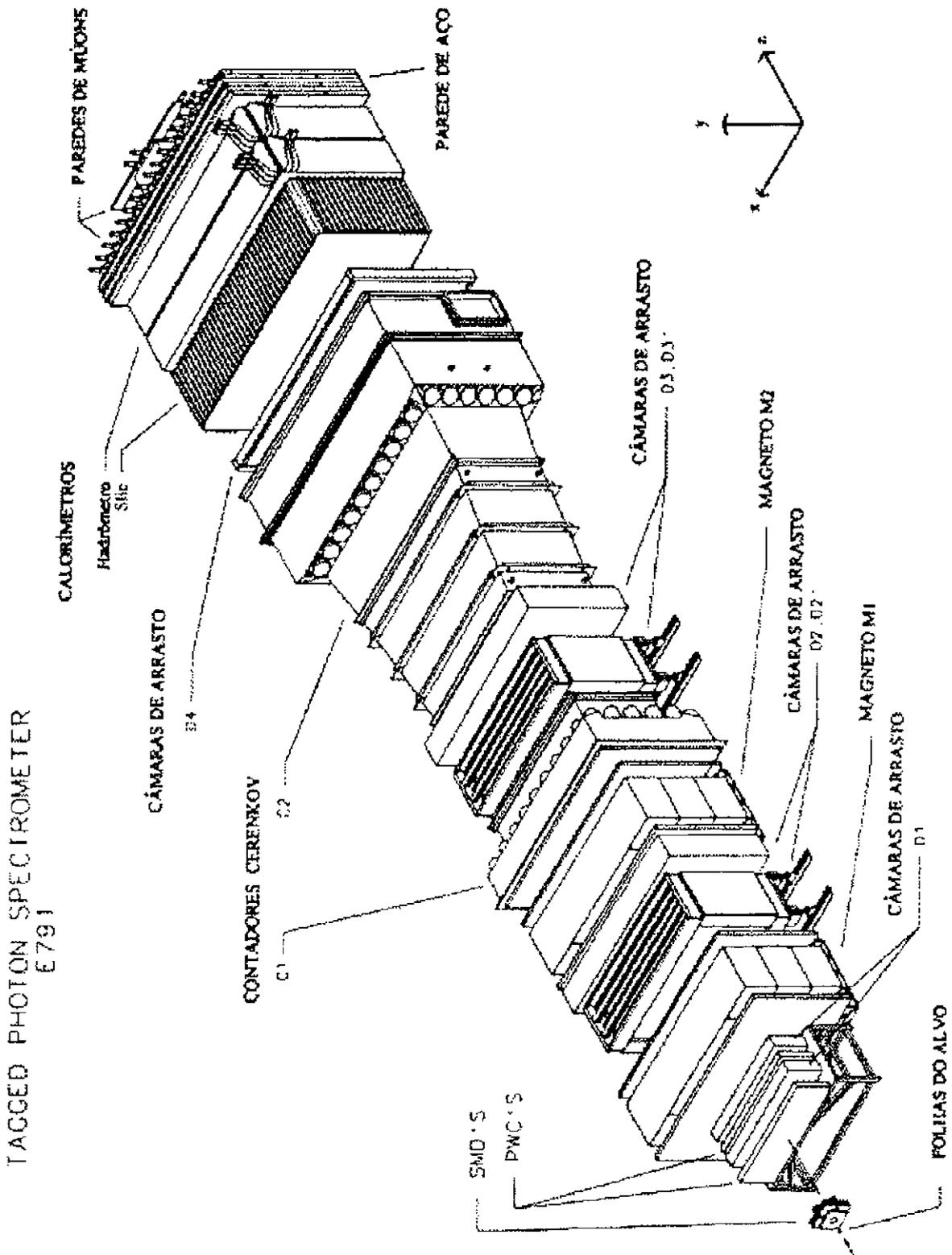


Figura 3.1: O espectrômetro.

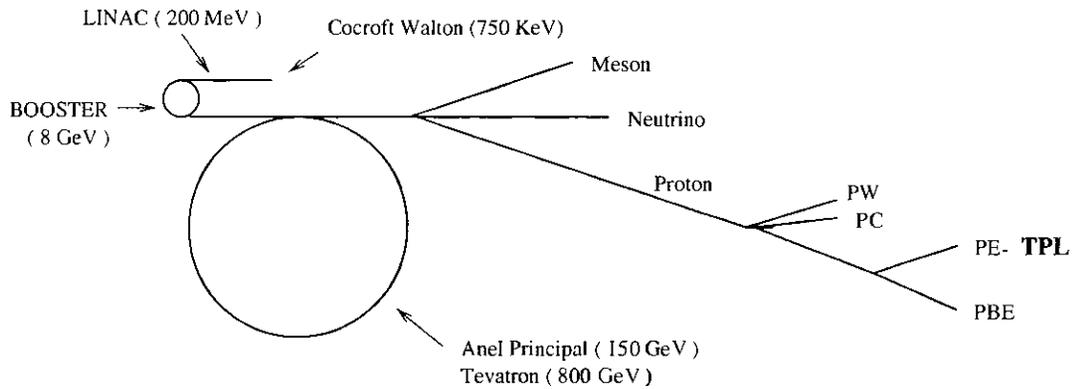


Figura 3.2: Visão esquemática do conjunto de aceleradores e diferentes linhas de feixe.

3.0.1 O Acelerador de Partículas, o Feixe e o Alvo

Um conjunto de aceleradores era responsável pelo processo de criação do feixe de píons, ilustrado na figura 3.2.

Inicialmente, íons H^- eram acelerados a 750 keV em um acelerador eletrostático *Cockcroft-Walton* e injetados em um acelerador linear (*LINAC*) de 160 m de extensão. Ao atingirem uma energia de 200 MeV, estes íons passavam por uma fina camada de Carbono, onde perdiam seus elétrons. O feixe de prótons resultante era levado a um síncrotron (*Booster Ring*) de 216 m de raio, onde atingia uma energia de 8 GeV e era então injetado em outro síncrotron, denominado anel principal (*Main Ring*), com 1 km de raio. Nesta etapa, o feixe chegava a uma energia de 150 GeV. Finalmente, os prótons entravam no último síncrotron - o *Tevatron* - um anel com magnetos supercondutores situado sobre *Main Ring*, capaz de acelerar o feixe a uma energia final de 800 GeV. O feixe era então dividido eletrostaticamente e conduzido às áreas experimentais de alvo fixo até chegar ao *TPL*. A cada minuto, cerca de 10^{13} prótons eram mandados para as áreas experimentais. Nesta etapa, ocorria a colisão dos prótons com um alvo de berílio de 30 cm de extensão para produzir o feixe de píons, o qual era focalizado e alinhado por dois quadripolos e dois dipolos magnéticos. O resultado era um feixe com um fluxo de $42 \cdot 10^6$ píons por minuto.

Dois critérios foram utilizados para a escolha do conjunto de alvos: grande produção de interações e redução da probabilidade de interações secundárias e espalhamento coulombiano. A configuração escolhida consistiu de cinco folhas finas: a primeira de platina e

as quatro seguintes de carbono, cada uma correspondendo a cerca de 0,4% de um comprimento de interação. Estes elementos satisfazem os critérios estabelecidos acima. A platina, elemento do primeiro alvo, contribuiu com seu alto peso atômico A , o qual aumenta a probabilidade de interação entre o feixe e o alvo. O Carbono contribuiu com seu baixo número atômico Z , o qual dificulta a ocorrência de espalhamento múltiplo. A distância entre as folhas de alvo era da ordem de 1,5 cm. Esta separação foi escolhida de acordo com a distância média que partículas charmosas percorrem antes de se desintegrarem. Com tempos de vida média da ordem de $10^{-12} - 10^{-13}s$ e momentos típicos de 60 GeV, estas partículas viajam distâncias da ordem de 0,5-1 cm. Logo, a escolha da separação entre os alvos também obedeceu o segundo critério, ou seja, visou retirar os quatro últimos alvos de uma região com alta probabilidade de existência de vértice secundário.

3.0.2 Sistema de Tracking

A concepção do sistema de *tracking*, baseada em detector de estado sólido, propiciou um estudo aprofundado da física do Charme, pois foi projetada para a detecção de partículas que decaem tipicamente a 0,5 cm após a colisão. Uma boa separação entre o ponto da colisão, onde ocorre a produção de partículas como os mésons charmosos, e o ponto no qual estas partículas decaem, foi uma importante característica da experiência E791. O primeiro ponto é denominado vértice primário e o segundo de vértice secundário. As medidas que são apresentadas neste trabalho são basicamente fruto do sistema de *tracking*, de maneira que daremos mais ênfase na sua descrição.

Os Detectores SMD

Os Detectores de Microtiras de Silício, ou abreviadamente SMD (*Silicon Microstrip Detector*), são detetores de estado sólido que tem como objetivo dar a localização da passagem das partícula. São capazes de operar em altas frequências, (cerca de uma interação por milissegundo), característica fundamental de experiências de física de altas energias. Com excelente resolução espacial, permitem distinguir os vértices de produção e decaimento e, portanto, separar eventos charmosos de eventos hadrônicos comuns.

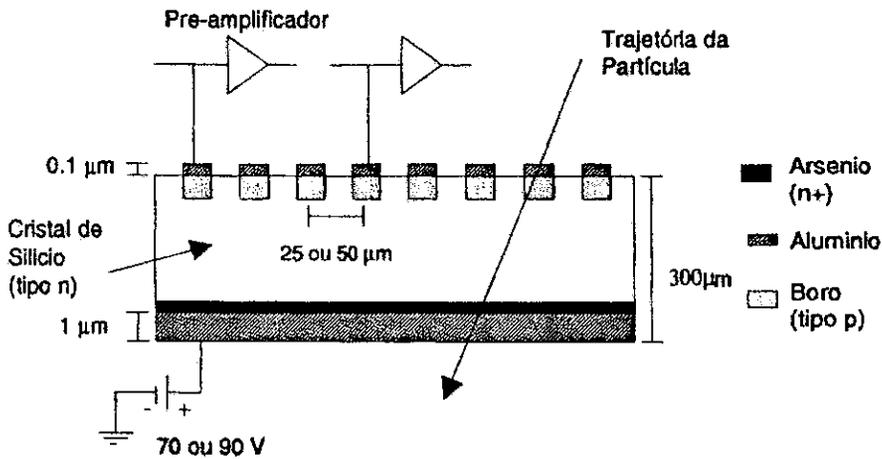


Figura 3.3: Seção reta de um plano do *SMD*.

Os *SMDs* funcionam baseados no seguinte princípio. Ao passar através de um uma fina camada de silício, a partícula carregada deposita energia criando pares elétron-buraco, os quais, sob ação de um campo elétrico aplicado às terminações do semicondutor, migram para as extremidades, produzindo um pulso elétrico na tira mais próxima à passagem da partícula. Este pulso é então coletado e amplificado, dando a localização da partícula incidente. Cada uma das tiras está conectada a seu próprio canal de saída, atuando assim como um detector independente.

Os *SMD* utilizados pela E791 foram parte fundamental de seu sistema de *tracking*. Foram confeccionados em planos com cerca de 300 μm de silício, tipo-n, cada uma. Enquanto uma das faces recebeu uma forte dopagem com arsênio, na outra foram gravadas pequenas tiras com 30 μm de largura espaçadas de 25 ou 50 μm, com dopagem de boro, tipo-p. Uma fina camada de alumínio era aplicada sobre as tiras tipo-p e sobre a face oposta, para melhorar as conexões elétricas. A figura 3.3 mostra a seção reta de um plano de *SMD* típico utilizado na E791.

O sistema de *SMD* da E791 consistiu de 23 planos, seis deles antes do alvo para determinação precisa da posição do feixe e 17 planos após o alvo. Os vários pontos registrados nestes planos, os quais determinam a passagem das partículas, foram utilizados para a reconstrução das trajetórias das partículas, também denominadas de **traços**. Por sua vez, a análise destes traços possibilitou a determinação dos vértices primário e secundários,

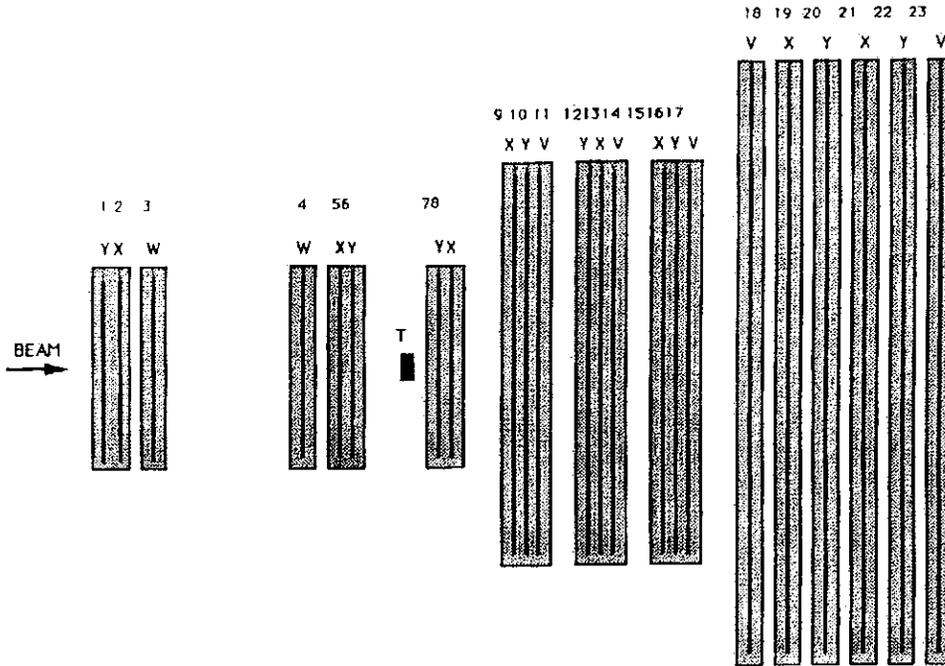


Figura 3.4: Configuração dos planos *SMD* na E791.

elementos fundamentais para a análise dos dados. O arranjo destes planos, que conta com quatro orientações possíveis (*X*, *Y*, *V* e *W*), é mostrado na figura 3.4.

As eficiências, ou seja, a fração das partículas cujas passagens pelo *SMD* foram registradas, dependem do plano em questão, variando de 80% a 98%. O sistema tem resoluções típicas de, respectivamente, 7,2 e 14,4 μm para os planos com separação entre as tiras de 25 e 50 μm .

As Câmaras Proporcionais (PWC)

As Câmaras proporcionais ou *PWC* (*Proportional Wire Chambers*) utilizadas na experiência E791 são detectores de partículas carregadas que consistem essencialmente de um tanque de gás com uma mistura gasosa composta de 17% de CO_2 , 0,3% de Freon e 82,7% de Argônio, submetido a um campo elétrico. Um plano de fios anodos é localizado entre dois planos de catodo (figura 3.5). Quando uma partícula carregada atravessa o gás, ioniza moléculas deixando uma trilha de elétrons e íons livres. A alta voltagem aplicada entre anodo e catodo leva estes elétrons a migrarem para o fio mais próximo.

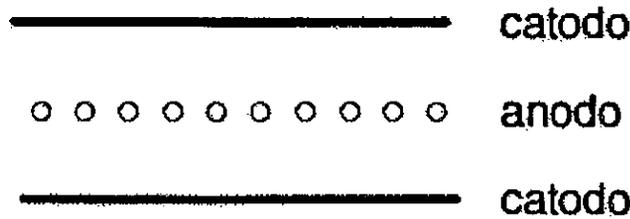


Figura 3.5: Esquema de uma *PWC* típica.

Os elétrons acelerados, ionizando regiões próximas do anodo, criam mais elétrons livres, fenômeno conhecido como processo de avalanche. Como consequência da avalanche, cria-se um pulso elétrico no fio anodo, registrando a posição da partícula inicial. O tempo de duração deste processo, ou tempo de arrasto, é variável, assim sendo a precisão que estas câmaras fornecem é inteiramente determinada pelo espaçamento entre os fios.

Duas *PWC* encontram-se antes do alvo para mapeamento do feixe e melhora na obtenção do vértice primário, e mais duas após o alvo para aumentar a qualidade do *tracking*. Os sinais eletrônicos obtidos eram então amplificados por um módulo conhecido por *PCOS* (*Proportional Charge Operational System*).

As Câmaras de Arrasto

A terceira parte do sistema de *tracking* consistiu de quatro estações de câmaras de arrasto planas, *D1*, *D2*, *D3* e *D4*, com um total de 35 planos sensores. Os planos foram montados em diferentes orientações, o que tornava possível a resolução de todas as coordenadas de uma partícula que atravessasse esses planos.

Seu funcionamento, assim como o das *PWC*, também é baseado no fato de que partículas carregadas deixam uma trilha de átomos ionizados ao passar através de um gás. As câmaras foram preenchidas com uma mistura aproximadamente igual de argônio e etano. Os elétrons livres são coletados em fios mantidos em alta tensão positiva em relação a outros fios catodos. Sendo positivamente carregados, os íons são arrastados em direção ao catodo. A velocidade de arrasto depende da natureza do gás usado. O tempo de arrasto para os elétrons fornece uma medida precisa da posição da partícula carregada

em relação ao fio, quando a velocidade de deriva é constante. Cada plano consistiu de fios sensores de coleta das cargas liberadas pela ionização e de fios de campo, que criavam um campo elétrico constante através da região de arrasto.

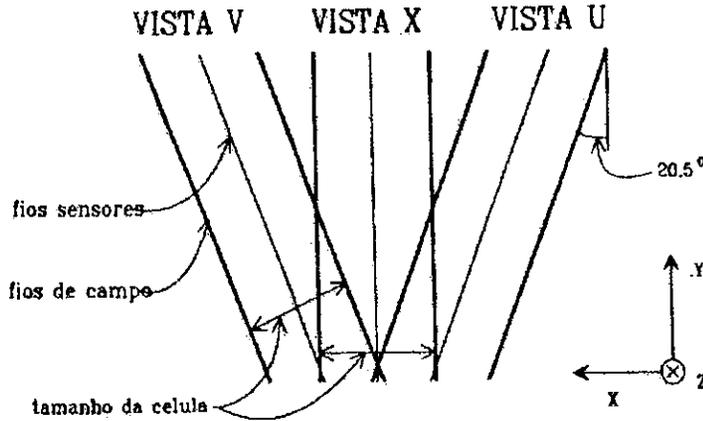


Figura 3.6: Orientação dos planos de câmaras de arrasto.

A câmara $D1$ estava localizada antes do primeiro magneto $M1$ e, junto com o SMD e PWC , fornecia informações iniciais de trajetórias. A $D2$ estava posicionada entre os dois magnetos. A terceira, $D3$, estava logo após o segundo magneto, $M2$, e adicionava informação sobre as partículas que sofreram deflexão de ambos os magnetos. A última câmara $D4$ situava-se após os contadores Čerenkov e antes dos calorímetros. As três primeiras câmaras apresentaram uma eficiência de 93%, enquanto a quarta obteve 85%. As resoluções para as quatro câmaras $D1$, $D2$, $D3$ e $D4$ foram em média, respectivamente, $400 \mu m$, $350 \mu m$, $300 \mu m$ e $700 \mu m$.

3.0.3 Os Magnetos Analisadores

Para a determinação do momento e carga das partículas, a E791 utilizou dois magnetos analisadores $M1$ e $M2$ de grande abertura que, produzindo campos magnéticos verticais no sentido negativo do eixo y (ver figura 3.1), forneciam um impulso horizontal às partículas carregadas. O conhecimento do módulo do desvio da partícula em relação à direção z juntamente com o valor do campo magnético em cada ponto permite determinar o momento da mesma (equação 3.1). O sentido do desvio determina a carga da partícula.

Estes campos foram cuidadosamente mapeados com precisão de 0,1% e mantidos dentro dos limites de tolerância, mediante um rigoroso monitoramento das correntes e tensões.

$$\theta \cong \frac{\int B \, dl}{3.33p} \quad (3.1)$$

onde p é o momento da partícula em GeV/c, B é o campo magnético em Tesla, dl é o elemento de integração no circuito cujo comprimento é medido em metros e θ é o desvio da trajetória da partícula.

3.0.4 Os Contadores Čerenkov

Para a identificação de hádrons, a E791 utilizou dois detectores de limiar de radiação Čerenkov ($C1$ e $C2$). O funcionamento destes detectores é baseado no fato de que uma partícula que atravessa um meio com índice de refração η com velocidade superior a velocidade que a luz teria neste meio, emite radiação. A emissão desta radiação, denominada de radiação Čerenkov, é provocada pela polarização das moléculas que circundam a trajetória da partícula carregada. A radiação Čerenkov é emitida em um ângulo, θ , dado pela equação 3.2, produzindo um cone de luz.

$$\cos \theta_c = \frac{c}{v\eta} \quad (3.2)$$

c é a velocidade da luz no vácuo, v é a velocidade da partícula e η é o índice de refração do meio. A dependência com o cosseno indica que somente há emissão a partir de um valor limiar de velocidade, que, por sua vez, está associado a massa invariante da partícula, segundo a equação 3.3.

$$p_{th} \cong \frac{mc}{\sqrt{2(\eta - 1)}} \quad (3.3)$$

Conseqüentemente, partículas com diferentes massas apresentam diferentes valores limiares de momento. É justamente esta característica que permite distinguí-las. Para permitir a ocorrência do fenômeno em várias faixas de momento e diferentes massas, além

Momento (GeV)	Partícula	Emite em C1	Emite em C2	Discriminação
0 - 6	π K^- p			
6 - 11	π K^- p	✓		π de K^- e p
11 - 20	π K^- p	✓	✓	π de K^- e p
20 - 36	π K^- p	✓ ✓	✓	Dos três
36 - 38	π K^- p	✓ ✓	✓ ✓	π e K^- de p
38 - 69	π K^- p	✓ ✓ ✓	✓ ✓	π e K^- de p
> 69	π K^- p	✓ ✓ ✓	✓ ✓ ✓	-

Tabela 3.1: Intervalos de momento para os quais os detectores Čerenkov podem discriminar entre píons, káons e prótons.

da implementação de comparações entre os resultados, as duas câmaras Čerenkov foram preenchidas com substâncias com diferentes propriedades dielétricas.

Na tabela 3.1, mostramos os intervalos de momento para os quais foi possível discriminar entre píons, káons e prótons.

Para estabelecer probabilidades em regiões de momento onde a discriminação de partículas não foi possível, definimos a probabilidade *a priori*, A_k . Ela se baseia na abundância típica de cada partícula em um evento da E791. Na tabela 3.2 apresentamos os valores de A_k para cada tipo de partícula.

Tipo de partícula	Probabilidade <i>a priori</i>
e	0.02
μ	0.01
π	0.81
K	0.12
p	0.04

Tabela 3.2: Probabilidades *a priori* para cada partícula em um evento típico da E791.

3.0.5 Os Calorímetros

Um calorímetro é um detector capaz de medir a energia depositada por uma partícula que o atravessa. Desta forma, para favorecer a interação da partícula com o aparato, são constituídos de grande quantidade de material. A deposição da energia total da partícula incidente ocorre gradualmente em pequenas etapas. Espalhamentos sucessivos promovem a emissão de radiação acompanhada da criação de novas partículas num fenômeno também chamado de chuva de partículas. A quantidade de radiação detectada é proporcional a energia total da partícula inicial.

Os calorímetros também são úteis na identificação de partículas uma vez que cada partícula possui um padrão de chuva na passagem pelo calorímetro.

Na E791 foram utilizados dois calorímetros: um calorímetro eletromagnético denominado *SLIC* (*Segmented Liquid Ionization Calorimeter*) e o Hadrômetro, para medir a energia depositada por hádrons. Ambos foram usados como parte do sistema *trigger*.

3.0.6 O Sistema de Detecção de Múons

A maioria das partículas é completamente absorvida nos calorímetros. Os hádrons perdem quase toda sua energia via interação forte no Hadrômetro enquanto que os fótons e elétrons interagem no *SLIC*. Entretanto, a interação dos múons se processa basicamente através de ionização, conseqüentemente retêm grande parte de sua energia após a passagem pelos dois calorímetros. Eles são detectados através de duas placas de cintiladores plásticos, X e Y, localizados no fim do espectrômetro, atrás de uma parede de aço de 102 cm de espessura (correspondendo a 6 comprimentos de interação), colocada para impedir

a passagem dos hádrons que tenham sobrevivido ao Hadrômetro. Com isto, somente múons estariam aptos a chegar até os detectores X e Y.

Os detectores X e Y eram constituídos respectivamente de 15 e 16 placas conectadas a fotomultiplicadoras cujos pulsos elétricos eram recebidos pelas *TDC* (*Time to Digital Converter*). Os dois detectores eram separados por uma parede de concreto. Suas eficiências na detecção de múons eram de aproximadamente 70% e 100%.

3.1 O Trigger e o Sistema de Aquisição de Dados da E791

Trigger é o sistema responsável pela seleção de eventos realizada no momento da tomada dos dados, ou seja, pelo estabelecimento de critérios de seleção em tempo real. Devido à dificuldade em reconhecer eventos charmosos no momento de sua produção, o *trigger* da E791 [16] é muito pouco restritivo. Por este motivo houve a necessidade da utilização de um sistema de aquisição de dados com capacidade de coletar e gravar os dados em uma velocidade bastante alta.

O sistema de *trigger* foi dividido em dois passos: um *pré-trigger*, com duração de 160 ns, baseado na qualidade do feixe e na ocorrência de uma interação hadrônica, e o *trigger* secundário, baseado na calorimetria, com tempo de resposta 470 ns. O *pré-trigger* consistia de três contadores de cintilação, dois localizados antes do alvo e um depois. O primeiro era usado para eliminar eventos no qual mais de um píon do feixe tenha interagido com o alvo. O próximo possuía um furo de 0,95 cm de diâmetro e era utilizado como um colimador do feixe. O último determinava se a interação havia ocorrido, requerendo que o sinal obtido fosse pelo menos 4-5 vezes o sinal mínimo de uma partícula.

A estratégia do *trigger* de calorimetria, ou *trigger de energia transversa* (*ET*), utilizada para selecionar eventos charmosos baseava-se no fato de que os pares $c\bar{c}$ são, em comparação com *quarks* mais leves, produzidos com alto momento transversal em relação à linha do feixe. A energia transversal era obtida através de uma soma ponderada dos sinais dos calorímetros. Eventos com energia transversal inferior a 3 GeV eram vetados.

O *trigger* de *ET* era também utilizado para vetar eventos com energia total superior a

700 GeV, indicativo da presença de mais de uma interação. Para permitir flutuações da energia medida do feixe, o corte foi estabelecido acima do valor nominal, 500 GeV.

Para atender a grande demanda de informações decorrentes da utilização de um *trigger* pouco restritivo, foi utilizado um sistema de aquisição de dados capaz de gravar eventos numa velocidade 10 vezes maior que a experiência anterior, E769. Neste sistema, os eventos eram processados de maneira contínua. Para tal, utilizou-se um conjunto de módulos de memória projetados e construídos no Fermilab, chamados *EFB* (*Event Fifo Buffer*), com capacidade de armazenar 640 Mb e capaz de receber eventos dos digitalizadores a uma taxa de 100 Mb/s. A saída de cada *EFB* estava conectada a 6 módulos *EBI* (*Event Buffer Interface*). Os *EBIs* eram interfaces entre os armazenadores *EFBs* e os módulos *ACP* (*Advanced Computing Project*), um sistema multi-processador em paralelo responsável pelo processamento dos eventos e pelo envio dos mesmos às unidades de fitas. A gravação dos eventos nas fitas era gerenciada por controladores *MTC* (*Magnetic Tape Controller*). Um total de 42 unidades de fita *Exabyte* foram utilizadas as quais escreviam em fitas cassete de 8 mm com capacidade para 2,3 Gb. Quando completas, as fitas eram substituídas manualmente por novas fitas.

Com este sistema de aquisição de dados foi possível ler 8700 eventos por segundo. Para o processo de ler, processar e gravar os eventos, a taxa obtida foi de 9,6 Mb/s. Com 5 meses de tomada de dados, foram gravados 20 bilhões de eventos em 24000 fitas de 8 mm.

Na seção seguinte, serão classificados os tipos de eventos de fundo ou *background*, seguido da descrição do método de otimização de cortes, última etapa da seleção de eventos, importante na diminuição do erro estatístico da medida. Na última seção, descrevemos como foram definidas as variáveis Čerenkov (seção 4.5) e o motivo pelo qual elas não foram utilizadas no processo de otimização.

4.1 Reconstrução e Filtro

A reconstrução total de um evento inclui a determinação das trajetórias, dos vértices primários e secundários, informações provenientes dos detectores Čerenkov, calorímetros e paredes de múons. A determinação dos traços foi feita, ajustando os sinais obtidos nas *SMDs* em cada uma das vistas X, Y e V, a um conjunto de segmentos de retas com o menor χ^2 , dado pela equação 4.1,

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(p_i^p - p_i^m)^2}{\sigma_i^2} \quad (4.1)$$

onde p_i^p é a posição prevista no i -ésimo plano, p_i^m é a posição do sinal encontrado no mesmo plano, n é o número total de planos sensibilizados e σ_i é o erro associado as medidas de posição calculadas em quadratura.

Para serem registrados, os traços das vistas X e Y têm que ter tido informações positivas em pelo menos 4 planos *SMDs*, enquanto que os traços da vista V, em pelo menos 3 planos. Para a obtenção de traços tridimensionais, foi estabelecida uma conexão entre traços das três vistas.

Dois traços não-paralelos determinam uma interseção. O procedimento de reconstrução do vértice primário consiste em combinar traços com o traço do feixe cuja distância mínima entre as interseções possua um $\chi_{\text{vertice}}^2 / \text{Dof}$ inferior a um valor pré-estabelecido. O χ_{vertice}^2 também é definido como na equação 4.1 com a diferença que o somatório é realizado nos n traços adicionados e *Dof* são os graus de liberdade do sistema. Traços não incluídos nos vértices primários são utilizados para a formação de vértices secundários obedecendo o mesmo critério de qualidade.

A reconstrução das informações do detector Čerenkov foi realizada associando a quantidade de foto-elétrons detectados pelas fotomultiplicadoras com um determinado tipo de partícula. Esta identificação foi utilizada na discriminação de prótons, káons e píons.

Na pré-seleção realizada no Filtro, foram estabelecidos critérios de seleção com a preocupação de preservar todos os canais charmosos. Os dados reconstruídos inicialmente foram submetidos a um filtro denominado de *Release 5*. Aproximadamente dois terços dos eventos reconstruídos passaram por esta etapa. Para serem selecionados, estes eventos tiveram que satisfazer qualquer um dos critérios abaixo relacionados.

- Existência de um vértice secundário de, no mínimo, três traços, cuja distância ao alvo seja, pelo menos, quatro vezes maior que o erro associado a esta medida. Este critério é devido à boa separação entre os vértices primário e secundário nos decaimentos charmosos.
- Existência de um vértice de dois traços cuja distância seja, pelo menos, seis vezes maior que o erro associado a esta medida.
- Existência de uma partícula da família dos K^0 's ou dos A^0 's que tenha decaído na região posterior a dos *SMDs*.
- Existência de uma partícula ϕ associada a pelo menos um traço do tipo *SESTR* (traços reconstruídos utilizando-se sinais detectados tanto nas *SMDs* como nas Câmaras de arrasto).

Em seguida, os eventos foram separados em dois subconjuntos de dados, *Stream A* e *Stream B*, cada um definido por critérios de seleção de eventos diferentes. A *Stream A* seleciona basicamente eventos com boa separação entre os vértices e que possuam vértices secundários de três traços. A *Stream B* seleciona eventos que possuem longas vidas-médias (K^0 e A^0) e que geralmente decaem após os *SMDs*. Esta etapa foi denominada de *Release 6*.

O processo de reconstrução e filtro também tinha como objetivo a implementação de uma melhor calibração do espectrômetro. Durante o filtro da *Release 5* foi utilizado o

Single bend point approximation para simular o efeito do campo magnético. Este método foi substituído por um mapeamento total do campo, denominado *Full field* que simula o campo com maior precisão. Este método foi incorporado num novo filtro, denominado de *Release 7*, substituindo as *Release 5* e *6*, inclusive na divisão da amostra em *Stream A* e *B*.

4.2 Variáveis Relevantes

Vamos definir abaixo, o conjunto de variáveis utilizadas no processo de redução da amostra de dados.

- *DIP*- É o parâmetro de impacto da trajetória reconstruída do candidato a méson charmoso com relação ao vértice primário. Ele representa a distância, $\Delta d1$ (figura 4.1), no plano XY entre a projeção do momento reconstruído do candidato a vértice primário e o ponto de produção da interação, dividido pelo erro associado a essa medida. Pequenos valores desta variável servem para associar um candidato a traço do primário à este vértice. Esse requerimento é muito eficiente na eliminação de *background* combinatorial (seção 4.7) uma vez que é improvável que traços formados aleatoriamente apontem para o vértice primário.
- *SDZ*- É definida como:

$$SDZ = \frac{\Delta d2}{\sigma_z}, \quad (4.2)$$

$$\sigma_z = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (4.3)$$

onde $\Delta d2$ é a distância do vértice primário ao vértice secundário na direção do feixe e σ_z é o erro, na mesma direção, calculado em quadratura (equação 4.3), da medida do vértice primário, σ_1 , e do secundário, σ_2 (figura 4.1). A inserção do erro na definição da variável *SDZ* torna-a menos dependente do momento da partícula, pois um aumento do momento vem acompanhado de um aumento tanto em $\Delta d2$ como em σ_z . Com isto, verifica-se uma proporcionalidade entre *SDZ* e a vida-média da partícula. Cortes nesta variável são importantes para selecionar determinados canais charmosos já que cada partícula possui uma vida-média típica.

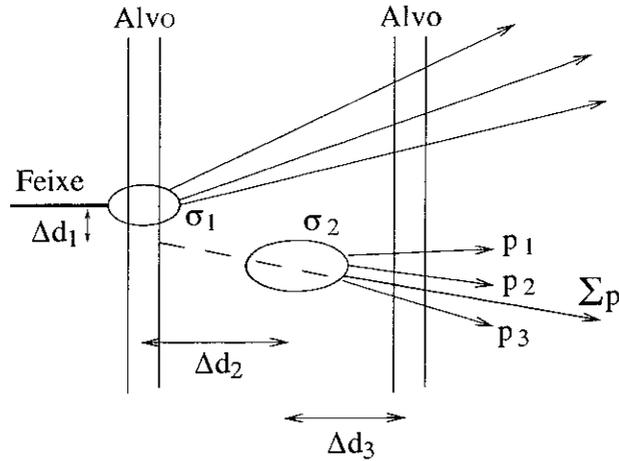


Figura 4.1: Representação geométrica das grandezas relacionadas com as variáveis *DIP*, *SDZ* e *SIGMA*.

- *SIGMA*- Esta variável é a distância, Δd_3 (figura 4.1), do vértice secundário ao alvo mais próximo, dividida pelo erro associado. São atribuídos valores negativos a *SIGMA* quando o vértice secundário está dentro do alvo. Um corte nesta variável evita que o vértice secundário seja fruto de reespalhamento de um traço do vértice primário com uma das folhas de interação.
- *CHIP1*, *CHIP2*, *CHIP3*- Esta variável é definida como o valor do χ^2 do vértice primário quando nele incluímos um traço do vértice secundário. Altos valores desta variável evitam que um traço do vértice primário seja interpretado como um traço do vértice secundário. Como estamos estudando decaimentos em três corpos, temos, então, três variáveis *CHIP*.
- *PTBAL*- Esta variável representa a componente transversal à direção do traço proveniente do vértice primário, da soma dos momentos dos três traços do vértice secundário. Pequenos valores para esta variável garantem, dentro das possibilidades de resolução dos traços, que a resultante da soma dos três traços do vértice secundário esteja na mesma direção do traço do vértice primário.
- *RATIO*- Esta variável é definida como:

$$RATIO = \prod_{i=1}^{n^{\circ} \text{ de traços}} \frac{(b_s)_i}{(b_p)_i}, \quad (4.4)$$

onde $(b_s)_i$ e $(b_p)_i$ são as distâncias do traço i em relação aos vértices secundários e primários respectivamente. Podemos notar que o valor desta variável diminui a medida que um traço se aproxima do vértice secundário, e/ou quando aumenta a distância deste traço ao vértice primário. Logo, pequenos valores desta variável seleciona eventos com traços do vértice secundário bem determinados, ao mesmo tempo que evita que estes traços tenham sido originados, na realidade, no vértice primário.

