Tese de Doutorado

Estudo da amplitude $K\pi$ em onda-S usando o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$

Ana Amélia Bergamini Machado

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, Fevereiro de 2007

Tese de Doutorado

Estudo da amplitude $K\pi$ onda-S usando o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$

Ana Amélia Bergamini Machado

Tese submetida ao Departamento de

como requisito para obtenção do grau

de Doutor .

Orientador

Alberto Correa dos Reis

Aos meus pais, meus irmãos
e ao Javito.

Agradecimentos

Meus fortes agradecimentos

a Deus, por tudo.

ao meu orientador Alberto Reis por toda dedicação, paciência, disponibilidade e comprometimento em me orientar, e por quem tenho grande admiração, confiança e respeito.

à minha família, meus pais Tania Mara e João José, meus irmãos Marcelo e Viviane e minha avó Sebastiana que sempre estiveram ao meu lado apesar da distância, me incentivando e ajudando a suportar a saudade.

ao meu marido Javier Magnin, pelo companheirismo, atenção e principalmente pelo exemplo de profissionalismo que sempre foi para mim.

às melhores amigas que alguém pode ter: Zélia, Erica Policarpo, Cida, Sarah, Carla Bonifazi, Evelyn Kleuser, Sonia, Marcela, Milva, Maria Elena, Cristina, Luisa, Angela Teixeira, Angela Mello (*in memorian*), e aos melhores amigos: Martin Makler, Andre Massaferri, Anderson, Cesar, Rafael, Marcelo Lucano, Luiz Fernando, Felipe, Gabriel, Augusto, Murilo, Fabio, Edivaldo, Luciano, Laudo e Geraldo. Aos meus amigos da esgrima e ao meu mestre de armas Jorge Romo. Muitos de vocês me ajudaram a aliviar a tensão e outros proporcionaram um ambiente de discussão agradável e produtivo. A todos vocês meu muito obrigada por todas as experiências que compartilhamos nestes anos.

ao grupo de pesquisa E831 do CBPF, PUC e UFRJ pelas valiosas discussões.

à Colaboração E831 e em especial ao Dr. Daniele Pedrini pelas valiosas contribuições ao meu trabalho e ao Dr. Gabriele Chiodinni pelas discussões.

à pós graduação do CBPF, ao Prof João dos Anjos, à Miryam e ao Ricardo pelo auxilio de sempre.

ao CBPF.

à coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, CAPES e ao Conselho Nacional de Pesquisas, CNPq, pelo suporte financeiro

Resumo

Neste trabalho a amplitude $K\pi$ em onda-S no decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ é medida diretamente. Os dados são do experimento E831/FOCUS, do Fermilab, e a medida é realizada utilizando o formalismo de ondas parciais, sem que haja qualquer hipótese sobre a natureza da amplitude $K\pi$ em onda-S. A fase e a magnitude em onda-S são funções genéricas a serem determinadas diretamente pelo ajuste do Dalitz plot. Para fins comparativos o mesmo decaimento é analisado usando o modelo isobárico, que é a técnica padrão para a análise de Dalitz plot. O ajuste dos dados obtido com a análise em ondas parciais é superior ao obtido com o modelo isobárico. A variação da fase em função da massa invariante $K\pi$ é comparada com a fase $\delta^0_{I=1/2}(m_{K\pi})$ medida em espalhamento $K\pi \to K\pi$. A diferença observada entre ambas é discutida em termos de duas possíveis causas: uma diferença na composição das componentes I=1/2 e I=3/2 do sistema $K\pi$ entre o decaimento do D^+ e o espalhamento $K\pi \to K\pi$; interações de estado final envolvendo todas as partículas do decaimento.

Abstract

In this work the S-wave component of the $K\pi$ amplitude from decay of $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ it is directly measured. The data come from the Fermilab E831/FOCUS experiment. The amplitude measurement is made using the partial wave analysis without any preliminary assumption about the nature of the S-wave component of the $K\pi$ system. The phase and magnitude of the S-wave amplitude are generic functions to be determined directly through the Dalitz plot fit. For the sake of comparison, our results the same decay is analised using the isobar model, which is the standard way to analise the Dalitz plot. The data fit obtained with the partial wave analysis is better than the data fit from the isobar model. The phase variation with respect to the invariant mass $K\pi$ is compared with the measurement of the phase $\delta^0_{I=1/2}(m_{K\pi})$ from $K\pi \to K\pi$ scattering. The difference between both analysis is discussed considering: a difference in the composition of the isospin components I=1/2 and I=3/2 of the $K\pi$ system between D^+ decay and the $K\pi \to K\pi$ scattering; and the final state interaction involving all particles from decay.

Sumário

Agradecimentos i

Resumo iii

Abstract iv

Lista de Figuras xi

Lista de Tabelas xiii

1 Introdução **1**

2 Aspectos Teóricos **4**

2.1 Modelo de Quarks 4

2.2 Mésons 9

2.2.1 Os mésons escalares 11

2.3 Decaimento de mésons charmosos 15

2.4 Cinemática do decaimento em três corpos 18

2.5 Dalitz Plot 20

2.6 Descrição da Amplitude $K\pi$ 22

2.6.1 Modelo Isobárico 22

2.6.2 Análise em ondas parciais 26

3 O Experimento E831/FOCUS **28**

3.1 Descrição do Espectrômetro 28

3.1.1 O Feixe e o Alvo 29

3.1.2 Sistema de determinação das Trajetórias *(Tracking)* 33

3.1.3 Contadores Čerenkov 35

3.1.4 Calorímetros 37
3.1.5 Câmaras de Múons 41
3.1.6 Sistema de Gatilho *(Trigger)* 43
3.2 Aquisição de dados 45
3.3 Algoritmos de Reconstrução 45
3.3.1 Reconstrução de trajetórias 46
3.3.2 Trajetórias no SSD 46
3.3.3 Trajetórias no PWC 47
3.3.4 Determinação dos Vértices 48
3.3.5 Reconstrução de Momento 49
3.3.6 Identificação Čerenkov 50
3.4 Algoritmo de simulação de Monte Carlo 51
3.4.1 Monte Carlo ROGUE 51
3.4.2 Fast Monte Carlo 52

4 A amostra $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ 54
4.1 Seleção de Eventos 54
4.1.1 Ntupla de Milão 56
4.2 Estudo dos critérios de seleção (cortes). 57
4.2.1 Variáveis utilizadas 58
4.2.2 Otimizando os cortes 59
4.3 Background 61
4.3.1 Estimativa do Background $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ 63
4.3.2 Background Combinatorial 68
4.4 O Ajuste $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ 70
4.4.1 Aceptância 74
4.4.2 Resolução 75

5 Técnica de Ajuste do Dalitz Plot 77
5.1 O Procedimento de ajuste 80

5.2 A Qualidade do Ajuste 81
5.3 Teste de Consistência do Algoritmo de Ajuste 82

6 Resultados **84**
6.1 Ajuste dos dados - modelo isobárico 84
6.2 Ajuste dos dados - análise em ondas parciais 88

Conclusão **96**

A FEET II **107**
A.1 LHC 107
A.2 LHCb 109
A.2.1 O Sistema de aquisição de dados do LHCb (DAQ) 111
A.2.2 Sistema de múons 112
A.3 Sistema de testes da eletrônica de front-end 113
A.3.1 O Chip CARIOCA10 114
A.4 FEET I 117
A.5 FEET II 118
A.5.1 A Placa do CARIOCA 122
A.5.2 Atualização do software e análise de dados 125
A.5.3 Análise de dados 127
A.5.4 Considerações finais 127

Lista de Figuras

2.1 Diagrama de peso para (a) o tripleto de quarks (b) e para o antitripleto de quarks. 6

2.2 Transições permitidas entre os sabores de quarks. 9

2.3 Octeto + Singleto ou 'Noneto' dos mésons pseudoescalares 10

2.4 SU(4) 16-plete para (a) os mésons pseudoescalares e (b) os mésons vetoriais compostos de combinações entre os quarks u,d,s e c e seus antiquarks. 11

2.5 Diagramas mostrando a interação entre as partículas de estado final. Em (a) a FSI é dominada por uma fase constante que multiplica cada ressonância. Em (b) vemos a fase da amplitude de espalhamento de isospin I=1/2, $\delta_0(s)$. A fase relativa a contribuição do píon espectador, $\gamma(s)$, mostrada em (c), distorce a posição do pólo do κ. 15

2.6 Decaimento do méson D^+ em dois mésons, π^+ e $\bar{K^0}$ pela emissão externa de um bóson $W\pm$. 16

2.7 (a) Diagrama de Feymman (b) Efeitos de QCD via troca de glúons. 17

2.8 Diagramas de decaimento dos mésons charmosos (a) espectador externo, (b) espectador interno,(c)aniquilação de W, (d) troca de W, (e) pinguim, (f) mistura. . . . 18

2.9 Decaimento de $p \to p1 + p2 + p3$ no sistema de repouso das partículas 1 e 3. . . . 20

2.10 Limite cinemático do Dalitz Plot que representa o decaimento de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. 21

2.11 Decaimento do méson $D^+ \to K^+\pi^-\pi^-$, (a)decaimento não-ressonante, (b) decaimento ressonante. 23

2.12 Modos ressonantes que consideraremos para a análise do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ 25

3.1 Esquema do espectrômetro do experimento E831/FOCUS. 29

3.2 Obtenção do feixe de prótons. 30

3.3 Obtenção do feixe de fótons. 31

3.4 Região do alvo e configuração dos detectores de silício. 32

3.5 Disposição dos fios em cada um dos planos X, Y, U e V de uma câmara PWC. . . 35

3.6 Estrutura do contador Čerenkov C2 mostrando as posições dos espelhos planos e esféricos. As células conectadas a tubos fotomultiplicadores estão localizadas nas laterais. 37

3.7 Disposição das células dos três contadores Čerenkov. Em C1 as células de 1 a 40 captam a luz refletida pelos espelhos esféricos enquanto que as células de 41 a 90 usam a luz refletida dos espelhos planos. Em C2 as células de 55 a 110 utilizam a luz provinda dos espelhos esféricos e as células 1 a 54 usam os espelhos planos. Já em C3 todas as células usam os espelhos esféricos. 38

3.8 Esquema do calorímetro hadrônico. 40

3.9 Configuração geométrica dos três hodoscópios cintiladores da câmara de múons. . 42

3.10 Representação da passagem de uma partícula carregada pelo PWC. 48

4.1 O processo de reconstrução dos dados desde o DAQ até chegar às *ntuplas* de Milão. 57

4.2 Exemplo de uma possível configuração de traços de um evento de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ com determinado L. σ_p é o erro na determinação do vértice primário e σ_s o erro na determinação do vértice secundário. 58

4.3 Variáveis L/σ ou elsig e dwk. Observamos a distribuição da razão sinal/*background*, e a distribuição da eficiência para cada variável estudada. No canto superior esquerdo de cada figura esta ampliada a região onde fizemos os cortes. 60

4.4 Distribuição de Massa da amostra final $K\pi\pi$. 62

4.5 Eventos de MC-ROGUE de (a)$D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0 K^+$ e (b)$D_s^+ \to \phi(1020)\pi^+$ projetados no espectro de massa $K\pi\pi$, após a aplicação de todos os cortes. 64

4.6 Distribuição da massa invariante $K^-K^+\pi^+$ (dados) para o modo de decaimento $\bar{K}^*(890)^0 K^+$. 66

4.7 Distribuição da massa invariante $K^-K^+\pi^+$ (dados) para o modo de decaimento $\phi(1020)\pi^+$. 67

4.8 Distribuição de eventos no Dalitz plot do *background* K^*K (a), e $\phi\pi$ (b). 69

4.9 Detalhe da região (hachurada) que consideramos para analisar o background e determinar a forma funcional do mesmo. 69

4.10 Dalitz plot na região (a)1,7 à 1,8 GeV/c^2, onde observamos uma estrutura de ϕ e $\bar{K}^*(890)^0$, e em (b) o detalhe da região compreendida entre 1,94 à 1,97 GeV/c^2. Não é possível identificar estruturas ressonates nessa região. 70

4.11 O ajuste completo da distribuição de massa de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$.(a) A região do sinal em destaque. (b) A função completa do *background*. 72

4.12 Distribuição de eventos entre 1,8625 e 1,8825 GeV/c^2, no Dalitz plot. 73

4.13 (a)Distribuição de eventos de MC-ROGUE de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ no Dalitz plot;(b)Eventos gerados pelo *Fast-MC*; (c)Distribuição da eficiência no Dalitz plot. 75

6.1 Projeções do Dalitz plot para o modelo isobárico. A linha sólida corresponde ao modelo e os pontos representam os dados. 87

6.2 Projeções do Dalitz plot para a análise em ondas parciais. A linha sólida corresponde aos modelos e os pontos representam os dados. 91

6.3 Resultado do ajuste para os 40 valores de (a) fase e (b) magnitude da onda-S do sistema $K\pi$ do decaimento de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ com a amplitude e fase da ressonância $\bar{K}^*(890)$ usadas como referência. 92

6.4 Resultado do ajuste para os 40 valores da fase da onda-S pela análise em ondas parciais são mostrados pelos pontos com barras de erros. O resultado obtido modelo isobárico está compreendido entre as duas linhas contínuas, a largura entre elas corresponde ao erro no ajuste. No modelo isobárico a onda-S é constituída do não-ressonante $\kappa(800)$ e $\bar{K}_0^*(1430)$. Em ambos ajustes a ressonância $\bar{K}^*(890)$ foi usada como referência. 94

6.5 Resultado do ajuste para os 40 valores da magnitudes da onda-S pela análise em ondas parciais são mostrados pelos pontos com barras de erros. O resultado obtido modelo isobárico está compreendido entre as duas linhas contínuas, a largura entre elas corresponde ao erro no ajuste. No modelo isobárico a onda-S é constituída do não-ressonante $\kappa(800)$ e $\bar{K}_0^*(1430)$. Em ambos ajustes a ressonância $\bar{K}^*(890)$ foi usada como referência. 95

6.6 Comparação entre a variação da fase encontrada por LASS e a fase obtida pelo ajuste dos dados de FOCUS usando PWA (pontos com barras de erro). 98

A.1 Esquema geral do LHC mostrando as diferentes etapas de aceleração. 108

A.2 Esquema do LHCb. 110

A.3 Estrutura de um canal do CARIOCA. 114

A.4 CARIOCA10. 117

A.5 Visão geral do sistema FEET I. A placa NI-DAQ PCI-6025, gera sinais para a placa de *front-end* que são enviados através da placa de controle, passando pela placa de injeção de carga. A resposta da placa de *front-end* é enviada à placa NI-DAQ PCI-6025, pela placa de controle. 118

A.6 Visão geral do sistema FEET II. 119

A.7 Podemos ver a *s-curve*, função da contagem do número de pulsos pela variação da carga injetada. Tomando a derivada dessa função obtemos uma gaussiana, e o valor de sigma é o ruído. 120

A.8 Observamos nesta figura a variação da carga e do *threshold* d acordo com a contagem de pulsos. O gráfico *threshold*(mV) X Carga(fC), nos fornece os valores da sensibilidade e do offset. 121

A.9 Sequência de testes realizados pelo FEET II. 122

A.10 Layout da placa para a realização dos testes no chip CARIOCA. 123

A.11 Layout da placa do CARIOCA com o ZIF socket. Vista da camada top. 124

A.12 Esquema dos testes realizados nos chips CARIOCA. 126

A.13 Média das medidas para os 50 chips CARIOCA. 128

A.14 Média das medidas para os 10 chips CARIOCA GEM. 129

Lista de Tabelas

2.1 Números quânticos relativos ao quark charm. 7

2.2 Conteúdo dos estados do 'noneto' psdeudoescalar. 10

2.3 Estados escalares com massa abaixo de 1900 MeV segundo isospin e massa. Com exceção do κ, a lista é baseada no PDG[7]. 11

2.4 Fatores de Forma de Blatt-Weisskopf. 23

3.1 Características do SSD. O espaçamento entre as tiras é representado por Δd enquanto que HR e LR representam as regiões de alta e baixa resolução, respectivamente . . 34

3.2 Características dos contadores Čerenkov 36

4.1 Descrição das *superstreams*. Existem em torno de 30 diferentes *skims*, agrupadas em 6 *superstreams* baseadas em tópicos de física e tipo de informação presente. 55

4.2 Variáveis utilizadas para os cortes e o seus respectivos valores. 61

4.3 Parâmetros da função 4.1. 64

4.4 Parâmetros da função 4.4 e 4.5, no intervalo compreendido entre 1,77 à 1,97 GeV/c^2. 74

5.1 Peso das contribuições de cada tipo de background. 79

5.2 Valores de magnitude e fase que foram usados para gerar a amostra de *Fast-MC*. . 83

6.1 Resultado do melhor ajuste dos dados do experimento FOCUS/E831. 85

6.2 Resultado para a massa e largura do ajuste dos dados do experimento FOCUS/E831. 85

6.3 Resultados do ajuste obtido pela colaboração E791, extraídos da tabela I em [4]. . 86

6.4 Resultado obtido pelo ajuste feito pela colaboração E791[4], para a massa e largura do κ e do $\bar{K}_0^*(1430)$. 88

6.5 Resultados de magnitude, fase e fração para as ondas P e D, e o resultado a fração correspondente a onda-S. 89

6.6 Valores obtidos do ajuste dos dados, para os 40 valores de magnitude e fase usando a descrição PWA para a onda-S. 90

A.1 Descrição dos pinos do chip CARIOCA10. 116

Capítulo 1

Introdução

O Modelo de Quark Constituinte (CQM) tem tido grande sucesso na descrição do espectro hadrônico e na identificação dos nonetos de mésons pseudo-escalares, vetoriais e tensoriais. Entretanto, não há ainda um consenso com respeito aos mésons escalares [1]. Há mais estados do que o noneto de escalares previsto pelo modelo a quarks. Tradicionalmente os mésons leves são estudados através de colisões hadrônicas, onde as ressonâncias aparecem como pólos da matriz de espalhamento. No caso do sistema $K\pi$, a medida da amplitude de espalhamento é dominada pelo experimento LASS [2]. Vale ressaltar que, a despeito da alta estatística, o LASS mede a amplitude $K\pi$ apenas a partir de 825 MeV/c^2, enquanto que o limiar situa-se em 633 MeV/c^2.

Recentes estudos experimentais do decaimento de partículas charmosas têm aberto uma nova janela para o entendimento da espectroscopia de mésons leves e, especialmente, dos controversos mésons escalares, os quais são abundantes produtos destes decaimentos [3].

Os decaimentos hadrônicos de partículas charmosas possuem características especiais que os tornam excelentes laboratórios para o estudo da espectroscopia dos quarks leves. As vantagens do decaimento do charm são muitas: um estado inicial sempre bem definido, o méson D com spin-0; pequena componente não-ressonante, o que facilita a identificação dos escalares; o fato de se cobrir continuamente o espectro de massa $\pi\pi$ e $K\pi$, do limiar até $\sim 1.7\ GeV/c^2$ $(M_D - M_\pi)$.

Entre canais com maior razão de ramificação, o modo $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ era o único

com uma componente não-ressonante aparentemente importante. O resultado do experimento E791 [4], no entanto, afirma que grande parte da fração não-ressonante é na verdade um estado escalar denominado κ, cuja massa, $\sim 800\ MeV/c^2$, e largura, $\sim 400\ MeV$, tornam difícil a sua detecção em experimentos de espalhamento.

A técnica padrão para o estudo da estrutura ressonante de decaimentos em três corpos é a análise do Dalitz plot [5]. Dalitz mostrou que três corpos no estado final poderiam ser descritos através de um diagrama bi-dimensional das massas invariantes das partículas, a densidade de eventos neste diagrama é dada por:

$$d\Gamma(P \to d_1 d_2 d_3) \propto \frac{1}{M_P^3} |\mathcal{M}|^2 ds_{12} ds_{13} \tag{1.1}$$

Este diagrama nos permite o acesso direto ao elemento de matriz $\mathcal{M}$. A densidade do espaço de fase de três corpos $\frac{1}{M_P^3}$ é constante se a escrevemos em termos dos invariantes s_{12} e s_{13}. Qualquer estrutura observada no Dalitz plot reflete diretamente a dinâmica do decaimento. Além disso, a análise do Dalitz plot é uma ferramenta essencial para estudar efeitos de interação de estado final (FSI), e interferência entre amplitudes.

Um dos formalismos usados para parametrizar a função de ajuste no Dalitz plot é o chamado modelo isobárico. Neste modelo a amplitude total de decaimento é descrita pela soma coerente de amplitudes correspondendo aos possíveis estados intermediários: um termo não-ressonante, usualmente constante, e amplitudes ressonantes. Cada amplitude ressonante é descrita por uma função Breit-Wigner (caracterizada pela massa e largura da ressonância), por fatores de forma e por uma função que caracteriza a distribuição angular das partículas do estado final, que depende do spin da ressonância.

A amplitude $K\pi$ em onda-S é extraída, portanto, dependendo do modelo adotado na análise do Dalitz plot. Os resultados desta técnica são objeto de intenso debate, pois não há um consenso sobre a forma correta de se parametrizar estados escalares próximos ao limiar e com grande largura, como é o caso do méson κ.

Recentemente foi proposto pela Colaboração E791 [6], um método baseado na análise em ondas parciais que permite extrair de uma forma independente de modelos a amplitude $K\pi$ em onda-S a partir do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. Nessa técnica, a

amplitude $K\pi$ em onda-S é uma função genérica, $A_0(s) = a_0(s)e^{i\phi_0(s)}$, a ser determinada pelo ajuste do Dalitz plot. As ondas P e D são determinadas de acordo com o modelo isobárico.

Uma questão de crucial importância diz respeito à universalidade da amplitude $K\pi$. É até certo ponto surpreendente que haja uma expectativa que a fase da amplitude $K\pi$ medida em decaimentos hadrônicos seja a mesma da amplitude $K\pi$ medida em espalhamento, ignorando o fato de o par $K\pi$ fazer parte de um sistema que interage fortemente.

Esse trabalho tem por objetivo o estudo da amplitude $K\pi$ em onda-S, através da análise de Dalitz plot do canal de decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, usando os dados do experimento E831/FOCUS. Utilizaremos os dois métodos descritos acima, o formalismo isobárico e a análise em ondas parciais.

No Capítulo 2 faremos uma revisão teórica sobre o estado atual do nosso conhecimento a respeito dos mésons escalares, em específico sobre a ressonância κ. Discutiremos o processo de decaimento do méson D e faremos uma revisão da cinemática de decaimentos em três corpos. Introduziremos o conceito de Dalitz plot, descreveremos o modelo isobárico e detalharemos a análise em ondas parciais. Fecharemos esse capítulo discorrendo sobre as amplitudes $K\pi$ de onda-S.

O Capítulo 3, é dedicado à descrição do experimento E831/FOCUS, dos algoritmos de reconstrução e dos algoritmos de simulação de Monte Carlo utilizados nesta tese. O processo de seleção da amostra de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ é mostrado no Capítulo 4, e o formalismo de ajuste do Dalitz plot no Capítulo 5.

Os resultados obtidos estão no Capítulo 6, e as Conclusões do trabalho no Capítulo 7. O Apêndice descreve o trabalho realizado de *hardware* e *software* para o experimento LHCb no CERN. Este trabalho foi de grande importância como parte da formação na área de Física Experimental de Altas Energias.

Capítulo 2

Aspectos Teóricos

2.1 Modelo de Quarks

O Modelo de Quarks oferece a mais completa descrição das propriedades dos hádrons e de sua estrutura.

A primeira idéia de que os hádrons deveriam ser compostos de partículas ainda mais fundamentais surgiu em 1950 com Sakata [12]. A sugestão era que p, n e Λ eram os constituintes dos hádrons. Em 1959 Ikeda, Ohnuki e Ogawa [13] sugeriram que este tripleto de partículas se transformava segundo a representação fundamental do grupo SU(3), e que os mésons eram compostos por estados fundamentais de tripleto e antitripleto. Em 1961 Gell-Mann [14] e Zweig [15] propuseram que o SU(3) só poderia ser gerado se fosse postulada a existência de novos constituintes, aos quais deram o nome de quarks. Os quarks existiriam em três sabores, u,d e s, e se transformariam como um tripleto.

$$Q = \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix} \tag{2.1}$$

Os hádrons foram classificados em mésons e bárions. Os mésons são constituídos de um quark e um antiquark, sendo os bárions compostos por três quarks. Assim, eles

são agrupados de acordo com a decomposição do produto tensorial

$$\begin{aligned} \text{Mésons} &= 3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1, \\ \text{Bárions} &= 3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1. \end{aligned} \tag{2.2}$$

Estados representados por multipletos implicam a existência de simetrias internas. As simetrias internas dos hádrons são a carga (Q), o isospin (I), o número bariônico (B) e a estranheza (S). Q e B são conservados em todas as interações, enquanto que I e S são conservados apenas nas interações fortes. Para reproduzir as cargas conhecidas dos mésons e bárions foi necessário atribuir cargas fracionárias aos quarks

$$Q_u = \frac{2}{3}e \quad ; \quad Q_d = -\frac{1}{3}e \quad ; \quad Q_s = -\frac{1}{3}e. \tag{2.3}$$

Como os bárions são compostos por três quarks, o número bariônico de cada quark é $\frac{1}{3}$. Estas simetrias internas estão relacionadas entre si de acordo com a fórmula de Gell-Mann e Nishijima

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}Y = \begin{pmatrix} \frac{2}{3} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{1}{3} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{3} \end{pmatrix}, \tag{2.4}$$

onde $I_3 = \frac{1}{2}\lambda_3$ é a terceira componente de isospin e Y é a hipercarga, definida por $Y = \frac{\lambda_8}{\sqrt{3}}$,[1] que relaciona B e S de acordo com $Y = B + S$.

Utilizamos diagramas $I_3 \times Y$ para representar a estrutura de um multipleto, denominados diagramas de peso. Os diagramas de peso para quarks e antiquarks são mostrados na figura 2.1.

O modelo a quarks descrito até esse ponto é puramente algébrico. Para gerar as interações entre hádrons devemos adicionar dinâmica ao modelo. Podemos inserir a dinâmica considerando os quarks como partículas reais se movendo em algum potencial efetivo, ocupando orbitais e descritos por funções de ondas espaciais e com energia definida. Esse modelo é chamado modelo de quarks independentes (IQM). Porém, o

[1] lembrando que λ_3 e λ_8 fazem parte das 8 matrizes geradoras do grupo SU(3), conhecidas como matrizes de Gell-Mann.

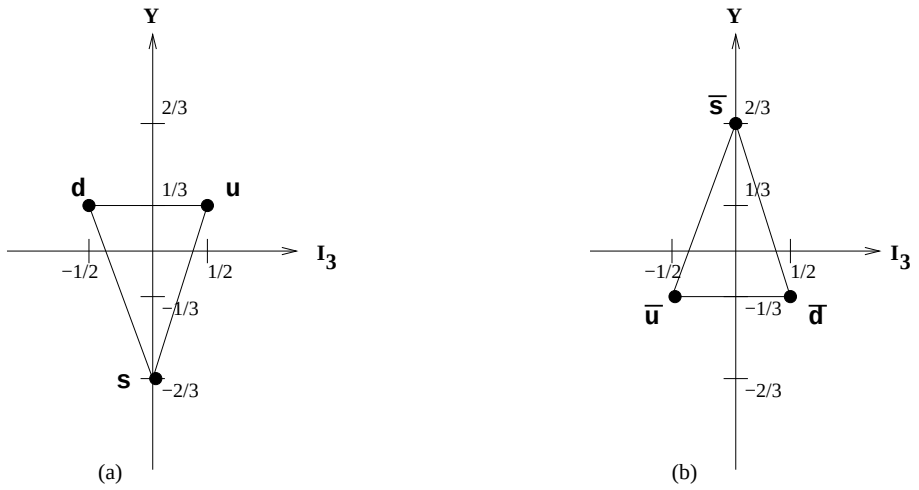


Figura 2.1: Diagrama de peso para (a) o tripleto de quarks (b) e para o antitripleto de quarks.