- *Lifetime*- Esta variável é calculada como:

$$Lifetime = \frac{M \Delta d^2}{P_{tot} c} \quad (4.5)$$

onde, M é a massa invariante, Δd^2 é a separação na direção z entre os vértices, P_{tot} é o momento total dos três traços do secundário e c é a velocidade da luz.

- *NTAU*- Esta variável é definida como o número de vidas médias da partícula criada no alvo, normalizada pela vida média do méson D^+ .
- *DZTARG*- É a distância, na direção z , do secundário à folha de alvo mais próximo. Esta variável se assemelha a variável *SIGMA*.
- *XIS*- Esta variável determina o grau da qualidade dos traços, cortando eventos que possuam traços com um altos valores de χ^2 , definido na equação 4.1.
- *JCATSG*- Esta variável é útil para indicar em quais Câmaras de arrasto os traços foram vistos. Esta informação define a categoria do traço. Isto é realizado associando a cada uma das quatro câmaras, um *bit*, de modo que, um traço que passou por todas as câmaras seja definido como um traço de categoria 15 ($2^0 + 2^1 + 2^2 + 2^3$) enquanto que outro traço que tenha passado apenas pelas câmaras $D1$ e $D2$, de categoria 3 ($2^0 + 2^1$).
- *ZPRI*- Esta variável representa a distância, na direção z , do primário ao ponto de referência localizado depois da última folha de alvo, logo, esta variável apresenta apenas valores negativos.

- *CHVTX*- Esta variável é definida como o valor do χ^2 , por grau de liberdade, de cada vértice. Quando esta variável se refere apenas ao vértice secundário, ela também é chamada de *CHISEC*. Um corte nesta variável é um importante critério de qualidade dos vértices, utilizado inclusive no processo de reconstrução.

4.3 *Strip* da E791

A amostra de dados que utilizaremos, proveniente da *Stream A*, foi submetida à E791 *Strip*, que consiste em um conjunto de cortes mais fortes do que os que foram utilizados no Filtro. Este conjunto de cortes está abaixo relacionado.

- Soma das cargas dos três traços do secundário igual à ± 1 .
- $JCATSG \geq 3$ para os três traços do secundário. Este corte elimina eventos cujos traços tenham passado somente pela câmara *D1*
- $XIS < 6,5$ para os três traços do secundário
- $SDZ > 5$
- $PTBAL < 1,0$ GeV/c
- $NTAU \leq 5$
- $|DZTARG| > 0,15$ cm

Apenas 25% dos eventos oriundos da etapa anterior sobreviveram ao conjunto de cortes acima.

4.4 *KSU Strip*

Após a E791 *Strip*, a amostra de dados foi submetida a mais um conjunto de restrições em *Ohio/Kansas State University*, visando a obtenção de uma amostra contendo apenas decaimentos em **três corpos**.

- $SDZ > 8$

- $CHVTX < 9$ para cada vértice
- $PTBAL < 0,25$ GeV/c
- $DIP < 0,01$ cm
- $Lifetime < 5$ picosegundos
- $ZPRI < -0,35$ cm

Este corte retira eventos oriundos de interações entre partículas do feixe e os materiais localizados após o último alvo.

- $Rel5_xis_corr < 5$

Este corte é aplicado aos três traços do vértice secundário. Ele visa corrigir diferenças nas variáveis XIS em eventos provenientes da *Release 5*.

- $\frac{|DZTARG|}{|ERRVTX|} > 2$ onde $ERRVTX$ é o erro na medida do vértice
- Momento < 500 GeV para cada um dos três traços

4.5 N-uplas de Dados

As análises de dados em física de altas energias são geralmente realizadas com o auxílio de um programa da biblioteca do *CERN*, denominado *PAW* (*Physics Analysis Workstation*) [18]. Este programa contém uma forma de armazenagem de dados denominado de N-upla na qual, ficam registrados, para cada evento, os valores das variáveis que consideramos importantes, permitindo a visualização de suas distribuições na forma de histogramas e gráficos, aplicação de cortes, entre outras. As variáveis são definidas utilizando-se programas de análise escritos em *FORTRAN* com a mesma estrutura dos códigos usados nas *Strips*.

Como esta análise tem como um dos objetivos a medida da razão de ramificação dos canais $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ em relação à $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ em relação à $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, os eventos provenientes da *KSU Strip* foram armazenados em três n-uplas, uma que

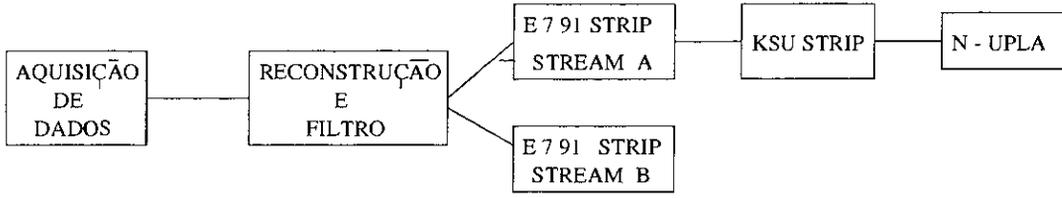


Figura 4.2: Diagrama das etapas da Seleção de eventos

engloba os dois canais estudados e duas para os dois canais de normalização. Nesta etapa, os eventos foram submetidos a mais um conjunto de cortes visando a manutenção apenas dos eventos destes quatro canais charmosos. São eles:

- $DIP < 0,007$
- $RATIO < 0,007$

No começo da tomada de dados o detector possuía quatro alvos, entretanto esta geometria logo foi modificada. O detector ganhou mais uma folha de alvo e as distâncias entre as placas dos alvos foram diminuídas (figura 4.3). De modo a excluir os eventos da primeira fase da tomada de dados, aplicamos o corte $NRUN > 780$. Este corte elimina menos de 5% dos eventos e evita erros nas variáveis que dependem da localização do alvo, como $SIGMA$, por exemplo.

As três n-uplas de dados apresentam os mesmos cortes de vértice, diferindo apenas por cortes em variáveis cinemáticas. As variáveis cinemáticas são aquelas variáveis calculadas a partir da medida do momento de cada um dos três traços. Definimos o segundo traço como o traço de carga oposta à dos demais. Uma importante variável cinemática é a **massa invariante**, na qual calcula-se a massa da partícula produzida no vértice primário a partir do valor dos momentos e das massas dos três traços produzidos pelo decaimento da mesma no vértice secundário. Sua definição é mostrada na equação 4.7. Os momentos de cada um dos três traços são medidos e as massas são definidas *ah doc*. Para o cálculo da massa invariante no espectro de três píons ($M_{3\pi}$), por exemplo, é suficiente que tenhamos os valores de p_1 , p_2 e p_3 onde assumimos que $m_1 = m_2 = m_3 = 139$ MeV (massa do pión). Note que o valor da massa invariante no espectro de $K\pi\pi$ ($M_{K\pi\pi}$) deste mesmo evento terá um valor maior, pois, neste caso, suporemos $m_2 = 494$ MeV (massa do káon).

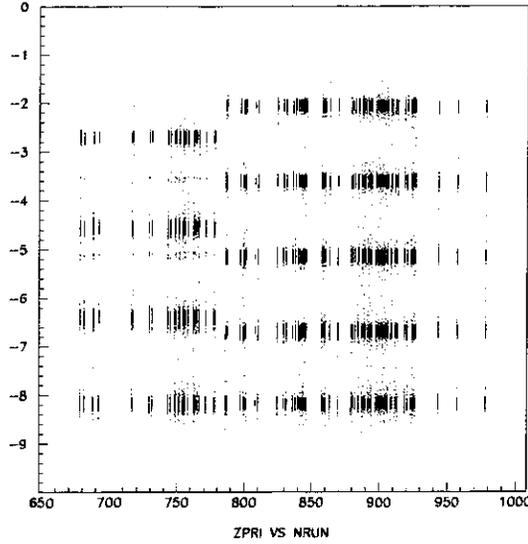


Figura 4.3: A posição dos alvos pode ser vista utilizando-se a variável $ZPRI$ que representa a distância do primário a um ponto de referência fixo no detector. Pode-se verificar que a modificação na localização e no número de alvos ocorreu no RUN número 780.

$$p^2 = E^2 - \vec{p}^2 = M^2 \tag{4.6}$$

Pela conservação do quadri-momento, temos:

$$\begin{aligned} M^2 &= (p_1 + p_2 + p_3)^2 = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + 2p_1p_2 + 2p_1p_3 + 2p_2p_3 \\ &= m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + 2(\vec{p}_1^2 + m_1^2)^{1/2}(\vec{p}_2^2 + m_2^2)^{1/2} \\ &\quad + 2(\vec{p}_1^2 + m_1^2)^{1/2}(\vec{p}_3^2 + m_3^2)^{1/2} + 2(\vec{p}_2^2 + m_2^2)^{1/2}(\vec{p}_3^2 + m_3^2)^{1/2} \\ &\quad - 2\vec{p}_1\vec{p}_2 - 2\vec{p}_1\vec{p}_3 - 2\vec{p}_2\vec{p}_3 \end{aligned} \tag{4.7}$$

onde M é a massa invariante da partícula do vértice primário e m , a massa da partícula do vértice secundário.

A imprecisão na medida dos momentos se manifesta na medida da massa invariante fazendo com que a distribuição da massa invariante obedeça uma função **gaussiana** com uma largura maior do que a largura de decaimento prevista pela teoria.

Os cortes cinemáticos utilizados em cada n-upla são:

- N-upla de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ - Massa invariante calculada no espectro de três píons ($M_{3\pi}$) entre 1,7 e 2,1 GeV, englobando assim as massas do D^+ e D_s^+ , respectivamente, 1,87 e 1,97 GeV.
- N-upla de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$
 - Já que o objetivo é selecionar eventos de $\phi \rightarrow K^+K^-$, a massa invariante dos dois káons (M_{KK}) têm que coincidir, a menos da imprecisão causada pelo detector, com a massa do ϕ . Então, foi aplicado o corte $|(M_{KK}-1.02)| < 0,015$, onde 1,02 é a massa invariante do ϕ , 0,015 é a tolerância deste medida e M_{KK} é a massa invariante de dois corpos no espectro de K^+K^- . Num estado final em três corpos carregados proveniente do decaimento de partículas charmosas, um dos káons deve ser identificado com o traço de carga oposta, definido na n-upla como o traço 2. Para associarmos o káon de mesma carga com um dos dois traços restantes, calculamos M_{KK1} supondo que o káon é o traço 1 e M_{KK2} , supondo que é o traço 3. O menor valor de massa invariante, escolhido entre M_{KK1} e M_{KK2} , foi definida como M_{KK} . Repare que a massa da partícula ϕ , 1,02 GeV, é aproximadamente a soma das massas dos dois káons, 494 MeV, conferindo pouca liberdade para a variação dos momentos das duas partículas (pequeno espaço de fase).
 - Massa invariante no espectro de $K^+K^-\pi$ ($M_{KK\pi}$) entre 1,7 e 2,1 GeV.
- N-upla de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ - Massa invariante no espectro de $K^-\pi\pi$ ($M_{K\pi\pi}$) entre 1,7 e 2,1 GeV.

4.6 Monte Carlo

O programa de Monte Carlo tem como objetivo simular todas as etapas da experiência, desde a interação do feixe com o alvo, até a digitalização dos eventos. No fim do processo de simulação, os eventos de Monte Carlo obtidos apresentam o mesmo formato que os dados reais (*RAW*), podendo ser reconstruídos, filtrados e armazenados na forma de n-uplas.

O processo de simulação consiste basicamente de quatro etapas:

- Geração de eventos via mecanismo de fusão de *gluons* e aniquilação de *quarks*:

Para o processo de geração de eventos foi utilizado o gerador *Pythia 5.702* desenvolvido no *CERN*, que simula a criação de um par $c\bar{c}$ através de mecanismos da *QCD* em segunda ordem (α^2).

- Hadronização dos *quarks* e *gluons* produzidos:

Esta etapa é responsável pela formação de estados ligados (partículas observáveis). O programa *Jetset 7401* [19], também desenvolvido no *CERN*, simula a hadronização segundo o modelo *Lund* [20] de fragmentação de cordas. Tanto o programa *Jetset* como o *Pythia* [19] estão associados à colisão do feixe com o alvo (interação pión-nucleon).

- Decaimentos:

As partículas foram produzidas a partir de um par $c\bar{c}$, de modo que o processo de decaimento contém dois ramos iniciais, o ramo do *quark* c e o do *quark* \bar{c} . Um destes ramos decaie segundo a razão de ramificação contida no *Particle Data Book*. É requerido ao outro ramo que, nos decaimentos subsequentes, contenha o decaimento de interesse. Por exemplo, a simulação do decaimento $D^+(c\bar{d}) \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+$ deve conter este decaimento no ramo do *quark* c , ficando o outro ramo (\bar{c}) com liberdade para decair segundo sua razão de ramificação. Esta etapa também é simulada pelo programa *Jetset*.

- Simulação da passagem das partículas pelo espectrômetro:

Esta é uma etapa específica da Experiência E791, na qual deseja-se obter a resposta do detector à passagem das partículas. Foram incluídos vários processos, como a determinação das coordenadas no sistema de *tracking*, ação dos magnetos, a transformação das informações obtidas na forma de sinais digitais, inclusive a simulação de ruídos provocados por limitações do detector.

decaimento	geração	% rec.(Rel 5)	% rec.(Rel 7)	n-uplas (eventos)
$D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	1,8M	46,59	46,65	63757
$D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$	1,8M	48,09	48,51	77418
$D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	2,1M	42,41	42,82	48847
$D_s^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$	2,1M	42,35	42,63	61815
$D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	0,9M	46,64	46,74	31300
$D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$	0,9M	48,16	48,24	38074
$D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+, \phi \rightarrow K^+K^-$	0,51M	44,90	42,26	9297
$D_s^- \rightarrow \phi\pi^-, \phi \rightarrow K^+K^-$	0,51M	45,23	41,09	11063

Tabela 4.1: Diminuição gradativa da amostra de Monte Carlo dos quatro decaimentos necessários a medida das razões de decaimento, por ocasião das várias etapas da seleção de eventos. O fato dos decaimentos D^- e D_s^- terem maior aceitação do que os seus respectivos conjugados de carga será discutido na seção 5.6.

Depois de realizada a simulação, os eventos de Monte Carlo passaram pelas mesmas etapas dos dados: Reconstrução, Filtro e armazenagem em n-upla. A tabela 4.1 mostra, para cada decaimento, o número de eventos gerados para todo intervalo de x_F (definido na seção 5.6.1), o número de eventos que sobreviveram à reconstrução e Filtro, e o número de eventos armazenados na n-upla. Dois terços dos eventos gerados foram reconstruídos pela *Release 5* e o restante pela *Release 7*. Esta proporção é aproximadamente a mesma existente nos dados.

4.7 Background

Antes de começar a descrição do procedimento utilizado para o cálculo das razões de ramificação dos dois canais, é indispensável que se defina com precisão o termo *background*. *Background* é o nome dado ao conjunto de eventos espúrios de uma amostra de dados, ou seja, eventos que não pertençam ao canal estudado, no caso, $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Logo, a amostra de dados pode ser dividida em eventos do canal estudado que, por simplicidade, denominaremos de **signal**, e eventos de **background**. A princípio, nunca se sabe a qual dos dois grupos um dado evento de um arquivo de dados pertence, no entanto, as distribuições das variáveis frequentemente são diferentes para os dois grupos,

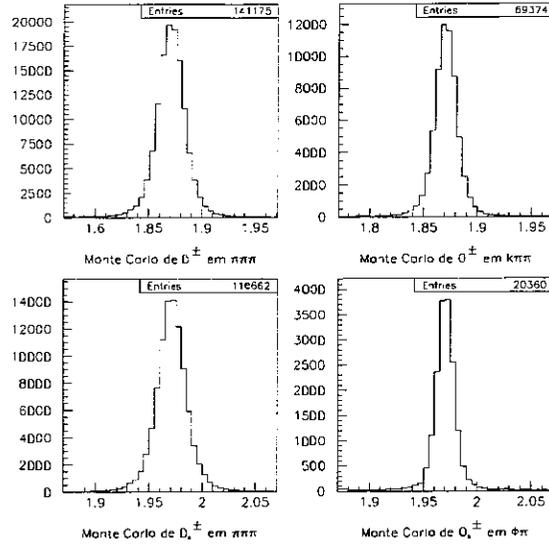


Figura 4.4: Distribuição de eventos de Monte Carlo nos vários espectros de massa invariante.

facilitando a identificação. Um dos motivos da utilização do Monte Carlo nas análises é justamente auxiliar na determinação destas distribuições.

Os eventos de *background* podem ser subdivididos em dois grupos, o **background combinatorial** e o **background charmoso**. O *background* combinatorial consiste de eventos cujos traços são provenientes de combinações aleatórias e eventos charmosos parcialmente reconstruídos. O *background* charmoso consiste, como o próprio nome indica, de eventos provenientes de decaimentos charmosos, como $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, entre outros, também chamados de *Reflexão*. Este é um termo muito utilizado e exprime o fato de que o valor de massa invariante, num determinado espectro, muda de valor quando o observamos num outro espectro de massa (seção 4.5). Este tipo de *background* é mais difícil de ser retirado, pois apresenta características semelhantes ao sinal. Em vez de retirá-lo costuma-se parametrizá-lo por funções de ajuste adequadas.

4.8 Otimização dos Cortes

O processo de otimização consiste na determinação de um conjunto de cortes que nos forneça a maior amostra de sinal possível com o menor erro estatístico. O critério adotado

nesta análise foi o de maximizar a **Significância estatística**, definida na equação 4.8.

$$S = \frac{\text{Número de eventos de sinal}}{\text{Erro associado}} \quad (4.8)$$

A otimização resume-se em analisar o comportamento de S frente a diferentes conjuntos de cortes. Partindo do princípio que as variáveis escolhidas para a otimização são bem representadas pelo Monte Carlo, poderemos utilizar a amostra de Monte Carlo para estimar o número de eventos de sinal. A utilização do Monte Carlo neste caso não mudará a posição do valor máximo de S . Para a estimativa do erro, no denominador, temos que levar em conta que na distribuição de massa dos dados existem eventos de sinal e de *background*. Vamos supor que cada *bin* desta distribuição satisfaz a estatística de *Poisson*, na qual a flutuação no número de eventos, N_i , é dada por \sqrt{N} (equação 4.10).

$$N_i = S_i + B_i \quad (4.9)$$

$$Erro_i = \sqrt{N_i} \quad (4.10)$$

S_i é o número de eventos de sinal no *bin* i e B_i é o número de eventos de *background* neste mesmo *bin* i .

Para encontrar o erro total na região de massa em questão, vamos somar o erro de cada *bin* em quadratura.

$$Erro_{total} = \sqrt{\sum_{bin\ i} Erro_i^2} \quad (4.11)$$

$$Erro_{total} = \sqrt{\sum_{bin\ i} N_i} = \sqrt{N_{total}} \quad (4.12)$$

Logo, o critério utilizado para a obtenção do melhor conjunto de cortes para a nossa medida, é aquele que maximiza a significância estatística dada por:

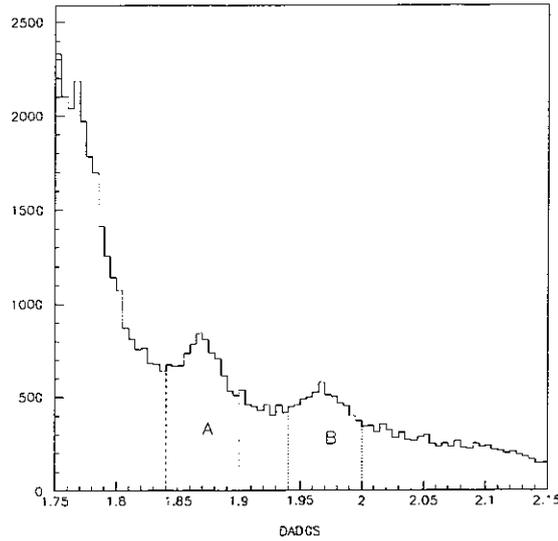


Figura 4.5: Distribuição de eventos de dados no espectro de 3 píons. As regiões A e B correspondem aos eventos utilizados no cálculo da significância estatística respectivamente para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

$$S = \frac{\text{Número de eventos de sinal}}{\sqrt{N_{total}}} = \frac{\text{Número de eventos de Monte Carlo}}{\sqrt{S+B}} \quad (4.13)$$

Para o numerador utilizaremos as n-uplas de Monte Carlo de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e para o denominador utilizaremos os eventos dos dados nas regiões de massa, $1,84 < M_{3\pi} < 1,9$ GeV para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $1,94 < M_{3\pi} < 2,0$ GeV para $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, mostradas na figura 4.5 (respectivamente, região A e B).

Uma vez estabelecido o critério de qualidade para o conjunto de cortes, resta determinar a região, num espaço de N dimensões, onde N é o número de variáveis utilizadas, que possua a máxima significância estatística. Algumas variáveis de vértice definidas na seção 4.2 são muito semelhantes de modo que a utilização de somente algumas delas já é suficiente. Outro aspecto importante é o conhecimento da qualidade do Monte Carlo na representação das variáveis, visto que a amostra de Monte Carlo é utilizada no cálculo de S .

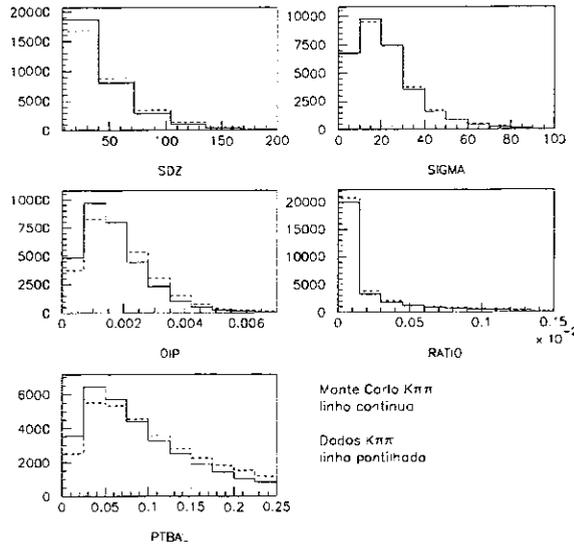


Figura 4.6: Distribuições de eventos com respeito as variáveis SDZ , DIP , $SIGMA$, $PTBAL$ e $RATIO$ entre o Monte Carlo e os dados de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.

A figura 4.6 estabelece uma comparação entre o Monte Carlo e os dados de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ das distribuições de SDZ , DIP , $SIGMA$, $PTBAL$, $RATIO$ entre o Monte Carlo e os dados de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$. Para possibilitar a comparação foi necessário a realização da subtração dos eventos de *background* da amostra de dados. Para tal, foi feita uma estimativa do número de eventos de *background* na região de massa invariante em questão. Em seguida, dos histogramas referentes as distribuições de eventos de dados de cada variável foram subtraídos um histograma das mesmas variáveis referentes à uma região de massa invariante acima de 2 GeV dentro da qual continham apenas eventos de *background*.

A figura 4.7 faz o mesmo com as variáveis $CHIP1$, $CHIP2$ e $CHIP3$. Note que as distribuições destas variáveis apresentam *Overflow* em $CHIP's = 31,874$, ou seja, todos os eventos com $CHIP's > 31,874$ tiveram seus valores fixados em 31,874.

Pode-se afirmar que o Monte Carlo representa bem as variáveis citadas, com exceção da variável DIP . $PTBAL$ e para baixos valores de SDZ . O mesmo comportamento foi encontrado quando este estudo foi realizado no canal $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$.

No processo de otimização foram utilizadas as variáveis de vértice SDZ , $SIGMA$, $PTBAL$, $RATIO$, $CHIP1$, $CHIP2$, $CHIP3$ e DIP . Para evitar que possíveis correlações

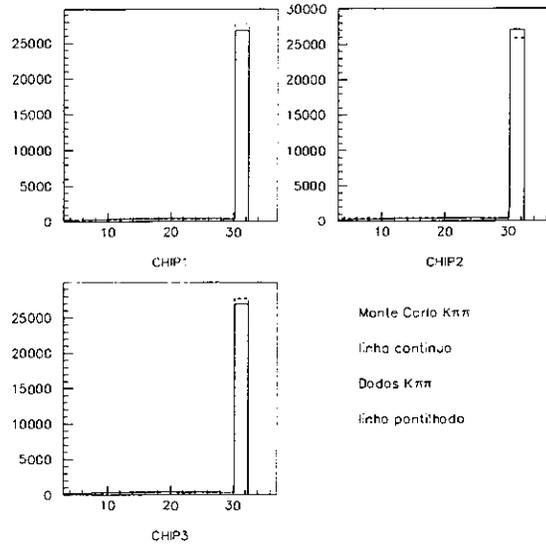


Figura 4.7: Distribuições de eventos com respeito as variáveis $CHIP1$, $CHIP2$ e $CHIP3$ entre o Monte Carlo e os dados de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.

entre as variáveis nos impeçam de obter um conjunto de cortes com significância máxima, o processo de otimização foi realizado de maneira iterativa. Este procedimento iterativo consiste em, inicialmente, determinar para cada uma das variáveis o valor do corte que maximiza S . Repetimos o procedimento sequencialmente, para cada variável, utilizando os cortes encontrados na iteração anterior. Isto é realizado até a convergência do processo, ou seja, até o conjunto de cortes se mostrar estável.

No processo de otimização de $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$, a convergência não foi verificada, ficando o resultado das duas primeiras iterações (tabela 4.2) se alternando como possíveis soluções para o conjunto de cortes. As figuras 4.8 e 4.9 mostram, respectivamente, a distribuição da significância em relação a cada uma destas variáveis para a primeira e segunda iteração.

Analisando a tabela 4.2 vemos que as variáveis DIP e $SIGMA$ se mantiveram fixas nos valores **0,0036** e **4**, indicando que existe pouca correlação destas duas variáveis com as demais. Por outro lado, estudos realizados com as demais variáveis indicaram que existe uma forte correlação entre o grupo de variáveis $CHIP$'s e o grupo de variáveis $PTBAL$, $RATIO$ e SDZ . A otimização das variáveis $CHIP$'s, mantendo as outras variáveis sem

variáveis	Sem cortes	1ª iteração	2ª iteração	3ª iteração	4ª iteração
$DIP <$	0,007	0,0036	0,0036	0,0036	0,0036
$SIGMA >$	2	4	4	4	4
$CHIP's >$	3	30	13	30	13
$PTBAL <$	0,25	0,11	0,25	0,11	0,25
$RATIO <$	0,007	0,0004	0,007	0,0004	0,007
$SDZ >$	8	12	8	12	8

Tabela 4.2: Evolução da otimização dos cortes para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. A primeira coluna mostra o conjunto de cortes antes da otimização. As quatro colunas seguintes mostram as quatro primeiras iterações.

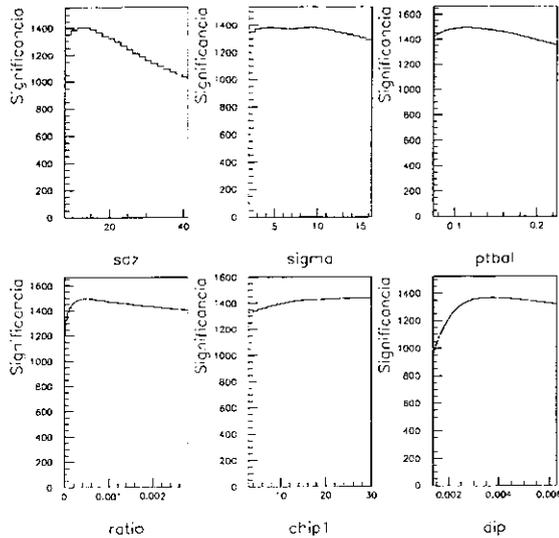


Figura 4.8: Primeira iteração do processo de otimização de cortes para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. As distribuições das variáveis $CHIP2$ e $CHIP3$ apresentam o mesmo comportamento da variável $CHIP1$.

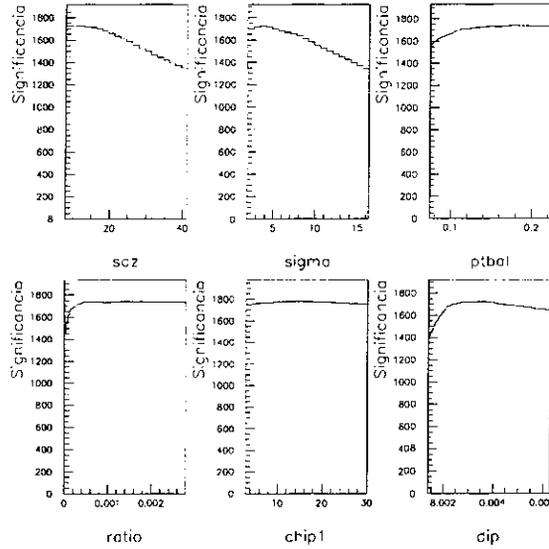


Figura 4.9: Segunda iteração do processo de otimização de cortes para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

corte (1ª iteração), nos fornece o valor $CHIP's > 30$. Este valor diminui para $CHIP's > 13$ quando utilizamos os cortes $PTBAL < 0,11$, $SDZ > 12$ e $RATIO < 0,0004$ (2ª iteração).

Como é mostrado na figura 4.10, o conjunto de cortes que utiliza $CHIP's > 30$ é mais eficiente na medida em que preserva uma quantidade maior de eventos de sinal eliminando quase a mesma quantidade dos eventos de *background*.

No processo de otimização do $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ foi obtida a convergência. A distribuição da significância com relação a cada corte na última iteração e os valores dos cortes para os quais S é máximo são mostrados, respectivamente, na figura 4.11 e na tabela 4.3.

Em ambos processos de otimização, encontramos $SDZ > 8$, $SIGMA > 4$, $PTBAL < 0,25$ e $RATIO < 0,007$. É importante que não sejam aplicados cortes fortes em variáveis que não sejam bem representadas pelo Monte Carlo, como acontece com SDZ e $PTBAL$. No entanto, a otimização da variável DIP estabeleceu um corte forte para esta variável, tanto para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ como para $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Para evitar possíveis erros sistemáticos, decidimos adotar um corte padrão, $DIP < 0,004$ utilizado em outras análises de dados [17]. Este fato não prejudica a qualidade do sinal uma vez que, como pode

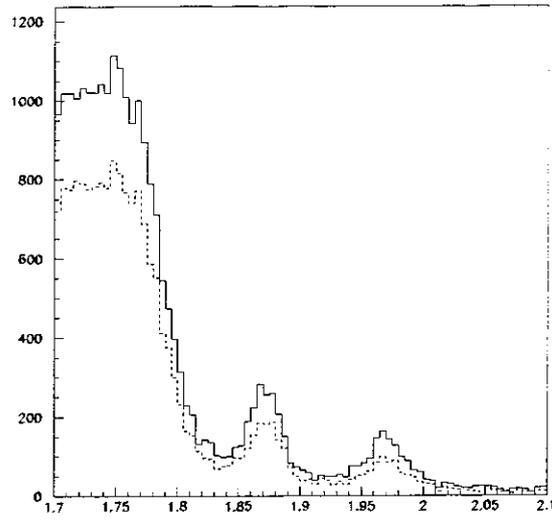


Figura 4.10: Distribuição de massa invariante da amostra de dados utilizando-se dois conjuntos diferentes de cortes. À distribuição com menor número de eventos foi aplicado o conjunto de cortes $CHIP's > 13$, $SDZ > 12$, $PTBAL < 0,11$, $RATIO < 0,0004$, $DIP < 0,004$ e $SIGMA > 4$.

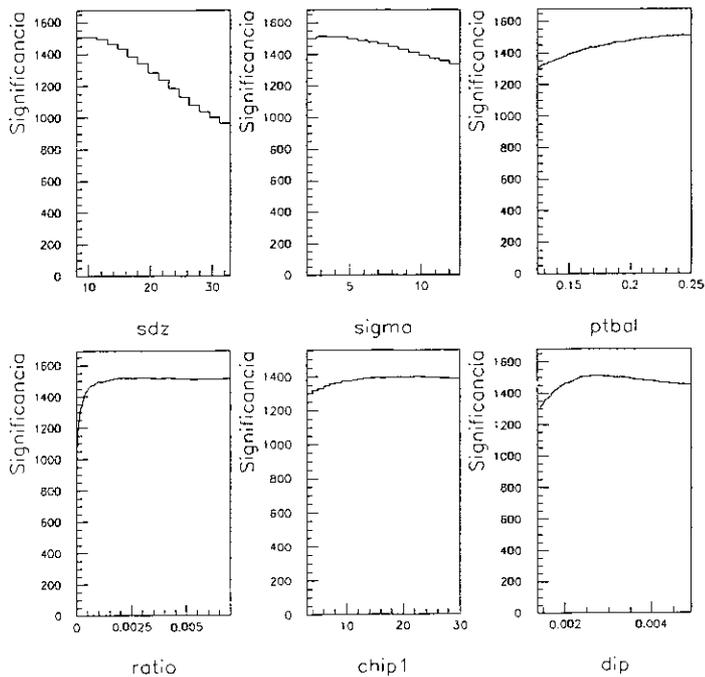


Figura 4.11: Última iteração do processo de otimização de cortes para $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$.

Variáveis	Sem cortes	Última iteração
$DIP <$	0,007	0,003
$SIGMA >$	2	4
$CHIP's >$	3	22
$SDZ >$	8	8
$PTBAL <$	0,25	0,25
$RATIO <$	0,007	0,007

Tabela 4.3: Evolução da otimização dos cortes para $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

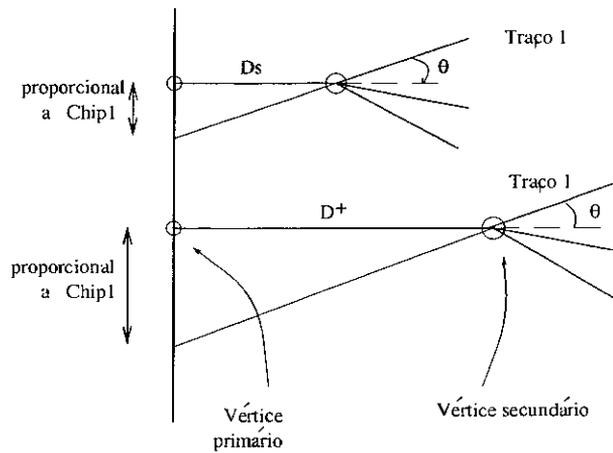


Figura 4.12: Relação da vida-média com a variável $CHIP$. Para um mesmo ângulo θ , as grandezas $CHIP$ e vida-média são diretamente proporcionais.

ser visto nas figuras 4.9 e 4.11, este corte nos proporciona um alto valor para S . Neste contexto, as variáveis $CHIP's$ são as únicas variáveis que apresentam cortes diferentes para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Atribuímos isto ao fato do D_s^+ apresentar uma vida-média menor que D^+ , conferindo às variáveis $CHIP's$ um maior impacto. A figura 4.12 ilustra essa idéia. Note que, para o mesmo desvio θ , a partícula que decai mais rapidamente apresenta um valor de $CHIP1$ menor em comparação com outra que decai mais lentamente.

Impor um corte forte para $CHIP$ no canal $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ não reduz significativamente a significância estatística como pode ser verificado na figura 4.11. A figura 4.13 mostra a dependência da eficiência com cortes na variável $CHIP$ para Monte Carlo e dados de

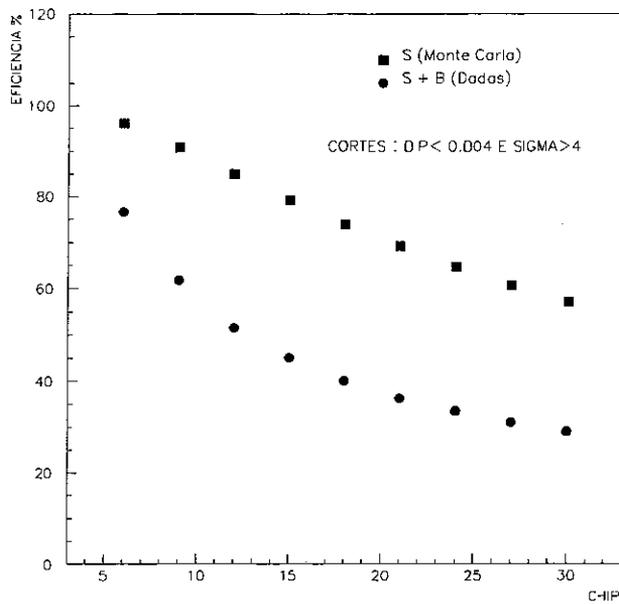


Figura 4.13: Dependência da eficiência com cortes na variável $CHIP$ para Monte Carlo e dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$. Para cada ponto foi realizado o ajuste dos dados e do Monte Carlo (seção 5.1).

$D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$. Note que, para cortes acima de $CHIP's > 22$, a curva correspondente aos dados torna-se praticamente horizontal indicando que poucos eventos possuem valores de $CHIP$ entre 22 e 30. Além disto, as inclinações das duas curvas tornam-se semelhantes nesta faixa indicando que a partir deste ponto quantidades equivalentes de sinal e de *background* são eliminados.

Por simplicidade, vamos utilizar o mesmo conjunto de cortes para $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$. A tabela 4.4 mostra o conjunto de cortes obtido no processo de otimização juntamente com os cortes referentes às outras etapas de seleção de eventos.

4.9 Variáveis de Identificação Čerenkov

Nas n-uplas desta análise foram definidas cinco variáveis de identificação Čerenkov, $PROB1$, $PROB2$, $PROB3$, $KPROB$, $KPROB13$.

- $PROB1$ - É a probabilidade Čerenkov de que o traço 1 seja um pión.

-	cortes finais
<i>Strip</i> E791	$JCATSG \geq 3$
	$XIS < 6,5$
	$NTAU \leq 5$
	$ DZTARG > 0,15 \text{ cm}$
KSU <i>Strip</i>	$SDZ > 8$
	$CHVTX < 9$
	$PTBAL < 0,25 \text{ GeV}/c$
	$Lifetime < 5 \text{ ps}$
	$ZPRI < -0,35 \text{ cm}$
	$Rel5_xis_corr < 5$
	$\frac{ DZTARG }{ ERRVTX } > 2$
	Momento (p_1, p_2 e p_3) $< 500 \text{ GeV}$
N-uplas	$RATIO < 0,007$
	$NRUN > 780$
Otimização	$CHIP1 > 30$
	$CHIP2 > 30$
	$CHIP3 > 30$
	$DIP < 0,004$
	$SIGMA > 4$

Tabela 4.4: Conjunto de cortes finais.

- *PROB2* - É a probabilidade Čerenkov de que o traço 2 seja um pión.
- *PROB3* - É a probabilidade Čerenkov de que o traço 3 seja um pión.
- *KPROB* - É a probabilidade Čerenkov de que o traço 2 seja um káon.
- *KPROB13* - É a probabilidade Čerenkov de que o primeiro ou o terceiro traço seja um káon. O traço escolhido é definido como o traço que, uma vez calculada a massa invariante, M_{KK} , deste traço com o segundo traço, obtemos a massa de ϕ ¹.

O objetivo destas variáveis Čerenkov é discriminar píons de káons. Note que aparentemente as variáveis *PROB2* e *KPROB* são complementares uma vez que um evento com a variável $PROB2 = 1$ possui necessariamente $KPROB = 0$. Sobretudo em certas faixas de momento, o detector Čerenkov não garante a identificação da partícula. Neste caso, a partícula é identificada com sua probabilidade *a priori* (seção 3.0.4).

Nesta análise, as variáveis de identificação não foram utilizadas para a separação do sinal do *background*. Quatro motivos nos levaram a não realizar cortes nestas variáveis, a saber:

- Cortes nas variáveis *PROB's* não são eficientes na separação do *background* combinatorial dos eventos de sinal, visto que o primeiro é composto majoritariamente por píons (tabela 3.2) e o segundo contém três píons no estado final.
- Foi verificado em análises anteriores [17] que as variáveis *PROB's* não são bem representadas pelo Monte Carlo.
- Um mesmo corte Čerenkov não poderia ser aplicado conjuntamente na amostra de sinal e de normalização. Isto contribuiria para o aumento de erros sistemáticos provenientes de imperfeições na representação destas variáveis pelo Monte Carlo.
- As formas das distribuições das reflexões se ajustam bem a certas funções matemáticas, não havendo necessidade de retirar os eventos deste tipo.

¹Levando em consideração os efeitos da resolução do detector, os valores obtidos para a massa da partícula ϕ podem variar numa faixa de $1.005 < m_{KK} < 1.035$ GeV

Capítulo 5

Medida da Razão de Ramificação de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$

A questão inicial na obtenção da razão de ramificação do $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ relativa a $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ relativo a $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ é identificar quais as quantidades necessárias a estas medidas.

Vamos, primeiramente, acompanhar a evolução de um *ensemble* de N_{prod} partículas X produzidas na experiência. Uma fração delas vai decair num determinado estado final Y , segundo sua razão de ramificação $\Gamma(X \rightarrow Y)$. Os processos de reconstrução e seleção fazem com que uma parte destes $N_{prod}(X)\Gamma(X \rightarrow Y)$ eventos sejam perdidos. Ao conjunto de eventos observados, ou seja, de eventos que sobreviveram a este processo, chamamos de $N_{obs}(X \rightarrow Y)$. Vamos definir, agora, uma grandeza que mede o grau de aceitação do processo de seleção com respeito ao decaimento $X \rightarrow Y$.

$$\text{Eficiência}(X \rightarrow Y) = \frac{N_{obs}(X \rightarrow Y)}{N_{prod}(X)\Gamma(X \rightarrow Y)} \quad (5.1)$$

Esta grandeza, *Eficiência*, pode ser obtida via simulação Monte Carlo, de modo que a razão de ramificação $\Gamma(X \rightarrow Y)$ pode ser calculada apenas com a medida do número de eventos observados do decaimento $X \rightarrow Y$ e do número de partículas X produzidas na experiência. Esta última pode ser obtida através da medida da razão de ramificação de outro decaimento já realizada na mesma experiência. Com o intuito de obter a menor incerteza possível, é interessante escolher, dentre os canais com características semelhantes, o mais favorecido. Analogamente, a eficiência deste canal será:

$$\text{Eficiência}(X \rightarrow Z_{\text{favorecido}}) = \frac{N_{\text{obs}}(X \rightarrow Z_{\text{favorecido}})}{N_{\text{prod}}(X)\Gamma(X \rightarrow Z_{\text{favorecido}})} \quad (5.2)$$

Separando Γ e reordenando os termos, temos:

$$\frac{\Gamma(X \rightarrow Y)}{\Gamma(X \rightarrow Z)} = \frac{N_{\text{obs}}(X \rightarrow Y) \text{Efic}(X \rightarrow Z)}{N_{\text{obs}}(X \rightarrow Z) \text{Efic}(X \rightarrow Y)} \quad (5.3)$$

Logo, para a medida da razão de ramificação relativa são necessárias duas medidas de eficiência e duas medidas do número de eventos observados, uma para o sinal, outra para o canal de normalização (canal favorecido).

5.1 Funções de Ajuste

Após estabelecer um conjunto de cortes adequado para uma medida da razão de ramificação de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, vamos estabelecer um método para estimar o número de eventos observados de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, dos dois canais de normalização, além das respectivas eficiências.

Este método consiste em modelar as distribuições de eventos com funções matemáticas adequadas. O ajuste destas distribuições, apresentadas pelo *PAW* (*Physics Analysis Workstation*) na forma de histogramas, é realizado por um programa de minimização de funções e análise de erros, o *MINUIT* [21]. Seu funcionamento consiste em variar um conjunto de parâmetros iniciais até obter um conjunto de valores que nos proporcione o melhor ajuste da função relativo aos dados, segundo o critério de minimização do desvio médio quadrático, χ^2 .

As estimativas do número de eventos são realizadas nos espectros de massa invariante. Devido à imprecisão do detector, estas distribuições de massa se alargam adquirindo a forma de **funções gaussianas** com uma largura específica para cada decaimento. Esta função possui três parâmetros livres, o valor central (M), a largura (σ) e o fator de escala (N), que corresponde ao número de eventos (integral da função).

$$G = \frac{N}{(\sqrt{2\pi}\sigma)} \exp\left(\frac{-(M-x)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (5.4)$$

A figura 5.1 mostra as distribuições de massa invariante das amostras de Monte Carlo para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$, ajustadas por funções gaussianas. A estas funções gaussianas acrescentamos uma função exponencial para representar eventos referentes a outros canais charmosos. Esta é a função de ajuste utilizada para o cálculo das eficiências (seção 5.6). Nas distribuições de massa invariante dos dados, os eventos de sinal estão misturados com eventos de *background*. Nas seções 5.2 e 5.4 apresentaremos como foi realizada a parametrização do *background* charmoso e combinatorial.

5.2 Reflexões

Para uma boa estimativa do número de eventos de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, é necessário o conhecimento da forma da distribuição de eventos de *background* que ocupam a mesma região do sinal. O *background* combinatorial, por ser composto por eventos que são combinações aleatórias de três traços, apresenta uma distribuição contínua e bem comportada ao longo de uma grande faixa do espectro de massa. O *background* charmoso, no entanto, pode ocupar um espaço restrito no espectro de massa provocando o aparecimento de picos que podem prejudicar a contagem do número de eventos de sinal. A função matemática que melhor se ajusta à forma das distribuições de massa da maioria das reflexões é a função *Gaussiana modificada* (F), definida abaixo:

$$F = N \exp\left(\frac{-\beta^2 \times (x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (5.5)$$

$$\beta = \exp(-2\lambda \times (x - \mu)) \quad (5.6)$$

Onde N é fator de escala, μ é o valor da abcissa que corresponde ao ponto máximo da função, σ e λ são parâmetros que determinam a forma da função.

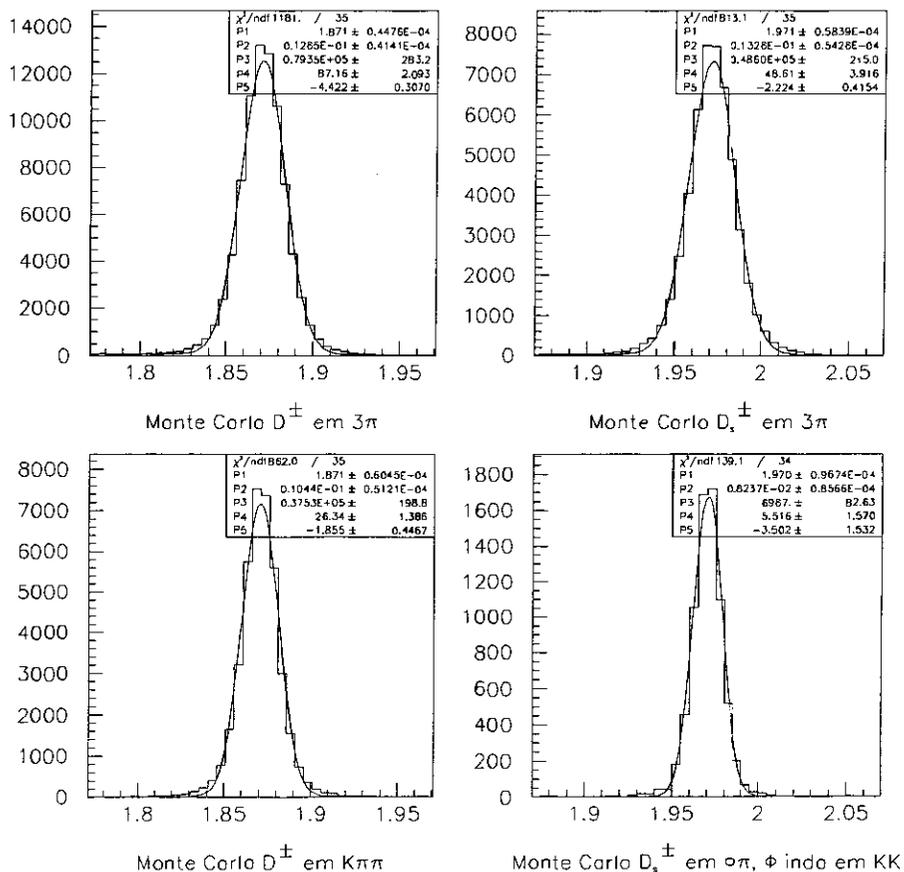


Figura 5.1: Ajuste da distribuição de massa invariante das amostra de Monte Carlo de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, no espectro de 3 pions, $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, no espectro de $K\pi\pi$, e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, onde $\phi \rightarrow K^+K^-$, no espectro de $KK\pi$ por uma função gaussiana. Os cinco parâmetros correspondem, respectivamente, ao valor central, à largura, ao número de eventos e aos dois graus de liberdade da função exponencial.

Três fontes de contaminação no espectro de 3 píons decorrentes de decaimentos hadrônicos (reflexões), presentes na região de massa do sinal, dão contribuição substancial.

- $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ onde o káon é misidentificado como um píon no espectro de 3 píons.
- $D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+, \eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ e $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ onde a partícula γ não é reconstruída.
- $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ onde o káon é identificado erroneamente como um píon e um traço aleatório é acrescentado formando um vértice de três traços.

5.2.1 $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$

Este canal é um dos decaimentos mais prováveis para o méson D^+ , com uma incidência de aproximadamente 9,1%, por isso, é utilizado como canal de normalização da medida da razão de ramificação relativa de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

No espectro de 3 píons, estes eventos ficam localizados à esquerda do $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ já que, em vez da massa do káon, atribui-se o valor da massa do píon para a partícula do segundo traço. No espectro de $K\bar{K}\pi$ acontece o inverso, atribui-se a massa do káon a um dos píons de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ de modo que a distribuição tende a se localizar à direita de $D^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$, ficando na mesma região do $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$. A figura 5.2 mostra a distribuição de eventos desta reflexão no espectro de 3 píons e de $K\bar{K}\pi$.

5.2.2 $D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+, \eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ e $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Este decaimento tem como estado final 3 píons e uma partícula γ . A partícula γ não é detectada de modo que a massa invariante calculada a partir dos momentos dos três píons será menor do que a massa do D_s^+ , logo, $M_{3\pi} \leq 2,00 \text{ GeV}^1$. Por comodidade esta reflexão será chamada de $D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+$.

A inclusão desta reflexão na função de ajuste final se mostrou relevante e tem efeitos importantes na estimativa do número de eventos de sinal, principalmente de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Por isto resolvemos implementar esta estimativa de duas maneiras diferentes. A primeira consiste em estimar o número de $D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+$ observados na amostra

¹A massa do D_s^+ é igual a 1,97 GeV mas, por causa da imprecisão na medida dos momentos, poderemos encontrar eventos de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ com massa invariante igual a 2,00 GeV

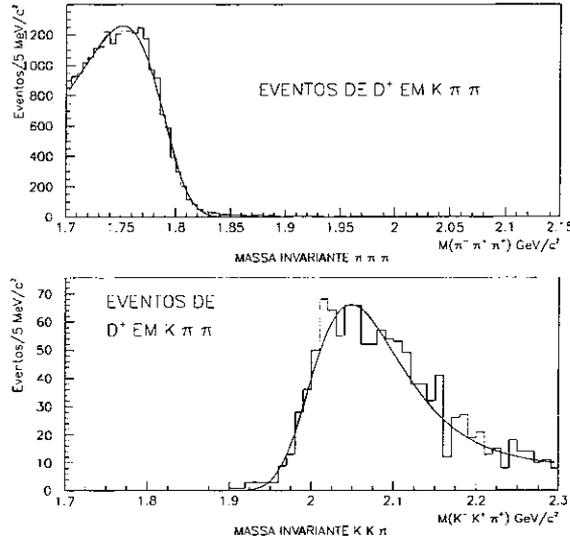


Figura 5.2: Simulação Monte Carlo da distribuição de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ no espectro de 3 píons e no espectro de $K^-K^+\pi^+$ utilizando o conjunto otimizados de cortes.

final a partir do número de D_s^+ produzidos na experiência E791 com $x_F > -0,1$. Para a obtenção deste número utilizaremos o canal $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, onde $\phi \rightarrow K^+K^-$. A segunda maneira consiste em calcular a razão entre o número de $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ observados na amostra. Ambos os procedimentos serão descritos abaixo.

No cálculo da estimativa do número de D_s^+ produzidos na experiência utilizamos a expressão abaixo:

$$N^{prod}(D_s^+) = \frac{N^{obs}(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+, \phi \rightarrow K^+K^-)}{Efic(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+, \phi \rightarrow K^+K^-) BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) BR(\phi \rightarrow K^+K^-)} \quad (5.7)$$

Onde $Efic$ é a eficiência do processo, N^{prod} , N^{obs} e BR representam respectivamente o número de partículas produzidas na experiência, o número de eventos observados na amostra final e a razão de ramificação absoluta, $BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) = (3,6 \pm 0,9)\%$ [6] e $BR(\phi \rightarrow K^+K^-) = (49,1 \pm 0,8)\%$ [6]. Para a estimativa do número de D_s^+ produzidos realizaremos o cálculo para partícula e anti-partícula separadamente. A função de ajuste utilizada para o cálculo do número de eventos observados de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ é descrita na seção 5.1. A eficiência na faixa de $x_F > -0,1$ é calculada na seção 5.6 e supomos ser a

	$D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$	$D_s^- \rightarrow \phi\pi^-$
Eficiência %	$1,000 \pm 0,011$	
N^{obs} eventos	526 ± 35	513 ± 33

Tabela 5.1: Valores encontrados para a eficiência e para o número de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$.

mesma para partícula e anti-partícula². A tabela 5.1 mostra os valores obtidos para as grandezas envolvidas na equação 5.7. A simetria na carga encontrada para produção de D_s^+ está em pleno acordo com os resultados anteriores desta experiência [22].

$$N^{prod}(D_s^+) = (2,97 \pm 0,77) 10^6 \text{ de eventos}$$

$$N^{prod}(D_s^-) = (2,90 \pm 0,75) 10^6 \text{ de eventos}$$

Para o cálculo das eficiências de $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D_s^- \rightarrow \eta'\pi^-$ foram gerados, respectivamente, 303,7k e 382,8k eventos de Monte Carlo com $x_F > -0,1$. As distribuições dos eventos sobreviventes ao processo de seleção, observados no espectro de massa, foram ajustados pela função gaussiana modificada e são mostradas na figura 5.3. O número de eventos foi obtido por meio de integração numérica. Com isto, a eficiência encontrada foi:

$$Efic(D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+) = (0,967 \pm 0,015)\%$$

Uma vez obtido o número de D_s^+ e D_s^- produzidos e as eficiências, poderemos encontrar um valor estimado para o número observado de $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ na amostra final segundo a expressão:

$$N^{obs}(\text{reflexão } \eta') = N^{prod}(D_s^+) BR(D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+) BR(\eta' \rightarrow \rho^0\gamma) BR(\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) Efic(\text{reflexão } \eta') \quad (5.8)$$

Pelo *Particle Data Book* [6], temos que $BR(D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+) = (4,9 \pm 1,8)\%$, $BR(\eta' \rightarrow \rho^0\gamma) = (30,2 \pm 1,3)\%$ e $BR(\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 100\%$. Assim, obtemos, para o espectro de massa da figura 5.3:

²Esta aproximação é boa somente para o caso do D_s^+ com o corte $x_F > -0,1$

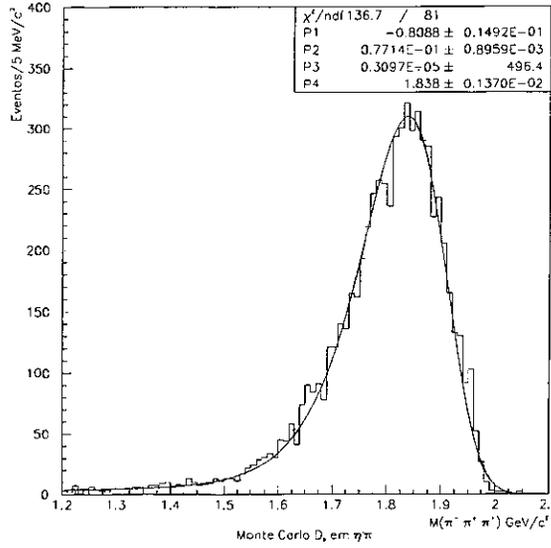


Figura 5.3: Distribuição de massa no espectro de 3 píons de eventos da amostra de Monte Carlo do decaimento $D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+$. Os parâmetros 1, 2, 3 e 4 correspondem respectivamente a λ , σ , número de eventos e μ .

$$N^{obs}(D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+) = 425 \pm 192 \text{ eventos}$$

$$N^{obs}(D_s^- \rightarrow \eta' \pi^-) = 415 \pm 187 \text{ eventos}$$

Somando as duas estimativas, temos:

$$N^{obs}(D_s^\pm \rightarrow \eta' \pi^\pm) = 840 \pm 268 \text{ eventos} \quad (5.9)$$

Vamos estimar, agora, o número de eventos desta reflexão pelo segundo método que consiste em determinar a fração desta reflexão em relação ao número de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ observados. A partir das razões de ramificações absoluta (BR), obtemos a razão de decaimento relativo, R , a saber:

$$R = \frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+) BR(\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma) BR(\rho^0 \rightarrow \pi^-\pi^+)} \quad (5.10)$$

$$R = \frac{1,0 \pm 0,4\%}{4,9 \pm 1,8\% \cdot 30,2 \pm 1,3\% \cdot 100\%} = 0,68 \pm 0,37$$

R também pode ser expresso como:

$$R = \frac{N^{obs}(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{Efic(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)} \frac{Efic(D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+)}{N^{obs}(D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+)} \quad (5.11)$$

Rearrumando os termos, obtemos a razão entre o número de eventos observados de $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$:

$$\frac{N^{obs}(D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+)}{N^{obs}(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)} = \frac{Efic(D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+)}{Efic(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)(0,68 \pm 0,37)} \quad (5.12)$$

Como, para $x_F > -0,1$, a $Efic(D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+) = (0,967 \pm 0,015)\%$, $Efic(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+) = 1,6848 \pm 0,0075\%$ (seção 5.6) e o número de eventos de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ é, aproximadamente, 850^3 , podemos estimar novamente o número de $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ na amostra:

$$N^{obs}(D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+) \cong 717 \pm 391 \text{ eventos}$$

As duas estimativas estão consistentes. No entanto, a segunda estimativa, além de apresentar uma incerteza maior (mesmo não considerando o erro no número de eventos observados de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$), depende de um valor aproximado para o número de eventos de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Utilizaremos, nesta análise, o valor de 840 ± 268 eventos (equação 5.9) como estimativa final para o número de eventos desta reflexão.

5.2.3 $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$

Este decaimento em dois corpos possui um káon e um pión com cargas opostas no estado final. No momento da reconstrução dos dados, algum traço pode ser acrescentado erroneamente ao vértice secundário formando um vértice de três traços.

³Esta estimativa foi obtida através de um ajuste inicial, menos refinado

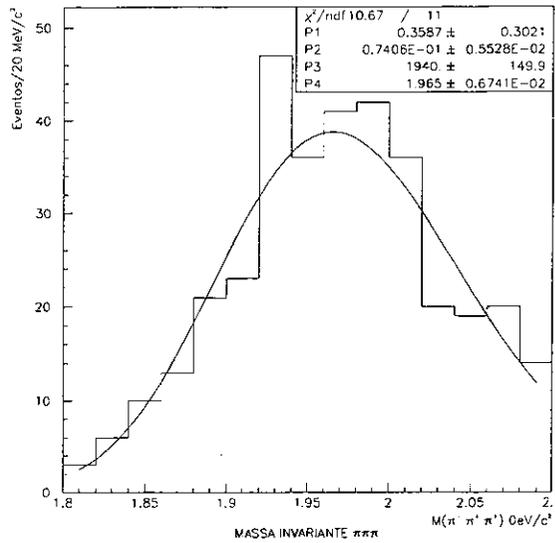


Figura 5.4: Simulação Monte Carlo da distribuição de $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ no espectro de 3 píons. O parâmetro 3 corresponde ao fator multiplicativo da função gaussiana modificada. O número de eventos observados da amostra de Monte Carlo foi obtido por integração numérica.

De modo a identificar a forma, localização e estimar o número de eventos que sobrevivem ao conjunto de cortes final, foi realizada uma simulação Monte Carlo onde foram gerados 2750k eventos desta reflexão. A distribuição de massa no espectro de 3 píons de $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, mostrada na figura 5.4, também pode ser parametrizada com uma função gaussiana modificada. Implementando a integração numérica desta função e levando-se em conta que a experiência E791 produziu 1151k de eventos de $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ [23], obtemos uma estimativa do número de eventos desta reflexão na amostra de dados, 142 ± 44 eventos. O erro estatístico de 44 eventos é devido principalmente ao erro de 20% atribuído ao número de D^0 produzidos na experiência.

As figuras 5.5 e 5.6 mostram, respectivamente, as contribuições das duas reflexões, $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, uma em relação a outra, em seguida, as duas frente aos dados, utilizando o conjunto de cortes otimizado.

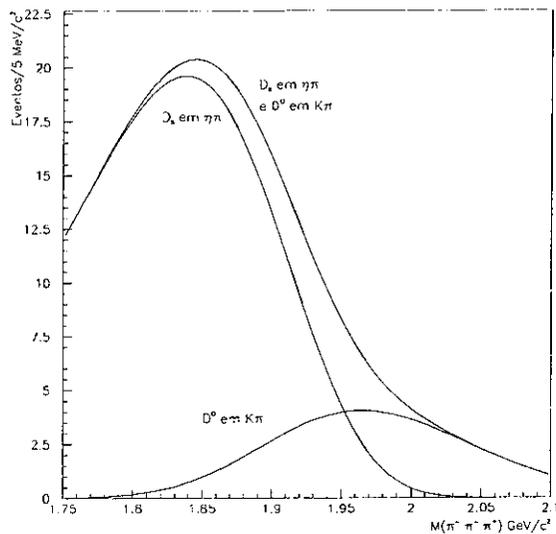


Figura 5.5: Comparação entre a contribuição da reflexão $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$.

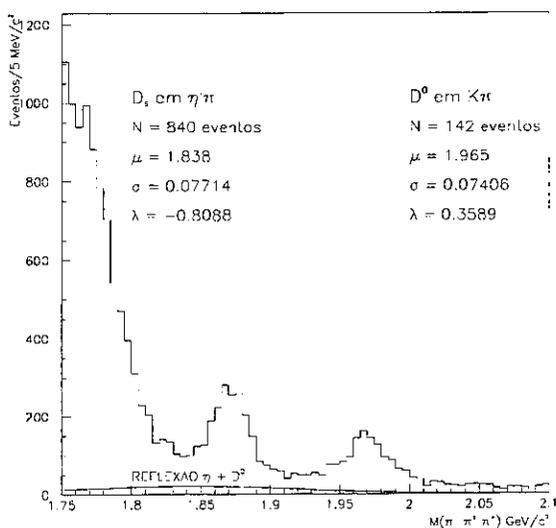


Figura 5.6: Contribuição da reflexão $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ no espectro de massa invariante com seus respectivos parâmetros.

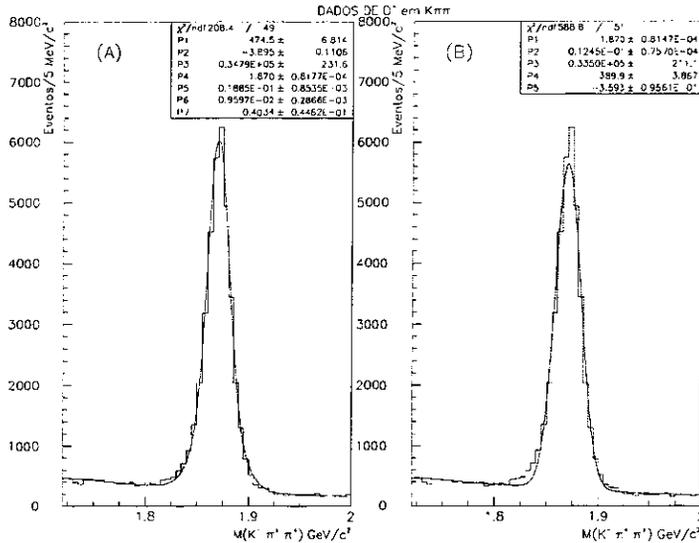


Figura 5.7: Ajuste dos dados no espectro de $K\pi\pi$ utilizando o conjunto de cortes otimizado. O parâmetro 3 corresponde ao número de eventos de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. Em (A), utilizamos uma função dupla-gaussiana e em (B), uma gaussiana simples.

5.3 Função de Ajuste para $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$

A estimativa do número de eventos de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ para o canal de normalização de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ é realizada no espectro de $K\pi\pi$. A parametrização do *background* utiliza apenas uma função exponencial.

$$BACKGROUND = A \exp^{B(X-1,72)} \quad (5.13)$$

A alta estatística obtida explicita uma certa assimetria na distribuição de eventos. A figura 5.7 mostra o ajuste da distribuição de dados de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ utilizando-se duas funções gaussianas com o mesmo valor central (A) e por uma função gaussiana (B). O ajuste com duas funções gaussianas é claramente mais adequado. A equação 5.14 mostra a expressão matemática utilizada para o ajuste com duas gaussianas.

$$G_1 = \frac{PROP}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left(\frac{-(M-x)^2}{2\sigma_1^2}\right)$$

$$\begin{aligned}
G_2 &= \frac{1 - PROP}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \exp\left(\frac{-(M - x)^2}{2\sigma_2^2}\right) \\
G_{total} &= N(G_1 + G_2)
\end{aligned}
\tag{5.14}$$

Esta função apresenta cinco parâmetros livres, o número de eventos, N , as larguras, σ_1 e σ_2 , o valor central, M , e o parâmetro $PROP$ que corresponde a proporção entre as duas gaussianas. Como resultado do ajuste com duas gaussianas, obtivemos:

$$N^{obs}(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+) = 34790 \pm 232 \text{ eventos}$$

Atribuímos esta assimetria a características do detector na medida dos momentos das partículas, características estas, que não foram incorporadas na simulação Monte Carlo. Esta assimetria está presente também nos dados de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, entretanto, pela menor estatística destes decaimentos, este comportamento fica camuflado por flutuações estatísticas. Mediante este fato, todas as distribuições de sinal dos dados foram parametrizadas por uma dupla gaussiana. A medida da razão de ramificação utilizando-se, como parametrização da distribuição de sinal dos dados, uma função gaussiana simples foi inserida como uma fonte de erro sistemático relativo a função de ajuste na seção 5.8.

5.4 Função de Ajuste para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$

A estimativa do número de eventos de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ foi realizada no espectro de massa invariante de 3 píons entre 1,75 e 2,1 GeV. Com o auxílio da figura 5.8 podemos distinguir as distribuições de eventos de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, à esquerda, de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, centrada na massa de 1,87 GeV, de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, centrada em 1,97 GeV e do *background* combinatorial, que se estende continuamente de 1,75 a 2,1 GeV.

A distribuição de massa de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ no espectro de massa de três píons foi ajustada por uma função gaussiana modificada descrita na seção 5.2. O limite inferior

de 1,75 GeV foi escolhido por corresponder ao valor máximo da distribuição de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ possibilitando uma correta determinação do fator de escala da função gaussiana modificada. Um alargamento da janela de massa não é aconselhável porque, neste caso, o menor χ^2 no ajuste da função, corresponderia um melhor ajuste na região de massa de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, que tem um maior número de eventos, em detrimento da região de sinal de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, que é, em última análise, o que nos interessa.

As distribuições de massa de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ foram ajustadas, cada uma, pela função dupla-gaussiana descrita na seção 5.3, com os cinco parâmetros livres.

A distribuição de eventos do *background* combinatorial foi ajustada por uma função exponencial (*COMB*), com dois parâmetros livres, A e B , responsáveis respectivamente pelo fator de escala e pela forma desta função. Esta função é descrita abaixo:

$$COMB = A \exp^{B(X-1,7)} \quad (5.15)$$

Como foi discutido na seção 5.2, as contribuições das reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, apesar de pequenas são indispensáveis para a estimativa de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. As funções gaussianas modificadas escolhidas para estas reflexões, tiveram seus parâmetros fixados pelo Monte Carlo (figura 5.6).