IQM é inconsistente com o princípio de exclusão de Pauli. De acordo com ele, os férmions não podem ocupar o mesmo estado quântico, logo, os quarks, tendo spin 1/2, devem respeitar essa regra. A inconsistência fica evidente quando tratamos dos bárions Δ^{++}, Δ^{-}, e Ω^{-}, compostos pelos quarks *uuu, ddd,* e *sss*, respectivamente, já que nos três casos os quarks estariam no mesmo estado quântico. A maneira encontrada para resolver esse problema foi postular a existência de alguma degenerescência não observada. Greenberg [16], ainda em 1964, postulou a existência de um novo número quântico relacionado a essa degenerescência, que chamou de cor. Para explicar a existência dos bárions Δ^{++}, Δ^{-}, e Ω^{-} para os três quarks ocuparem o mesmo estado são necessárias três cores, vermelho, amarelo e verde.

Todo hádron, no que diz respeito á cor é branco, ou seja, o mundo é invariante sob transformações de cor. Assim, um méson é formado de cor e anticor e um bárion com as três cores diferentes. A interação que ocorre entre os quarks de um hádron é denominada interação forte e o bóson intermediário dessa interação é chamado de glúon. A interação forte é responsável por manter estados de quarks confinados, formando os hádrons.

Em 1970 Glashow, Iliopoulos e Maiani (GIM) [17], propuseram a existência de um novo sabor de quark chamado "charm"(c), o qual foi confirmado com a descoberta em 1974 do méson J/Ψ ($c\bar{c}$). Com a adição de um novo quark o grupo de sabor passa a ser

$SU(4)_{sabor}$, e então torna-se necessário adicionar mais um número quântico conservado pelas interações fortes, que chamaremos de (C). O quark charm têm C=1 enquanto que os demais tem C=0. Os números quânticos para o charm estão na tabela 2.1.

Spin	1/2
Isospin	0 (por definição)
Carga	2/3
Número Bariônico	1/3 (conservar B)
Estranheza	0 (por definição)
Hipercarga	Y=B+S+C = 4/3 (conservar a relação $Q = I_3 + \frac{1}{2}Y$)

Tabela 2.1: Números quânticos relativos ao quark charm.

Os quarks são partículas que possuem as quatro interações. Eles interegem fracamente via corrente carregada pela troca de bósons $W^{\pm}$ ou por corrente neutra trocando o bóson Z^0. Interações por corrente carregada são responsáveis pela troca de sabor. O termo de interação para a corrente carregada é:

$$J^{\mu} = \bar{\psi}_L \gamma^{\mu} C \psi_L, \tag{2.5}$$

onde $\bar{\psi}$ e ψ são os campos fermiônicos, γ^{μ} as matrizes de Dirac e C a matriz de mistura Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). A origem da matriz CKM está na lagrangeana de massa dos quarks.

$$\mathcal{L}^{quark}_{massa} = \frac{1}{\rho_0} \sum_{\alpha,\beta=1}^{3} \left(\bar{q}_{L,\alpha} \phi M_{\alpha,\beta} q_{R,\beta} + \bar{q}_{L,\alpha} \tilde{\phi} \tilde{M}_{\alpha,\beta} q_{R,\beta} \right) + c.c. \tag{2.6}$$

onde c.c. é o complexo conjugado do primeiro termo, ρ_0 é o valor esperado no vácuo do campo de Higgs, os índices L e R *(left e right)* denotam a quiralidade dos campos e o somatório é feito sobre as gerações. Considerando o gauge unitário, o campo de Higgs toma a forma

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ \rho \end{pmatrix} \quad ; \quad \tilde{\phi} = \begin{pmatrix} \phi_0 \\ -\phi_- \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} \rho \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

com $\rho = \rho_o + \rho(x)$, onde $\rho(x)$ é a perturbação do vácuo. Assim a lagrangeana de massa dos quarks se reduz a

$$\mathcal{L}_{massa}^{quarks} = \left[(\bar{d}\ \bar{s}\ \bar{b})_L M \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_R + (\bar{u}\ \bar{c}\ \bar{t})_L \tilde{M} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_R \right] + c.c.\ , \tag{2.8}$$

onde M e $\tilde{M}$ são matrizes quaisquer não-diagonais. Como as matrizes M e $\tilde{M}$ não são diagonais elas não formam os termos de massa, que são do tipo $m\bar{\psi}\psi$. Para obtê-los devemos diagonalizar estas matrizes fazendo as transformações:

$$\begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{L,R} \rightarrow A_{L,R}^{-1} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_{L,R} \quad ; \quad \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{L,R} \rightarrow B_{L,R}^{-1} \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}_{L,R} \ , \tag{2.9}$$

A_L, A_R, B_L, e B_R, são tais que:

$$A_L M A_R^{-1} = \begin{pmatrix} m_d & 0 & 0 \\ 0 & m_s & 0 \\ 0 & 0 & m_b \end{pmatrix} \quad e \quad B_L M B_R^{-1} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_c & 0 \\ 0 & 0 & m_t \end{pmatrix} \tag{2.10}$$

Estas são as matrizes de massa dos quarks.

A transformação da equação 2.10, não afeta as correntes eletromagnética e neutras, porém o termo de corrente carregada

$$J_{i\mu}^{carregada} = \bar{L}\tau_i\gamma_\mu L, \tag{2.11}$$

se torna

$$J_\mu^{carregada} \propto (\bar{u}\ \bar{c}\ \bar{t})_L\ \gamma_\mu\ C \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L ; \tag{2.12}$$

onde C é uma matriz unitária complexa, de determinante +1 e dimensão três, conhecida como matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa(CKM)

$$\begin{pmatrix} c_1 & s_1c_3 & s_1s_3 \\ -s_1c_2 & c_1c_2c_3 - s_2s_3e^{i\delta} & c_1c_2c_3 + s_2s_3e^{i\delta} \\ s_1s_2 & -c_1s_2c_3 - c_2s_3e^{i\delta} & -c_1s_2c - 3 + c_2c_3e^{i\delta} \end{pmatrix}, \tag{2.13}$$

onde $\cos\theta_i = c_i$ e $\sin\theta_i = s_i$ com $i = 1, 2, 3$ e δ é uma fase. Isto acontece porque os autoestados de massa não são os autoestados das interações fracas (sabor).

A matriz CKM fornece informação a respeito do acoplamento dos quarks estabelecendo a intensidade das transições de sabor pela emissão de um bóson vetorial $W^{\pm}$. A figura 2.2 mostra as possíveis transições.

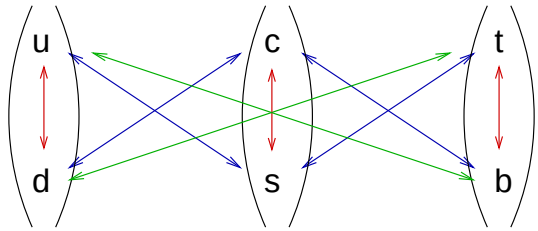


Figura 2.2: Transições permitidas entre os sabores de quarks.

2.2 Mésons

Como os mésons são formados por um par $q\bar{q}$, possuem spin inteiro e número bariônico $B = 0$. São agrupados em escalares, pseudoescalares, vetoriais, axiais e tensoriais devido a seus números quânticos J^{PC}, onde J é o momento angular total $J = L + S$, L o momento angular orbital e S o spin total do par $q\bar{q}$. A paridade P é definida como $P = (-1)^{L+1}$ e a conjugação de carga como $C = (-1)^{L+S}$.

Considerando apenas os quarks leves *u, d, s* e seus antiquarks podemos construir, com base no grupo $SU(3)_{sabor}$, um octeto mais um singleto[2], $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$, para cada tipo de méson. Por exemplo, o 'noneto' pseudoescalar $J^{PC} = 0^{-+}$ mostrado na figura 2.3, possui dois estados isospin 0, (η_8 e η_1), que possuem os mesmos números quânticos I, J^P. Por esta razão, estes estados são observados como uma mistura, representada por

$$\eta = \eta_8 cos\theta_P - \eta_1 sen\theta_P,$$

$$\eta' = \eta_8 sen\theta_P - \eta_1 cos\theta_P,$$

[2]Na literatura o termo mais utilizado é noneto mesônico, associando o octeto + singleto a um noneto, aceitamos esse termo como um abuso de linguagem.

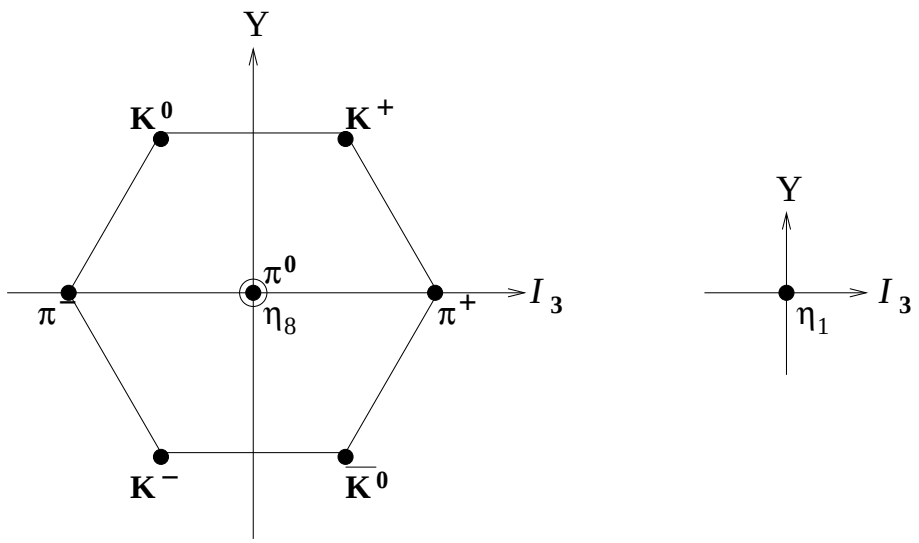


Figura 2.3: Octeto + Singleto ou 'Noneto' dos mésons pseudoescalares

onde θ_P é o ângulo de mistura. O conteúdo de quarks dos autoestados dos mésons pseudoescalares estão listados na tabela 2.2.

Autoestado	Conteúdo de quarks
K^0	$d\bar{s}$
K^+	$u\bar{s}$
K^-	$s\bar{u}$
$\bar{K}^0$	$s\bar{d}$
π^-	$d\bar{u}$
π^+	$u\bar{d}$
π^0	$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u}+d\bar{d})$
η_8	$\sqrt{\frac{1}{6}}(u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s})$
η_1	$\sqrt{\frac{1}{3}}(u\bar{u}+d\bar{d}+s\bar{s})$

Tabela 2.2: Conteúdo dos estados do 'noneto' psdeudoescalar.

Ao adicionarmos o quark c estendemos o grupo que representa os multipletos mesônicos para SU(4), assim obteremos um 16-plete tridimensional mostrado na figura 2.4

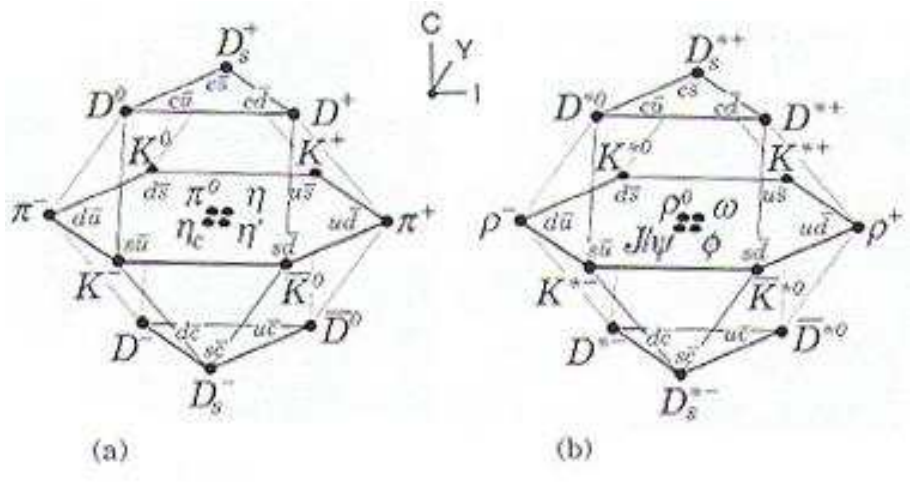


Figura 2.4: SU(4) 16-plete para (a) os mésons pseudoescalares e (b) os mésons vetoriais compostos de combinações entre os quarks u,d,s e c e seus antiquarks.

2.2.1 Os mésons escalares

Mésons escalares ($J^P = 0^+$) continuam sendo fonte de grande controvérsia. Há mais estados do que comporta um único noneto. A identificação dos escalares - quem são, quais os seus parâmetros e seu conteúdo de quarks - é ainda um problema em aberto. De acordo com o PDG [7], a lista dos escalares com massa abaixo de 1900 GeV é mostrada na tabela 2.3.

I=0	I=1	I=1/2
$f_j(1710)$		
$f_0(1500)$	$a_0(1450)$	$K_0^*(1430)$
$f_0(1370)$		
$f_0(980)$	$a_0(980)$	$\kappa(800)$??
$\sigma(600)$		

Tabela 2.3: Estados escalares com massa abaixo de 1900 MeV segundo isospin e massa. Com exceção do κ, a lista é baseada no PDG[7].

Ao contrário dos mésons vetoriais e tensoriais, no decaimento de escalares a distribuição angular dos produtos de decaimento é isotrópica. A grande largura de de-

caimento típica destes estados causa uma considerável superposição entre eles e entre estados não-ressonantes. Estes fatores tornam complicada a identificação dos estados escalares.

Previsões téoricas abrem um leque de possibilidades, algumas delas apresentando uma estrutura não-mesônica como glueballs, híbridos e estados multiquarks [20].

Os resultados experimentais são obtidos através de diferentes técnicas (Suposição Dalitz Tuan, formalismo de ondas parciais, formalismo da Matriz K, etc). São modelos baseados em conceitos teóricos fundamentais, tais como o princípio de unitariedade (conservação da probabilidade), analiticidade (propriedades da matriz S), a invariância de Lorentz e simetrias chirais e de sabor.