Para a obtenção da função de ajuste final dos dados no espectro de massa de 3 píons adicionamos cada uma das seis funções acima. Logo,

$$DADOS = COMB + (D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+) + (D^0 \rightarrow K^+\pi^-) + (D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+) + D^+ + D_s^+ \quad (5.16)$$

Após estabelecer a convergência, o resultado do ajuste dos dados é mostrado na figura 5.8 e apresenta um χ^2/Dof de 1,40. Os parâmetros 11 e 16 correspondem, respectivamente, ao número de eventos de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, a saber:

$$N^{obs}(D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+) = 1233 \pm 51 \text{ eventos}$$

$$N^{obs}(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+) = 854 \pm 47 \text{ eventos}$$

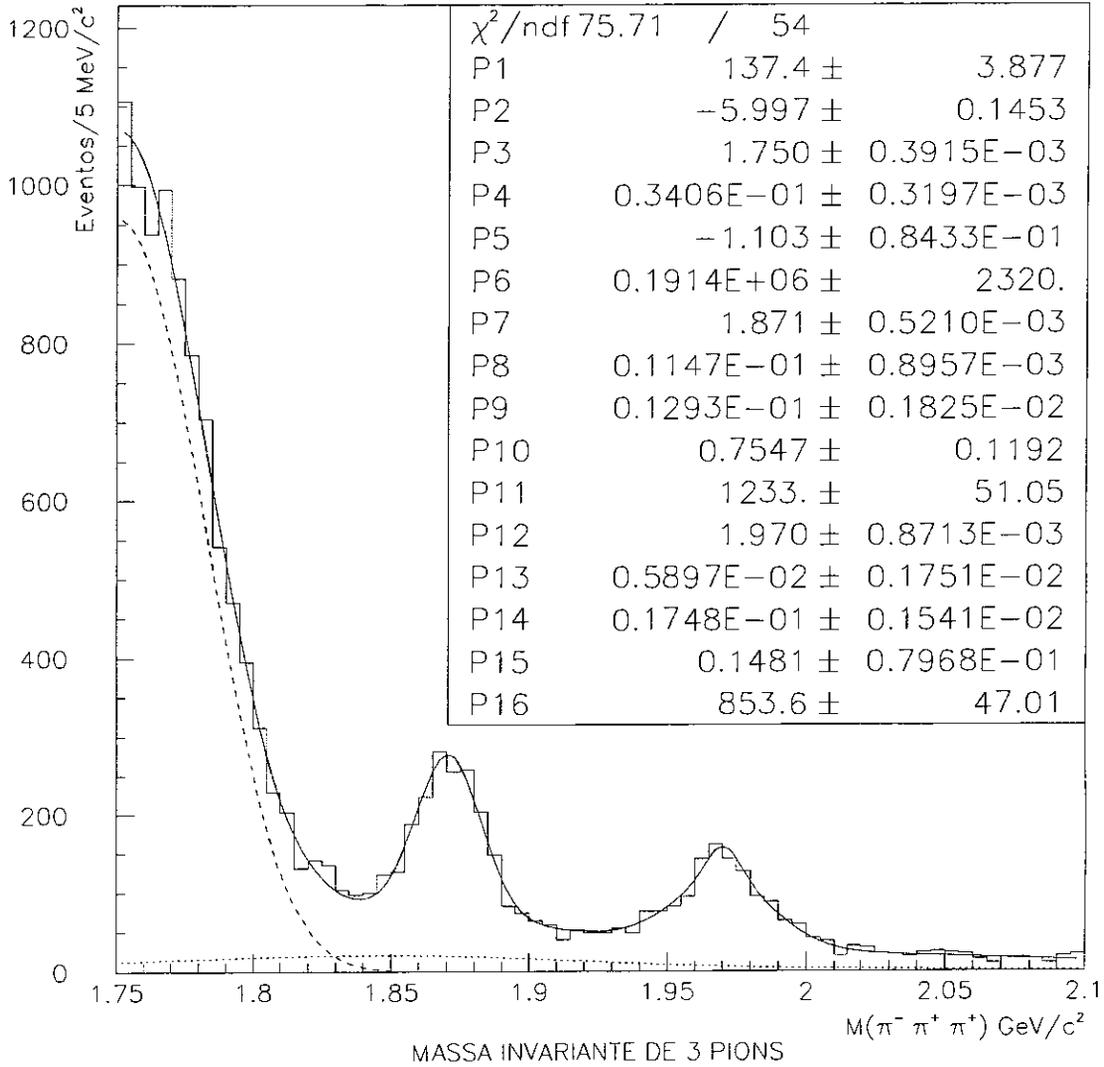


Figura 5.8: Ajuste dos dados no espectro de massa de 3 pions. A contribuição do *background* total também é mostrada, assim como a contribuição da reflexão $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e da soma das contribuições de $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$. Os dois primeiros parâmetros referem-se ao *background* combinatorial, os quatro seguintes referem-se a reflexão $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, do parâmetro sete ao onze, $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e os restantes, $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

5.5 Função de Ajuste para $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$

A medida da razão de ramificação de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ tem como canal de normalização o decaimento $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, o qual tem uma razão de ramificação de $3,6 \pm 0,9\%$ [6]. A partícula ϕ , por sua vez, pode decair de vários modos diferentes. Um deles, o decaimento $\phi \rightarrow K^+K^-$, é o mais frequente e a medida de sua razão de ramificação, $49,1 \pm 0,8\%$ [6], tem boa precisão. Podemos obter a razão de ramificação de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ relativo à $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ calculando esta mesma razão com $\phi \rightarrow K^+K^-$, e multiplicando o resultado da última por $49,1 \pm 0,8\%$, como é mostrado na equação 5.17. Este método indireto nos permite estimar o número de eventos do canal de normalização no espectro de massa invariante de $KK\pi$, além de permitir a utilização de um corte cinemático na massa do ϕ , $|(M_{KK} - 1,02)| < 0,015$, o qual é muito eficaz na eliminação de *background*, como pode ser visto na figura 5.9. Este corte leva em conta uma tolerância de 15 MeV para a medida da massa da partícula ϕ (1,02 GeV).

$$\frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)} = \frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+, \text{onde } \phi \rightarrow K^+K^-)} BR(\phi \rightarrow K^+K^-) \quad (5.17)$$

As variáveis cinemáticas M_{KK} e $M_{KK\pi}$, descritas na seção 4.5, foram definidas tendo em vista a realização deste corte. O processo para a escolha do traço correspondente ao káon de mesma carga ⁴, poderia ser feito de outra maneira, como por exemplo utilizando a variável Čerenkov. A definição utilizada tem o objetivo de reter a maior quantidade possível de eventos quando a eles for aplicado o corte na massa do ϕ . Para ilustrar, vamos supor que a massa invariante de dois corpos nos forneça um valor $M_{KK} = 1,01$ GeV, quando se utiliza o primeiro e o segundo traço, e $M_{KK} = 1,6$ GeV, quando se utiliza o terceiro e o segundo traço. Vamos supor também que o terceiro traço tem maior probabilidade de ser um káon, segundo o detector Čerenkov. Na implementação do corte

⁴Lembrando que o segundo traço sempre deve ser incluído já que é definido como o traço de carga oposta

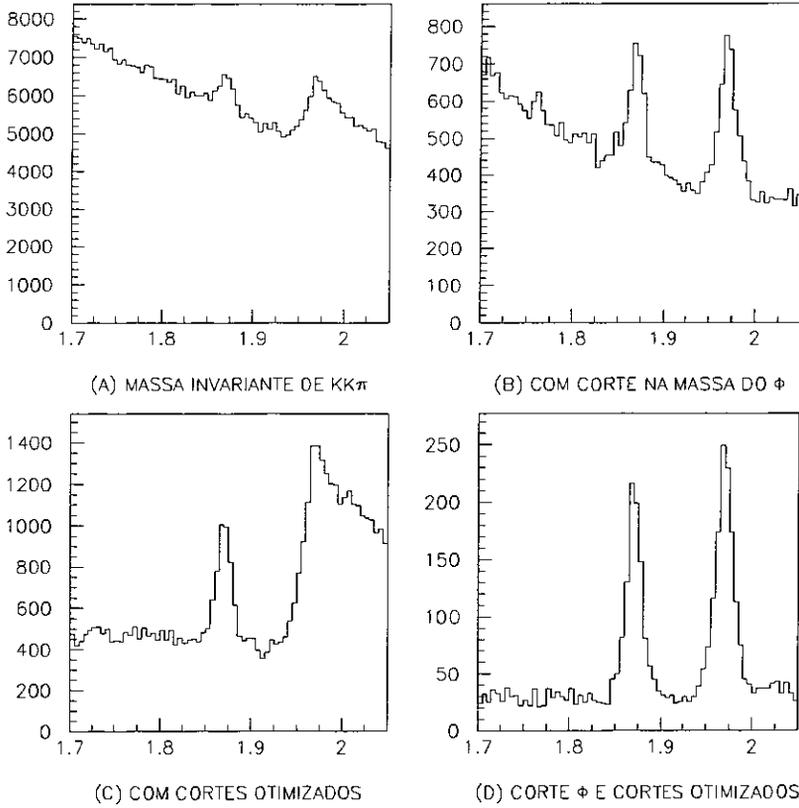


Figura 5.9: Evolução do processo de seleção de eventos do decaimento $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, onde $\phi \rightarrow K^+K^-$, no espectro de massa de $KK\pi$. Em (A), a amostra aparece sem cortes, em (B) aplicamos o corte na massa da partícula ϕ e em (C), apenas o conjunto de cortes otimizado e em (D), aplicamos o corte na massa de ϕ juntamente com os cortes otimizados. Esta última foi utilizada para a estimativa do número de eventos de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, com $\phi \rightarrow K^+K^-$.

na massa do ϕ para a obtenção da amostra de normalização de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, este evento será retido, segundo a nossa definição de M_{KK} , mas será cortado na definição que utiliza a probabilidade Čerenkov.

Na figura 5.9 (C) podemos observar as distribuições dos eventos de $D^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$ e de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$, centrados respectivamente em 1,87 e 1,97 GeV. Podemos observar também que os eventos de *background* apresentam uma distribuição contínua e bem comportada ao longo do todo o espectro exceto para $M_{KK\pi} > 2,0$ GeV. Os eventos acumulados nesta região podem ser identificados, com o auxílio da simulação

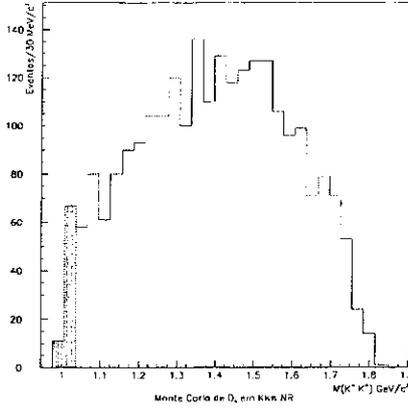


Figura 5.10: Distribuição de eventos de Monte Carlo do canal $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ não-ressonante no espectro de K^+K^- . Em destaque, mostramos os eventos que sobrevivem ao corte na massa do ϕ .

Monte Carlo (figura 5.2), com os eventos da reflexão $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$.

Além da reflexão $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, o canal $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ não-ressonante poderia estar presente neste espectro. A distribuição de eventos deste canal tem a forma de uma função gaussiana, já que seu estado final também contém dois káons e um pión, centrada em 1,97 GeV, justamente na região de interesse. Com isto, poderíamos estar atribuindo erradamente eventos de $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ não-ressonante ao canal $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$. De modo a calcular a eficiência de $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ não-ressonante, para $x_F > -0,1$, ao processo de seleção e ao corte na massa do ϕ , foram gerados 274.6k eventos de Monte Carlo, com $x_F > -0,1$ (variável definida na seção 5.6.3). O valor da eficiência encontrada é muito pequena, aproximadamente 0,024 %, devido à forte ação do corte na massa de ϕ , como pode ser observado na figura 5.10.

Utilizando a medida da razão de ramificação de $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ não-ressonante relativa a $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ encontrada no PDG [6], $0,25 \pm 0,086$, a eficiência de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$, $\simeq 1,000\%$, para $x_F > -0,1$ e a eficiência de $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ não-ressonante obtida acima, encontramos que a razão entre o número de eventos observado de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$, e o número de eventos observado de $D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ não-ressonante, é de aproximadamente 82 (equação 5.18 e 5.19).

$$\begin{aligned}
& \frac{BR(D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+ NR)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+) BR(\phi \rightarrow K^+K^-)} = \frac{0,25 \pm 0,086}{0,491 \pm 0,008} \\
& = \frac{N^{obs}(D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+ NR) \text{ Efic}(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+ \phi \rightarrow K^+K^-)}{N^{obs}(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+, \phi \rightarrow K^+K^-) \text{ Efic}(D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+ NR)} \quad (5.18)
\end{aligned}$$

Rearrmando os termos, temos:

$$\frac{N^{obs}(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+, \phi \rightarrow K^+K^-)}{N^{obs}(D_s^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+ NR)} = \frac{0,491 \pm 0,008 (\simeq 1,000\%)}{0,25 \pm 0,086 (\simeq 0,024\%)} \simeq 82 \quad (5.19)$$

Uma vez que o impacto da contribuição desta reflexão é pequeno, não a incluímos no ajuste de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$.

Analogamente a seção anterior, ajustamos a distribuição de *background* combinatorial com uma função exponencial, a reflexão $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ com uma função gaussiana modificada e as distribuições de $D^+ \rightarrow \phi\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, respectivamente, por uma função gaussiana simples e por uma dupla-gaussiana. A função de ajuste final dos dados no espectro de $KK\pi$ é a soma das quatro contribuições. Nenhum parâmetro foi fixado pelo Monte Carlo, de modo que este ajuste conta com quatorze parâmetros livres. A convergência foi estabelecida com um χ^2/Dof de 0,83. O ajuste final é mostrado na figura 5.11.

$$N^{obs}(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+, \phi \rightarrow K^+K^-) = 1038 \pm 44 \text{ eventos}$$

5.6 Cálculo das Eficiências

Eficiência é a grandeza que quantifica qual o percentual dos eventos produzidos na experiência de um determinado canal de decaimento que sobrevive a todo o processo de seleção de eventos. O evento produzido que sobrevive a este processo é denominado de evento observado. Logo,

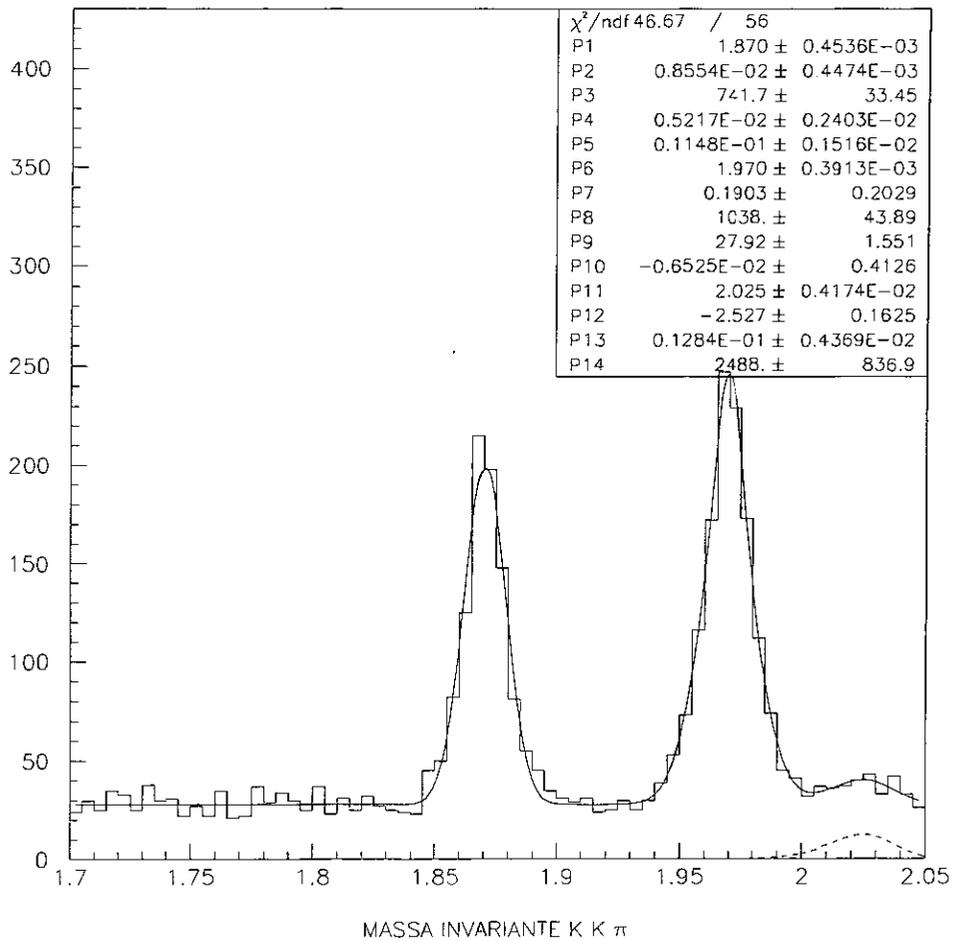


Figura 5.11: Ajuste dos dados no espectro de $K^+K^-\pi$ utilizando o conjunto de cortes otimizado e o corte na massa do ϕ . O parâmetro 6 corresponde ao número de eventos de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, com $\phi \rightarrow K^+K^-$. A figura mostra também, à direita em pontilhado, o ajuste obtido para a distribuição dos eventos da reflexão de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$.

$$\text{Eficiência} = \frac{N^0 \text{ de eventos observados}}{N^0 \text{ de eventos produzidos}} \quad (5.20)$$

Toda a informação direta que se pode retirar da experiência refere-se a eventos observados. Como não temos acesso ao número de eventos produzidos, utilizamos a simulação Monte Carlo para obter as quatro eficiências necessárias às duas medidas, $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, com $\phi \rightarrow K^+K^-$. No entanto, correções devem ser realizadas nestes cálculos para corrigir imperfeições do Monte Carlo frente a realidade dos dados. As correções serão apresentadas gradualmente a partir de uma primeira aproximação do cálculo das eficiências.

5.6.1 Variável x_F e Momento Transverso (p_t)

Antes do cálculo das eficiências vamos definir as variáveis cinemáticas, x_F e p_t , úteis nas seções seguintes. A variável x_F é definida como a fração entre o momento da partícula produzida na direção do feixe, calculado no referencial da colisão, e o momento máximo na mesma direção. Ele indica se esta partícula, proveniente da interação píon-nucleon está prosseguindo na direção do feixe ($x_F > 0$) ou retornando ($x_F < 0$). Estabelece, também, um vínculo quantitativo da partícula produzida com o píon do feixe, na medida que a probabilidade desta partícula possuir um *quark* do mesmo sabor que os *quarks* de valência dos píons incidentes aumenta com o crescimento de x_F [24]. Este fenômeno é denominado de *Efeito Leading*. Sua modelagem pelo Monte Carlo no que diz respeito à produção de partículas charmosas ainda não é satisfatória, sendo necessária a implementação de correções.

O momento transverso (frequentemente é utilizado ao quadrado, p_t^2), é definido como o momento da partícula produzida na direção ortogonal à direção do feixe. Uma de suas vantagens advém de sua invariância sob transformações de *Lorentz* longitudinais. Esta variável indica quão “duro” foi o espalhamento.

5.6.2 Primeira Aproximação de Eficiência

A tabela 4.1 mostra o número de eventos produzidos para partícula e anti-partícula de

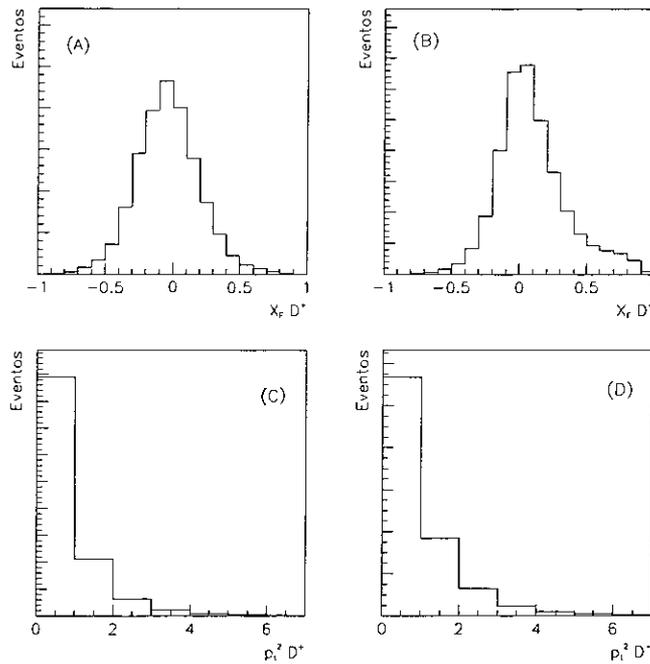
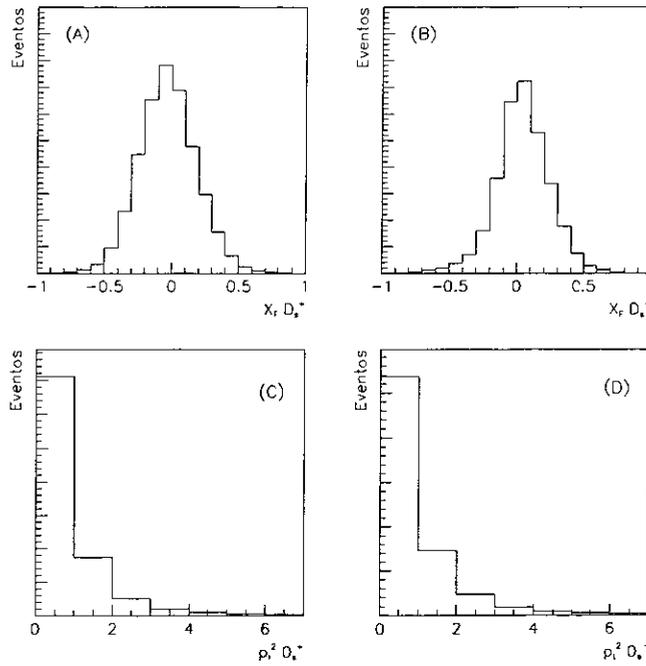


Figura 5.12: Distribuição dos eventos produzidos segundo x_F e p_T^2 para D^+ e D^- .

cada um dos decaimentos para todo espectro de x_F . Nesta estimativa, vamos considerar a assimetria na produção de D^+ e D_s^+ relativo à carga e excluir os eventos produzidos com $x_F < -0,1$, pois não são observados. Este corte evita que possíveis imperfeições na modelagem desta faixa de x_F pelo Monte Carlo prejudiquem a medida. Para tal, utilizamos as informações de um arquivo, denominado de Tabela-verdade, que contém informações como distribuição de x_F , p_T^2 , massa invariante e carga associada a produção dos eventos. As figuras 5.12 e 5.13 mostram as distribuições das Tabelas-verdade de D^+ e D_s^+ com respeito a x_F e p_T^2 . A tabela 5.2 mostra o número de eventos produzidos com $x_F > -0,1$, valores retirados da Tabela-verdade.

Utilizando o número de eventos produzidos da última coluna da tabela 5.2 e o número de eventos de Monte Carlo observados de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ onde $\phi \rightarrow K^+K^-$ (figura 5.1), podemos obter os valores das eficiências numa primeira aproximação (tabela 5.3).


 Figura 5.13: Distribuição dos eventos produzidos segundo x_F e p_t^2 para D_s^+ e D_s^- .

	Todo x_F (mil eventos)	$x_F > -0.1$ (mil eventos)	soma \pm
$D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	1800	1044,0	2305,8
$D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$	1800	1261,8	
$D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	900	522,0	1152,9
$D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$	900	630,9	
$D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	2100	1274,7	2883,3
$D_s^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$	2100	1608,6	
$D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$	510	309,6	700,3
$D_s^- \rightarrow \phi\pi^-$	510	390,7	

 Tabela 5.2: Número de eventos produzidos nas n-uplas de Monte Carlo com $x_F > -0,1$.

Efic($D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$)	$3,439 \pm 0,012\%$
Efic($D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$)	$1,6848 \pm 0,0075\%$
Efic($D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$)	$3,246 \pm 0,017\%$
Efic($D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+, \phi \rightarrow KK$)	$1,000 \pm 0,011\%$

Tabela 5.3: Valores de eficiência na primeira aproximação.

5.6.3 Correção de x_F e p_t^2

O modelo teórico, *Lund*, no qual é baseada a produção das partículas na simulação Monte Carlo, apresenta discrepâncias com respeito a x_F e p_t^2 . O método utilizado para a correção desta discrepância supõe que este desacordo não ocorre com a modelagem da passagem das partículas pelo detector, ou seja, o Monte Carlo não representa bem a eficiência total dos dados, mas sabe representá-la para um determinado *bin* de x_F/p_t^2 (equação 5.21).

$$Efic_i^{MC} = Efic_i^{DADOS} = Efic_i \quad (5.21)$$

Partindo das equações 5.20 e 5.21 vamos obter uma expressão matemática que nos forneça um valor correto para a eficiência total.

$$\begin{aligned} N^{DADOS\ PROD} &= \frac{N^{DADOS\ OBS}}{Efic^{DADOS}} \\ &= \sum_{bin\ i} N_i^{DADOS\ PROD} = \sum_{bin\ i} \frac{N_i^{DADOS\ OBS}}{Efic_i^{DADOS}} \end{aligned} \quad (5.22)$$

Logo,

$$\sum_{bin\ i} \frac{N_i^{DADOS\ OBS}}{Efic_i} = \frac{N^{DADOS\ OBS}}{Efic^{DADOS}} \quad (5.23)$$

Onde $N_i^{DADOS\ OBS}$ é o número de eventos observados de dados no *bin* i , $N_i^{MC\ PROD}$ e $N_i^{MC\ OBS}$ são, respectivamente, o número de eventos produzidos e observados de Monte Carlo neste *bin* i . Lembrando que, segundo a equação 5.21,

$$Efic_i = \frac{N_i^{MC\ OBS}}{N_i^{MC\ PROD}} \quad (5.24)$$

Separando $N^{DADOS\ OBS}$ em i termos e multiplicando cada um deles pela identidade, temos:

$$N^{DADOS\ OBS} = \sum_{bin\ i} N_i^{DADOS\ OBS} = \sum_{bin\ i} N_i^{DADOS\ OBS} \frac{N_i^{MC\ OBS}}{N_i^{MC\ OBS}} \quad (5.25)$$

Substituindo a equação 5.25 na equação 5.23, temos:

$$Efic^{DADOS} = \frac{\sum_i W_i * N_i^{MC OBS}}{\sum_i W_i * N_i^{MC PROD}} \quad (5.26)$$

onde W_i é denominado *peso* do *bin* i e é definido como

$$W_i = \frac{N_i^{DADOS OBS}}{N_i^{MC OBS}} \quad (5.27)$$

Uma vez que estamos supondo que $Efic_i^{DADOS} = Efic_i^{MC}$,

$$W_i = \frac{N_i^{DADOS PROD}}{N_i^{MC PROD}} \quad (5.28)$$

e podemos interpretar os *pesos* como uma medida do erro relativo entre a produção de partículas nos dados e no Monte Carlo. Repare que se os *pesos* de todos os *bins* forem iguais reobtemos as eficiências da primeira aproximação .

Este método de correção tem a desvantagem de termos que dividir a amostra de dados em *bins* de x_F e p_t^2 para o cálculo dos *pesos*. No entanto, como os *pesos* estão relacionados somente com a produção de partículas (equação 5.28) e como não há relevância em seus valores absolutos já que estão presentes tanto no numerador como no denominador da equação 5.26, podemos utilizar os canais de normalização para a sua obtenção, uma vez que apresentam melhor estatística. As funções de ajuste de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$, utilizadas para o cálculo dos *pesos* é a mesma descrita na seção 5.3 e 5.5.

A amostra de dados de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ foi dividida em três *bins* de x_F , dois de p_t^2 e carga. A separação na carga é importante para detectar possíveis diferenças nas eficiências de $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$ e $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ com relação a $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. Estas medidas foram úteis no cálculo do erro sistemático referente a separação da amostra em partícula e anti-partícula. A amostra de dados de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, por apresentar uma estatística bem menor que o canal $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, não foi dividida com respeito a carga. Para ela, também foi necessária a utilização de uma *binagem* diferente.

A escolha da *binagem* deve obedecer o critério de homogeneidade da eficiência dentro de cada *bin*. Para a escolha da *binagem* para x_F , calculamos a eficiência de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$

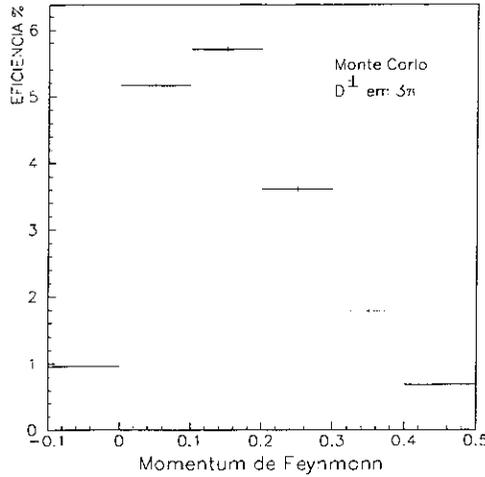


Figura 5.14: Para a escolha da *binagem* de D^+ , foi realizado o cálculo da eficiência para seis *bins* de x_F de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, em seis *bins* diferentes, numa faixa de $-0,1 < x_F < 0,5$, como é mostrado nas figuras 5.14 e 5.15. A escolha em p_t^2 obedeceu apenas critérios estatísticos. As figuras 5.16 e 5.17 mostram a divisão dos *bins* escolhida para a correção de x_F e p_t^2 , com os respectivos *pesos* de cada *bin*, calculados segundo a equação 5.27.

De posse das tabelas com os *pesos* de D^+ e D_s^+ (figura 5.16 e 5.17), resta-nos a obtenção das tabelas de $N_i^{MC OBS}$ e $N_i^{MC PROD}$ para cada um dos quatro canais. Para o primeiro, utilizamos a mesma função de ajuste da seção 5.1 e para o segundo, utilizamos o mesmo procedimento do cálculo do número de eventos produzidos na primeira aproximação, com a única diferença que em vez de 1 *bin*, $x_F > -0,1$, temos agora doze *bins*, no caso de D^+ , e seis *bins*, no caso do D_s^+ .

Os valores das eficiências, corrigidos os desacordos com respeito a x_F/p_t^2 encontram-se na tabela 5.4:

5.6.4 Correção de Dalitz Plot

Devido a vínculos cinemáticos, cada estrutura, ressonante e não-ressonante, apresenta uma distribuição própria no espaço de fase. A contribuição não-ressonante, por exemplo, apresenta uma distribuição homogênea no espaço de fase. Na amostra de dados, estas

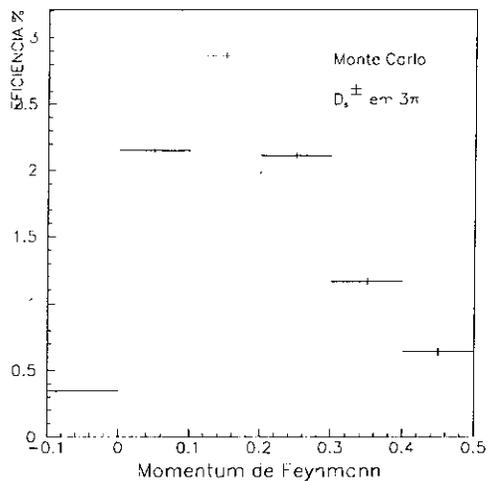


Figura 5.15: Para a escolha da *binagem* de D_s^+ , foi realizado o cálculo da eficiência para seis *bins* de x_F de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

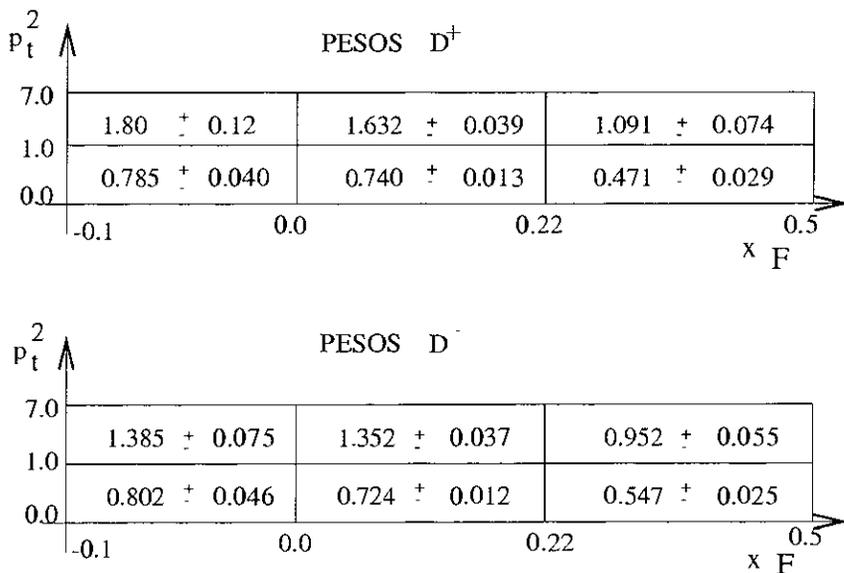


Figura 5.16: *Binagem* escolhida para a correção da eficiência com respeito a x_F/p_t^2 e carga para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. Mostramos também os *pesos* em cada um dos *bins*, calculados com o canal $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. O segundo número de cada *bin* refere-se ao erro estatístico das medidas dos *pesos*.

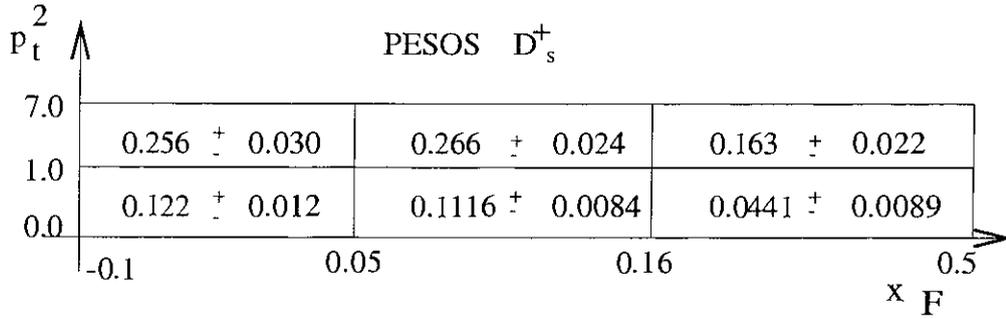


Figura 5.17: *Binagem* escolhida para a correção da eficiência com respeito a x_F/p_T^2 para $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$. Mostramos também os *pesos* em cada um dos *bins*, calculados com o canal $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$.

$Efic(D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)$	$3,414 \pm 0,076\%$
$Efic(D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-)$	$3,537 \pm 0,076\%$
$Efic(D^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^\mp\pi^\pm)$	$3,480 \pm 0,052\%$
$Efic(D_s^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^\mp\pi^\pm)$	$1,64 \pm 0,11\%$
$Efic(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)$	$3,211 \pm 0,075\%$
$Efic(D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-)$	$3,374 \pm 0,074\%$
$Efic(D^\pm \rightarrow K^\mp\pi^\pm\pi^\pm)$	$3,298 \pm 0,052\%$
$Efic(D_s^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm, \phi \rightarrow K^+K^-)$	$1,027 \pm 0,067\%$

Tabela 5.4: Eficiências calculadas após a correção de x_F e p_T^2 .

estruturas interferem-se mutuamente formando uma distribuição característica. Todas as amostras de Monte Carlo, com exceção do canal $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, onde a própria partícula ϕ já constitui uma ressonância, foram produzidas sem considerar os estados ressonantes, ou seja, somente o estado não-ressonante contribui. Como a eficiência não é homogênea no espaço de fase, ou seja, diferentes regiões do espaço de fase apresentam diferentes eficiências, principalmente quando se usa o corte de *CHIP*, sua representação pelo Monte Carlo não-ressonante se torna inadequada.

O procedimento de correção de *Dalitz Plot* consiste em estimar a razão, $R(dalitz)$, entre a eficiência calculada pelos dados e pelo Monte Carlo. Utilizamos um raciocínio análogo à correção em x_F/p_t^2 , com algumas modificações, a saber:

- *Binagem* bidimensional 15×15 do espaço de fase. O resultado mostrou-se estável com relação a mudança do número de *bins*.
- A equação 5.23 foi reexpressa como:

$$\frac{1}{Efic} = \sum_{bin\ i} \frac{N_i}{N_{total} Efic_i} \quad (5.29)$$

onde

$$Efic_i = A * \frac{N_i^{MC\ OBS}}{N_i^{Fast\ NR}} \quad (5.30)$$

A eficiência em cada *bin*, $Efic_i$, é proporcional à ocupação dos eventos da amostra de Monte Carlo. A constante de proporcionalidade é dada por A . Novamente vamos supor que o Monte Carlo representa bem os dados em cada *bin*. Esta eficiência deve representar somente a eficiência relativa aos cortes. No entanto, como estamos dividindo o espaço de fase em *bins* com tamanho definido, os *bins* responsáveis pela fronteira do espaço de fase, definida por limites cinemáticos da massa invariante, ficam parcialmente ocupados dando a falsa impressão que a eficiência nesta região é muito pequena. Outro efeito importante é a variação do contorno do Dalitz Plot devido à resolução do detector. Este efeito é descrito com detalhes na seção 6.2. Para corrigí-los, dividimos cada *bin* da amostra de Monte Carlo, $N_i^{MC\ OBS}$, pelo

respectivo *bin* de uma n-upla de *Fast Monte Carlo* não-ressonante, $N_i^{Fast\ NR}$, descrito na seção 6.1.1. Esta n-upla tem seus *bins* homoganeamente ocupados exceto pela ocupação parcial dos *bins* limítrofes e pela resolução. A divisão tem como único objetivo anular estes efeitos no cálculo da eficiência.

- Os *pesos* são dados por N_i/N_{total} onde N_{total} corresponde a $\sum_{bin\ i} N_i$. N_i corresponde ao número de eventos de cada *bin* no espaço de fase, com estruturas ressonantes, para simular os dados, ou somente com a contribuição não-ressonante, para simular o próprio Monte Carlo. Foram obtidos utilizando-se simulação *Fast Monte Carlo*. No caso da obtenção dos *pesos* com estruturas ressonantes utilizamos simulações *Fast Monte Carlo* dos resultados das análises de *Dalitz Plot* de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. As duas primeiras foram realizadas por I. Bediaga, J. Miranda, A. Reis e por mim [33], enquanto que a última foi realizada por C. Gobel [8]. As três utilizaram o mesmo formalismo, descrito a partir do capítulo seis.

Para o cálculo de $R(dalitz)$, vamos aplicar a expressão da equação 5.29 utilizando o conjunto de *pesos* obtidos com estruturas ressonantes, no numerador e com a estrutura não-ressonante, no denominador. Este processo elimina a necessidade do cálculo explícito da constante de proporcionalidade, A , uma vez que aparece tanto no numerador como no denominador. Assim, $R(dalitz)$ é dado por:

$$\frac{Efic_{corrigido}}{Efic_{n\tilde{a}o\text{-}corrigido}} = \frac{N_{total}^{ressonante}}{N_{total}^{n\tilde{a}o\text{-}ressonante}} \frac{\sum_{bin\ i} \frac{N_i^{n\tilde{a}o\text{-}ressonante}}{Efic_i}}{\sum_{bin\ i} \frac{N_i^{ressonante}}{Efic_i}} \quad (5.31)$$

onde $Efic_i$ agora é igual a $\frac{N_i^{MC\ OBS}}{N_i^{Fast\ NR}}$.

As figuras 5.18, 5.19 e 5.20 mostram as distribuições $N_i^{MC\ OBS}$, $N_i^{Fast\ NR}$, $N_i^{n\tilde{a}o\text{-}ressonante}$ e $N_i^{ressonante}$, respectivamente, para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$.

Aplicando os histogramas das figuras 5.18, 5.19 e 5.20, *bin a bin*, na equação 5.31, obtemos as razões $R(dalitz)$ para os três decaimentos de interesse. A tabela 5.5 mostra os resultados encontrados para $R(dalitz)$ juntamente com o valor das eficiências corrigidas.

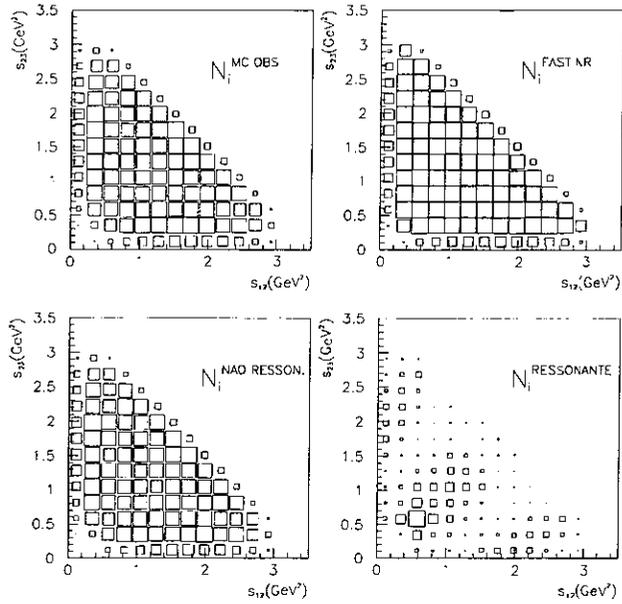


Figura 5.18: Distribuições necessárias para o cálculo da correção de *Dalitz Plot* para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

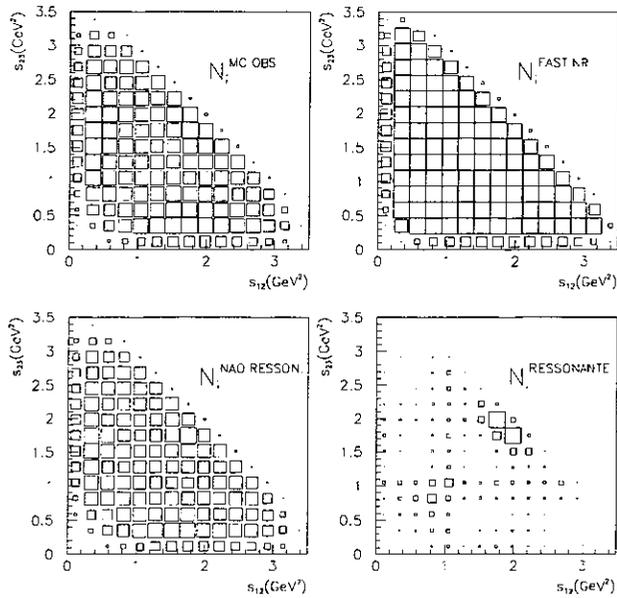


Figura 5.19: Distribuições necessárias para o cálculo da correção de *Dalitz Plot* para $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

	$R(dalitz)$	Eficiência final
$D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	0,9692	$3,309 \pm 0,074\%$
$D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$	0,9692	$3,428 \pm 0,074\%$
$D^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^\mp\pi^\pm$	0,9692	$3,373 \pm 0,050\%$
$D_s^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^\mp\pi^\pm$	1,0324	$1,69 \pm 0,11\%$
$D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	0,9443	$3,032 \pm 0,071\%$
$D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$	0,9443	$3,186 \pm 0,070\%$
$D^\pm \rightarrow K^\mp\pi^\pm\pi^\pm$	0,9443	$3,114 \pm 0,049\%$

Tabela 5.5: Aplicação dos valores encontrados para $R(dalitz)$.

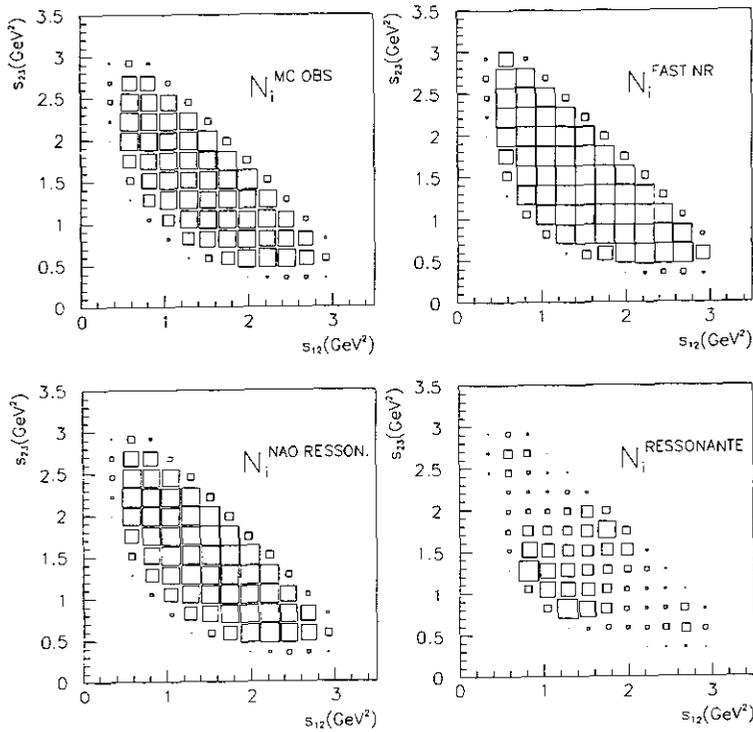


Figura 5.20: Distribuições necessárias para o cálculo da correção de *Dalitz Plot* para $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$.

5.6.5 Correção da Vida-média do D_s^+

A simulação Monte Carlo da E791 se baseou tanto em modelos teóricos, como em resultados de outras experiências. À medida que estes resultados vão sendo refinados, algumas correções são necessárias de modo a incorporar estes avanços. Medidas recentes realizadas nesta experiência [25], indicam que a vida-média do D_s^+ é $0,518 \cdot 10^{-12}$ segundos. Para corrigir os efeitos de uma vida-média subestimada, $0,445 \cdot 10^{-12}$ segundos, vamos utilizar o mesmo procedimento das outras correções. Esta correção foi implementada nos canais de sinal e de normalização. Desta vez, temos uma expressão analítica para o cálculo dos pesos, equação 5.32, de modo que podemos implementar a correção evento a evento.

$$W(\tau) = \frac{\exp(\frac{-\tau}{\Gamma_{novo}})}{\exp(\frac{-\tau}{\Gamma_{antigo}})} \quad (5.32)$$

O método utilizado para esta correção é calcular a razão, $R(\text{vida-média})$, da eficiência pesada (equação 5.33), pela eficiência segundo a vida-média antiga (equação 5.34), sem a inserção de $W(\tau)$.

$$\text{Efic(pesada)} = \frac{\sum_{evento} W(\tau) * N(\tau)^{MC OBS}}{\sum_{evento} W(\tau) * N(\tau)^{MC PROD}} \quad (5.33)$$

$$\text{Efic(não-pesada)} = \frac{\sum_{evento} N(\tau)^{MC OBS}}{\sum_{evento} N(\tau)^{MC PROD}} \quad (5.34)$$

$$R(\text{vida-média}) = \frac{\text{Efic(pesada)}}{\text{Efic(não-pesada)}} \quad (5.35)$$

O resultado de $R(\text{vida-média})$ foi multiplicado pelo valor da eficiência encontrada após a correção de x_F e p_T^2 .

Os eventos de $N(\tau)^{MC OBS}$ foram retirados da amostra de Monte Carlo e $N(\tau)^{MC PROD}$ de uma amostra de 1000k de eventos produzidos de acordo com a lei de decaimento $\exp(\frac{-\tau}{\Gamma_{antigo}})$. A figura 5.21 mostra a distribuição da vida-média dos eventos de Monte Carlo do canal $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e a função de decaimento nova normalizada pelo número de eventos da função de decaimento antiga. Repare que a distribuição de eventos seguindo

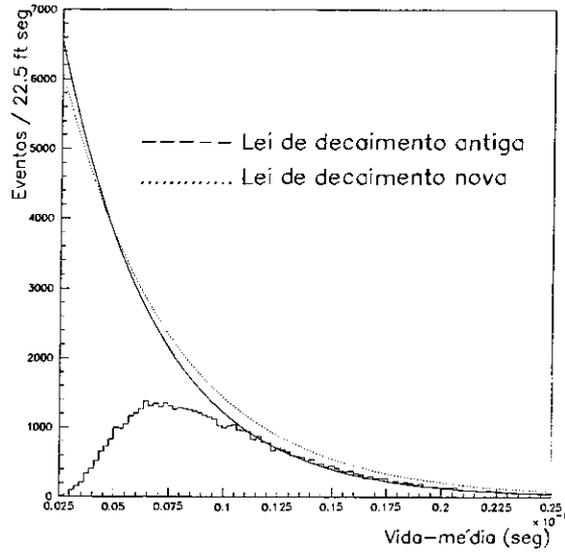


Figura 5.21: Distribuição da vida-média dos eventos de Monte Carlo do canal $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ a qual seguiu a lei de decaimento antiga juntamente com a função de decaimento nova normalizada pelo número de eventos da função de decaimento antiga.

decaimento	$R(\text{vida-média})$	eficiência corrigida
$D_s^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm$	1,2107	$2,05 \pm 0,13\%$
$D_s^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm, \phi \rightarrow K^+ K^-$	1,1572	$1,188 \pm 0,078\%$

Tabela 5.6: Eficiências calculadas após a correção de vida-média.

a lei de decaimento antiga, é maior que distribuição de eventos seguindo a nova lei de decaimento, justamente na região de baixa vida-média, onde a eficiência é muito baixa (distribuição de Monte Carlo). Como consequência disto, temos que a incorporação da nova lei de decaimento tende a aumentar as eficiências dos canais de D_s^+ .

5.6.6 Correção da Variável *CHIP*

A utilização do mesmo conjunto de cortes para o sinal e para o canal de normalização diminui sensivelmente o erro sistemático com respeito aos cortes uma vez que as possíveis imperfeições do Monte Carlo tendem a provocar variações semelhantes no sinal e na normalização. Isto ocorre com a variável *DIP*, que, mesmo não sendo bem representada pelo Monte Carlo, como pode ser visto na seção 5.8, não produz nenhum efeito sistemático

nas medidas. Um outro exemplo é o cancelamento do efeito sistemático na medida da razão de ramificação do $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ devido à pequena vida-média do D_s^+ . Este efeito é discutido na seção 4.8 e ilustrado na figura 4.12: para um mesmo corte de *CHIP*, os decaimentos envolvendo D_s^+ sofrem um impacto maior do que decaimentos com maior vida-média, como o D^+ , por exemplo.

No entanto, a ação da variável *CHIP* no espaço de fase torna necessário um estudo mais cuidadoso, pois, diferenças entre o espaço de fase do canal de normalização e do sinal, pode comprometer o cancelamento do erro sistemático.

O método utilizado para o estudo da variável *CHIP* consiste em comparar as eficiências dos dados e do Monte Carlo para os cortes $CHIP > 10$, $CHIP > 20$ e $CHIP > 30$. Estas eficiências são calculadas dividindo-se o número de eventos encontrados com um destes cortes de *CHIP* pelo resultado sem este corte. Entretanto, o erro sistemático proveniente de um ajuste de dados com grande quantidade de *background*, como é o caso do ajuste sem corte de *CHIP*, poderia inviabilizar o estudo. Por isto, foi necessário acrescentar outros cortes e, em casos como $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, também foi necessário diminuir a faixa de massa no espectro de 3 píons.

A figura 5.22 mostra o estudo da variável *CHIP* realizado para os canais $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, onde $\phi \rightarrow K^+K^-$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Podemos observar nesta figura que a variável *CHIP* é bem representada pelo Monte Carlo nos canais $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, mostrando que o espaço de fase é bem representado nos decaimentos de D^+ . Para evitar que problemas na função de ajuste e/ou problemas com respeito a correlação entre as variáveis *CHIP's* e *SDZ* no estudo de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ conduzam a conclusões erradas, o mesmo estudo foi realizado para o decaimento não-ressonante $D^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$. A figura 5.23b mostra que, para $D^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$, a variável *CHIP* é bem representada pelo Monte Carlo.

Observando a figura 5.22 c e d, verificamos a existência de discrepâncias nos decaimentos $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Para $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, atribuímos estas discrepâncias à pequena vida-média do D_s^+ . Para $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, atribuímo-as a uma combinação da vida-média com o espaço de fase. Isto porque o espaço de fase deste decaimento é muito

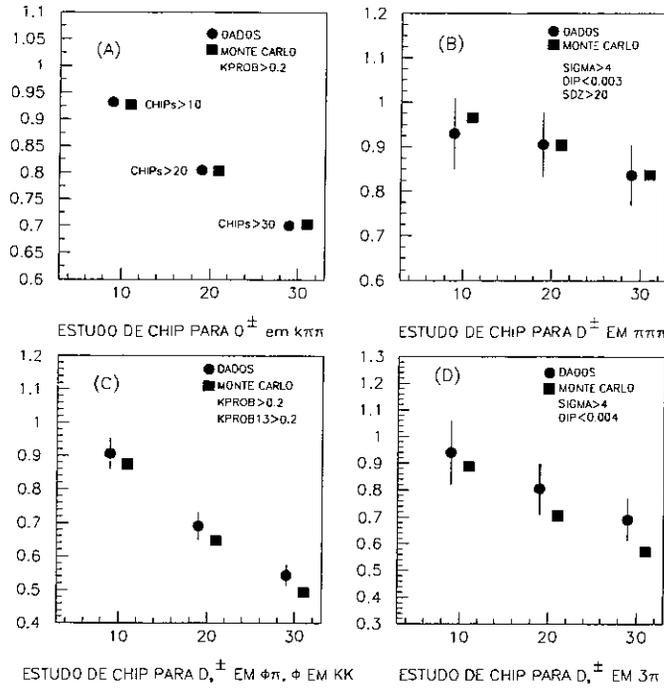


Figura 5.22: Estudo de $CHIP$ nos canais $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ (A), $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ (B), $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, onde $\phi \rightarrow K^+K^-$ (C) e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ (D). No alto de cada figura, à direita, é mostrado os cortes aplicados juntamente com os cortes de $CHIP$.

reduzido e se localiza onde o corte de $CHIP$ atua mais fortemente. O estudo do corte $CHIP$ para o decaimento $D^+ \rightarrow \phi\pi^+$, da figura 5.23a, confirma a existência de desacordos entre o Monte Carlo e os dados provocados pelo pequeno espaço de fase do decaimento ϕ . Este canal foi utilizado pois possibilita que o estudo seja imune à questão da vida-média do D_s^+ .

Este desacordo contribui diretamente para a medida da eficiência de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ e foi incorporado na forma de correção. Ela foi estimada pela razão entre os valores encontrados para a eficiência do corte $CHIP > 30$ para dados e Monte Carlo no canal $D^+ \rightarrow \phi\pi^+$ (tabela 5.7). Este valor, multiplicado a eficiência de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ obtida na quarta correção, nos fornece o seu valor final. O erro obtido nesta razão foi incorporado à medida na forma de erro sistemático.

A razão obtida entre dados e Monte Carlo do corte $CHIP's > 30$ no canal $D^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$ foi $1,097 \pm 0,080$. Logo, a eficiência do $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, $\phi \rightarrow K^+K^-$, foi

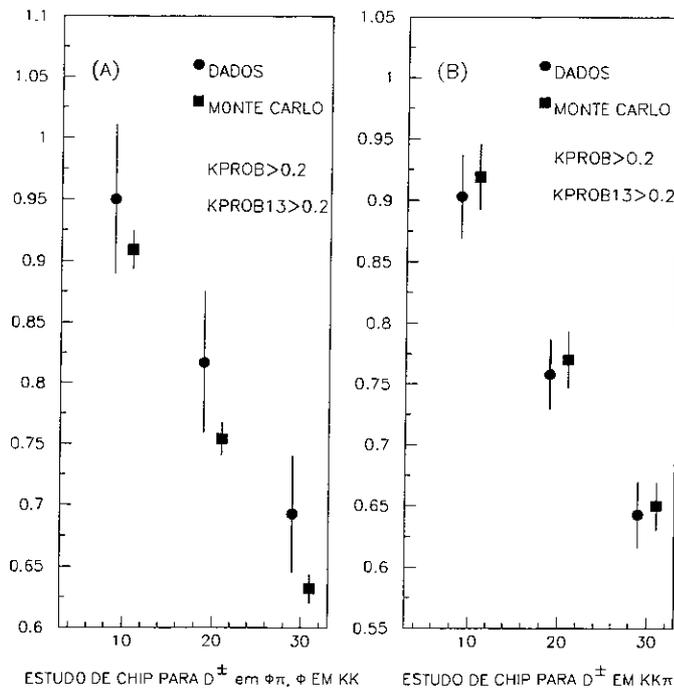


Figura 5.23: Estudo de *CHIP* nos canais $D^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ não-ressonante.

$D^+ \rightarrow \phi\pi$	MONTE CARLO	DADOS
$CHIP > 10$	$0,909 \pm 0,016$	$0,950 \pm 0,061$
$CHIP > 20$	$0,754 \pm 0,014$	$0,817 \pm 0,058$
$CHIP > 30$	$0,632 \pm 0,012$	$0,693 \pm 0,048$

Tabela 5.7: Razão do número de eventos com seus respectivos cortes de *CHIP* divididos pelo número de eventos sem corte de *CHIP*. Para estas medidas, foram utilizados cortes nas variáveis Čerenkov, $KPROB > 0,2$ e $KPROB13 > 0,2$. Valores correspondentes a figura 5.23a.

Decaimento	$x_F > -0,1$	x_F/pt^2	Dalitz Plot	vida-média	CHIP
$D^+ \rightarrow 3\pi$	$3,369 \pm 0,018$	$3,414 \pm 0,076$	$3,301 \pm 0,074$	-	-
$D^- \rightarrow 3\pi$	$3,497 \pm 0,017$	$3,537 \pm 0,076$	$3,428 \pm 0,074$	-	-
$D^\pm \rightarrow 3\pi$	$3,439 \pm 0,012$	$3,480 \pm 0,052$	$3,373 \pm 0,050$	-	-
$D^+ \rightarrow K\pi\pi$	$3,158 \pm 0,025$	$3,211 \pm 0,075$	$3,032 \pm 0,071$	-	-
$D^- \rightarrow K\pi\pi$	$3,320 \pm 0,023$	$3,374 \pm 0,074$	$3,186 \pm 0,070$	-	-
$D^\pm \rightarrow K\pi\pi$	$3,246 \pm 0,017$	$3,298 \pm 0,052$	$3,114 \pm 0,049$	-	-
$D_s^\pm \rightarrow 3\pi$	$1,6848 \pm 0,0075$	$1,639 \pm 0,106$	$1,692 \pm 0,109$	$2,05 \pm 0,13$	-
$D_s^\pm \rightarrow \phi\pi$	$1,000 \pm 0,011$	$1,027 \pm 0,067$	-	$1,188 \pm 0,078$	$1,303 \pm 0,086$

Tabela 5.8: Evolução da estimativa das eficiências.

acrescida em 9,7% com um erro sistemático de $\pm 8\%$.

De posse dos resultados das seções anteriores, podemos calcular o valor da razão de ramificação relativa de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

$$\frac{BR(D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)} = 0,0327 \pm 0,0015$$

$$\frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)} = 0,257 \pm 0,030$$

Antes de apresentar o estudo dos erros sistemáticos dos resultados acima, vamos descrever o programa de Redes Neurais, utilizado na obtenção de uma amostra de dados alternativa, cujo resultado fez parte deste estudo.

5.7 Redes Neurais

Rede Neural é uma ferramenta computacional inspirada nas funções elementares dos neurônios cerebrais [26]. Tem a capacidade de aprender da experiência, podendo inclusive identificar características essenciais de um arquivo de dados. Esta capacidade de reconhecer padrões é a característica principal das Redes Neurais. Vamos ilustrar esta idéia com a criação de uma rede capaz de identificar maçãs. Para tal, é necessário um

arquivo com todos os tipos e cores de maçãs e outro com todos os tipos e cores das outras frutas. Após a obtenção da rede, o programa está preparado para, olhando para uma cesta de frutas, apontar somente as maçãs.

O primeiro modelo foi criado na década de 50 e foi denominado de *Perceptron*. O progresso no entendimento do funcionamento dos neurônios cerebrais acompanhado do desenvolvimento da computação, possibilitou a criação e teste de modelos matemáticos cada vez mais sofisticados, cada um dos quais com vários parâmetros internos. O ajuste ideal de cada um destes parâmetros tem se mostrado um dos principais obstáculos na utilização desta ferramenta.

Atualmente, o algoritmo que mais tem contribuído para a resolução de problemas práticos, é denominado de *Backpropagation*. Ele utiliza o princípio de realimentação, onde os sinais de saída são injetados na entrada da Rede Neural.

O Programa de Redes Neurais utilizado nesta análise foi o pacote *JETNET 3.0* [27], elaborado no *CERN*.

5.7.1 Neurônio Artificial

A célula básica na arquitetura das Redes Neurais é o neurônio. Sua função é simplesmente realizar uma operação matemática entre suas entradas e a saída. Cada entrada, X_i , é multiplicada por um peso, W_i , análogo ao pulso sináptico presente nas células nervosas. Em seguida, as entradas são somadas para determinar o nível de ativação do neurônio, NET . Podemos representar as n entradas e os n pesos por dois vetores de n dimensões, X e W . Logo,

$$NET = X_1W_1 + X_2W_2 + X_3W_3 + \dots X_nW_n \quad (5.36)$$

$$NET = XW \quad (5.37)$$

O sinal NET é processado por uma função de ativação F , produzindo o sinal de saída, OUT . A figura 5.24 mostra o modelo que implementa esta idéia. Para simular a característica não-linear na transferência de informações das células nervosas, frequentemente

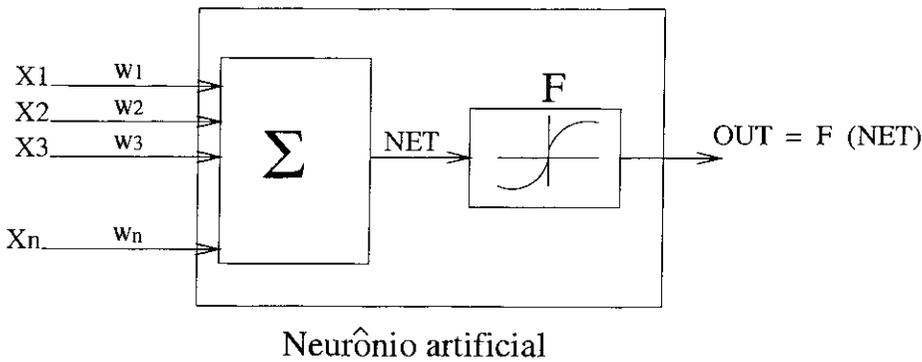


Figura 5.24: Esquema de um neurônio artificial.

utiliza-se a função logística como função de ativação uma vez que apresenta comportamento suave para altos valores de $|NET|$ e restringe a saída OUT entre 0 e 1. Outras funções não-lineares também podem ser usadas, como a função tangente hiperbólica, exponencial, entre outras. A função de ativação utilizada nesta análise é mostrada na equação 5.38.

$$OUT = 1/(1 + e^{-2 NET}) \tag{5.38}$$

5.7.2 A Estrutura da Rede

A estrutura da rede é composta por vários neurônios em paralelo formando uma camada e pela conexão de várias camadas em série. Em cada camada, as n entradas, representadas pelo vetor X , servem de *input* para m neurônios (Σ). Neste caso, o vetor W de n dimensões tem de ser representado por uma matriz $n \times m$. Nesta análise utilizamos redes de duas camadas e 18 neurônios (figura 5.25). Logo, nesta estrutura, temos um vetor X de n dimensões, uma matriz W para os *pesos*, $n \times 18$, da primeira camada e um vetor Y de 18 dimensões para os *pesos* da segunda camada. Redes com mais de duas camadas não forneceram resultados que justificassem o maior tempo de processamento.

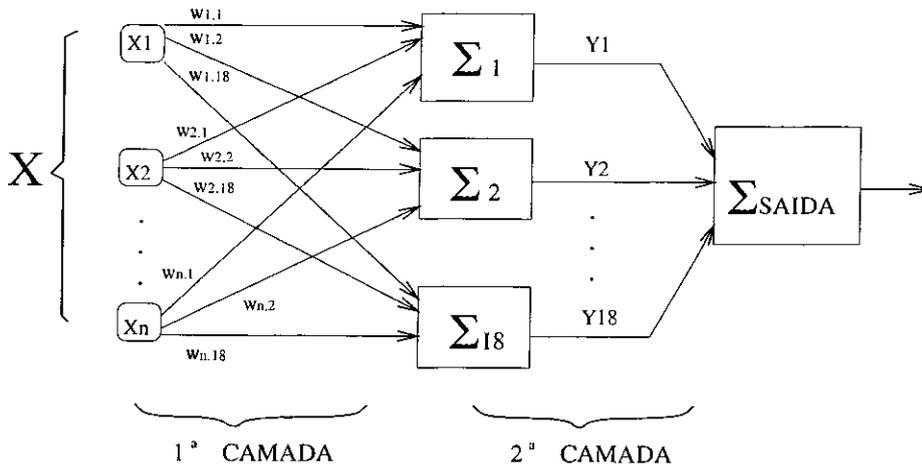


Figura 5.25: Estrutura de neurônios utilizada para a obtenção da Rede Neural.

5.7.3 Criação da Rede

A criação da rede se divide em duas partes, a fase de treinamento e a fase de teste. São necessárias duas n-uplas, uma contendo eventos com características semelhantes às dos canais de interesse (arquivo de sinal) e outra, aos eventos de *background* (arquivo de *background*). Cada uma destas n-uplas são divididas em duas partes, uma para treino e a outra para teste. Utilizamos, nesta análise, partes iguais para treino e teste.

Cada evento é utilizado como um vetor de entrada, onde cada componente deste vetor é identificada com o valor de uma variável deste evento. Os eventos do arquivo de sinal e de *background* são aplicados à entrada da rede, alternadamente. O vetor de saída é calculado e comparado a um vetor denominado de vetor-alvo, definido como 1 (um), para eventos do arquivo de sinal, e zero, para arquivos de *background*. A diferença, ou erro entre estas duas grandezas, é calculado segundo a equação 5.39, onde N_p , o_i e t_i são, respectivamente, o número de padrões ou número de pares sinal-*background*, valor de saída e o valor do vetor-alvo. Os pesos são, então, corrigidos de forma a minimizar o erro. Ao final dos eventos verifica-se a convergência do processo. Nesta análise foi utilizado o método *Longevin* para o ajuste dos pesos (equação 5.40). Os parâmetros internos η e σ presentes na equação 5.40, além de outros parâmetros relevantes, são descritos abaixo com os valores adotados nesta análise:

- $\eta = 0,08$, velocidade de aprendizado.

- $\sigma = 0,01$, largura de ruídos na rede, supondo que eles obedecem a uma distribuição gaussiana.
- $\beta = \frac{1}{T} = 0,05$, inverso da temperatura. Este parâmetro está relacionado ao fato das 18 saídas, Y , estarem normalizadas segundo a expressão da função partição de um ensemble estatístico.
- $L = 0,1$, limites oferecidos aos *pesos* iniciais. Este limite significa que, antes de iniciar o processo de treinamento, o programa atribui aleatoriamente aos *pesos*, valores entre -0,1 e 0,1.
- Outros parâmetros internos do programa *JETNET* permaneceram em seus valores *default*.

Na fase de teste, continua-se a injetar alternadamente eventos do arquivo de sinal e de *background*, com o objetivo de verificar se os *pesos* obtidos nos fornecem saídas diferenciadas para estes dois tipos de eventos.

Finalmente, com a criação da rede podemos utilizá-la para a seleção de eventos de uma amostra de dados. Cada evento desta amostra tem uma saída associada que varia de zero a 1(un). Esta variável de saída, denominada de *NNCUT*, representa a avaliação da rede para este evento, quanto mais próxima de zero, maior a semelhança deste evento com um evento de *background*, quanto mais próxima de 1(un), maior a semelhança com um evento de sinal. A figura 5.26 mostra um resumo esquemático do procedimento.

$$E = \frac{1}{2N_p} \sum_{p=1}^{N_p} \sum_i (o_i^{(p)} - t_i^{(p)})^2 \quad (5.39)$$

$$\Delta W_{t+1} = W_t - \eta \frac{\partial E}{\partial W} + \sigma \quad (5.40)$$

5.7.4 A Rede de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$

A primeira tarefa é escolher as variáveis utilizadas como entrada. A figura 5.27 ilustra a importância de uma correta escolha das variáveis de entrada. Note que, supondo

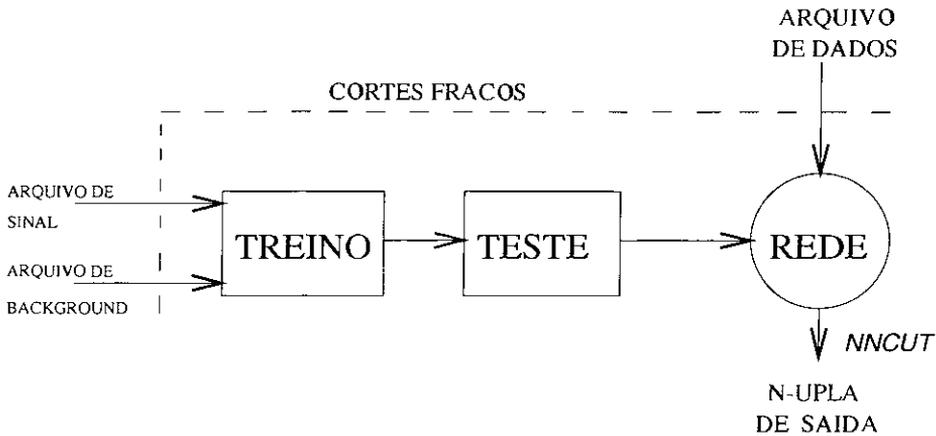


Figura 5.26: Esquema de utilização da Rede Neural.

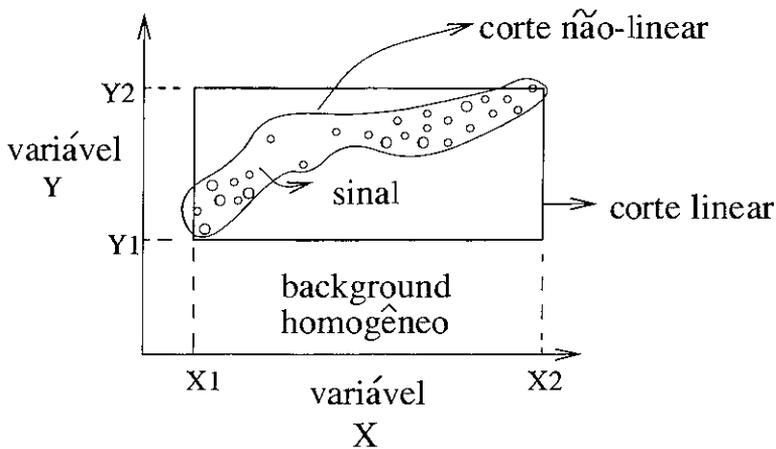


Figura 5.27: Comparação bidimensional entre cortes lineares e cortes não-lineares

que a distribuição dos eventos de *background* seja homogênea no espectro bidimensional das variáveis X e Y , a quantidade deste *background* presente na amostra submetida a cortes não-lineares é muito menor do que na amostra submetida a cortes lineares (método tradicional). Logo, o método de Redes Neurais se destaca em relação ao método tradicional, quando a distribuição dos eventos de **sinal** se apresenta menos homogênea, ou seja, quanto maior é a correlação entre as variáveis. Por este motivo, as variáveis escolhidas foram *SDZ*, *RATIO*, *CHIP1.2* e *3*. O número destas variáveis define a dimensão de X e da matriz W . Variáveis de identificação e cinemáticas não foram incluídas.

A segunda tarefa para a obtenção da rede é a de selecionar eventos para o arquivo de sinal e de *background*. Para tanto, devemos definir um nível de semelhança entre estes

eventos, isto é, os eventos de *background* e de sinal não devem ser nem muito semelhantes, de modo a permitir que a rede estabeleça uma diferença entre eles, possibilitando a convergência do processo, nem muito diferentes, pois para estes, não há necessidade da utilização de um processo inteligente para a seleção dos eventos. Tendo em vista o primeiro caso, selecionamos para o arquivo de *background* apenas o *background* combinatorial, deixando de fora o *background* charmoso uma vez que apresenta características semelhantes ao sinal. Para o segundo caso, estabelecemos um conjunto de cortes fracos nas variáveis de vértice, retirando, desta forma, os eventos que apresentam grande semelhança com os eventos de *background*. Para este conjunto de cortes fraco, utilizamos as variáveis *DIP* e *SIGMA*, uma vez que observamos no processo de otimização que elas são pouco correlacionadas com as demais. Os cortes fracos foram os mesmos encontrados no processo de otimização, descrito na seção 4.8. São eles:

- $\text{sigma} > 4$
- $\text{dip} < 0,004$

As n-uplas de Monte Carlo de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ foram juntadas para formar o arquivo de sinal. A melhora na qualidade da rede devido ao aumento na quantidade de eventos de treino/teste compensa uma possível piora provocada pelas diferenças nas características dos dois canais.

Para a obtenção de uma n-upla de *background* combinatorial, localizamos, com a ajuda da n-upla de Monte Carlo Geral ⁵, os eventos charmosos no espectro bidimensional de $m_{3\pi} \times m_{K^+\pi\pi}$ (figura 5.28 A). Uma vez definido o conjunto de cortes cinemáticos que retiram a maioria dos eventos charmosos (figura 5.28 B) e aplicando-o num arquivo de dados, originalmente sem qualquer corte de massa invariante, obtemos o arquivo de *background*. Este conjunto de cortes foi:

- $m_{K^+\pi\pi} > 1,9$ ou $m_{K^+\pi\pi} < 0,9$
- $m_{3\pi} < 1,84$ ou $1,9 < m_{3\pi} < 1,94$ ou $m_{3\pi} > 2,0$

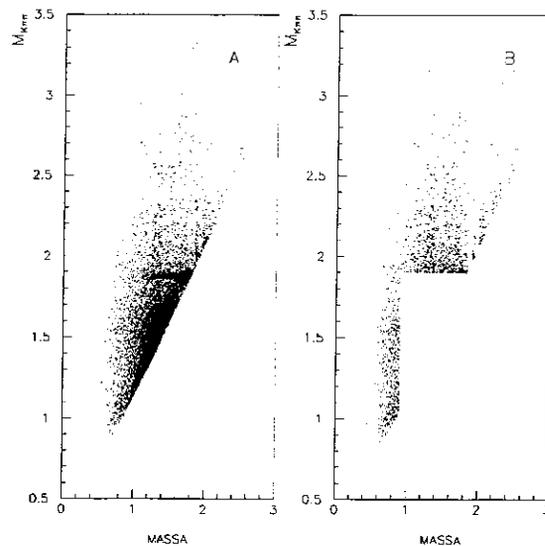


Figura 5.28: Em (A), mostramos a distribuição de eventos no Monte Carlo Geral. Em (B), mostramos os cortes cinemáticos para a remoção dos eventos charmosos utilizado para a obtenção da amostra de *background*.

5.7.5 Resultados Obtidos com Redes Neurais

Uma vez determinado o conjunto de cortes fracos, as variáveis internas da rede, os arquivos de sinal e de *background*, implementamos o Programa para a criação da rede, tendo sido observada boa convergência. Aplicamos a rede obtida em todas as n-uplas necessárias ao cálculo das razões de ramificação, inclusive nas n-uplas de Monte Carlo das reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$. A figura 5.29 mostra a distribuição de *nncut* para o arquivo de sinal e de *background*, como ilustração, e para a n-upla de dados. Como era esperado, *nncut* tende a zero para o arquivo de *background* e 1(um) para o arquivo de sinal.

O mesmo procedimento de otimização da seção 4.8 foi utilizado com a variável *nncut* cujo resultado foi:

$$nncut > 0,7$$

⁵Monte Carlo E791 onde estão presentes todos os decaimentos charmosos, seguindo as razões de ramificação do *Particle Data Book*

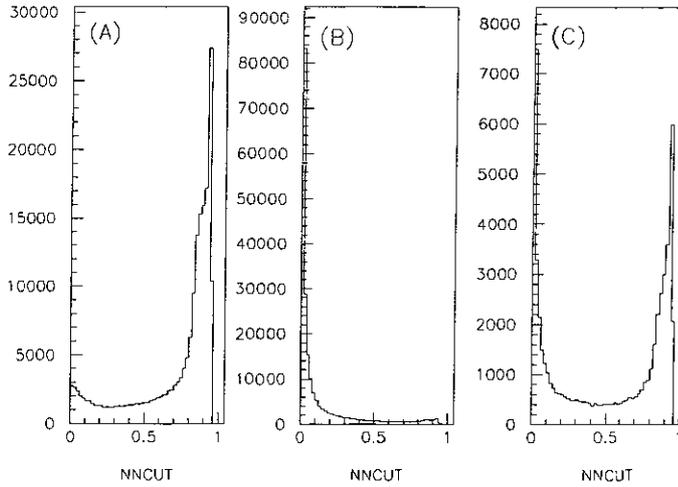


Figura 5.29: Distribuição de $nncut$ para o arquivo de sinal (A), de $background$ (B) e de dados (C).