Quase todos os modelos concordam que o $K_0^*(1430)$ é o estado $s\bar{u}$ ou $s\bar{d}$. É possível que o $f_0(1370)$ e o $a_0(1450)$ sejam estados $(u\bar{u}+d\bar{d})$,$u\bar{d}$ e $u\bar{s}$, respectivamente. A escolha do estado singlete é ambígua. Os candidatos naturais são o $f_0(1710)$ e o $f_0(1500)$. Porém, este último tem uma largura de decaimento muito pequena se comparado com os demais. Assim ele poderia não ser o parceiro isoscalar. Já os estados $f_0(980)$ e $a_0(980)$ são interpretados com estados de multiquark ou escalares do vácuo.

Baseado nos decaimentos de D_s, Deandrea [3] sugere que $f_0(980)$ seja um $s\bar{s}$ cercado por uma nuvem de molécula $K\bar{K}$. Sob outro ponto de vista o $f_0(980)$ e o $a_0(980)$ poderiam formar um outro noneto a baixa massa agregando o $f_0(600)$ ou σ e o $\kappa(800)$. Já no modelo sigma linear quiral [23], $\sigma, a_0(980), f_0(980)$ e o $\kappa(800)$ formariam um noneto não necessariamente do tipo $q\bar{q}$, sendo os pseudoescalares mais leves seus parceiros quirais.

De acordo com [19], se todos os estados escalares permitidos pela QCD fossem de uma maneira ou outra comprovados, poderíamos esperar a existência de pelo menos dois nonetos de escalares, um a baixa massa (abaixo de 1 GeV) e outro a alta massa (acima de 1 GeV). Tais nonetos seriam compostos por estados $q\bar{q}$, podendo incluir estados exóticos [3] como os multiquarks, híbridos e glueballs.

[3]Nenhum experimento confirmou até hoje a evidência dos estados escalares exóticos.

Kappa

O estado ressonante $\kappa(800)$ faz parte da grande controvérsia sobre os escalares, uma vez que sua existência ainda não é universalmente aceita.

Essa discussão, decorre desde os resultados do ajuste de dados do experimento de espalhamento elástico LASS [2]. Os dados do LASS foram bem ajustados com uma fórmula de alcance efetivo e sem o pólo para o κ. Porém o experimento E791 [4] produziu um excelente ajuste dos dados de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$, postulando um estado escalar próximo ao limiar, que corresponde à posição do pólo em $M - i\Gamma/2 = (721 \pm 61) - i(291 \pm 131)$MeV. A interferência entre a componente escalar e o estado ressonante $K^*(890)$ produz uma assimetria na distribuição de eventos ao longo da faixa correspondente ao $K^*(890)$ observada no Dalitz plot deste decaimento.

Resultados do experimento BES II, confirmam a existência do κ, mas com uma grande incerteza na posição de seu pólo. Duas análises distintas [29] e [30] foram realizadas, levando a pólos distintos: $(760 \pm 45) - i(420 \pm 175)MeV$ e $(841 \pm 82) - i(309 \pm 87)MeV$, esta última usando a Breit-Wigner convencional.

O experimento CLEO [28], no entanto, realizou a análise de Dalitz plot de $D^0 \to K^0_S\pi^+\pi^-$, não encontrando evidência do κ no sistema $K\pi$.

Do ponto de vista teórico esse assunto tem sido explorado usando teoria quiral de perturbação *ChPT* [26]. Os dados do experimento E791 foram reanalisados por Oller [27], e o pólo encontrado foi em $710 - i310$MeV.

Recentemente o pólo do kappa foi determinado teoricamente a partir de soluções das equações de [22], sendo encontrado o valor $(658 \pm 13) - i(557 \pm 24)MeV$.

Amplitudes $K\pi$ de onda-S.

O estudo das amplitudes $K\pi$ de onda-S pode fornecer as informações necessárias para uma melhor compreensão das diferenças observadas entre processos de espalhamento e decaimento.

A amplitude de espalhamento $K\pi$ depende do isospin e do momento angular orbital do sistema $K\pi$. Há dois estados de isospin possíveis para o par $K\pi$: I=1/2 e I=3/2.

Os resultados do LASS mostram que as ressonâncias aparecem apenas na componente I=1/2.

Os pólos da amplitude de espalhamento estão contidos na fase $\delta_{I=1/2}(m_{K\pi})$. Se as ressonâncias são partículas reais, devem corresponder sempre aos mesmos pólos, qualquer que seja o processo em que elas apareçam. Dessa forma é natural esperar que a fase $\delta_{I=1/2}(m_{K\pi})$ seja comum a todos os processos envolvendo um par $K\pi$ isolado. Esse argumento se aplica a todos os estados de momento angular. Este é, em essência, o Teorema de Watson [39].

A recente medida da amplitude onda-S realizada pela E791 mostra as discrepâncias entre as fases $\phi_0(m_{K\pi})$, do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ e $\delta^{l=0}_{I=1/2}(m_{K\pi})$ do LASS. A origem destas discrepâncias ainda não está esclarecida.

Uma abordagem para explicar as discrepâncias na variação de fase obtidas por LASS e E791 é uma possível diferença na mistura entre as componentes de isospin da amplitude $K\pi$.

A idéia proposta por Edera e Pennington [40] é que a amplitude $K\pi$ no decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ seria também uma mistura de componentes de I=1/2 e I=3/2, porém com uma composição diferente da do espalhamento $K\pi$. Os autores deste trabalho estimam que a contribuição da componente I=3/2 no decaimento seja pelo menos igual à da componente I=1/2. Essa interpretação apresenta uma dificuldade básica. Visto que as ressonâncias são produzidas apenas na componente I=1/2, uma contribuição da ordem de 50% implicaria uma componente não-ressonante de mesma magnitude, fato que não é observado em nenhum outro decaimento hadrônico de mésons D.

Outra possível resposta para esta questão está na chamada interação de estado final (FSI). Pennington [40] publicou recentemente um trabalho [41] em que a variação de fase da onda-S, medida pela E791, é produzida quando as FSI dependentes da massa $K\pi$ são incluídas no modelo que descreve o decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$.

O par $K\pi$ que forma a ressonância R faz parte de um sistema de três corpos que interage fortemente. Na figura 2.5(a) vemos o tipo de FSI que é contemplado de forma aproximada no modelo isobárico através de uma fase constante que multiplica

cada amplitude ressonante. A figura 2.5(b) mostra a interação entre o par $K\pi$, sem a participação do píon 'espectador'. Se a interação entre o par $K\pi$ e o píon 'espectador', como mostra a figura 2.5(c), pode ser desprezada, então devemos observar uma variação de fase idêntica à do espalhamento elástico $K\pi \to K\pi$, para todas as ondas parciais. Caso contrário, a presença do píon 'espectador' causaria uma distorção na fase do espalhamento $K\pi$. A fase observada no decaimento seria

$$\phi(m_{K\pi}) = \delta_{I=1/2}(m_{K\pi}) + \gamma(m_{K\pi}), \tag{2.14}$$

sendo esta última causada pela FSI envolvendo todas as partículas do estado final.

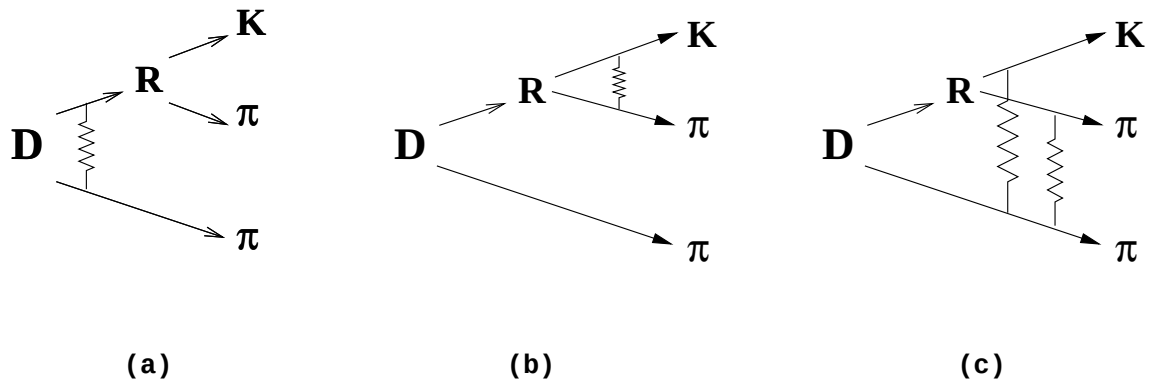


Figura 2.5: Diagramas mostrando a interação entre as partículas de estado final. Em (a) a FSI é dominada por uma fase constante que multiplica cada ressonância. Em (b) vemos a fase da amplitude de espalhamento de isospin I=1/2, $\delta_0(s)$. A fase relativa a contribuição do píon espectador, $\gamma(s)$, mostrada em (c), distorce a posição do pólo do κ.

2.3 Decaimento de mésons charmosos

O decaimento do méson D pode ser entendido em termos de diagramas tipo árvore. No decaimento fraco do quark c o antiquark de valência atua como mero espectador, mas participa do subseqüente processo de hadronização, como mostra a figura 2.6.

Uma representação matemática deste processo pode ser feita através do modelo de fatorização. Segundo este modelo, os fatores de forma levam em conta de maneira efetiva as interações fortes que fazem com que os quarks formem estados ligados, en-

quanto o hamiltoniano efetivo descreve a transição do estado inicial para o estado final no nível de estados fundamentais de quarks livres.

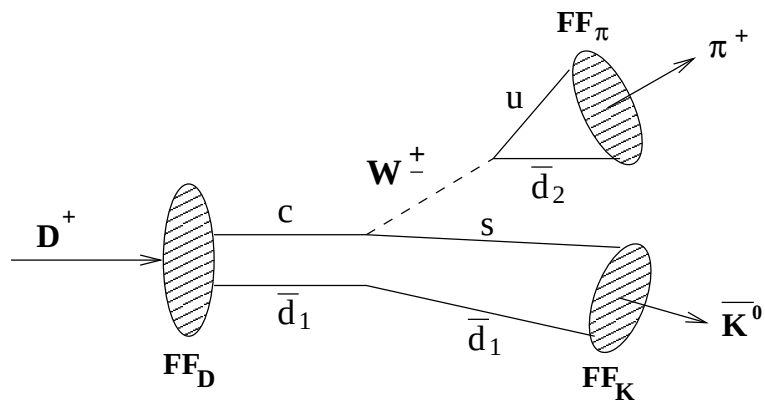


Figura 2.6: Decaimento do méson D^+ em dois mésons, π^+ e $\bar{K}^0$ pela emissão externa de um bóson $W\pm$.

De acordo com o modelo de fatorização, a amplitude de decaimento para este processo é:

$$A = FF_D \times FF_K \times FF_\pi \times < c\bar{d}_1|H_{eff}|u\bar{d}_2 s\bar{d}_1 >$$

onde FF são os fatores de forma e H_{eff} é a hamiltoniana efetiva.

Analisando este processo observamos que o quark $\bar{d}$ atua como espectador. O diagrama de Feymman desse processo é mostrado na figura 2.7(a). Em cada vértice do diagrama temos uma contribuição da constante de acoplamento fraca chamada constante de Fermi $G_F = \frac{\sqrt{2}}{8}\frac{g_w^2}{M_w^2}$, e dos elementos da matriz de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa, que fornecem a probabilidade de um estado se transformar em outro. Reescrevendo de uma maneira mais rigorosa a amplitude de decaimento obtemos

$$A = i\frac{G_F}{\sqrt{2}}V_{cs}^* V_{ud}(c\bar{s})\frac{M_W^2}{k^2 - M_W^2}(u\bar{d}). \tag{2.15}$$

O termo da hamiltoniana pode ser escrito como

$$\frac{M_W^2}{k^2 - M_W^2} = \frac{-1}{1 - \frac{k^2}{M_W^2}}, \tag{2.16}$$

e como a energia transferida k é muito menor que a massa do bóson W, $\frac{k^2}{M_W^2} << 1$ podemos expandir em série de Taylor a equação 2.16. Assim a amplitude se torna

$$A = -i\frac{G_F}{\sqrt{2}}V_{cs}^* V_{ud}(c\bar{s})(u\bar{d}) + O\left(\frac{k^2}{M_W^2}\right), \tag{2.17}$$

deprezando termos de ordem $O\left(\frac{k^2}{M_W^2}\right)$. Este procedimento remove o bóson W como grau de liberdade. Este formalismo é chamado de OPE (*Operator Product Expansion*).

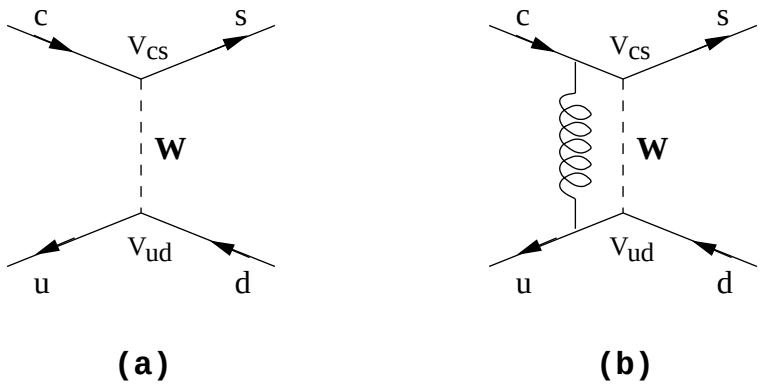


Figura 2.7: (a) Diagrama de Feymman (b) Efeitos de QCD via troca de glúons.

Deve-se ainda considerar que os quarks tem cor e, portanto, para cada diagrama do OPE no nível de interações fracas existe um diagrama equivalente, mostrado na figura 2.7(b), onde é levada em conta a troca de cor entre os quarks do estado inicial e final, incorporando desta maneira efeitos de QCD.

O decaimento dos mésons charmosos pode ocorrer através de outros processos além do espectador com emissão externa, detalhado anteriormente. Os diagramas utilizados para representar esses processos são mostrados na figura 2.8.

A figura 2.8(a) mostra um diagrama espectador com emissão externa de um bóson W enquanto que em 2.8(b) temos um diagrama espectador por emissão interna. Nota-se que o processo de emissão externa possui três graus de liberdade de cor, enquanto que no processo com emissão interna estes graus de liberdade são perdidos, uma vez que deve se formar um estado final branco com respeito a cor. Para isto o par $q\bar{q}$ formado por emissão interna deve respeitar o estado de cor dos quarks externos, aos quais serão acoplados para formar os mésons do estado final.