	N^0 de eventos	Eficiência
$D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	1377 ± 52	$3,648 \pm 0,055$
$D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	37590 ± 239	$3,372 \pm 0,054$
$D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	909 ± 49	$2,18 \pm 0,13$
$D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+, \phi \rightarrow K^+K^-$	1096 ± 57	$1,31 \pm 0,086$

Tabela 5.9: Valores encontrados nos ajustes dos dados e para as eficiências com o corte $nncut > 0,7$.

O mesmo procedimento de ajuste de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ no espectro de 3 píons, de $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ no espectro de $KK\pi$ e de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ no espectro de $K\pi\pi$, descrito nas seções 5.4, 5.5 e 5.3 foi também realizado com Redes Neurais. As eficiências foram calculadas, utilizando-se os mesmos pesos mostrados na figura 5.16 e 5.17, já que estão relacionados somente com a produção, e a mesma fração, $R(dalitz)$, para a correção de Dalitz Plot, pois foi verificado que a distribuição dos dados com o corte $nncut > 0,7$ no espaço de fase é muito similar à encontrada com o conjunto de cortes padrão. As outras duas correções de eficiência foram refeitas tendo em vista este novo corte. Os valores das eficiências finais são mostrados na tabela 5.9.

De posse das quantidades acima, podemos calcular as razões de ramificação de $D^+ \rightarrow$

$\pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. A saber:

$$\frac{BR(D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)} = 0,0339 \pm 0,0015$$

$$\frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)} = 0,245 \pm 0,029$$

5.8 Erro Sistemático

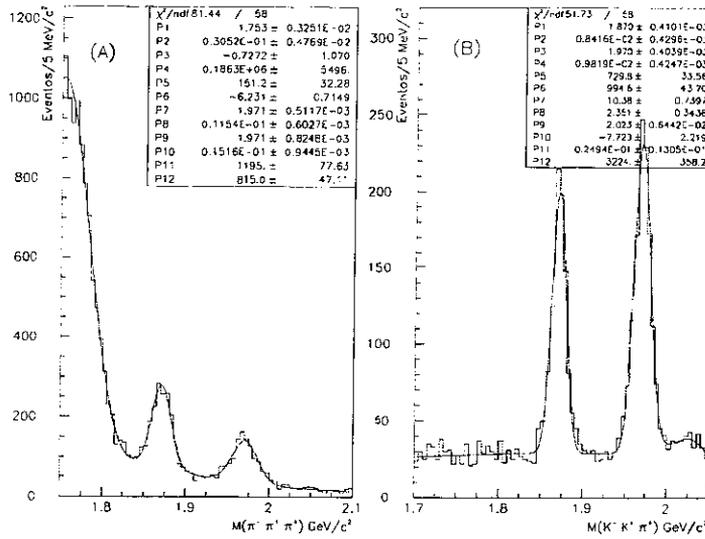
As medidas das razões de ramificação são, a princípio, independentes do conjunto de cortes utilizado, diferindo apenas pelo respectivo erro estatístico. Sobretudo, a utilização do Monte Carlo no cálculo das eficiências torna essa medida suscetível ao conjunto de cortes uma vez que o Monte Carlo pode não representar com perfeição uma determinada variável. Este fato propicia o aparecimento de um erro sistemático com respeito a esta variável.

Para a escolha das funções de ajuste, o critério natural seria utilizar o conjunto de funções que, após o ajuste, nos proporcione o menor χ^2 , ou seja, nos forneça a menor diferença entre a função escolhida e os dados. Vários argumentos físicos devem ser acrescentados de modo a tornar a representação dos dados a mais fiel possível. O número de termos, a forma funcional, o número de parâmetros livres são exemplos de argumentos físicos que restringem o leque de possibilidades para estas funções de ajuste. Analogamente ao conjunto de cortes, diferentes funções de ajuste deveriam proporcionar o mesmo resultado a menos de um erro sistemático provocado por imprecisões no modelo utilizado.

De modo a estimar os efeitos sistemáticos relativos à função de ajuste e aos cortes, vamos implementar uma série de medidas alternativas das razões de ramificação de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

5.8.1 Erro Sistemático Referente a Função de Ajuste

Para a estimativa do erro sistemático com relação a função de ajuste, foram realizadas


 Figura 5.30: Ajuste das distribuições de dados no espectro de 3 píons (A) e $K^-K^+\pi^+$ (B).

$N^0(D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)$	1195 ± 78 eventos
$N^0(D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)$	815 ± 47 eventos
$N^0(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)$	33500 ± 211 eventos
$N^0(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+ \quad \phi \rightarrow K^+K^-)$	995 ± 44 eventos
$\frac{BR(D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)}{BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)}$	$0,0329 \pm 0,0023$
$\frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)}$	$0,256 \pm 0,0030$

Tabela 5.10: Resultados obtidos utilizando-se uma função gaussiana simples para o ajuste do sinal dos dados.

medidas da razão de ramificação utilizando-se as funções de ajuste alternativas descritas abaixo:

(1) Utilização de uma função gaussiana simples para a parametrização do sinal dos dados para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, onde $\phi \rightarrow K^+K^-$. Estes ajustes são mostrados na figura 5.30, exceto para $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, que é mostrado na figura 5.7 (B). Os resultados são mostrados na tabela 5.10.

(2) e (3) Outra importante forma de avaliar o erro sistemático consiste na divisão da amostra em duas subamostras independentes, uma com carga positiva e outra com

Reflexão	partícula (eventos)	anti-partícula (eventos)
$N_{D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+}$	425	415
$N_{D^0 \rightarrow K^+\pi^-}$	61	75

Tabela 5.11: Número de eventos estimado para as reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ no espectro de 3 píons, para partícula e anti-partícula.

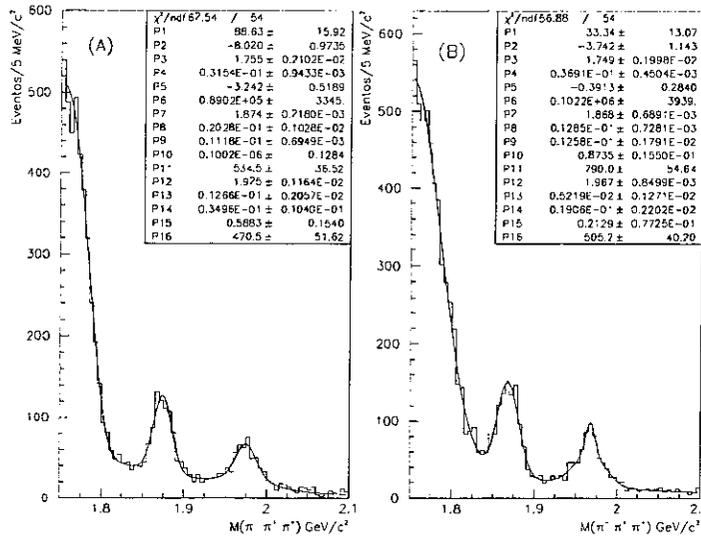


Figura 5.31: Ajuste dos dados de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ em (A) e de $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$ e $D_s^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$ em (B).

carga negativa ⁶. Utilizamos, para esta medida, a mesma função de ajuste padrão. Os parâmetros correspondentes à forma das reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ são fixados nos valores das figuras 5.3 e 5.4. Os números de eventos destas reflexões na amostra de carga positiva e negativa são mostrados na tabela 5.11 e foram calculados utilizando o procedimento da seção 5.2.2 e 5.2.3.

Os ajustes dos dados para partícula e anti-partícula são mostrados respectivamente na figura 5.31.

Os valores das medidas das razões de ramificação para anti-partícula, especialmente para $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$, apresentam-se incompatíveis com os resultados até agora encontra-

⁶Amostra com carga positiva e negativa são amostras cuja soma das cargas dos três traços do vértice secundário é, respectivamente, igual a +1 e -1

$N(D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)$	535 ± 37 eventos
$N(D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)$	471 ± 52 eventos
$N(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)$	16000 ± 142 eventos
$N(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+, \phi \rightarrow K^+K^-)$	526 ± 35 eventos
$N(D^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-)$	790 ± 55 eventos
$N(D_s^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-)$	505 ± 40 eventos
$N(D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-)$	18810 ± 170 eventos
$N(D_s^- \rightarrow \phi\pi^-, \phi \rightarrow K^+K^-)$	513 ± 33 eventos
$\frac{BR(D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)}{BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)}$	$0,0306 \pm 0,0024$
$\frac{BR(D^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-)}{BR(D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-)}$	$0,0390 \pm 0,0030$
$\frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)}$	$0,279 \pm 0,0044$
$\frac{BR(D_s^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-)}{BR(D_s^- \rightarrow \phi\pi^-)}$	$0,307 \pm 0,0041$

Tabela 5.12: Resultados obtidos para a amostra dividida em partícula e anti-partícula. Os valores das eficiências são mostrados na tabela 5.4.

dos. Atribuímos isto ao fato da função de ajuste se mostrar inadequada para o ajuste para a amostra de anti-partícula. É fácil notar pela figura 5.31 que o ajuste dos eventos de *background* combinatorial é prejudicado pela pequena distância entre as distribuições de $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ e $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$. Dois motivos contribuem para a diminuição deste espaçamento com relação à amostra positiva: devido à efeitos sistemáticos no processo de reconstrução, o valor central das massas referentes às amostras de carga negativa é menor do que para as de carga positiva. Sozinho, este efeito sistemático não seria suficiente para a diminuição do espaçamento citado, já que o efeito ocorre tanto para $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$ como para $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$. No entanto, mesmo possuindo um valor central de massa invariante menor, a distribuição de $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ atinge valores de massa mais elevados do que $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. Este efeito é provocado pela pior resolução do espectrômetro na medida de momento para eventos de D^- : sabemos que a resolução piora para altos x_F , região para a qual existe uma maior produção de D^- comparada a D^+ (Efeito *Leading*).

Para verificar se a função de ajuste é responsável pela incompatibilidade entre os resultados das razões de ramificação de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$, calculamos utilizando o corte $p_2 < 40$ MeV/c, o qual retira os eventos de $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ com baixa resolução, aumentando o espaçamento entre as distribuições de $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$

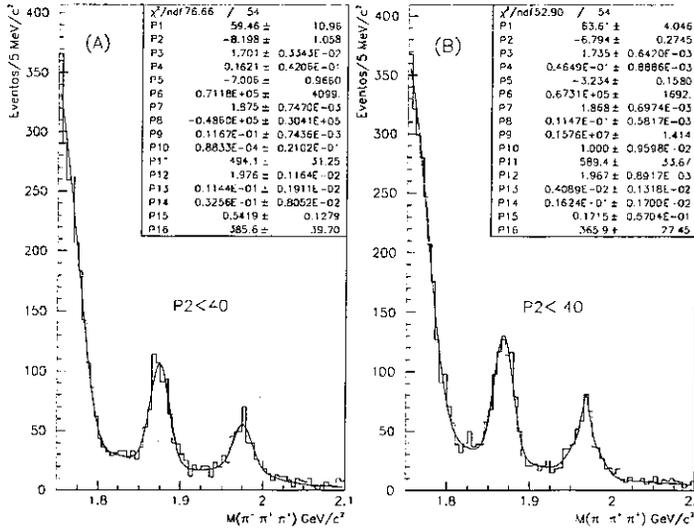


Figura 5.32: Ajuste dos dados de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ em (A) e de $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$ e $D_s^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$ em (B) utilizando o corte $p_2 < 40$.

e $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$. Um corte no momento do segundo traço (traço de carga oposta) é suficiente já que, quando os traços estão sujeitos a um *boost*, a partícula mais pesada carrega maior quantidade de momento, neste caso, o káon do decaimento $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$.

A figura 5.32 mostra o ajuste dos dados no espectro de 3 pions para partícula e anti-partícula utilizando-se o corte $p_2 < 40$ MeV/c e a tabela 5.13 mostra os novos valores das eficiências e o número de eventos dos canais de normalização. As correções de x_F e p_t^2 foram realizadas utilizando-se os pesos da figura 5.16 e 5.17. Para a correção de *Dalitz plot* utilizamos, como uma aproximação \bar{r} , os mesmos valores da tabela 5.5. As demais correções foram refeitas seguindo o mesmo procedimento da seção 5.6.

Os resultados obtidos mostram que, de fato, o espaçamento entre a reflexão $D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-$ e $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$ era o responsável pela discrepância existente. Os últimos quatro valores da tabela 5.13 foram utilizados como medida de erro sistemático.

(4) Uma das maiores dificuldades do ajuste dos dados no espectro de 3 pions é sua grande sensibilidade à parametrização da reflexão $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, dado que esta contribui com a maior parte do número de eventos. Uma das maneiras de verificar a estabili-

⁷O corte de momento diminui o espaço de fase. A aproximação consiste em desprezar estas diferenças.

$Efic(D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)$	$2,730 \pm 0,062\%$
$Efic(D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-)$	$2,785 \pm 0,060\%$
$Efic(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)$	$1,68 \pm 0,11\%$
$Efic(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)$	$2,363 \pm 0,057\%$
$Efic(D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-)$	$2,431 \pm 0,055\%$
$Efic(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+, \phi \rightarrow KK)$	$1,22 \pm 0,073\%$
$N^0(D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)$	494 ± 31
$N^0(D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-)$	589 ± 34
$N^0(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)$	386 ± 40
$N^0(D_s^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-)$	366 ± 27
$N^0(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)$	13100 ± 136
$N^0(D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-)$	14950 ± 139
$N^0(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+, \phi \rightarrow KK)$	494 ± 28
$N^0(D_s^- \rightarrow \phi\pi^-, \phi \rightarrow KK)$	465 ± 26
$\frac{BR(D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)}{BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)}$	$0,0326 \pm 0,0023$
$\frac{BR(D^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-)}{BR(D^- \rightarrow K^+\pi^-\pi^-)}$	$0,0344 \pm 0,0023$
$\frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)}$	$0,278 \pm 0,042$
$\frac{BR(D_s^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-)}{BR(D_s^- \rightarrow \phi\pi^-)}$	$0,280 \pm 0,037$

Tabela 5.13: Valores necessários ao cálculo das razões de ramificação do $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$, $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$, utilizando o corte de momento, juntamente com os resultados obtidos.

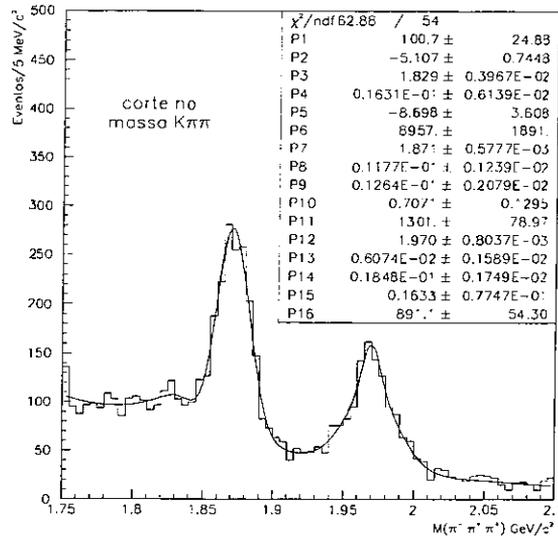


Figura 5.33: Ajuste dos dados de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ removidos os eventos da reflexão $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$.

$N(D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)$	1301 ± 79 eventos
$N(D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)$	891 ± 54 eventos
$\frac{BR(D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)}{BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)}$	$0,0345 \pm 0,0022$
$\frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)}$	$0,268 \pm 0,032$

Tabela 5.14: Valores obtidos removendo-se a reflexão $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ do espectro de 3 pions.

dade deste ajuste é realizá-lo sem a presença desta reflexão. Para tal, implementamos um corte cinemático na massa invariante de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, $|m_{K\pi\pi} - 1,87| < 30$ MeV. A este corte ainda resistem uma pequena quantidade de eventos de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$, os quais foram parametrizados por uma função gaussiana modificada com todos os parâmetros livres. Às demais contribuições, é concedido o mesmo tratamento do ajuste padrão. O ajuste dos dados e os resultados obtidos por este método é mostrado, respectivamente, na figura 5.33 e na tabela 5.14.

(5) e (6) Outra fonte de erro sistemático corresponde à imprecisão na estimativa do número de $D_s^+ \rightarrow \eta\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$. Para avaliar o impacto que provocaria a variação

	$N^{obs}(\eta')$	$N^{obs}(D^0)$
estimativa	840 ± 268 eventos	142 ± 44 eventos
$+1\sigma$	1108 eventos	186 eventos
-1σ	572 eventos	98 eventos

Tabela 5.15: Variação do número de eventos das reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ utilizada como fonte de erro sistemático para o ajuste no espectro de 3 píons.

$+1\sigma$	$N(D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)$	1277 ± 90 eventos
	$N(D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)$	882 ± 57 eventos
	$\frac{BR(D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)}{BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)}$	$0,0339 \pm 0,0025$
	$\frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)}$	$0,265 \pm 0,032$
-1σ	$N(D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)$	1208 ± 60 eventos
	$N(D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)$	841 ± 46 eventos
	$\frac{BR(D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)}{BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)}$	$0,0321 \pm 0,0018$
	$\frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)}$	$0,253 \pm 0,029$

Tabela 5.16: Número de eventos observados e cálculo da razão de ramificação variando-se o número de eventos das reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$.

destas quantidades na estimativa de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, implementamos o mesmo ajuste padrão considerando uma variação de $\pm 1\sigma$ (1 desvio padrão) em torno da estimativa de $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$.

O erro na estimativa do $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, 20%, é devido basicamente ao erro na estimativa do número de D^0 produzidos na experiência E791 [23].

5.8.2 Erro Sistemático Referente aos Cortes

Como já foi mencionado, a representação da variável DIP não é satisfatória. Foi realizado um estudo para verificar se os efeitos sistemáticos do corte $DIP < 0,004$ no sinal de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ ou $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, estão na mesma direção dos respectivos canais de normalização. Para tal, diminuímos a ação do corte de DIP na n-upla, de 0,007 para 0,01, descrito na seção 4.5 e comparamos, utilizando as amostras de Monte Carlo, a razão entre o número de eventos com $DIP < 0,01$ e o número de eventos com $DIP < 0,004$. Os

	$DIP < 0,01$	$DIP < 0,004$
Razão $(\frac{D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+}{D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+})$	$2,838 \pm 0,039$	$2,869 \pm 0,040$
Razão $(\frac{D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+}{D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+, \phi \rightarrow K^+K^-})$	$3,132 \pm 0,059$	$3,140 \pm 0,059$

 Tabela 5.17: Estudo do efeito sistemático da variável DIP .

resultados mostrados na tabela 5.17 confirmam o cancelamento dos efeitos sistemáticos desta variável.

(7) Inclusão do erro sistemático para o canal $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, referente correção de eficiência da variável $CHIP$. Este erro foi estimado em $\pm 8\%$, utilizando o canal $D^+ \rightarrow \phi\pi^+$ (seção 5.6.6).

(8) A última contribuição adicionada à estimativa de erro sistemático foi a inclusão dos resultados obtidos com Redes Neurais, descritos na seção 5.7, que, sendo um sistema de cortes não-linear, atua conjuntamente em diferentes variáveis. Desta forma, o método tradicional de estimativa de erro sistemático referente aos cortes de $CHIP$ que consiste na variação, δ , de cada um deles foi substituído por uma estimativa utilizando Redes Neurais, com a vantagem que esta última também inclui testes sistemáticos nas variáveis $RATIO$ e SDZ .

5.8.3 Erro Sistemático Final

Vamos utilizar para o cálculo do erro sistemático final apenas as maiores variações (limite superior e inferior) em torno do resultado encontrado na seção anterior.

$$\frac{BR(D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)} = 0,0327 \pm 0,0015_{-0,0006}^{+0,0018}$$

$$\frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)} = 0,257 \pm 0,030_{-0,018}^{+0,023}$$

As figuras 5.34 e 5.35 estabelecem uma comparação entre este resultado e medidas anteriores, além de mostrar a estabilidade do nosso resultado. Os valores representados nestas figuras são mostrados na tabela 5.18.

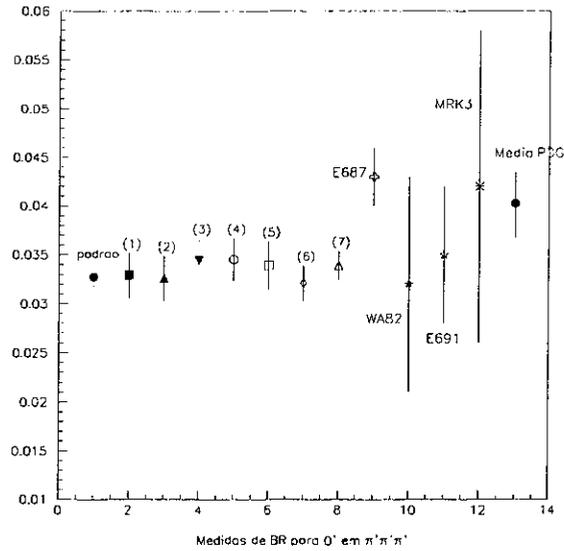


Figura 5.34: Variações da medida da razão de ramificação para a estimativa do erro sistemático de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e medidas realizadas em outras experiências.

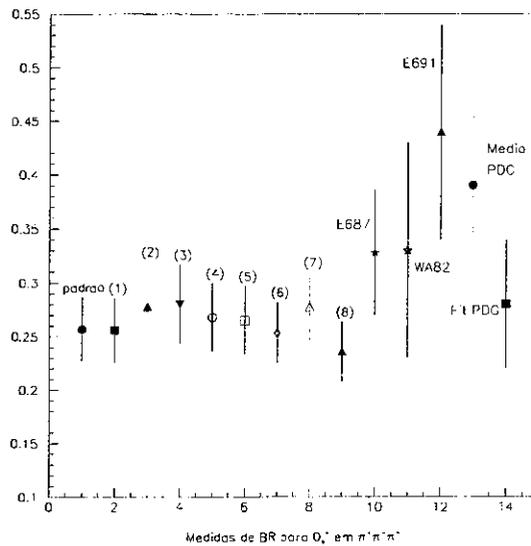


Figura 5.35: Variações da medida da razão de ramificação para a estimativa do erro sistemático de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e medidas realizadas em outras experiências.

	B.R. $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$	B.R. $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$
Resultado	$0,0327 \pm 0,0015$	$0,257 \pm 0,030$
(1) Gaussiana simples	$0,0329 \pm 0,0023$	$0,256 \pm 0,030$
(2) Carga positiva	$0,0326 \pm 0,0023$	$0,278 \pm 0,042$
(3) Carga negativa	$0,0344 \pm 0,0023$	$0,280 \pm 0,037$
(4) Sem $D^+ \rightarrow K\pi\pi$	$0,0345 \pm 0,0022$	$0,268 \pm 0,032$
(5) Variação $+1 \sigma$ $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+, D^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$0,0339 \pm 0,0025$	$0,265 \pm 0,032$
(6) Variação -1σ $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+, D^0 \rightarrow K^+\pi^-$	$0,0321 \pm 0,0018$	$0,253 \pm 0,029$
(7) Corte CHIP (+)	-	$0,278 \pm 0,032$
(8) Corte CHIP (-)	-	$0,236 \pm 0,028$
(9) Redes Neurais	$0,0339 \pm 0,0015$	$0,245 \pm 0,029$
E687	$0,043 \pm 0,003 \pm 0,003$	$0,328 \pm 0,058 \pm 0,058$
WA82	$0,032 \pm 0,011 \pm 0,003$	$0,33 \pm 0,10 \pm 0,04$
E691	$0,035 \pm 0,007 \pm 0,003$	$0,44 \pm 0,10 \pm 0,04$
MRK3	$0,042 \pm 0,016 \pm 0,010$	-
Média PDG	$0,0403 \pm 0,0035$	$0,39 \pm 0,08$
Fit PDG	-	$0,28 \pm 0,06$

Tabela 5.18: Variações da medida da razão de ramificação para a estimativa do erro sistemático e medidas realizadas em outras experiências. Valores correspondentes à figura 5.34, para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e 5.35, para $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

O resultado obtido para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ está em pleno acordo com as outras experiências, exceto com a medida realizada pela E687. Além de confirmar os resultados obtidos para este canal da experiência WA82 e E691 em detrimento da E687, o erro encontrado diminuiu por um fator três.

O resultado obtido para o decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, encontra-se no limite inferior das medidas obtidas nas experiências E687 e WA82, e aproximadamente 1,5 desvios padrões da medida da E691. Verificamos, também, um bom acordo com o valor estimado pelo *Particle Data Book* em sua edição mais recente. O valor do erro obtido por esta análise diminuiu pela metade em relação ao melhor resultado existente.

Capítulo 6

Análise de Dalitz Plot do Decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$

Como foi descrito na seção 2.6, a análise de Dalitz Plot permite o acesso à dinâmica do processo físico de um decaimento em três corpos, possibilitando o mapeamento das estruturas ressonantes.

Para esta análise utilizamos o mesmo conjunto de cortes da medida da razão de ramificação. Os eventos de dados de $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ foram retirados da janela de massa no espectro de três píons de 1,85 GeV até 1,89 GeV (figura 6.1). A figura 6.2 mostra a distribuição de eventos de Dalitz Plot nesta região.

A distribuição de eventos no Dalitz Plot foi representada por uma função densidade de probabilidade, \mathcal{P} . Este conjunto de eventos contém tanto eventos de sinal como eventos de *background*. Portanto, escrevemos a função densidade de probabilidade como uma soma das duas contribuições, $\mathcal{P} = \mathcal{P}_S + \mathcal{P}_B$. Aspectos de natureza experimental devem ser levados em consideração: a resolução do detector e sua aceitação. Estes efeitos, abordados posteriormente, foram incluídos nas expressões de \mathcal{P}_S e \mathcal{P}_B .

Da equação 2.16, vemos que a densidade de probabilidade de sinal depende da massa M e do módulo ao quadrado da matriz \mathcal{M} . O decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$, descrito por \mathcal{M} , pode ocorrer de vários modos diferentes (estados ressonantes e não-ressonante), como é ilustrado na figura 6.3. Por este motivo, expandimos \mathcal{M} como uma soma coerente de amplitudes \mathcal{A}_j ,

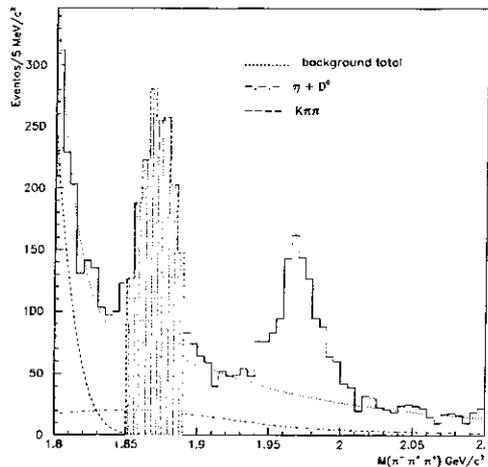


Figura 6.1: Conjunto de eventos utilizado para a análise de Dalitz Plot do decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ no espectro de massa de três píons. A figura mostra também os eventos de *background* total, das reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ junto da $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ e $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$.

$$\mathcal{M} = \sum_j c_j \mathcal{A}_j \quad (6.1)$$

que representam cada um dos possíveis modos de decaimento onde c_j são os coeficientes complexos, $c_j = a_j \exp^{i\delta_j}$, dos j estados possíveis e permitem que os estados envolvidos interfiram mutuamente. Logo, \mathcal{A}_j , é o equivalente \mathcal{M} do sub-processo j . O procedimento para calcular as contribuições relativas de cada um destes sub-processos é determinar seus respectivos coeficientes, ou seja, determinar a amplitude a_j e a fase δ_j , denominados de **parâmetros do modelo**.

Levando em consideração a resolução e eficiência do detector, escrevemos \mathcal{P}_S como:

$$\mathcal{P}_S = \frac{1}{N_s} g(M_{3\pi}) \epsilon(s_{12}, s_{23}) \left| \sum_j a_j \exp^{i\delta_j} \mathcal{A}_j(s_{12}, s_{23}, M_{3\pi}) \right|^2 \quad (6.2)$$

onde N_s é o fator de normalização necessário à uma densidade de probabilidade, obtido por integração numérica. $\epsilon(s_{12}, s_{23})$ representa a aceitação do detector e $g(M_{3\pi})$, bem como a inclusão de uma dependência em $M_{3\pi}$ na amplitude $\mathcal{A}_j(s_{12}, s_{23}, M_{3\pi})$, tem a função de simular efeitos de resolução. A amplitude de sinal será descrita na seção 6.1.

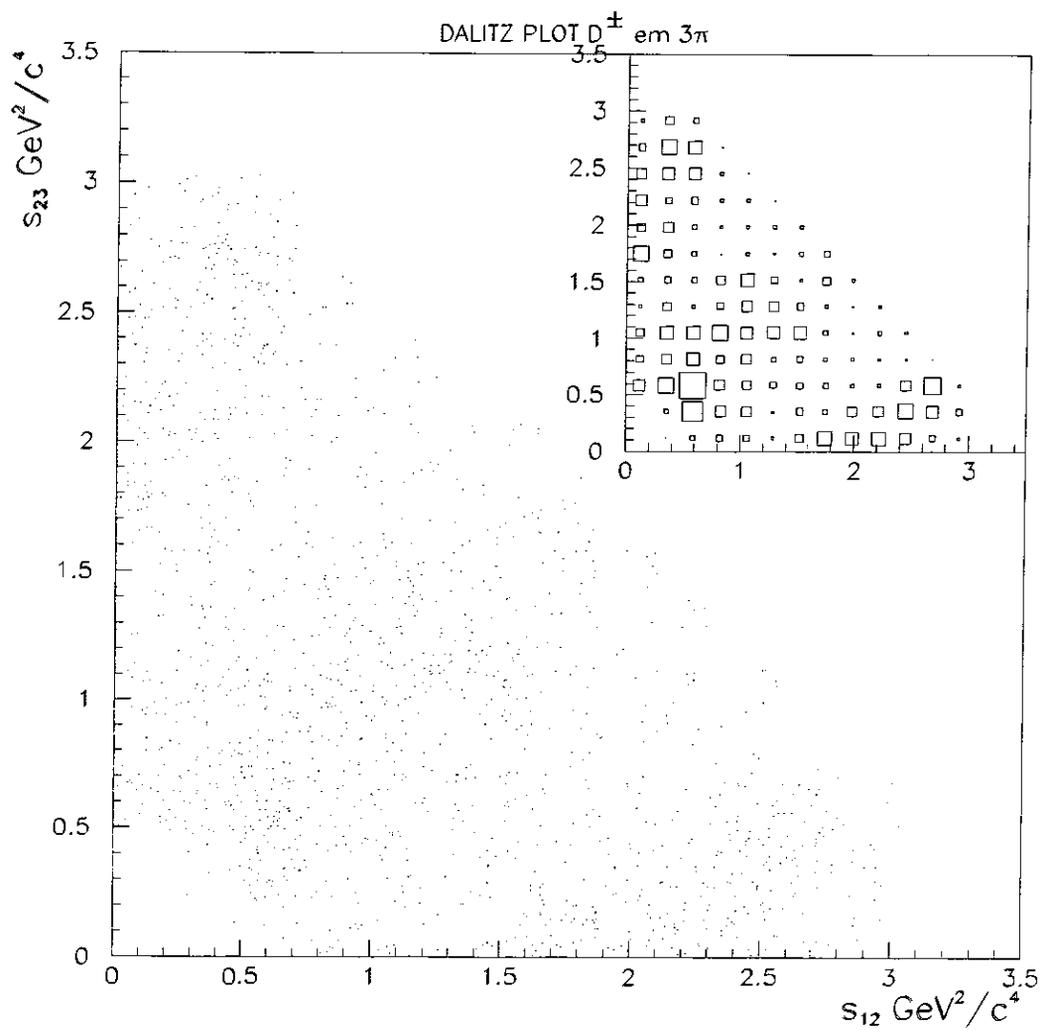


Figura 6.2: Distribuição de eventos de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ no Dalitz Plot. No canto, à direita, mostramos a mesma distribuição no formato box.

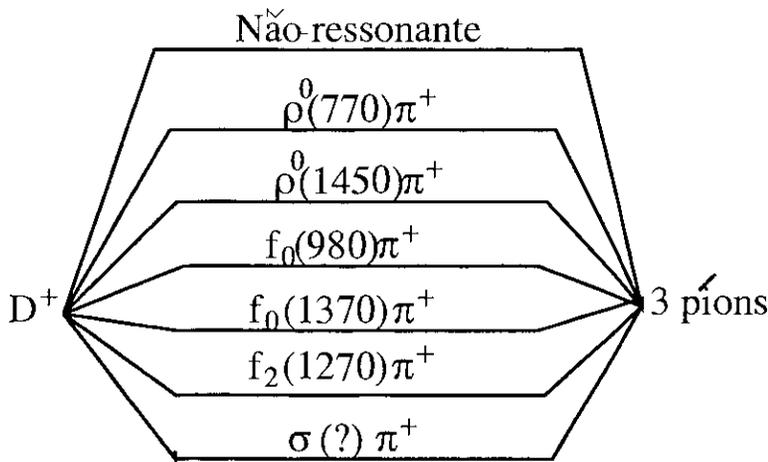


Figura 6.3: Possíveis modos de decaimento de D^+ com estado final em três píons.

A densidade de probabilidade referente ao *background*, \mathcal{P}_B , é expressa como uma soma das três contribuições, a combinatorial e as reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. Entretanto, neste caso, não apresentam padrões de interferência. Utilizamos o Monte Carlo de $D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ para parametrizar as respectivas distribuições de Dalitz Plot, o qual já incorpora efeitos de aceitação.

$$\mathcal{P}_B = b(M_{3\pi}) \sum_{i=1}^3 \frac{b_i}{N_{bi}} \mathcal{B}_i(s_{12}, s_{23}) \quad (6.3)$$

O fator $b(M_{3\pi})$ desempenha, para \mathcal{P}_B , o mesmo papel que $g(M_{3\pi})$, para \mathcal{P}_S . A contribuição de cada tipo de *background*, b_i , é fixa e foi obtida integrando-se, de 1.85 a 1.89 GeV, as funções gaussianas modificadas estimadas para $D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, e a função exponencial para o *background* combinatorial, obtido no ajuste final dos dados, mostrados na figura 5.8. As proporções de cada um, em relação ao número total de eventos de *background* foram, respectivamente, 24%, 4% e 72%. Os valores de b_i , assim definidos, permitem que seja dispensado o fator de normalização de \mathcal{P}_B , sendo necessário apenas a normalização N_{bi} de cada amplitude \mathcal{B}_i . A distribuição dos eventos de $D_s^+ \rightarrow \eta' \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ no Dalitz Plot, $\mathcal{B}_{1,2}(s_{12}, s_{23})$, obtido por simulação Monte Carlo, é mostrada na figura 6.4.