As outras quatro possibilidades ocorrem através de diagramas não-espectadores. Em 2.8(c) temos o diagrama de aniquilação do bóson W onde um par c$\bar{q}$ produz um W que decai em $q\bar{q}$ assim como ocorre no item (a) da mesma figura. Este diagrama possui três graus de liberdade de cor e é favorecido com relação ao diagrama 2.8(d) de

troca de W pelos quarks do estado inicial. Porém estes dois diagramas são suprimidos por helicidade com relação ao item (a) e (b).

Finalmente, os dois últimos diagramas 2.8(e) pingüim, e 2.8(f), de mistura ou dupla troca, são os mais suprimidos com relação aos demais, uma vez que envolvem *loops* de quarks virtuais.

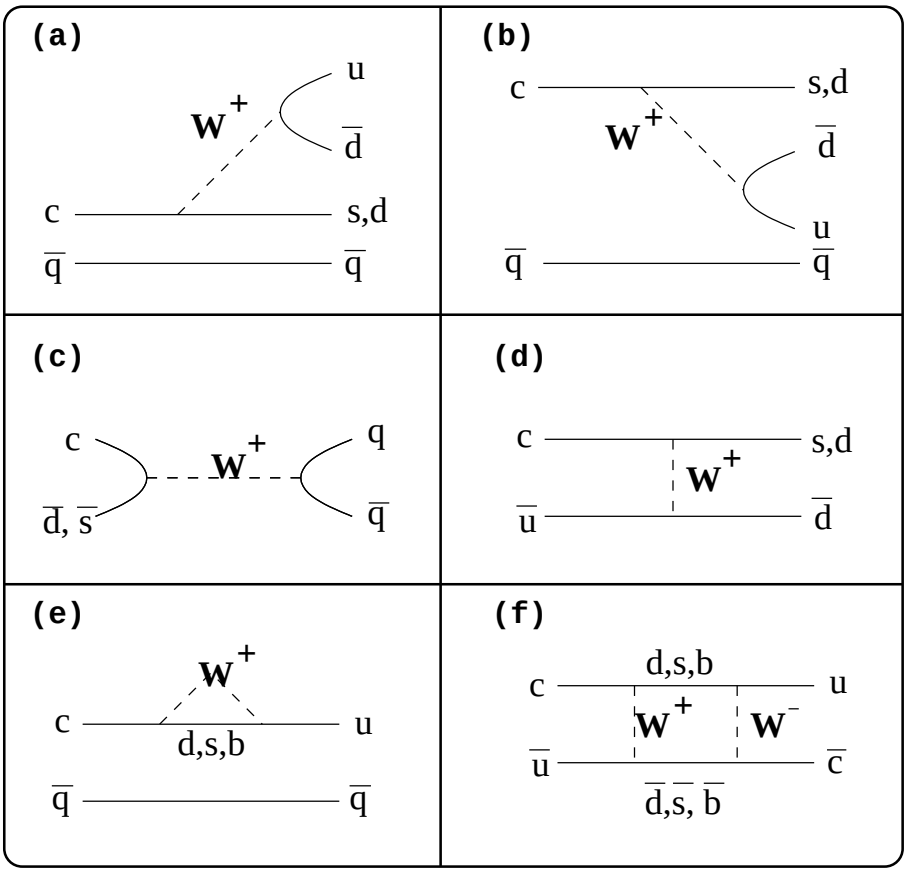


Figura 2.8: Diagramas de decaimento dos mésons charmosos (a) espectador externo, (b) espectador interno,(c)aniquilação de W, (d) troca de W, (e) pinguim, (f) mistura.

2.4 Cinemática do decaimento em três corpos

O espaço de momentum de um sistema de três corpos possui nove componentes. A conservação de momento-energia,$P_1 + P_2 + P_3 = P_D$ nos fornece quatro vínculos. Como o D não possui spin, a orientação espacial do estado inicial é irrelevante. O estado final é invariante sob rotações, reduzindo o número de graus de liberdade do

sistema a apenas duas variáveis independentes. Qualquer variável cinemática pode ser escrita em termos destas duas variáveis independentes.

Para um processo onde uma partícula com quadri-momento e massa definida decai em outras três, $p \to p_1 + p_2 + p_3$ podemos definir as variáveis:

$$\begin{aligned} s_{12} = s_1 &= (p_1 + p_2)^2 = (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \\ s_{23} = s_2 &= (p_2 + p_3)^2 = (E_2 + E_3)^2 - (\vec{p}_2 + \vec{p}_3)^2 \\ s_{31} = s_3 &= (p_3 + p_1)^2 = (E_3 + E_1)^2 - (\vec{p}_3 + \vec{p}_1)^2. \end{aligned} \tag{2.18}$$

Estas quantidades são invariantes de Lorentz, e se relacionam de acordo com:

$$s_{12} + s_{23} + s_{31} = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2, \tag{2.19}$$

onde M é a massa da partícula que decai.

As expressões de energia e momento no referencial de centro de massa da partícula que decai, são obtidas através das equações 2.18:

$$\begin{aligned} s_{12} &= (E_1 + E_2)^2 - (\bar{p_1} + \bar{p_2})^2 \\ &= (M - E_3)^2 - \bar{p_3} \\ &= M^2 + m_3^2 - 2ME_3 \end{aligned}$$

$$E_3 = \frac{M^2 + m_3^2 - s_{12}}{2M} \tag{2.20}$$

e o módulo do tri-momento da partícula remanescente é:

$$\begin{aligned} \bar{p_3^2} &= E_3^2 - m_3^2 \\ &= \left(\frac{M^2 + m_3^2 - s_{12}}{2M}^2\right) - m_3^2 \\ &= \frac{M^4 + m_3^4 + s_{12}^2 - 2(M^2 m_3^2 + M^2 s_{12} + m_3^2 s_{12})}{4M^2}, \end{aligned}$$

considerando $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz$ temos:

$$\bar{p_3} = \frac{\lambda^{1/2}(s, m_3^2, s_1)}{2\sqrt{s}} \tag{2.21}$$

Similarmente obtém-se as expressões para E_1, E_2, p_1 e p_2.

Outra variável importante a ser considerada é o chamado ângulo de Gottfried-Jackson (ver figura 2.9). Partindo do sistema de repouso do D, fazemos um *boost* para o referencial do centro de massa das partículas 1 e 3, R13. Nesse referencial as partículas 1 e 3 se propagam em direções opostas e a partícula 2 tem a mesma direção do D. O ângulo de Gottfried-Jackson é formado pelos momenta das partículas 1 e 2, sendo a variável usada na descrição da distribuição angular das amplitudes ressonantes. O cosseno do ângulo formado entre as partículas 1 e 2 no referencial de centro de massa das partículas 1 e 3 é:

$$\cos\theta_{12}^{13} = \frac{(s - s_3 - m_2^2)(s_3 + m_1^2 - m_3^2) + 2s_3(-s_1 + m_1^2 + m_2^2)}{\lambda^{1/2}(s_3, m_1^2, m_3^2)\lambda^{1/2}(s, s_3, m_2^2)}. \tag{2.22}$$

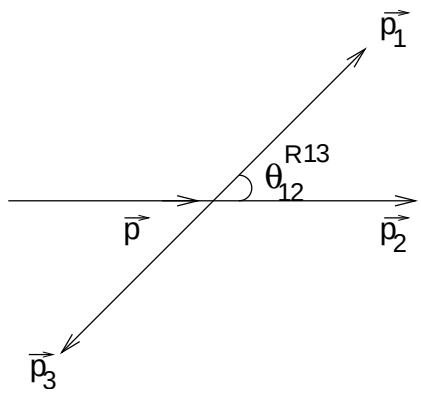


Figura 2.9: Decaimento de $p \to p1 + p2 + p3$ no sistema de repouso das partículas 1 e 3.

2.5 Dalitz Plot

A análise do Dalitz plot é a técnica padrão utilizada no estudo de estruturas ressonantes em decaimento em três corpos. Originalmente a aplicação principal era determinar o spin e a paridade da partícula que decaía [33].

A densidade de eventos no Dalitz plot é dada por

$$\frac{d\Gamma}{ds_{12}ds_{13}} = \frac{1}{(2\pi)^3 32M^3}|\mathcal{M}|^2 \tag{2.23}$$

onde M é a massa da partícula 'mãe' e $\mathcal{M}$ o elemento de matriz descrevendo a dinâmica do decaimento. A densidade do espaço de fase, $1/(2\pi)^3 32M^3$, é constante, o que faz com que a dinâmica do decaimento seja visível diretamente. Por esta razão podemos 'ver' estados ressonantes formando regiões de maior concentração de eventos no Dalitz plot.

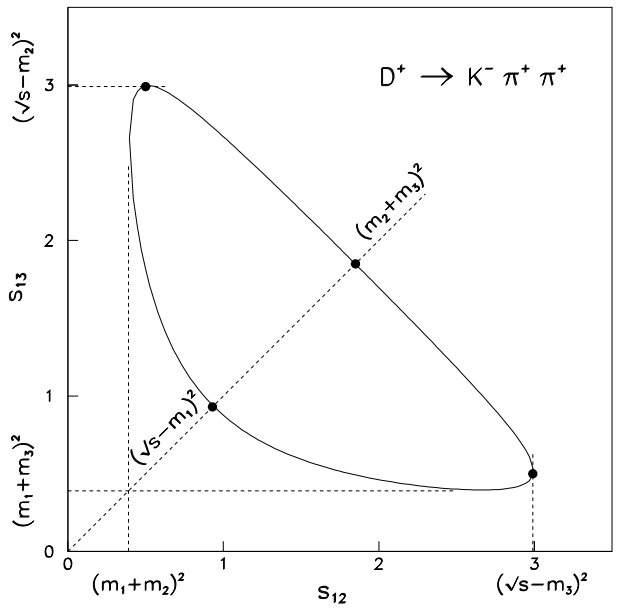


Figura 2.10: Limite cinemático do Dalitz Plot que representa o decaimento de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$.

O Dalitz Plot consiste na representação do espaço de fase [4] de um decaimento em três corpos em um gráfico bidimensional definido por qualquer par dos invariantes s_{12}, s_{23} ou s_{31}. Na figura 2.10 o contorno define o Dalitz Plot que representa o processo $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. No eixo das abscissas temos a massa invariante formada pelo par de partículas 1 e 2, e no outro eixo temos a massa invariante das partículas 1 e 3. Nossa convenção é tal que o káon é identificado como a partícula 1 e os píons como as partículas 2 e 3. A idéia básica é associar cada evento a um par de coordenadas, de forma a podermos mapear a distribuição de eventos no espaço de fase. Os limites do

[4] Região física permitida para ocorrer o processo de decaimento

Dalitz Plot são definidos pela cinemática do decaimento:

$$\begin{aligned}(m_1+m_2)^2 &\leq s_{12} \leq (M-m_3)^2 \\ (m_2+m_3)^2 &\leq s_{23} \leq (M-m_1)^2 \\ (m_3+m_1)^2 &\leq s_{31} \leq (M-m_2)^2,\end{aligned} \tag{2.24}$$

onde M é a massa da partícula que decai, e m_1,m_2 e m_3 a massa de cada partícula do estado final .

2.6 Descrição da Amplitude $K\pi$

O estudo da amplitude $K\pi$ para o decaimento do canal $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ feito nesta tese consiste em: verificar o comportamento da fase da onda-S quando a descrevemos através de um modelo específico; medi-la diretamente sem qualquer suposição sobre a sua natureza.

Para alcançar esses objetivos utilizamos o modelo isobárico, que descreve a onda-S a partir de uma hipótese sobre os estados ressonantes que a compõe, incluindo o κ, além de considerar um termo não-ressonante. Para obter a fase independente de qualquer modelo utilizamos análise em ondas parciais, onde a onda-S é descrita apenas como uma amplitude complexa geral. Neste caso não consideramos o termo não ressonante. Ambas as técnicas serão detalhadas nas próximas subseções.

2.6.1 Modelo Isobárico

O decaimento do méson $D^+ \to K^+\pi^-\pi^-$, pode ocorrer de duas maneiras: o decaimento não-ressonante (NR, figura (2.11(a)), e o decaimento ressonante, mostrado da figura (2.11(b)). Ambos ocorrem via o decaimento fraco do quark c, seguido de um processo de hadronização e de interação do estado final. O processo NR consiste no decaimento direto de D no estado final, enquanto que o decaimento ressonante produz um estado intermediário.

Para cada canal ressonante i é associada uma amplitude $\mathcal{A}_i$ que descreve o processo. Estas amplitudes são formadas por uma função Breit-Wigner, pela distribuição angular

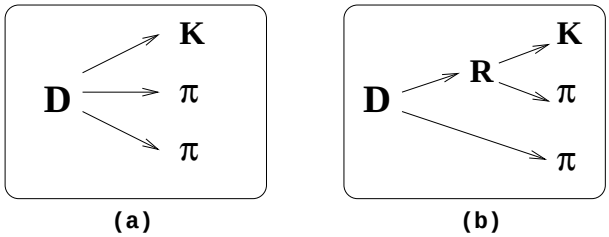


Figura 2.11: Decaimento do méson $D^+ \to K^+\pi^-\pi^-$, (a)decaimento não-ressonante, (b) decaimento ressonante.

M_i^J no espaço de fase, baseada no formalismo proposto por Zemach [34], e por fatores de forma do decaimento do D^+ (F_D) e do decaimento da ressonância (F_R).

Devemos ainda considerar que a ressonância pode ser formada pelo káon combinado tanto com o píon1 (partícula 2) como com o píon2 (partícula 3), que são partículas idênticas. Por esta razão devemos simetrizar a amplitude. Assim a amplitude $\mathcal{A}_i$ é dada por:

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_i(s_{12}, s_{13}) = \quad & BW(s_{12}) \quad \times M_i^J(s_{12}, s_{13}) \times F_D(s_{12}, s_{13}) \times F_R(s_{12}) + \\ & BW(s_{13}) \quad \times M_i^J(s_{13}, s_{12}) \times F_D(s_{13}, s_{12}) \times F_R(s_{13}). \qquad (2.25)\end{aligned}$$

Os fatores de forma, de acordo com a parametrização de Blatt e Weisskopf [35], F_D (fator de forma para o decaimento do D) e F_R (fator de forma para o decaimento do estado ressonante R), são mostrados na tabela 2.4, onde p^* é o módulo do momento de cada partícula produzida no referencial de repouso do méson que decai e r é raio efetivo da interação.

Spin J	Fator de Forma
0	1
1	$\frac{1}{\sqrt{1+r^2p^{*2}}}$
2	$\frac{1}{\sqrt{9+3r^2p^{*2}+r^4p^{*4}}}$

Tabela 2.4: Fatores de Forma de Blatt-Weisskopf.

Para as ressonâncias escalares adotamos o fator de forma gaussiano dado por $F^0 =$

$exp(-p^{*2}r/12)$ [36].

A distribuição angular é definida como:

$$M_i^J(s_{12}, s_{13}) = (-2|\vec{p_1}||\vec{p_2}|)^J P_J(\cos\theta_{12}), \tag{2.26}$$

sendo J o spin da partícula, P_J o polinômio de Legendre e θ_{12} o ângulo de Gottfried-Jackson (figura 2.9).

A função Breit-Wigner relativística é dada por:

$$BW(s) = \frac{1}{m_0^2 - s - im_0\Gamma(s)}, \tag{2.27}$$

onde m_0 é a massa nominal da ressonância e s é a massa $K\pi$ ao quadrado. A largura Γ é dada por:

$$\Gamma(s) = \Gamma_0 \frac{m_0}{\sqrt{s}} \left(\frac{p^*}{p_0^*}\right)^{2J+1} \left(\frac{F_R^J(p^*)}{F_R^J(p_0^*)}\right)^2. \tag{2.28}$$

Há argumentos teóricos [43] que contestam o uso da Breit-Wigner para a representação do kappa. No entanto, a Breit-Wigner para o kappa fornece ajustes de boa qualidade dos dados de diferentes experimentos onde este estado se manifesta. A Breit-Wigner pode ser vista como uma representação efetiva do kappa, mas a posição do pólo não pode ser determinada a partir de uma extrapolação no plano complexo da amplitude que é definida no eixo real.

No caso não-ressonante, a amplitude é uma distribuição uniforme, ou seja $\mathcal{A}_{NR}$ é uma constante complexa. Não há, no entanto, uma motivação teórica ou evidência experimental que justifique essa hipótese. De fato, a componente não-ressonante pode variar ao longo do Dalitz plot [37].

No chamado modelo isobárico, a amplitude do decaimento (eq. 2.29) é uma soma coerente das amplitudes ressonantes e não-ressonante, sendo cada uma destas amplitudes multiplicada por um coeficiente complexo constante,

$$\mathcal{A} = \sum_i c_i \mathcal{A}_i = \sum_i a_i e^{i\alpha_i} \mathcal{A}_i. \tag{2.29}$$

O peso ou magnitude a_i e a fase α_i de cada amplitude são os parâmetros a serem determinados pelo ajuste de dados.

Na figura 2.12 mostramos uma simulação numérica do Dalitz plot de cada subcanal de decaimento que consideraremos. Desta forma podemos ver como cada uma delas aparece distribuída no Dalitz plot. A distribuição de eventos é maior nas regiões próximas à massa da ressonância. Note também que as ressonâncias escalares não possuem vales enquanto que as vetoriais possuem um vale e as tensoriais possuem dois. Estes vales correspondem aos zeros da função de distribuição angular.

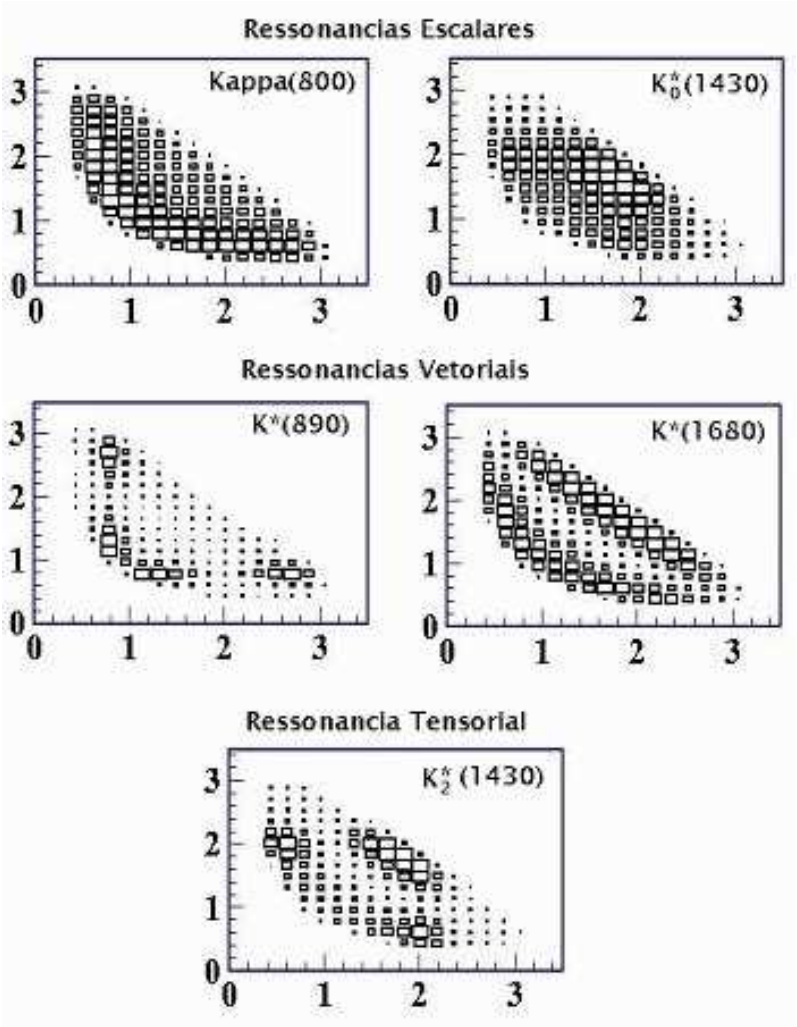


Figura 2.12: Modos ressonantes que consideraremos para a análise do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$

2.6.2 Análise em ondas parciais

A análise em ondas parciais (PWA), usualmente aplicada a processos de espalhamento, consiste basicamente em decompor a amplitude de espalhamento que descreve um determinado processo em ondas parciais, de acordo com o momento angular L [38].

Consideramos em nossa análise as ondas S (L=0), P (L=1) e D (L=2). Para o decaimento do méson D, ondas parciais além da onda-D são altamente suprimidas e podemos desprezá-las. As ondas P e D são descritas através de um modelo bem estabelecido, enquanto a onda-S é considerada complexa genérica $A_0 = a_0(s)e^{i\phi_0(s)}$. Desta forma a onda-S é medida independentemente de hipóteses sobre sua composição. Eliminamos também a necessidade de parametrizar o termo não-ressonante.

O formalismo geral de PWA será brevemente descrito na próxima subseção, e posteriormente, mostraremos como aplicamos este conceito no estudo do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$.

O formalismo de ondas parciais

No decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ o Dalitz plot deve ser descrito através de uma amplitude devidamente simetrizada:

$$\mathcal{A}_i = \mathcal{A}_i(s_{12}, s_{13}) + \mathcal{A}_i(s_{13}, s_{12}). \tag{2.30}$$

A amplitude $\mathcal{A}_i$ é descrita nesse formalismo como uma soma de ondas parciais definidas pelo número quântico do momento angular,

$$\mathcal{A}_i(s_{12}, s_{13}) = \sum_{L=0}^{L_{max}} M_i^L(s_{12}, s_{13}) \times F_D(s_{12}, s_{13}) \times C_L(s_{12}), \tag{2.31}$$

onde $M_i^L(s_{12}, s_{13})$ é a distribuição angular definida anteriormente pela equação 2.26 e F_D é o fator de forma do decaimento do méson D. As funções $C_L(s_{12})$ são complexas e contêm a dependência em energia do par $K\pi$:

$$C_L(s_{12}) = |c_L(s_{12})|e^{i\phi_L(s_{12})} \tag{2.32}$$

O nosso objetivo é medir $C_0(s)$ usando as contribuições referentes à L=1 e L=2 como um interferômetro. Para isto é necessário um modelo para descrever as ondas P e D ou seja, $C_1(s)$ e $C_2(s)$.

Descrição da onda P e D

A idéia é representar as ondas P e D no âmbito do modelo isobárico, escrevendo-as como combinação linear das ressonâncias R, com coeficientes complexos $B_R = b_R e^{i\beta_R}$, onde b_R é magnitude e β_R a fase.

Consideramos as ressonâncias $\bar{K}^*(890)$, $\bar{K}^*(1680)$ e $\bar{K}_2^*(1430)$ e, a princípio, $\bar{K}^*(1410)$. Tomamos a ressonância $\bar{K}^*(890)$ como referência, de forma que:

$$\begin{aligned} C_1(s) &= [BW_{\bar{K}^*(890)}(s) + b_{\bar{K}^*(1680)} BW_{\bar{K}^*(1680)}(s) + b_{\bar{K}^*(1410)} BW_{\bar{K}^*(1410)}(s)] \times F_R(p^*, r_R) \\ C_2(s) &= [b_{\bar{K}_2^*(1430)} BW_{\bar{K}_2^*(1430)}(s)] \times F_R(p^*, r_R) \end{aligned}$$

A função Breit-Wigner é definida pela equação 2.27 com a largura especificada na equação 2.28.

Descrição da onda-S

A onda-S, como foi dito anteriormente, é definida de maneira independente de qualquer modelo e da forma do termo não ressonante. Para isto dividimos o espectro $K\pi$ em N fatias (*bins*) e para cada uma delas consideramos apenas dois parâmetros c_i e γ_i, os quais serão determinados pelo ajuste de dados. Assim a amplitude para a onda-S em cada fatia é dada por:

$$C_0(s_i) = |C_0(s_i)| e^{i\phi_0(s_i)} = c_i e^{i\gamma_i} \tag{2.33}$$

Nesta análise dividimos o espectro $K\pi$ em 40 intervalos correspondendo a 40 pares (c_i, γ_i). Utilizamos uma interpolação polinomial usando a função s-pline [42] para obter valores da amplitude C_0 entre esses 40 pontos..

Capítulo 3

O Experimento E831/FOCUS

Nesse capítulo descreveremos o experimento E831/FOCUS. Na seção 3.1 detalharemos cada componente do espectrômetro. O sistema de aquisição de dados será descrito na seção 3.2. Os algoritmos usados na reconstrução dos dados utilizados nessa análise serão tratados na seção 3.3. Finalmente os algoritmos de simulação de Monte Carlo são descritos na seção 3.4.

3.1 Descrição do Espectrômetro

O experimento E831/FOCUS tem como objetivo estudar o decaimento de partículas charmosas, produzidas por um feixe de fótons incidindo sobre um alvo fixo. O feixe de fótons, com energia média de 180 GeV, era obtido a partir de um feixe de prótons de alta energia, aproximadamente 800 GeV. As colisões do feixe de fótons com o alvo de óxido de berílio, produziam estados de vida curta que decaiam em partículas carregadas e neutras.

O espectrômetro, mostrado na figura 3.1, era constituído de dois detectores de silício para a determinação dos vértices primário e secundários; cinco estações de câmaras proporcionais multifilares e dois magnetos para a determinação da trajetória e medida do momento das partículas carregadas; três contadores Čerenkov para a identificação de elétrons, píons, káons e prótons; hodoscópios cintiladores com filtro metálico e câmaras de planos resistivos para identificação de múons; e calorímetros eletromagnético e

hadrônico usados no *trigger* (filtro de eventos durante a tomada de dados) e na reconstrução das partículas neutras.

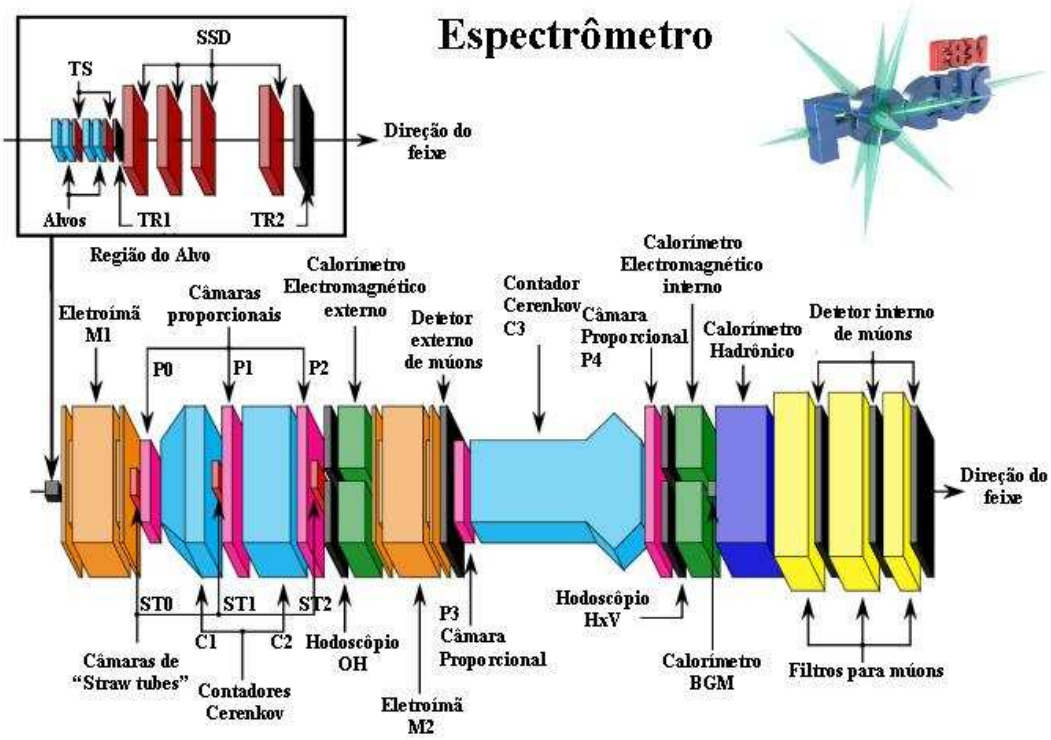


Figura 3.1: Esquema do espectrômetro do experimento E831/FOCUS.