O *background* combinatorial, fruto de combinações aleatórias de três traços, não tem uma localização preferencial no espaço de fase. Portanto, sua distribuição de eventos

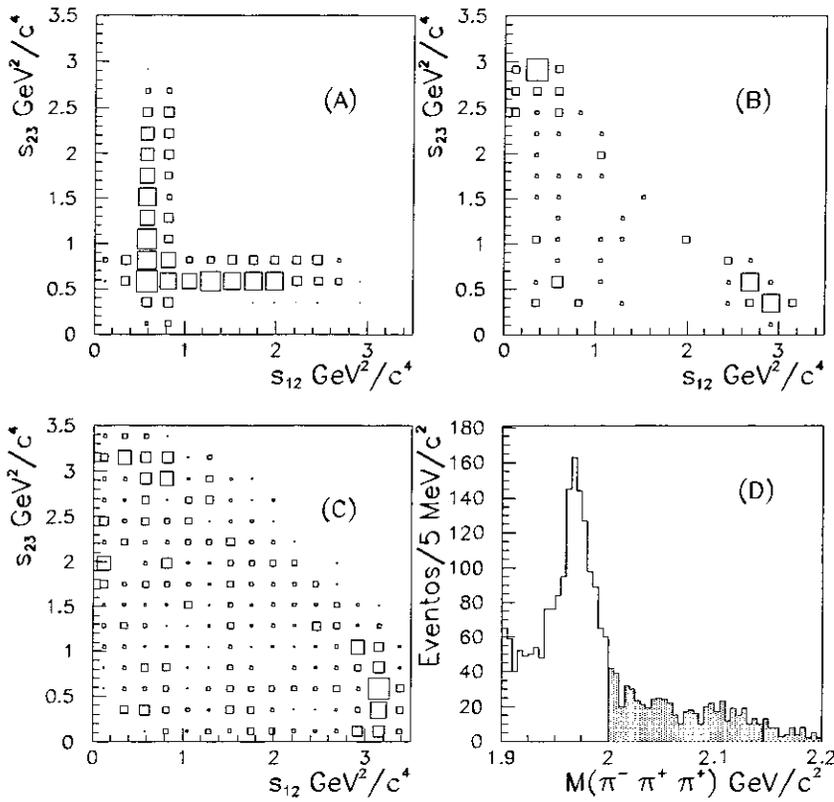


Figura 6.4: Em (A) e (B), mostramos a distribuição de eventos de Monte Carlo das reflexões $D_s^+ \rightarrow \eta/\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ no Dalitz Plot na região de massa do $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$. Em (C), a distribuição dos eventos de dados no Dalitz Plot referente à região de massa mostrada em negro em (D).

acompanha a distribuição da aceitação. Apesar da baixa estatística, esta suposição pode ser verificada, observando a distribuição de eventos da janela de massa mostrada em negrito na figura 6.4(D), excluindo-se a região onde os eventos da reflexão $D^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ se concentram (figura 6.4B).

As frações relativas de cada modo de decaimento são obtidas implementando-se o ajuste dos dados com o conjunto de parâmetros do modelo. Este ajuste foi feito pelo método de Máxima Verossimilhança contínua, *Maximum Likelihood* [28], do pacote *Minuit*, e consiste em minimizar a quantidade $FCN = -2 \ln \mathcal{L}$, onde:

$$\mathcal{L} = \prod_{j=1}^N \mathcal{P}_j(\text{parâmetros})$$

onde $\mathcal{P}_j = \mathcal{P}_{B_j} + \mathcal{P}_{S_j}$ e N é o número total de eventos.

Neste caso, o programa tem como objetivo, calcular, variando-se o valor dos parâmetros, a densidade de probabilidade máxima, \mathcal{L} , de um conjunto de eventos apresentar, segundo o modelo proposto, a distribuição encontrada nos dados. Como os eventos são independentes, a probabilidade do conjunto de eventos apresentar uma dada configuração no espaço de fase é o produto das probabilidades de cada evento.

6.1 Amplitude do Sinal

Na última seção, expressamos a matriz de transição como uma soma coerente de amplitudes, as quais, por sua vez, descrevem a transição de um determinado modo de decaimento. A contribuição não-ressonante, por não apresentar estados intermediários, é descrita da mesma forma que o *background* combinatorial, ou seja, por uma distribuição uniforme no espaço de fase ¹: As combinações de momento dos três traços relativos aos píons do decaimento não-ressonante são igualmente prováveis no espaço de fase.

No caso dos modos de decaimento ressonantes, analogamente aos diagramas de *Feynman*, cada ressonância é considerada como um propagador massivo da interação de na-

¹O efeito da eficiência é levado em consideração no fator multiplicativo, ϵ , da equação 6.2

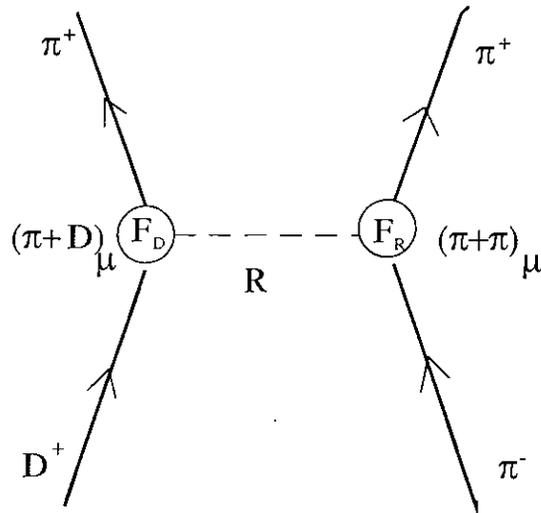


Figura 6.5: Diagrama de um processo ressonante.

tureza escalar, pseudo-escalar, vetorial ou tensorial. Neste caso, o elemento da matriz \mathcal{A} é dado por:

$$\mathcal{A} = F_{D^+}(q^2) (\pi^+ + D^+)^\mu (\text{Propagador massivo}) F_R(q^2) (\pi^+ + \pi^-)_\mu \quad (6.4)$$

onde F 's são os fatores de forma que descrevem a natureza não-pontual dos hádrons e os termos $(\pi^+ + D^+)^\mu$ e $(\pi^+ + \pi^-)_\mu$ são as correntes hadrônicas.

No formalismo que descreve a amplitude de transição das ressonâncias, todas as grandezas envolvidas devem ser colocadas em função das variáveis do espaço de fase, s_{12} e s_{23} . A partir da amostra de dados, podemos afirmar que o segundo traço (carga oposta) é proveniente do decaimento da partícula intermediária. No entanto, nada podemos afirmar a respeito dos traços restantes. Por este motivo, a forma geral da amplitude \mathcal{A}_i foi simetrizada de maneira que as duas possibilidades de definição da massa invariante ao quadrado de dois píons, m^2 , sejam consideradas.

$$\mathcal{A}_i = \mathcal{A}_i[(12)3] + \mathcal{A}_i[(32)1]$$

onde no primeiro termo, entre parênteses, definimos $m^2 = s_{12}$ e no segundo, definimos $m^2 = s_{23}$.

$F_{J=0}$	1
$F_{J=1}$	$\frac{1}{\sqrt{1+(rp^*)^2}}$
$F_{J=2}$	$\frac{1}{\sqrt{9+3(rp^*)^2+(rp^*)^4}}$

Tabela 6.1: Fatores de forma de Blatt-Weisskopf.

Seguindo a forma da equação 6.4, as amplitudes ressonantes normalizadas são escritas como um produto de três termos,

$$\mathcal{A} = \frac{1}{N_j} BW F_J \mathcal{M}_J \quad (6.5)$$

onde N_j é o fator de normalização.

O fator de forma F_J é o produto de F_{D^+} e F_R . Sua expressão depende do *spin* J da partícula ressonante. São dados pelos fatores de Blatt-Weisskopf da tabela 6.1 [29], onde r é o raio da partícula ressonante ($r \sim 3 \text{ fm}$) e $p^* = p^*(m)$ é o momento do píon de carga oposta no referencial da partícula ressonante.

Os dois termos, uma função \mathcal{M}_J também dependente de J , descrevendo a conservação do momento angular e uma função Breit Wigner BW , referem-se ao propagador massivo. Utilizamos aqui (equação 6.6), a versão relativística da expressão de BW .

$$BW = \frac{1}{m^2 - m_0^2 + im_0\Gamma(m)} \quad (6.6)$$

onde

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \frac{m_0}{m} \left(\frac{p^*}{p_0^*} \right)^{2J+1} \frac{F_J^2(p^*)}{F_J^2(p_0^*)}$$

A variação da largura de decaimento $\Gamma(m)$ em torno do valor central Γ_0 , foi primeiramente proposta por *Jackson* [30]. Na expressão acima, m_0 é o valor central da massa da partícula ressonante. Note que m_0 não é necessariamente igual a m , uma vez que as massas invariantes das ressonâncias apresentam largura.

A largura do estado $f_0(980)\pi^+$ requer um tratamento um pouco diferente. Isto é devido ao fato da sua distribuição de massa apresentar uma ligeira assimetria. Utilizamos, neste

caso, o mesmo tratamento dado pela colaboração WA76 [31]. Sendo $f_0(980)$ uma partícula escalar ($J = 0$), em vez de $\Gamma(m) = \Gamma_0 \frac{m_0}{m} \frac{p^*}{p_0^*}$ teremos:

$$\Gamma(m) = \Gamma_\pi + \Gamma_K$$

$$\text{onde } \Gamma_\pi = g_\pi \sqrt{m^2 - 4m_\pi^2} \text{ e } \Gamma_K = g_K (\sqrt{m^2 - 4m_{K^+}^2} + \sqrt{m^2 - 4m_{K^0}^2}).$$

A forma geral da expressão para a contribuição angular \mathcal{M}_J apresenta uma dependência com os módulos dos momentos do traço 1 e 3, medidos no referencial da partícula ressonante, além do cosseno do ângulo formado entre eles:

$$\mathcal{M}_J = (-2)^J |p_1|^J |p_3|^J P_J(\cos\theta_{13}) \quad (6.7)$$

onde P_J é um dos polinômios de Legendre. A tabela 6.2 mostra a forma funcional do polinômio de Legendre para cada *spin* J .

$P_{J=0}$	1
$P_{J=1}$	$\cos\theta$
$P_{J=2}$	$\frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1)$

Tabela 6.2: Polinômios de Legendre até $J = 2$.

6.1.1 Fast Monte Carlo

A simulação *Fast Monte Carlo* consiste em um algoritmo cujo objetivo é fornecer as distribuições de eventos no Dalitz Plot segundo o modelo utilizado para \mathcal{P} . Seguindo o caminho oposto do ajuste de Máxima Verossimilhança contínua, onde, a partir da distribuição de eventos no espaço de fase obtemos a densidade de probabilidade \mathcal{P} , agora, a partir de \mathcal{P} , vamos obter a distribuição de eventos no Dalitz Plot. Este programa foi extensamente utilizado para testes de consistência do modelo de ajuste dos dados, na avaliação deste ajuste e no cálculo da aceitação. Como um exemplo, consideremos o caso do modo de decaimento não-ressonante. Segundo o nosso modelo, temos que:

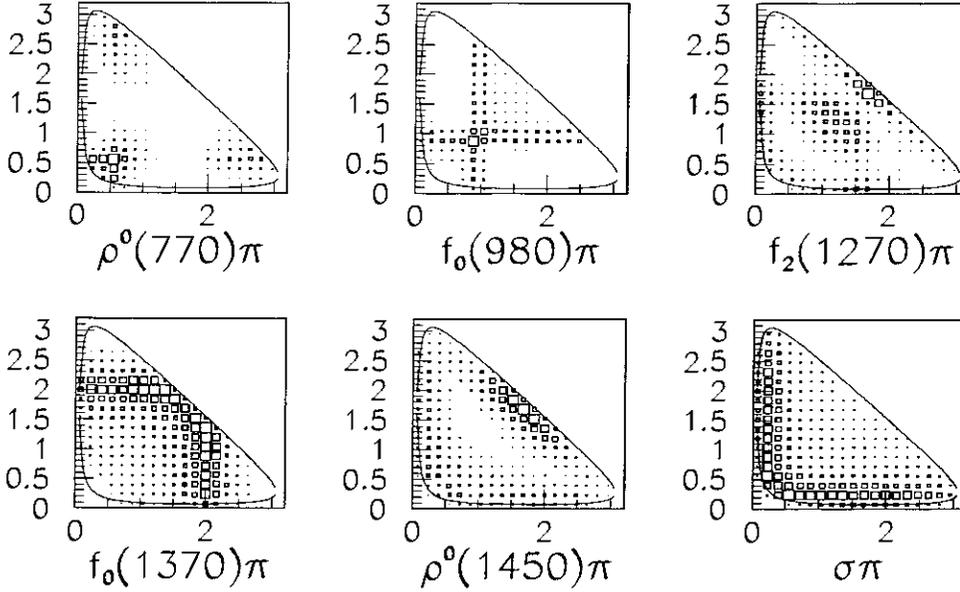


Figura 6.6: Simulação das possíveis ressonâncias no Dalitz Plot, segundo o nosso modelo.

$$\mathcal{P}_S(\text{n\~{a}o-ressonante}) = \frac{1}{N_s} g(M_{3\pi}) \epsilon(s_{12}, s_{23}) \text{constante}$$

Assim, vemos que a densidade de probabilidade, \mathcal{P} , neste caso, é determinada pela aceptância do detector (seção 6.8). Sorteando uma grande quantidade de pontos $s_{12} \times s_{23}$, segundo a densidade de probabilidade acima, simularemos a distribuição não-ressonante.

A figura 6.6 mostra a simulação de cada ressonância possível no Dalitz Plot, segundo o modelo proposto.

6.2 Resolução do Detector

Todas as grandezas envolvidas no cálculo da amplitude de sinal foram expressas em termos das quantidades invariantes, s_{12} e s_{23} . Em seguida, esta amplitude foi simetrizada para

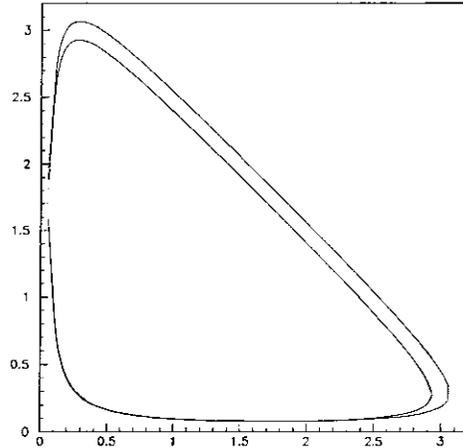


Figura 6.7: Variação do contorno do Dalitz Plot devido ao efeito da resolução.

obtermos a dependência com as variáveis do espaço de fase, s_{12} e s_{23} . No entanto, o que é medido na experiência são os momentos de cada traço, sendo as variáveis cinemáticas s_{12} e s_{23} calculadas a partir deles. As incertezas experimentais na medida dos momentos são propagadas para estas grandezas, podendo provocar distorções no resultado.

O principal efeito da resolução é a variação dos limites do Dalitz Plot. Estes limites são determinados pela massa invariante de três píons que percorrem uma faixa de 1,85 GeV a 1,89 GeV, segundo uma distribuição gaussiana. Cada valor de $M_{3\pi}$, dentro da faixa utilizada, determina um contorno para o espaço de fase. O espaço de fase final é a soma destes contornos. A figura 6.7 mostra o contorno do Dalitz Plot para $M_{3\pi} = 1,85$ MeV e para $M_{3\pi} = 1,89$ MeV. Logo, vemos que a presença de um evento dentro do menor contorno é mais provável e que esta probabilidade vai diminuindo com o aumento do contorno. O tratamento dado a esta questão foi incluir na densidade de probabilidade \mathcal{P} , os pesos $g(M_{3\pi})$, para o sinal, e $b(M_{3\pi})$, para *background*.

Outra consequência do efeito da resolução é o aumento das larguras de decaimento das ressonâncias. Contudo, estes efeitos são desprezíveis dada a grande largura envolvida no acoplamento forte.

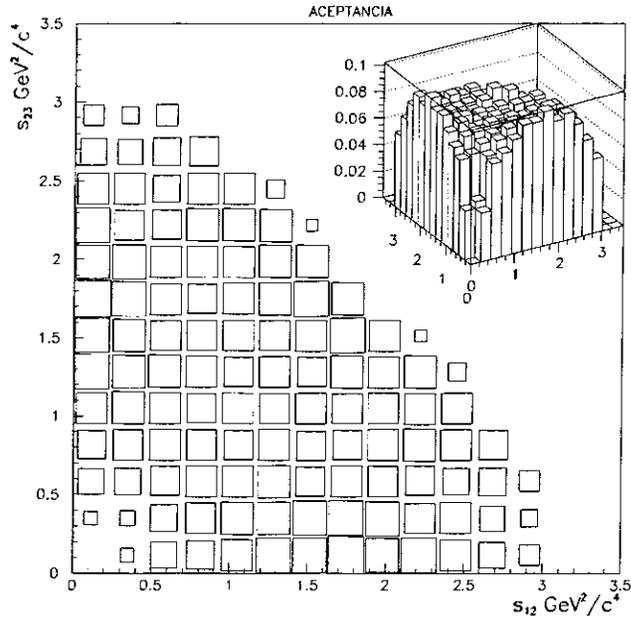


Figura 6.8: Histograma de aceitação.

6.3 Aceptância

Vamos definir uma grandeza denominada aceptância, ϵ , que relaciona a eficiência de cada região do Dalitz Plot: seu valor absoluto é incorporado no fator de normalização. Sua inserção no formalismo é de grande importância dada a não-uniformidade da eficiência no espaço de fase.

Para a obtenção da aceptância, utilizamos um procedimento análogo ao descrito na correção de Dalitz Plot da eficiência da razão de ramificação. O histograma de aceptância não deve incorporar os efeitos de resolução já corrigidos na inclusão dos pesos $g(M_{3\pi})$, e da *binagem*, descrita na seção 5.6.4. O procedimento consiste na divisão do histograma correspondente à distribuição de eventos de Monte Carlo por um histograma de *Fast Monte Carlo* do decaimento não-ressonante ponderado pelo fator de resolução, $g(M_{3\pi})$. Esta divisão anula os efeitos tanto da variação dos contornos do Dalitz Plot como da *binagem*. O histograma de aceptância é mostrado na figura 6.8.

6.4 Massas e Larguras dos Estados Ressonantes

Nas três últimas seções foi descrito o modelo utilizado para a densidade de probabilidade \mathcal{P} , a qual depende das variáveis s_{12} e s_{23} , dos parâmetros a_j e δ_j , e dos valores centrais das massas (m_0) com larguras (Γ_0) de cada modo de decaimento. Os valores das massas e larguras foram fixados nos valores encontrados no *Particle Data Book* [6]. Entretanto, algumas destas medidas são muito imprecisas, ou inexistentes, como no caso da massa e largura do méson σ . Para este último, a massa e largura foram, inicialmente, deixadas livres para o ajuste, acrescentando mais dois parâmetros ao modelo. Uma vez obtidos, estes parâmetros foram fixados. As massas e larguras de $f_0(980)$ e $f_0(1370)$, cujas medidas apresentam grande imprecisão, foram fixados nos valores atualizados pela análise de Dalitz Plot do decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ [33]. Os resultados mostrados na próxima seção, foram obtidos utilizando-se os valores de massa e largura da tabela 6.3.

ressonância	massa (GeV)	largura	comentário
$f_0(980)$	0,975	0,049/0,113	resultado D_s^+
$\rho^0(770)$	0,769	0,150	PDG
$f_2(1270)$	1,275	0,185	PDG
$f_0(1370)$	1,440	0,165	resultado D_s^+
$\rho^0(1450)$	1,465	0,310	PDG
σ	$0,486^{+28}_{-26}$	$0,351^{+50}_{-43}$	ajuste

Tabela 6.3: Massas e larguras das ressonâncias. Os dois valores citados para a largura de decaimento do $f_0(980)$ correspondem, respectivamente, a g_π e g_K . O processo de obtenção dos valores para a massa e largura do estado intermediário σ é descrito na seção 6.5.2.

6.5 Resultados

Os sete modos de decaimento, mostrados na figura 6.3 nos fornecem 14 parâmetros livres para o ajuste. No entanto, o objetivo do método de Dalitz Plot é a obtenção da medida das frações e fases relativas dos modos de decaimento: as medidas das amplitudes não têm significado físico. Este fato possibilita fixar a amplitude e fase de um dos modos de decaimento, sendo, as medidas das amplitudes e fases dos outros modos, realizadas em

relação a ele. As frações são definidas como:

$$f_i = \frac{\int ds_{12} ds_{23} |a_i e^{i\delta_i} \mathcal{A}_i|^2}{\int ds_{12} ds_{23} |\sum a_j e^{i\delta_j} \mathcal{A}_j|^2}$$

6.5.1 Resultado sem σ

Inicialmente, realizamos o ajuste incluindo todas os estados intermediários conhecidos, sem considerar a existência da partícula σ . A amplitude e fase do estado $\rho(770)\pi^+$ foi utilizado como referência para a obtenção das frações. O resultado é mostrado na tabela 6.4.

modo	amplitude	fase (radianos)	fração
$\rho^0(770)\pi^+$	1 (fixado)	0 (fixado)	$0,211 \pm 0,032$
não-ressonante	$1,25 \pm 0,23$	$2,46 \pm 0,17$	$0,314 \pm 0,098$
$f_0(980)\pi^+$	$0,671 \pm 0,079$	$2,42 \pm 0,24$	$0,091 \pm 0,028$
$f_2(1270)\pi^+$	$0,630 \pm 0,083$	$1,50 \pm 0,29$	$0,081 \pm 0,022$
$f_0(1370)\pi^+$	$0,74 \pm 0,11$	$2,48 \pm 0,17$	$0,112 \pm 0,042$
$\rho^0(1450)\pi^+$	$1,16 \pm 0,12$	$0,48 \pm 0,24$	$0,272 \pm 0,044$

Tabela 6.4: Solução do ajuste sem a inclusão de σ .

Observamos que a o decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ é dominado pelo modo não-ressonante, diferentemente da maioria dos outros decaimentos hadrônicos de mésons charmosos. Esta solução apresentou um FCN igual a -5142.

Com os parâmetros desta solução, foi gerado uma amostra de *Fast Monte Carlo* para a obtenção da distribuição de eventos segundo o nosso modelo, com o objetivo de estabelecer uma comparação com os dados. Esta comparação foi realizada através de um estudo de χ^2 do Dalitz Plot e do espectro de massa invariante ao quadrado de dois píons, m^2 . Em ambos os casos, isto foi feito projetando-se a variável s_{23} sobre a variável s_{12} . O valor de χ^2 em cada *bin* do Dalitz Plot, definido abaixo, é mostrado na figura 6.9.

$$\chi_i^2 = \left(\frac{n_i^{\text{dados}} - n_i^{\text{Fast MC}}}{\sqrt{n_i^{\text{Fast MC}}}} \right)^2$$

$$\chi^2/Dof = \frac{\sum_i^{N_{bins}} \chi_i^2}{N_{bins}} \quad (6.8)$$

Nesta equação, n_i^{dados} e $n_i^{Fast MC}$ são, respectivamente, o número de eventos de dados e de *Fast Monte Carlo* no *bin* i e N é o fator de escala, $\frac{dados}{Fast MC}$, entre o número de eventos das duas amostras.

Encontramos, para esta solução, um valor de $\chi^2/Dof = 1,73$. Dado o número de graus de liberdade utilizado ², 158, o grau de confiabilidade desta solução é de menos de 0,001%, ou seja, é muito pouco provável que as discrepâncias observadas sejam fruto de flutuações estatísticas. Pode-se dizer que, do ponto de vista estatístico, esta solução é inaceitável. A figura 6.9 também mostra a comparação entre a distribuição dos dados e da simulação com *Fast Monte Carlo* no espectro de massa invariante ao quadrado de dois píons. Podemos observar claramente uma incompatibilidade entre os dados e a simulação do resultado concentrada na região de baixa massa, $m^2 \sim 0,2 \text{ GeV}^2$. Esta região está dentro da faixa esperada [32] para a massa do méson σ .

Antes de incluir o estado $D^+ \rightarrow \sigma\pi^+$ no modelo, vamos mostrar o resultado da análise de Dalitz Plot, apenas com o erro estatístico, obtido pela experiência E687 [7] realizada no Fermilab (tabela 6.5). Não podemos comparar diretamente os resultados, uma vez que a nossa função de ajuste contém mais dois termos, $f_0(1370)\pi^+$ e $\rho^0(1450)\pi^+$. No entanto, a menos destes termos, ambas as análises demonstram uma forte contribuição do modo não-ressonante e do estado $\rho^0(770)\pi^+$.

modo	amplitude	fase (graus)	fração
$\rho^0(770)\pi^+$	$0,70 \pm 0,11$	27 ± 14	$0,289 \pm 0,055$
não-ressonante	1 (fixado)	0 (fixado)	$0,589 \pm 0,085$
$f_0(980)\pi^+$	$0,22 \pm 0,13$	197 ± 28	$0,027 \pm 0,031$
$f_2(1270)\pi^+$	$0,30 \pm 0,11$	207 ± 17	$0,052 \pm 0,034$

Tabela 6.5: Solução obtida pela experiência E687.

²Este mesmo número também será utilizado nas próximas seções

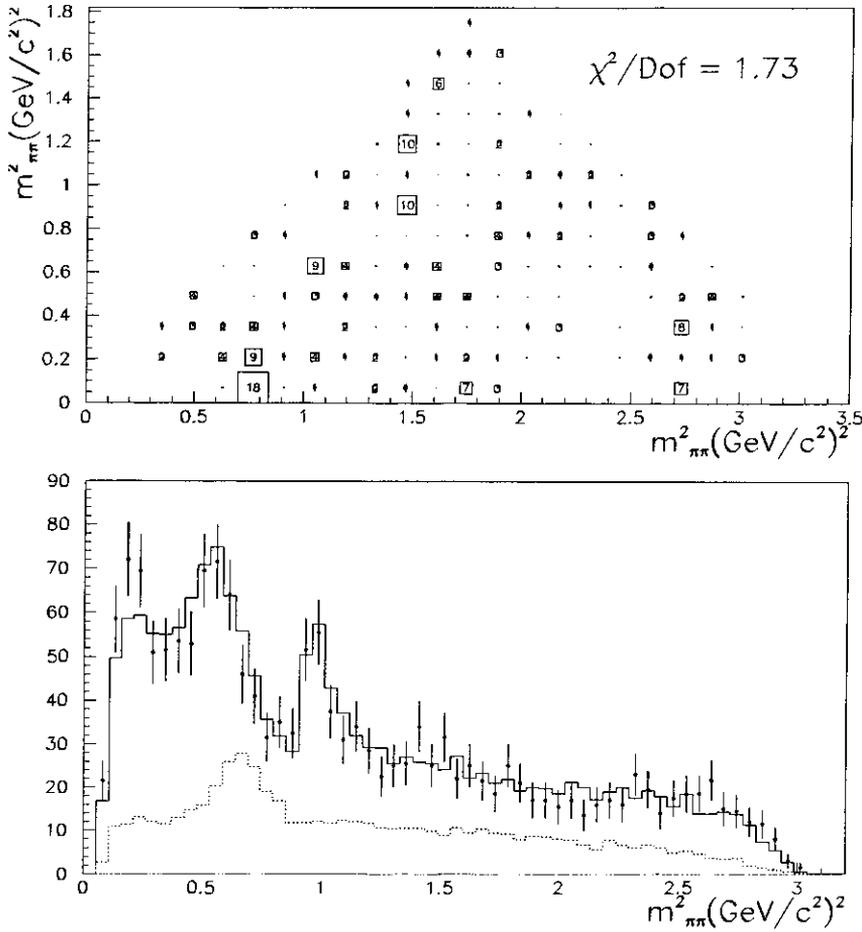


Figura 6.9: Resultado sem σ : acima, mostramos a distribuição de χ^2 por *bin* relativo a diferença dos dados com a simulação *Fast Monte Carlo*. Abaixo, a distribuição dos dados (barras de erro) e da simulação do resultado (sólido) no espectro de massa invariante ao quadrado de dois píons. A distribuição em negrito corresponde a contribuição total do *background*.

6.5.2 Resultado com σ

Com o intuito de obter um melhor ajuste em torno de $0,2 \text{ GeV}^2$, acrescentamos mais um estado ao modelo. Motivados pela existência do méson σ , supusemos, inicialmente, ser o estado de uma partícula escalar. Foi utilizado o mesmo procedimento descrito acima. O resultado é mostrado na tabela 6.6 e apresentou um $FCN = -5246$, cerca de cem unidades de FCN menor do que a solução sem a inclusão do σ .

modo	amplitude	fase (radianos)	fração
$\sigma\pi^+$	$1,273 \pm 0,131$	$3,571 \pm 0,118$	$0,485 \pm 0,085$
$\rho^0(\bar{1}70)\pi^+$	1 (fixado)	0 (fixado)	$0,299 \pm 0,029$
não-ressonante	$0,503 \pm 0,133$	$1,227 \pm 0,264$	$0,076 \pm 0,040$
$f_0(980)\pi^+$	$0,503 \pm 0,058$	$2,857 \pm 0,182$	$0,076 \pm 0,015$
$f_2(1270)\pi^+$	$0,795 \pm 0,065$	$0,909 \pm 0,132$	$0,189 \pm 0,024$
$f_0(1370)\pi^+$	$0,298 \pm 0,087$	$1,916 \pm 0,272$	$0,027 \pm 0,015$
$\rho^0(1450)\pi^+$	$0,191 \pm 0,083$	$5,858 \pm 0,493$	$0,011 \pm 0,009$

Tabela 6.6: Solução utilizando o estado intermediário σ .

Repare que a adição deste estado é crucial, pois muda sensivelmente o resultado obtido para as outras ressonâncias, principalmente para a contribuição não-ressonante que cai significativamente. A figura 6.10 mostra a simulação do resultado, comparando-o com os dados. Vemos que a região de baixa massa, agora, não apresenta nenhuma incompatibilidade entre a simulação e os dados: o pico na distribuição de eventos presente na amostra de dados na região $0,2 \text{ GeV}^2$ está bem representado no ajuste. A figura 6.10 também mostra a distribuição de χ^2 . O valor de $\chi^2/Dof = 0,95$ indica que o nosso modelo representa bem a distribuição dos dados, com um grau de confiabilidade de $\sim 66\%$.

Como foi visto na seção 6.4, ao incorporar o estado σ no ajuste, nós extraímos também sua massa e largura (tabela 6.3). De modo a confirmar estes valores, respectivamente, $0,486_{-26}^{+28}$ e $0,351_{-43}^{+50}$, foi realizado um estudo, utilizando os parâmetros desta solução (tabela 6.6), da distribuição de FCN com respeito a massa e largura de σ . O procedimento utilizado foi calcular o FCN da função de ajuste para diferentes pares massa \times largura, numa faixa de $380 < m_{2\pi} < 560 \text{ MeV}$ e $220 < \Gamma < 460 \text{ MeV}$. O objetivo era, dentre os vários valores de FCN , localizar o seu valor mínimo. Como é mostrado na figura 6.11,

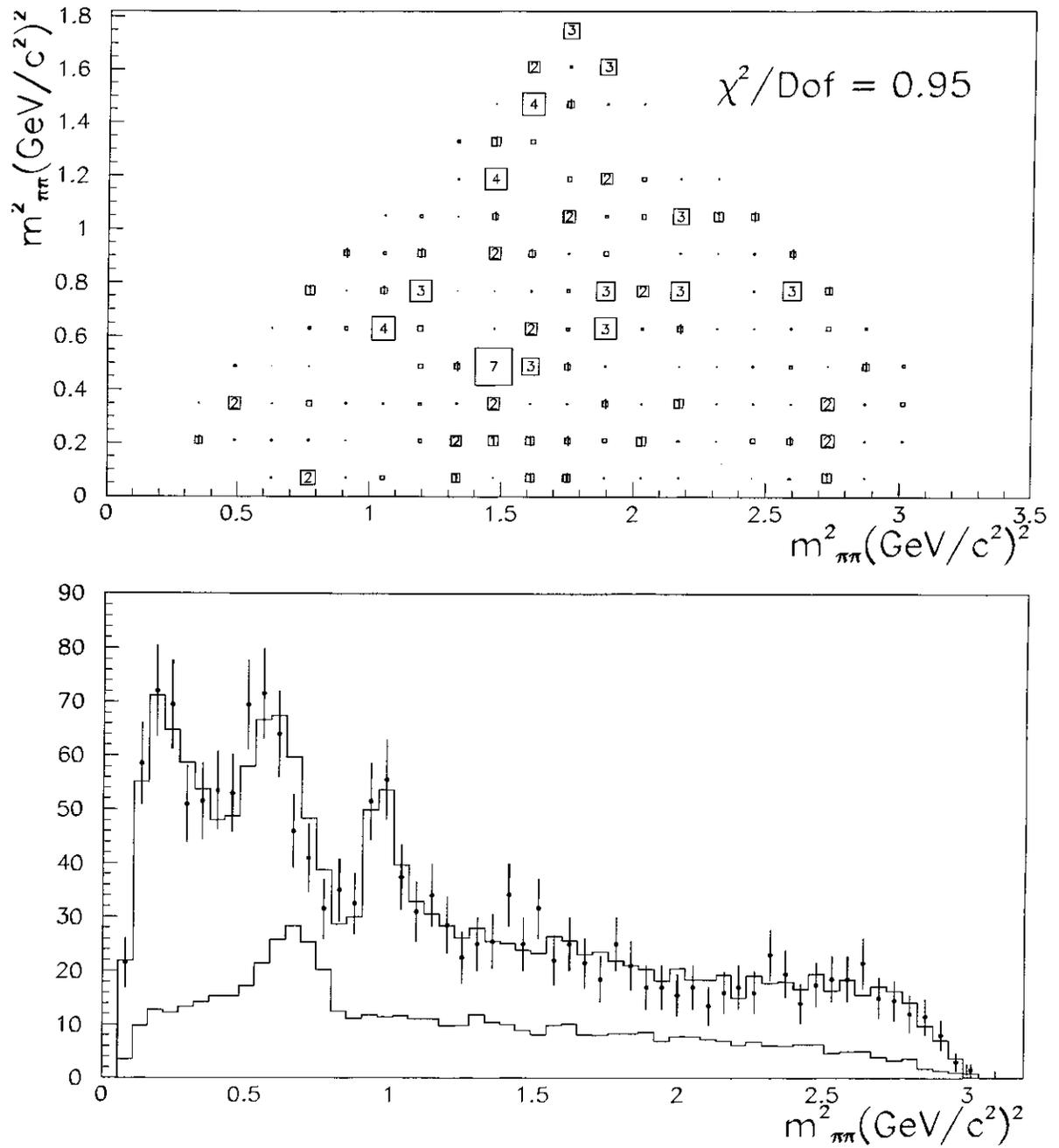


Figura 6.10: Resultado com σ : acima, mostramos a distribuição de χ^2 por *bin* relativo a diferença dos dados com a simulação *Fast Monte Carlo*. Abaixo, a distribuição dos dados (barras de erro) e da simulação do resultado (sólido) no espectro de massa invariante de dois píons. A distribuição em negrito corresponde a contribuição total do *background*.

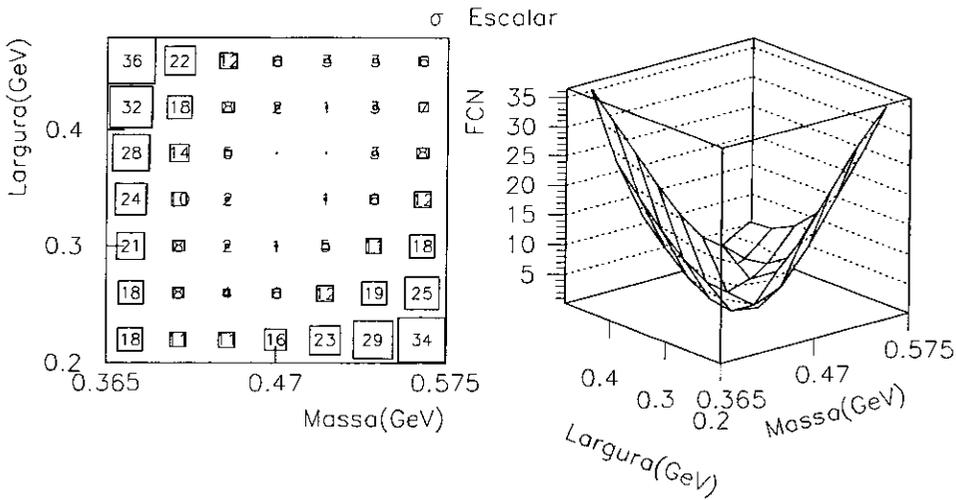


Figura 6.11: Distribuição de FCN com relação a massa e largura de uma partícula escalar. Os valores de cada bin correspondem a diferença entre o valor de FCN encontrado neste bin e o valor mínimo de FCN na faixa em questão.

a dependência de FCN com os parâmetros da massa e largura do estado σ possuem um claro valor mínimo, consistentes com os valores encontrados na seção 6.4.

A existência deste mínimo é uma condição necessária para a suposição da presença de um novo estado no nosso espectro e, em particular, a presença de uma nova partícula. Os parâmetros resultantes são compatíveis com as características da ressonância σ : pequena massa e grande largura.