3.1.1 O Feixe e o Alvo

A produção de partículas charmosas no experimento FOCUS deveu-se à incidência de um feixe de fótons de alta energia em um alvo de berílio. Este feixe era criado a partir de um feixe de prótons com energia de 800 GeV. Nesta seção descreveremos como foi a produção do feixe de prótons, a obtenção do feixe de fótons e o método usado para medir a energia desses fótons.

O Feixe de Prótons

O processo para obtenção do feixe de prótons com energia de 800 GeV era feito através de cinco tipos distintos de aceleradores.

- **Cockcroft-Walton:** Neste acelerador elétrons eram adicionados a átomos de hidrogênio formando íons negativos, os quais seriam acelerados a uma energia de 750 KeV.

- **LINAC:** Os íons saídos do Cockcroft-Walton eram injetados no acelerador linear LINAC e acelerados até atingirem uma energia de 400 MeV. Nesse estágio os íons perdem seus elétrons ao atravessarem uma fina folha de carbono. Os prótons então eram enviados ao próximo acelerador.

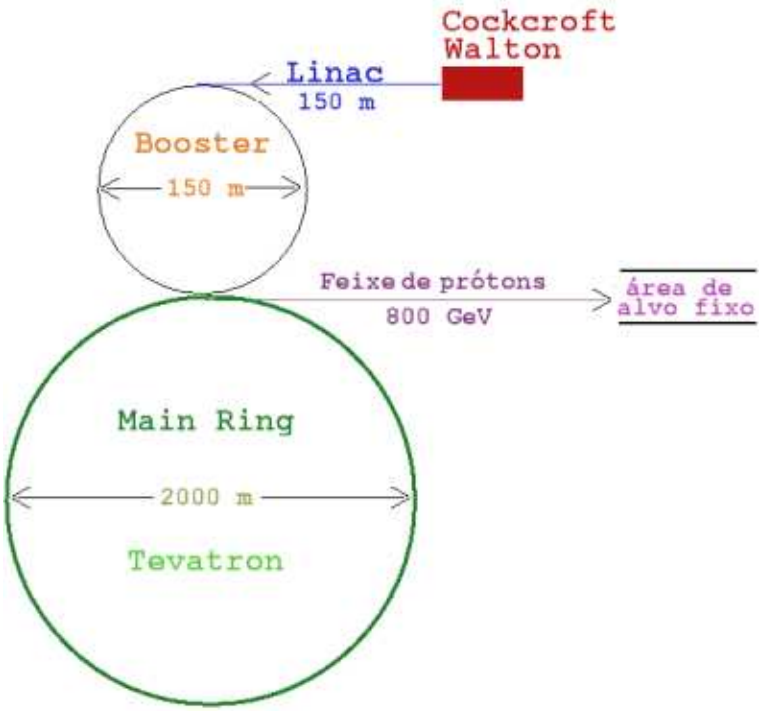


Figura 3.2: Obtenção do feixe de prótons.

- **Booster:** Neste acelerador cíclico de 150 metros de diâmetro, os prótons atingiam uma energia de 8GeV após 20 mil ciclos. Completada a aceleração no Booster, os prótons eram transferidos ao Main Ring.

- **Main Ring:** Este acelerador é um síncrotron com 2 km de diâmetro. Ele eleva a energia dos prótons de 8GeV a 150GeV.

- **Tevatron:** O Tevatron é também um síncrotron que acelerava os prótons a energia final de 800 GeV, ocupando o mesmo túnel do Main Ring.

O Feixe de Fótons

O feixe de prótons obtido incidia sobre o alvo fixo composto por deutério líquido, criando hádrons carregados e neutros. As partículas carregadas eram retiradas do feixe por colimadores e dipólos magnéticos, restando apenas partículas neutras (incluindo fótons, neutrons e káons). Esse feixe atravessava uma folha de chumbo produzindo pares elétron-pósitron. Desta forma o feixe de partículas neutras remanescentes era "filtrado". Os pares elétron-pósitron eram colimados e enviados a um radiador de chumbo, o qual criava fótons por efeito *bremsstrahlung*. A energia total do feixe de fótons atingia um valor máximo em torno de 300 GeV.

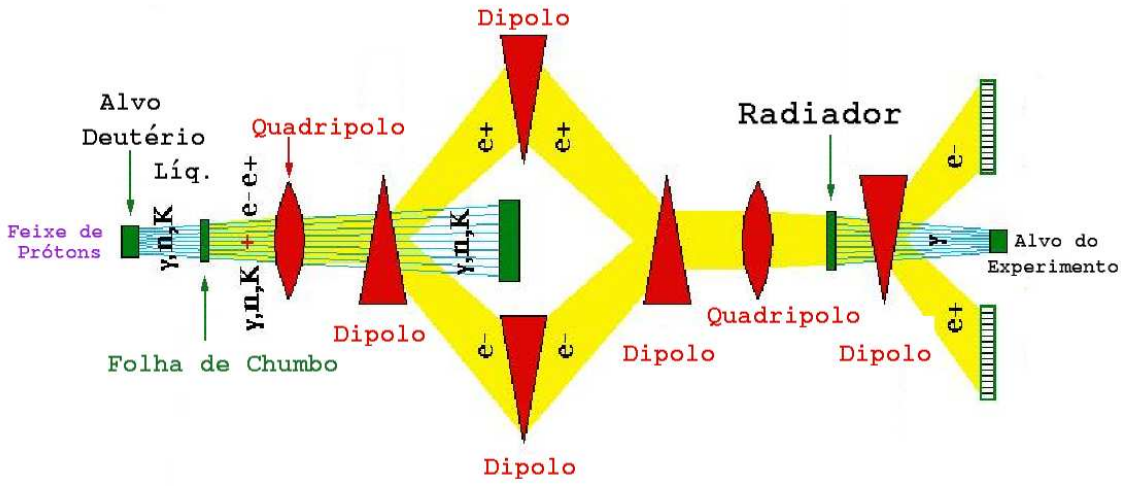


Figura 3.3: Obtenção do feixe de fótons.

O Alvo

O alvo consistia de folhas finas de óxido de berílio (BeO). Sua alta densidade $3,0g/cm^3$ permitiu ter um alvo compacto com baixo número de elétrons de valência reduzindo assim o número do comprimento de radiação por comprimento de interação.

O espectrômetro usado por FOCUS foi uma versão atualizada do usado pelo experimento FNAL/E687 [63]. Uma das modificações foi a segmentação do alvo e a instalação de quatro planos de silício chamados 'Detector de tiras de silício do alvo' (TSSD).

Um vértice secundário encontrado dentro do material poderia ser resultado tanto de interações hadrônicas quanto de um decaimento. A idéia de segmentar o alvo era reduzir a incerteza a respeito da natureza do vértice, proporcionando também uma melhoria na determinação da sua posição. Quão melhor fosse a determinação dos vértices, mais precisa seria a identificação das partículas charmosas.

Detectores adicionais de tiras de silício duplos (TSSD) foram instalados com o objetivo de melhorar a resolução na determinação dos vértices, como pode ser visto na figura 3.4.

Após os TSSD, estava situado um cintilador (TR1), seguido por 4 estações de detectores de tira de silício (SSD), e por último um segundo cintilador (TR2). As interações que ocorriam na região do alvo eram selecionadas pela existência de um sinal no cintilador TR1 em coincidência de um sinal no cintilador TR2.

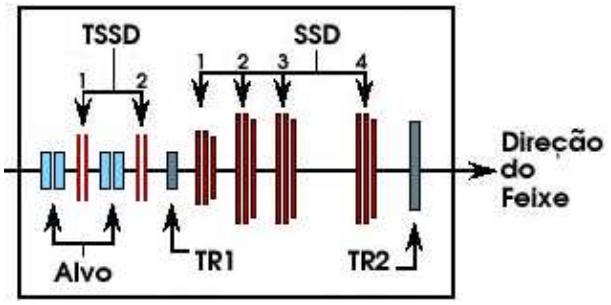


Figura 3.4: Região do alvo e configuração dos detectores de silício.

3.1.2 Sistema de determinação das Trajetórias *(Tracking)*

O sistema de tracking determinava a trajetória e o momento das partículas, além da localização dos vértices primário e secundário. Esse sistema era composto por detectores de silício, pelos magnetos e pelas câmaras proporcionais de fios (PWC) que, juntos, forneciam as trajetórias da partículas carregadas e o momento, usando a deflexão causada pelo campo magnético gerado pelos dipolos M1 e M2.

detectores de Silício

Os detectores de microtiras de silício, ou *Silicon Strip Detectors* (SSD), eram planos compostos por finas tiras de silício. Cada tira consistia de um diodo longo e fino implantado num substrato de silício, polarizado inversamente a fim de gerar um campo elétrico. Quando uma partícula carregada atravessava o silício, criava pares elétron-buraco livres que migravam segundo o campo elétrico aplicado. A carga coletada era amplificada e digitalizada em uma das extremidades da tira.

A determinação das trajetórias e dos vértices na região do alvo era feita por dois sistemas de microtiras de silício, um deles localizado entre os segmentos do alvo (TSSD) e o outro após (SSD) (ver novamente a figura 3.4).

O primeiro sistema TSSD, dividido em duas estações, atuava, como dito anteriormente, com a finalidade de melhorar a resolução na determinação dos vértices. Cada estação possuia dois planos orientados a $\pm$ 45° da horizontal, com um total de 21024 tiras espaçadas de $25\mu m$, formando uma área ativa de $50 \times 25mm^2$.

O sistema SSD fornecia alta resolução espacial das trajetórias das partículas carregadas na região posterior ao ponto de produção. Ele consistia, basicamente, de quatro estações, cada uma contendo três planos orientados nas coordenadas i, j e k de -135, -45 e -90 graus em relação ao eixo horizontal x. Para maximizar a resolução e, limitar o número de canus eletrônicos, foi utilizado diferentes espaçamentos entre as tiras para diferentes regiões, já que a densidade de partículas não é uniforme. O detalhes do arranjo experimental do SSD é mostrado na tabela 3.1.2.

A alta resoluç do sistema de silício, permite determinar o ponto de origem da

	estação 1	estação 2	estação 3	estação 4
posição-z (cm)	0,0	6,0	12,0	24,0
área ativa (cm^2)	2,5 × 3,5	5,0 × 5,0	5,0 × 5,0	5,0 × 5,0
área ativa HR (cm^2)	1,0 × 3,5	2,0 × 5,0	2,0 × 5,0	2,0 × 5,0
Δd (HR-LR) (μm)	25-50	50-100	50-100	50-100
número de canais	3 × 688	3 × 688	3 × 688	3 × 688

Tabela 3.1: Características do SSD. O espaçamento entre as tiras é representado por Δd enquanto que HR e LR representam as regiões de alta e baixa resolução, respectivamente

ttrajetória na região do alvo com uma precisão de aproximadamente 500 μm na direção do feixe e 10 μm na direção transversa, suficiente para separar o vértice primário do vértice secundário em eventos típicos de partículas charmosas ($\sim$ 15 mm).

Magnetos

O momento das partículas carregadas era determinado pela curvatura de suas trajetórias ao passarem pelos magnetos. Os dois magnetos M1 e M2 eram operados com polaridades opostas, de forma a defletir as partículas para as extremidades e em seguida para o centro, na vertical. Com isso era possível aumentar a aceitação geométrica do espectrômetro.

Câmaras Proporcionais de Fios (PWC)

O sistema de câmaras proporcionais de fios (PWC) nos permitia reconstruir a trajetória das partículas através do espectrômetro. As câmaras eram preenchidas com gás composto 75% de argônio e 25% de etano.

Quando partículas carregadas atravessam a área ativa das câmaras causam ionização do gás. Os íons são atraídos pelo campo elétrico gerado pelos fios. Esse movimento produz mais íons, gerando um movimento de cargas em cascata que cria pulsos ou sinais elétricos. Estes sinais eram amplificados e processados determinando a posição das partículas na direção transversal à disposição dos fios.

O conjunto de PWC era composto por 5 câmaras, P0, P1, P2, P3, e P4. Cada câmara continha 4 planos de fios. As três primeiras estações estavam localizadas entre os magnetos M1 e M2, P3 e P4 situavam-se após M2.

Os 4 planos contidos em cada estação estavam dispostos em 4 diferentes vistas: a vista Y, determinando pontos na direção vertical; as vistas U e V inclinadas $\pm 11.3°$ em relação a Y; vista X, determinando os pontos na direção horizontal. Podemos ver na figura 3.5 ilustra s disposição dos fios em cada vista.

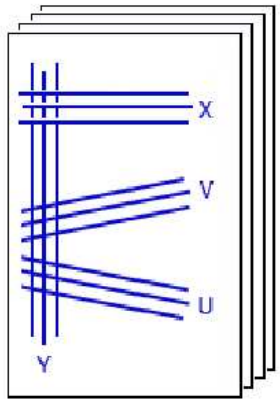


Figura 3.5: Disposição dos fios em cada um dos planos X, Y, U e V de uma câmara PWC.

3.1.3 Contadores Čerenkov

A luz Čerenkov é causada por partículas que viajam mais rápido que a velocidade da luz em um determinado meio. Essa luz é emitida (considerando $c = 1$) se

$$\beta = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} > \frac{1}{\eta} \tag{3.1}$$

onde η é o índice de refração do meio. O momento limiar ($\frac{p}{E} = \frac{1}{\eta}$), em termos da massa e do índice de refração é

$$p_{limiar} = \frac{m}{\sqrt{\eta^2 - 1}}. \tag{3.2}$$

A luz Čerenkov é emitida em um ângulo definido por:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{\eta\beta}. \tag{3.3}$$

Contador	Nº de células	comp. (cm)	gás	Limiar (GeV/c)		
				π	K	p
C1	90	188	58% He, 42% N_2	8,4	29,8	56,5
C2	110	188	N_2O	4,5	16,0	30,9
C3	100	711	He	17,4	61,8	117,0

Tabela 3.2: Características dos contadores Čerenkov .

Partindo da direção do traço pode-se calcular onde a luz Čerenkov deveria aparecer no detector.