6.5.3 Ajuste com um Estado Intermediário Vetorial

Com o objetivo de verificar se somente uma partícula escalar possibilita uma boa representação dos dados foram realizados testes com estados ressonantes vetoriais e tensoriais. Primeiramente, em vez de uma partícula escalar, acrescentamos um estado intermediário com a distribuição angular de uma partícula vetorial, $J = 1$, que denominaremos de V . Como resultado do ajuste, obtivemos, para massa e largura, $m_{\text{vetorial}} = 663 \pm 140$ MeV e $\Gamma_{\text{vetorial}} = 943 \pm 652$ MeV, valores com grande erro estatístico, indicando a inexistência de um mínimo bem definido para estes parâmetros. O estudo de massa e largura,

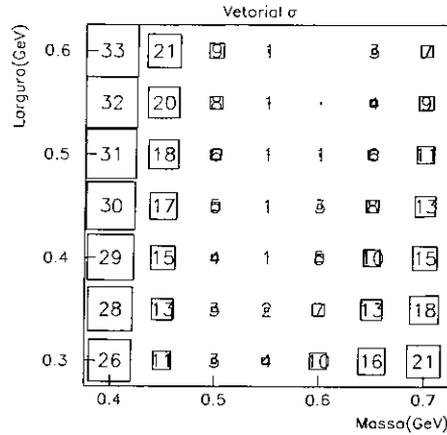


Figura 6.12: Distribuição de FCN com relação a massa e largura de uma partícula vetorial.

mostrado na figura 6.12, foi realizado na faixa de $400 < m_{2\pi} < 700$ MeV e $300 < \Gamma < 600$ MeV e confirma este resultado.

Foi realizado um novo ajuste, no qual foram fixadas a massa e largura nos valores acima. O resultado obtido apresentou um FCN de -5182, maior do que o valor encontrado no ajuste com a partícula escalar σ ($FCN=-5246$). Os parâmetros do ajuste são apresentados na tabela 6.7.

modo	amplitude	fase (radianos)	fração
$V\pi^+$	$0,83 \pm 0,14$	$0,84 \pm 0,21$	$0,135 \pm 0,043$
$\rho^0(770)\pi^+$	1 (fixado)	0 (fixado)	$0,197 \pm 0,036$
não-ressonante	$1,27 \pm 0,17$	$2,66 \pm 0,13$	$0,318 \pm 0,072$
$f_0(980)\pi^+$	$0,600 \pm 0,081$	$2,52 \pm 0,21$	$0,071 \pm 0,016$
$f_2(1270)\pi^+$	$0,85 \pm 0,11$	$1,36 \pm 0,19$	$0,140 \pm 0,022$
$f_0(1370)\pi^+$	$1,02 \pm 0,13$	$2,65 \pm 0,15$	$0,204 \pm 0,039$
$\rho^0(1450)\pi^+$	$1,22 \pm 0,12$	$0,14 \pm 0,14$	$0,290 \pm 0,058$

Tabela 6.7: Solução utilizando um estado intermediário vetorial.

Foi gerada uma amostra de *Fast Monte Carlo* com os parâmetros encontrados na tabela 6.7. A comparação desta amostra com os dados é mostrada na figura 6.13. Podemos notar que a inclusão de uma partícula vetorial não é satisfatória para o ajuste da região de baixa massa, $\sim 0.2 \text{ GeV}^2$. Na mesma figura, é mostrada a distribuição de χ^2 por *bin*. O valor

de χ^2/Dof obtido, 1,37, equivalente a um grau de confiabilidade de 0.15%, é insatisfatório e indica que o modelo com o estado vetorial não é adequado.

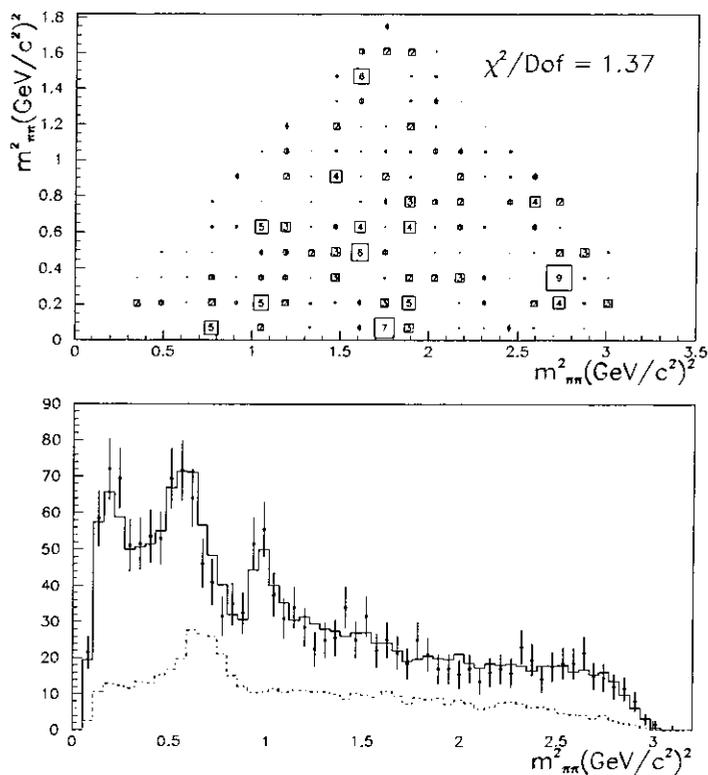


Figura 6.13: Resultado com uma partícula vetorial.

6.5.4 Ajuste com um Estado Intermediário Tensorial

O mesmo procedimento descrito na última seção foi realizado utilizando um estado intermediário com a distribuição angular de uma partícula tensorial, $J = 2$, que denominaremos de T . A figura 6.14 mostra a dependência do FCN com a massa e largura do estado tensorial numa faixa de $290 < m_{2\pi} < 470$ MeV e $200 < \Gamma < 500$ MeV. Apesar da função FCN , nesta faixa, apresentar um valor mínimo bem definido para a massa, ~ 0.36 GeV, o mesmo não ocorre com a largura. Analisando-se outras regiões de massa e largura, verificamos a existência de outros mínimos com as mesmas características do primeiro: boa determinação na massa e largura indefinida. Realizando o ajuste dos parâmetros, deixando

a massa e largura livres, obtemos, para estas, os valores de $m_{\text{tensorial}} = 1978 \pm 372 \text{ MeV}$ e $\Gamma_{\text{tensorial}} = 852 \pm 931 \text{ MeV}$. Desta forma, verificamos a existência de mínimos locais com má determinação de largura e um mínimo global com altos valores para a massa e largura.

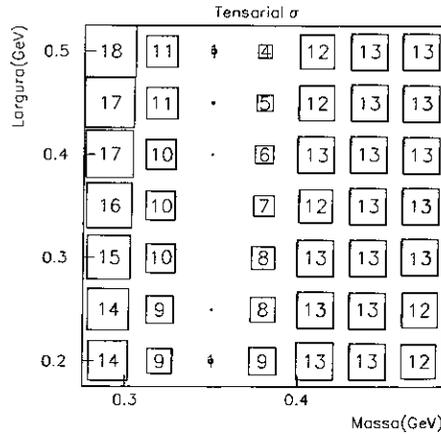


Figura 6.14: Distribuição de FCN com relação a massa e largura de uma partícula tensorial.

Realizando um novo ajuste, com a massa e largura fixadas pelos valores acima, obtemos o conjunto de parâmetros da tabela 6.8, com um $FCN = -5232$.

modo	amplitude	fase (radianos)	fração
$T\pi^+$	$1,45 \pm 0,22$	$5,66 \pm 0,13$	$0,323 \pm 0,06$
$\rho^0(770)\pi^+$	1 (fixado)	0 (fixado)	$0,153 \pm 0,029$
não-ressonante	$1,96 \pm 0,25$	$2,90 \pm 0,13$	$0,591 \pm 0,080$
$f_0(980)\pi^+$	$0,647 \pm 0,086$	$3,26 \pm 0,25$	$0,064 \pm 0,014$
$f_2(1270)\pi^+$	$1,58 \pm 0,22$	$2,24 \pm 0,22$	$0,383 \pm 0,057$
$f_0(1370)\pi^+$	$0,69 \pm 0,15$	$2,81 \pm 0,20$	$0,073 \pm 0,025$
$\rho^0(1450)\pi^+$	$0,79 \pm 0,18$	$1,49 \pm 0,20$	$0,095 \pm 0,031$

Tabela 6.8: Solução utilizando um estado intermediário tensorial.

A comparação dos dados com a amostra de *Fast Monte Carlo*, bem como a distribuição de χ^2 por *bin*, são mostrados na figura 6.15.

Apesar do valor de χ^2/Dof ter diminuído para 1,15 e o grau de confiabilidade ter aumentado para $\sim 9,3\%$ em relação ao ajuste com a partícula vetorial, dois aspectos

indicam ser este modelo inadequado para descrever os dados: indefinição da massa e largura, permanência da incompatibilidade entre os dados e o resultado obtido na região $m^2 \sim 0,2 \text{ GeV}^2$.

Assim, os resultados obtidos nos mostram claramente a existência de um estado intermediário escalar dominante com massa de $486_{-26}^{+28} \text{ MeV}$ e largura de $351_{-43}^{+50} \text{ MeV}$, características essas que nos impelem a identificá-lo com o méson σ . Outras importantes contribuições são dadas pelos estados intermediários $\rho^0(770)$ e $f_2(1270)$, além dos estados não-ressonante e $f_0(980)$. Quanto aos estados $f_0(1370)$ e $\rho^0(1450)$, apesar dos valores encontrados para as amplitudes serem maiores que dois desvios padrões, as frações relativas não confirmam a existência destes estados intermediários no decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

6.5.5 Testes de Consistência Utilizando *Fast Monte Carlo*

De modo a verificar a consistência dos resultados apresentados, implementamos três testes utilizando amostras de *Fast Monte Carlo*. A idéia destes testes é tentar simular os resultados obtidos com os dados a partir de uma amostra de *Fast Monte Carlo* com o mesmo número de eventos de sinal e *background* da amostra de dados. Esta amostra, denominada σ -FMC, foi gerada utilizando os parâmetros obtidos do ajuste com σ (tabela 6.6). Os testes são descritos abaixo:

- A distribuição de *FCN* no espaço de massa e largura da partícula σ , mostrada na figura 6.11, apresenta um valor mínimo bem definido. Vemos, também, que existe alguma correlação entre massa e largura nesta distribuição. O procedimento foi repetido utilizando a amostra σ -FMC, a qual apresentou o mesmo comportamento dos dados (figura 6.16).
- A amostra σ -FMC, relativa a um estado escalar, foi ajustada pela função utilizada no modelo de uma partícula tensorial. A distribuição de *FCN* com respeito à massa e largura obtida é mostrada na figura 6.17. Novamente, verifica-se um comportamento similar em relação ao estudo utilizando os dados: um valor diferente mas bem definido para a massa, e indeterminação da largura.

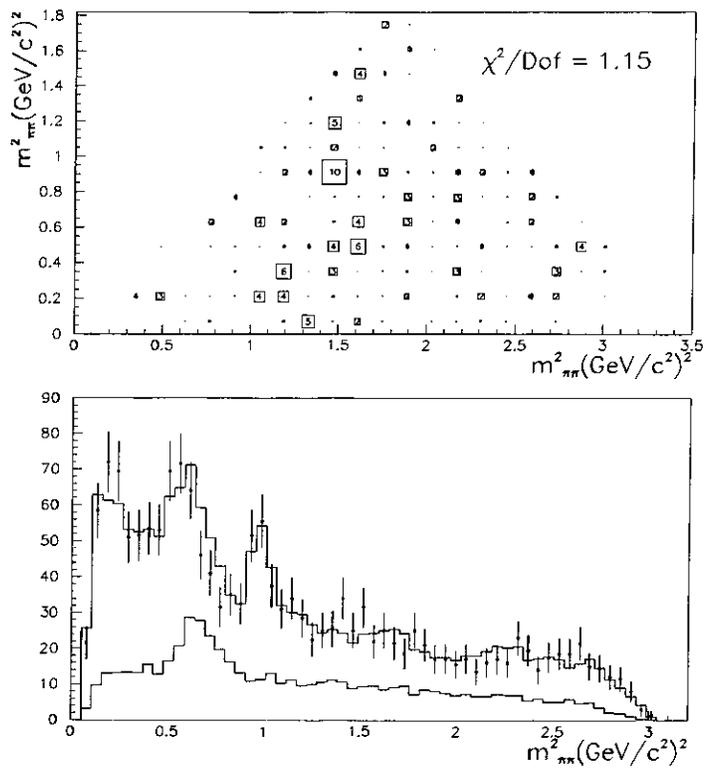


Figura 6.15: Resultado com uma partícula tensorial.

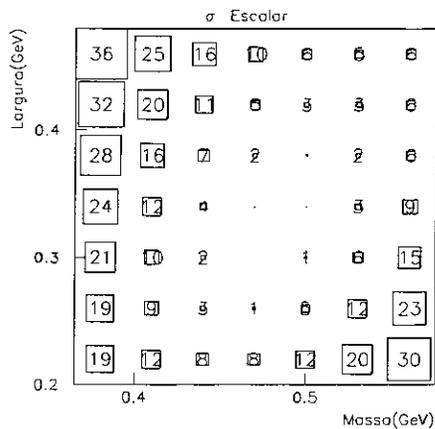


Figura 6.16: Distribuição de FCN com relação à massa e largura de uma partícula escalar utilizando uma amostra de $Fast Monte Carlo$.

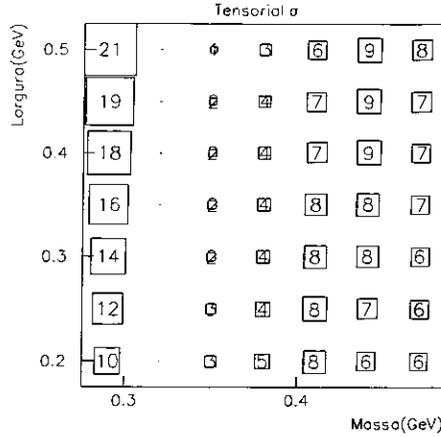


Figura 6.17: Distribuição de FCN com relação à massa e largura de uma partícula tensorial utilizando uma amostra de *Fast Monte Carlo*.

- Ajuste da amostra σ -FMC incluindo somente os estados intermediários iniciais, ou seja, sem considerar o estado $D^+ \rightarrow \sigma\pi^+$. O resultado, mostrado na tabela 6.9, mostra uma forte contribuição não-ressonante, consistente com o resultado obtido com os dados (tabela 6.4).

modo	amplitude	fase (radianos)	fração
$\sigma\pi^+$	0 (fixado)	0 (fixado)	0 (fixado)
$\rho^0(770)\pi^+$	1 (fixado)	0 (fixado)	$0,231 \pm 0,029$
não-ressonante	$1,66 \pm 0,17$	$2,79 \pm 0,14$	$0,636 \pm 0,081$
$f_0(980)\pi^+$	$0,553 \pm 0,069$	$2,92 \pm 0,26$	$0,071 \pm 0,017$
$f_2(1270)\pi^+$	$0,311 \pm 0,68$	$1,91 \pm 0,40$	$0,022 \pm 0,010$
$f_0(1370)\pi^+$	$0,85 \pm 0,13$	$2,35 \pm 0,14$	$0,165 \pm 0,065$
$\rho^0(1450)\pi^+$	$0,938 \pm 0,97$	$0,97 \pm 0,19$	$0,203 \pm 0,040$

Tabela 6.9: Resultado utilizando a amostra σ -FMC com a amplitude e fase de σ fixados em zero.

Como complemento deste último teste, foi ainda realizado um outro teste, na direção oposta deste. Foi gerado uma amostra de *Fast Monte Carlo* com os parâmetros da tabela 6.4, referente à solução sem o estado $D^+ \rightarrow \sigma\pi^+$, a qual denominaremos SEM σ -FMC. Esta amostra foi ajustada utilizando-se a função que incorpora o estado $D^+ \rightarrow \sigma\pi^+$. O resultado obtido não apresenta contribuição de σ , $0,002 \pm 0,006$. Este teste mostra que

o *Fast Monte Carlo* produzido com a solução $D^+ \rightarrow \sigma\pi^+$ é adequado para representar a solução sem o estado $D^+ \rightarrow \sigma\pi^+$. Por outro lado, o ajuste da amostra de *Fast Monte Carlo* produzida sem a contribuição do σ , simulando a inexistência deste estado nos dados, não oferece uma solução compatível com a existência deste estado.

6.5.6 Testes de Consistência Utilizando Subamostras de Dados

Para descartar a possibilidade do resultado obtido ser fruto de flutuações estatísticas concentradas na região de baixa massa, propomos a análise de Dalitz Plot de três subamostras de dados. A primeira amostra consiste na adição do corte $SDZ > 30$ e na utilização de um corte mais forte para a variável DIP , $DIP < 0,0025$, à nossa amostra de dados original. A segunda e a terceira consiste na separação da amostra original em duas subamostras independentes: $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$.

- Cortes fortes: A tabela 6.10 mostra os resultados obtidos com o conjunto de cortes, $CHIP's > 30$, $SDZ > 30$, $DIP < 0,0025$ e $SIGMA > 4$. A fração relativa dominante do estado $D^+ \rightarrow \sigma\pi^+$ é consistente com o resultado obtido com a amostra original, apresentando uma variação de menos de 1 desvio padrão. A figura 6.18 mostra a comparação dos dados com uma simulação *Fast Monte Carlo* desta solução bem como a distribuição de χ^2 . Verificamos um bom acordo dos dados com o modelo, o qual apresenta um χ^2/Dof de 1,13.

modo	amplitude	fase (radianos)	fração
$\sigma\pi^+$	$1,07 \pm 0,15$	$3,50 \pm 0,16$	$0,425 \pm 0,11$
$\rho^0(770)\pi^+$	1 (fixado)	0 (fixado)	$0,374 \pm 0,038$
não-ressonante	$0,33 \pm 0,17$	$1,63 \pm 0,41$	$0,040 \pm 0,042$
$f_0(980)\pi^+$	$0,462 \pm 0,061$	$3,04 \pm 0,22$	$0,080 \pm 0,019$
$f_2(1270)\pi^+$	$0,682 \pm 0,69$	$1,11 \pm 0,18$	$0,174 \pm 0,028$
$f_0(1370)\pi^+$	$0,344 \pm 0,095$	$2,05 \pm 0,26$	$0,044 \pm 0,024$
$\rho^0(1450)\pi^+$	$0,141 \pm 0,060$	$5,19 \pm 0,91$	$0,007 \pm 0,006$

Tabela 6.10: Resultado utilizando a amostra com cortes fortes.

- O resultado obtido no ajuste das duas amostras independentes são mostrados nas tabelas 6.11 e 6.12. Verificamos um bom acordo entre os dois resultados e o resultado

modo	amplitude	fase (radianos)	fração
$\sigma\pi^+$	$1,177 \pm 0,193$	$3,612 \pm 0,185$	$0,440 \pm 0,130$
$\rho^0(770)\pi^+$	1 (fixado)	0 (fixado)	$0,318 \pm 0,046$
não-ressonante	$0,493 \pm 0,192$	$1,369 \pm 0,410$	$0,077 \pm 0,060$
$f_0(980)\pi^+$	$0,496 \pm 0,083$	$2,923 \pm 0,278$	$0,078 \pm 0,023$
$f_2(1270)\pi^+$	$0,753 \pm 0,100$	$0,922 \pm 0,199$	$0,180 \pm 0,038$
$f_0(1370)\pi^+$	$0,272 \pm 0,126$	$2,057 \pm 0,461$	$0,023 \pm 0,021$
$\rho^0(1450)\pi^+$	$0,113 \pm 0,117$	$5,798 \pm 1,437$	$0,004 \pm 0,008$

 Tabela 6.11: Resultado obtido no ajuste com a amostra positiva, $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

original, obtido com a soma destas amostras (tabela 6.6). As discrepâncias são significativamente inferiores a 1 desvio padrão. A comparação entre a distribuição de dados e a simulação *Fast Monte Carlo* para a amostra positiva e negativa são mostrados, respectivamente, nas figuras 6.19 e 6.20. Verificamos, novamente, um bom acordo em todo o espectro, confirmado, em ambos os casos, pelos baixos valores de χ^2/Dof .

modo	amplitude	fase (radianos)	fração
$\sigma\pi^+$	$1,295 \pm 0,171$	$3,533 \pm 0,154$	$0,506 \pm 0,110$
$\rho^0(770)\pi^+$	1 (fixado)	0 (fixado)	$0,302 \pm 0,039$
não-ressonante	$0,474 \pm 0,180$	$1,179 \pm 0,357$	$0,068 \pm 0,052$
$f_0(980)\pi^+$	$0,480 \pm 0,077$	$2,862 \pm 0,246$	$0,070 \pm 0,019$
$f_2(1270)\pi^+$	$0,804 \pm 0,085$	$0,921 \pm 0,175$	$0,195 \pm 0,032$
$f_0(1370)\pi^+$	$0,314 \pm 0,116$	$1,875 \pm 0,335$	$0,030 \pm 0,021$
$\rho^0(1450)\pi^+$	$0,220 \pm 0,102$	$5,789 \pm 0,546$	$0,015 \pm 0,013$

 Tabela 6.12: Resultado obtido no ajuste com a amostra negativa, $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$

Outros estudos sistemáticos são encontrados no memorando interno da colaboração E791 [33].

6.5.7 Resumo dos Resultados da Análise de Dalitz Plot

Vimos algumas importantes indicações que a partícula σ está presente no decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$. Há um acúmulo de eventos na região de baixa massa, $m^2 \sim 0,2 \text{ GeV}^2$, os quais não podem ser atribuídos aos estados ressonantes conhecidos. Além disto, quando

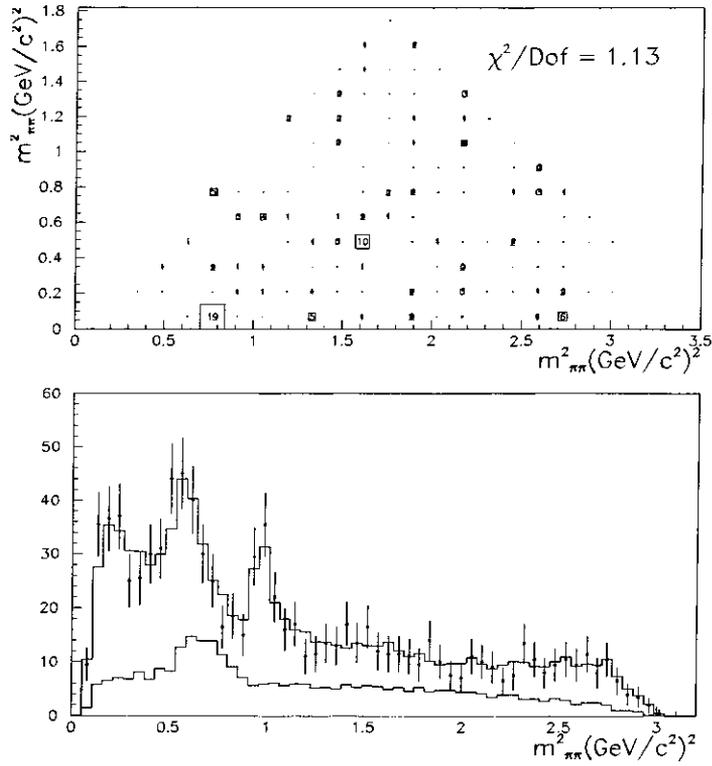


Figura 6.18: Resultado com σ utilizando uma amostra de dados com cortes fortes.

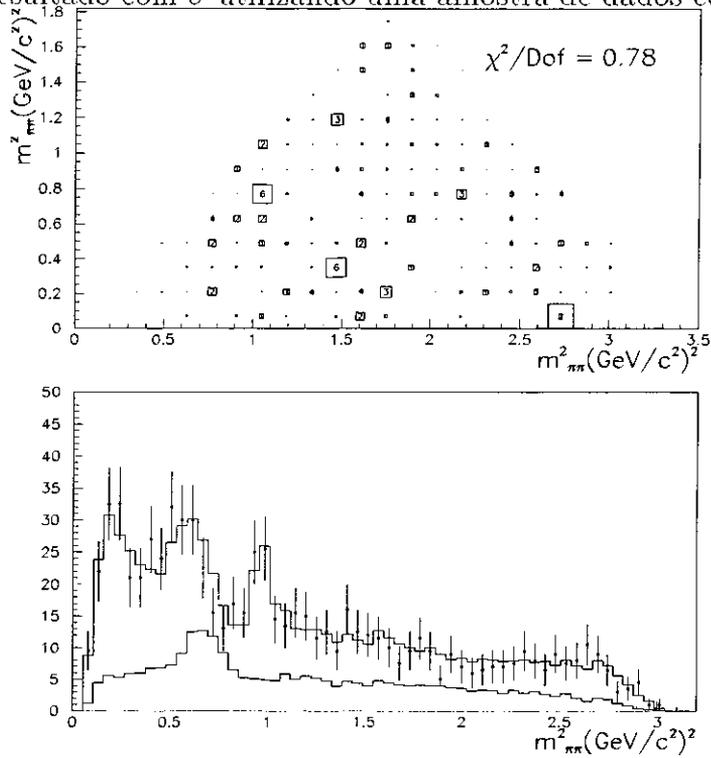


Figura 6.19: Resultado com σ utilizando uma amostra de dados com corte de carga: $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$.

adiciona-se um estado escalar ao modelo, verificamos a existência de um valor mínimo para a distribuição de FCN com relação a sua massa e largura. Os correspondentes valores de massa e largura encontrados, respectivamente, 486_{-26}^{+28} MeV e 351_{-43}^{+50} MeV, são consistentes com os valores esperados para o estado isoescalar σ . Verificamos, também, ser este o estado dominante no decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, apresentando uma significância estatística na medida da amplitude de aproximadamente dez desvios padrões.

Tendo como objetivo estudar a natureza desta partícula, dois outros ajustes foram realizados acrescentando-se, respectivamente, um estado vetorial e um estado tensorial. Os resultados obtidos por estes ajustes não apresentaram uma boa determinação de massa e largura, além de proporcionar soluções com alto χ^2 na região de baixa massa.

Foram realizados testes com simulação *Fast Monte Carlo* e três subamostras de dados para verificar a consistência dos resultados obtidos com o estado $D^+ \rightarrow \sigma\pi^+$. Os resultados dos testes com *Fast Monte Carlo* demonstram que o modelo com σ é compatível com os dados reais em vários aspectos. Os resultados obtidos utilizando-se subamostras de dados são compatíveis com o resultado obtido com a amostra original.

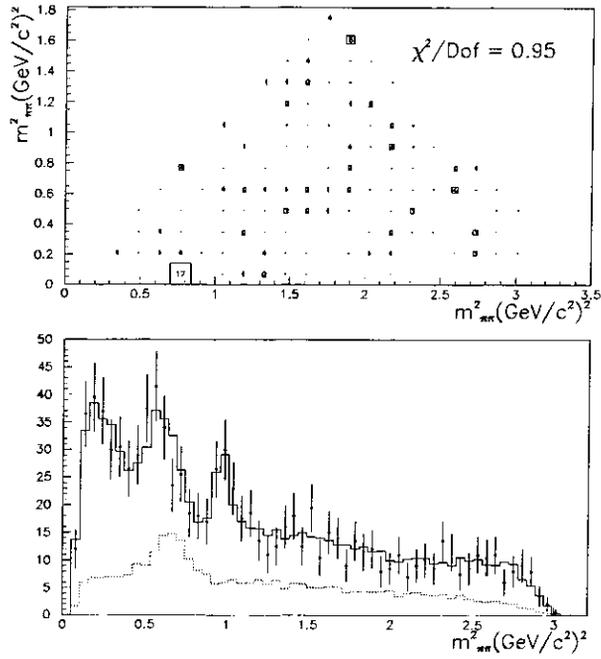


Figura 6.20: Resultado com σ utilizando uma amostra de dados com corte de carga: $D^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-$.

Capítulo 7

Conclusão

Foi desenvolvida a análise dos decaimentos $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, com uma supressão de *Cabibbo* e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, utilizando dados da experiência E791, com o objetivo de medir suas razões de ramificação totais, bem como as frações relativas dos estados intermediários do decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ via análise de Dalitz Plot.

Utilizando somente cortes nas variáveis de vértice, implementamos a otimização dos mesmos segundo o critério de maximização da significância estatística, $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$. O mesmo conjunto de cortes foi utilizado na amostra de sinal de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e na amostra de normalização, $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. À amostra de normalização, $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, foi acrescentado um corte na massa invariante do méson ϕ , o qual reteve apenas os eventos $\phi \rightarrow K^+K^-$. Este corte é muito eficaz na eliminação de *background* e permite a estimativa do número de eventos deste canal no espectro de $KK\pi$.

Para a medida das razões de ramificação, foi dada uma especial atenção à função de ajuste dos dados, a qual demonstrou ser a principal fonte de erro sistemático. Para levar em conta a assimetria na forma da distribuição dos eventos, cada canal foi parametrizado por duas funções gaussianas com o mesmo valor central. Além da contribuição do *background* combinatorial e das reflexões $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$, utilizadas em outras análises, incluímos também a contribuição da reflexão $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$, onde $\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$ e $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ no ajuste do *background* total. Todas as reflexões foram parametrizadas por funções gaussianas modificadas. Desta forma, obtivemos uma estimativa do número de eventos de $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, 1233 ± 51 , e de $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, 854 ± 47 . As eficiências foram

calculadas por intermédio de simulação Monte Carlo. Os valores obtidos foram corrigidos em etapas sucessivas, visando eliminar pequenas imperfeições do Monte Carlo com relação as variáveis x_F , p_T^2 e $CHIP$, além das discrepâncias provocadas pela utilização do modo não-ressonante para a descrição dos dados. Para $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$, também foi realizada uma correção que visava a atualização da vida-média do D_s^+ , segundo medida recente da E791. Os valores finais obtidos para as razões de ramificação foram:

$$\frac{BR(D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{BR(D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+)} = 0,0327 \pm 0,0015_{-0,0006}^{+0,0018}$$

$$\frac{BR(D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+)}{BR(D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+)} = 0,257 \pm 0,030_{-0,018}^{+0,023}$$

O erro encontrado para $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ diminuiu por um fator três em relação às medidas existentes. O resultado obtido é consistente com as medidas das experiências WA82 e E691, mas é incompatível com a medida da E687.

Para $D_s^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$, o resultado obtido encontra-se no limite inferior das medidas obtidas nas experiências E687 e WA82, e aproximadamente 1,5 desvios padrões da medida E691. Verificamos, também, um bom acordo com o valor estimado pelo *Particle Data Book* em sua edição mais recente [6]. O valor do erro obtido por esta análise é metade do erro encontrado pela experiência E687.

A análise de Dalitz Plot do decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ foi realizada com a mesma amostra de dados no espectro de 3 píons da medida da razão de ramificação, da qual foram utilizados apenas os eventos da região $1,85 < m_{3\pi} < 1,89$ GeV. Mesmo depois da inclusão da reflexão $D_s^+ \rightarrow \eta'\pi^+$ na parametrização do *background*, cuja contribuição ocupa a mesma região do estado ressonante $D^+ \rightarrow \rho^0\pi^+$, mostramos que os modos dos decaimento conhecidos não permitem uma boa representação dos dados. A inclusão de uma partícula escalar reduz o χ^2/Dof de 1,73 para 0,95, além de diminuir significativamente a fração relativa da contribuição não-ressonante. Os resultados obtidos nos mostram claramente a existência de um estado intermediário escalar dominante, $\sim 50\%$, com massa de 486_{-26}^{+28} MeV e largura de 351_{-43}^{+50} MeV, características essas que nos impelem a identificá-lo com o méson σ . Outras importantes contribuições são dadas pelos estados

intermediários $\rho^0(770)$ e $f_2(1270)$, além dos estados não-ressonante e $f_0(980)$. Quanto aos estados $f_0(1370)$ e $\rho^0(1450)$, apesar dos valores encontrados para as amplitudes serem maiores que dois desvios padrões, as frações relativas não confirmam a existência destes estados intermediários no decaimento $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$.

Referências

- [1] V. A. Miransky, *Dynamical Symmetry Breaking in Quantum Field Theories*, (1993).
- [2] Y. Nambu, Phys. Rev. Lett **4**, (1960) 380.
- [3] Y. Nambu and Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122**, (1961) 345.
- [4] J. Goldstone, Nuovo Cimento **19**, (1961) 154.
- [5] A. Bochkevich and J. Kapusta, Phys. Rev. **D54-6**, (1996) 4066.
- [6] Particle Data Group, Phys. Rev. **D54**, (1998).
- [7] P. L. Frabetti *et al.*, Phys. Rev. **B407**, (1997) 79.
- [8] Carla Göbel, *Estudo da Contribuição Não-ressonante em Decaimentos Hadrônicos do Méson D em três corpos*, Tese de Doutorado, CBPF (1999).
- [9] Halzen and Martin, *Quarks and leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, (1984).
- [10] Kerson Huang, *Quarks, Leptons and Gauge Fields*, (1982) 260.
- [11] M. R. Pennington, *Riddle of the Scalars: Where is the σ* , DTP-99/40, (1999).
- [12] Teiji Kunihiro, *Significance of the Sigma Meson in Hadron Physics (QCD) and Possible Experiments to Observe it*, Faculty of Science and Technology, Ryukoku University, Seta, Otsu, Japan, (1999).
- [13] Nils A. Törnqvist, *Understanding the Scalar Meson $q\bar{q}$ Nonet*, Z. Phys. C **68**, 647-660, (1995).

- [14] Gordon Kane, *Modern Elementary Particle Physics*, (1987) 117.
- [15] Rodney Lennart Greene, *Nonleptonic Decays of Charm Mesons*, Tese de doutorado, University of Illinois at Urbana-Champaign, (1995).
- [16] S. Amato *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A324**, 535 (1992).
- [17] Hendly da Silva Carvalho, *Medida da Razão de Ramificação do Decaiemento $D^+ \rightarrow K^- K^+ K^+$ Duplamente Suprimido por Cabibbo*, Tese de Doutorado, CBPF (1997).
- [18] CERN Program Library Long Writeup, *Physics Analysis Workstation*, Versão 1.07 (1989).
- [19] *Pythia 5.7 and Jetset 7.4 Physics and Manual*, publicação interna do CERN (1993).
- [20] Andersson, B. *et al.*, Phys. Rep. 97 (1983).
- [21] F. James, MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, CERN Program Library Long Writeup **D506**, (1994).
- [22] E.M. Aitala *et al.*, Phys. Lett. **B411**, (1997) 230–236.
- [23] Kevin Stenson, Technical Memo, *Offline Doc 415*, Fermilab, (1999).
- [24] J.Neto, *Estudo da produção hadrônica dos Mésons D^0 e \bar{D}^0 : Distribuições em x_F e p_T^2* , Tese de Doutorado, CBPF, (1992).
- [25] E.M. Aitala *et al.*, Phys. Lett. **B445**, (1999) 449–454.
- [26] Phillip D. Wasserman, *Neural Computing. Theory and Practice*, (1989).
- [27] Carsten Peterson and Thorsteinn Rögnvaldsson, *JETNET 3.0 – A Versatile Artificial Neural Network Package*, Theory Division, CERN, (1993).
- [28] V. R. Vanin, P. Gouffon e O. Helene, *Tópicos Avançados em Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental*, Notas de aula, 2ª edição, (1998).

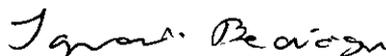
- [29] J. M. Blatt, V. F. Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, New York, (1952).
- [30] Hartmut M. Pilkuhn, *Relativistic Particle Physics*, (1979).
- [31] WA76 Collaboration, T. A. Armstrong *et al.*, *Z. Phys.* **C51**, (1991) 351.
- [32] Nils A. Törnqvist, *Does the Light and Broad $\sigma(500)$ Exist?*, Frascati Phys. Series XXX, (1997).
- [33] I. Bediaga, A. Massafferri, J. Miranda and A. Reis, The D_s^+ and $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+$ Dalitz Plot Analysis, Technical Memo E791, **Offline doc. 369**, June (1999).

**“MEDIDA DA RAZÃO DE RAMIFICAÇÃO RELATIVA DOS
DECAIMENTOS $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ E $D_s^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ E ANÁLISE DE
DALITZ PLOT DO DECAIMENTO $D^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ ”**

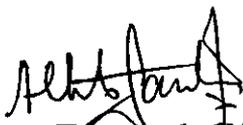
André Massafferri Rodrigues

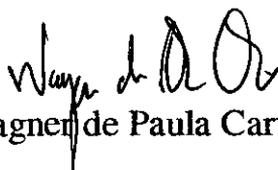
Tese de Mestrado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:


Jussara Marques Miranda - Presidente


Ignácio Alfonso de Bediaga e Hickman – Co-orientador


José de Sá Borges


Alberto Franco de Sá Santoro


Wagner de Paula Carvalho - Suplente

Rio de Janeiro, 03 de setembro de 1999