Três contadores Čerenkov do experimento FOCUS[1] (C1, C2 e C3), foram usados para identificar elétrons píons káons e prótons. Cada contador estava preenchido com uma mistura de diferentes gases, obtendo assim diferentes limiares de momento. A existência de radiação nos detectores Čerenkov com diferentes índices de refração permite inferir a respeito da massa da partícula m, uma vez que seu momento é conhecido. Estas informações combinadas com a medida dos momentos das partículas fornecem a distinção entre káons, píons, prótons e elétrons através do cálculo das probabilidades de identificação. Píons são distinguidos de káons e prótons na região compreendida entre o limiar do píon em C2 (4,5 GeV/c) e o limiar do káon em C3 (61,8 GeV/c). Prótons são identificados entre 16 e 56,5 GeV/c e entre 61,8 e 117,0 GeV/c. Na região entre 44 e 61 GeV/c prótons e káons são distinguidos dos píons porém não podem ser distinguidos entre si. As propriedades de cada contador estão específicadas na tabela 3.1.3.

O contador C1 estava localizado entre as câmaras PWC, P0 e P1. Este contador foi preenchido com uma mistura composta de 58% de Hélio e 42% de Nitrogênio, essa mistura fornece um limiar para o píon 8,5 GeV/c.

A luz Čerenkov era captada por 90 células com tubos fotomultiplicadores (PMT). Na parte externa do contador haviam espelhos esféricos cuja finalidade era focalizar a luz em cada uma das PMT. Na parte interna do contador haviam dois espelhos planos

[1] Os mesmos utilizados no experimento E687 [45]

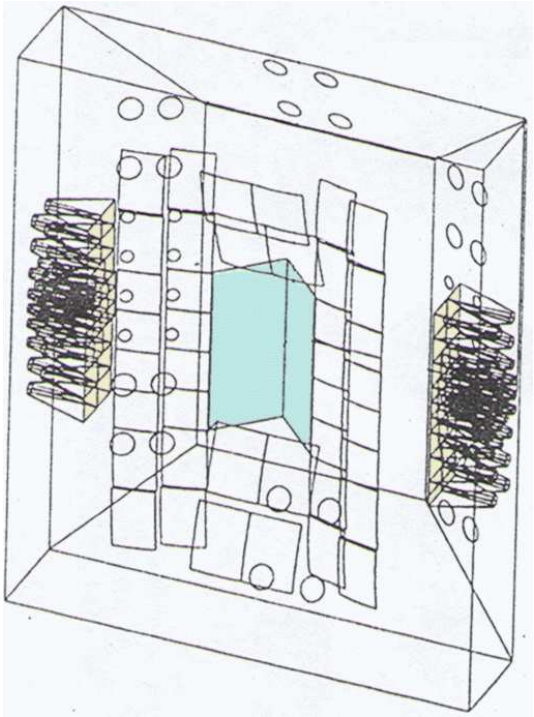


Figura 3.6: Estrutura do contador Čerenkov C2 mostrando as posições dos espelhos planos e esféricos. As células conectadas a tubos fotomultiplicadores estão localizadas nas laterais.

orientados a $\pm 45^o$ do feixe, que refletiam a radiação Čerenkov ortogonal ao feixe, a qual era coletada por um conjunto de 50 PMTs.

O contador C2 estava entre P1 e P2, e era preenchido com óxido nitroso (N_2O), o qual fornecia um limiar para o píon 4,5 GeV/c. C2 utilizava 110 células e também espelhos esféricos focalizando a luz para cada PMT. A luz Čerenkov na região central era refletida por uma região planar, composta por 32 pequenos espelhos planos.

Finalmente C3 localizava-se entre P3 e P4, contendo apenas hélio, fornecia um limiar para o píon de 17,4GeV/c. Era composto por 100 células e contava apenas com espelhos esféricos, para focalizar a luz nas PMTs.

3.1.4 Calorímetros

Calorímetros medem a energia das partículas por métodos de absorção, ou seja, se baseiam em processos nos quais a energia das partículas é inteira ou parcialmente depositada no instrumento de medida. O calorímetro é particularmente importante

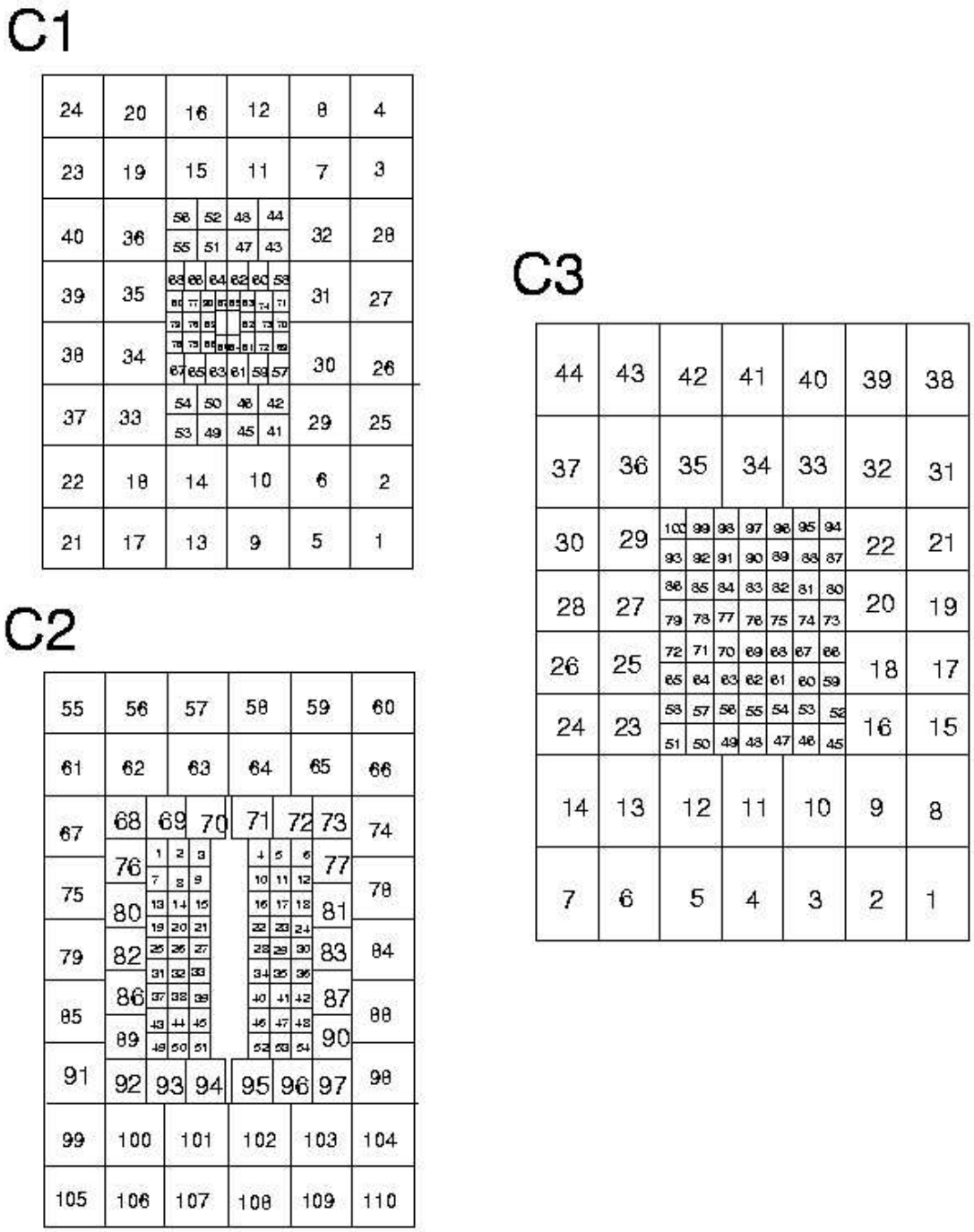


Figura 3.7: Disposição das células dos três contadores Čerenkov. Em C1 as células de 1 a 40 captam a luz refletida pelos espelhos esféricos enquanto que as células de 41 a 90 usam a luz refletida dos espelhos planos. Em C2 as células de 55 a 110 utilizam a luz provinda dos espelhos esféricos e as células 1 a 54 usam os espelhos planos. Já em C3 todas as células usam os espelhos esféricos.

para a detecção de partículas neutras. A detecção de partículas neutras ocorria através de métodos indiretos os quais contém partículas carregadas como estado final.

Os calorímetros são classificados em dois tipos: os calorímetros eletromagnéticos e os calorímetros hadrônicos. Nos calorímetros eletromagnéticos as reações relevantes são o processo de *bremsstrahlung* ($e^- \rightarrow e^- + \gamma$) e a conversão de pares ($\gamma \rightarrow e^+e^-$). Calorímetros hadrônicos baseiam-se nas interações fortes que produzem chuveiros hadrônicos. Nos dois casos o número final de partículas é utilizado para inferir a energia depositada, já que o número de partículas é proporcional à energia incidente.

Em FOCUS o calorímetro eletromagnético auxiliava na identificação de γ e π^0 decaindo em dois fótons, enquanto que o calorímetro hadrônico detectava K_L^0 e nêutrons.

Calorímetro Eltromagnético

Foram utilizados dois calorímetros eletromagnéticos, o externo e o interno, ambos com o objetivo de distinguir elétrons das outras partículas. O calorímetro eletromagnético interno (IE) fornecia informação sobre a energia das partículas que atravessavam a região dos magnetos. Era composto por 802 blocos de *lead glass*[2] arranjados em forma de torre, com uma região central vazia para permitir a passagem de pares e^+e^- produzidos pelo intenso feixe de fótons. A luz Čerenkov emitida pela passagem das partículas carregadas do chuveiro eletromagnético era coletada por foto-tubos (fotomultiplicadores), os quais a convertiam em sinais elétricos, fornecendo assim uma medida da energia.

A medida de energia com um calorímetro eletromagnético é baseada no princípio de que a energia liberada no material do detector pelas partículas carregadas do chuveiro é proporcional a energia da partícula incidente.

Já o calorímetro eletromagnético externo (OE), localizado logo antes do magneto M2, detectava fótons e elétrons produzidos a grandes ângulos em relação ao feixe. O OE era composto por camadas de chumbo e plástico cintilador nos planos x, y, z, u, e v (onde u e v estão orientados a 45° da direção horizontal). Ainda havia um único

[2]vidro que contém alta proporção de óxido de chumbo e excelente transparência e brilho

plano com 100 placas cintiladoras conectadas a leitores de fibras óticas para aquisição do sinal.

Calorímetro Hadrônico

O calorímetro hadrônico(HC) estava localizado logo após o calorímetro eletromagnético. Seu principal objetivo era medir a energia de hádrons carregados e neutros. Como o requerimento de que a energia hadrônica no HC fosse no mínimo igual a 20 GeV podia-se eliminar eventos puramente eletromagnéticos não desejados.

O HC era composto por 28 planos cintiladores, alternados por 28 planos de ferro para absorver energia, totalizando 209 cm de extensão na direção de propagação do feixe. Cada plano era dividido em pastilhas de diferentes tamanhos, os quais era organizados de acordo com a densidade típica de hádrons incidentes. Sua geometria permitia medir a energia total e a energia 'transversal'. Além disso fornecia informação a respeito da posição do chuveiro hadrônico e da identificação de múons. Na figura 3.8 podemos ver o esquema do calorímetro hadrônico.

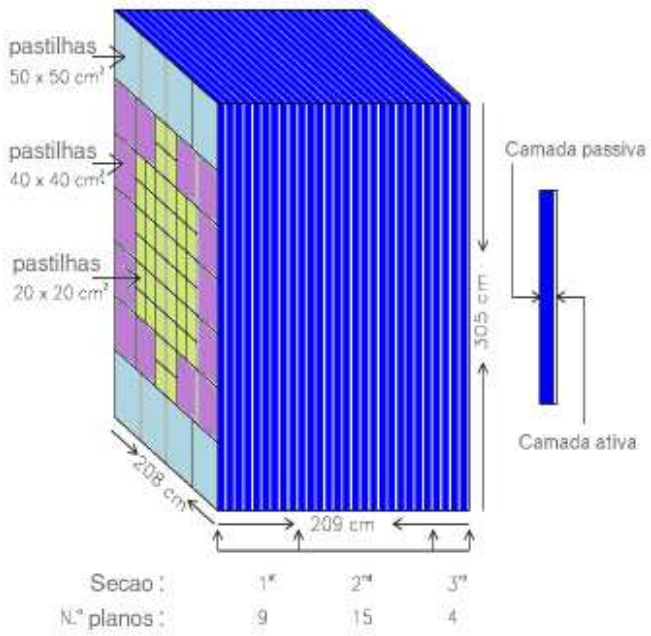


Figura 3.8: Esquema do calorímetro hadrônico.

3.1.5 Câmaras de Múons

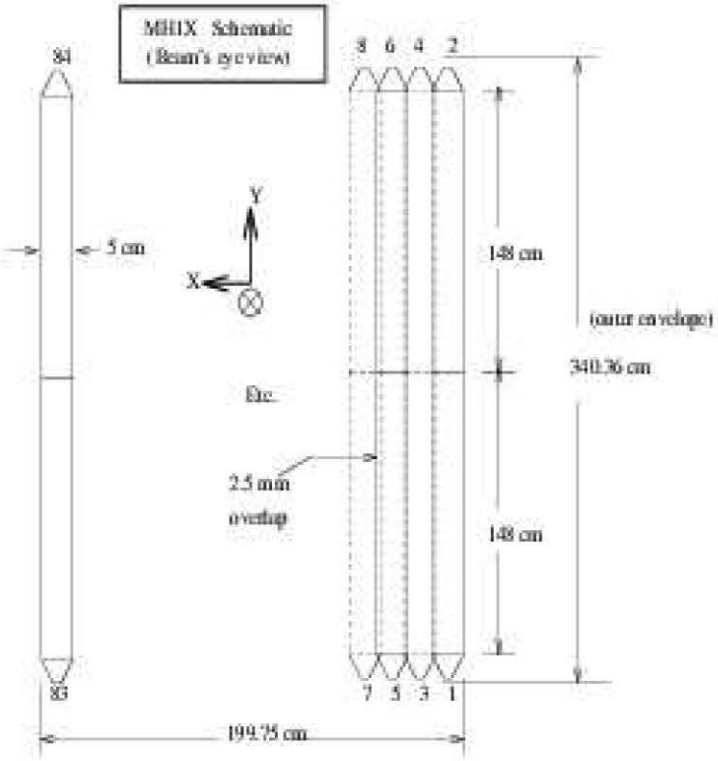
As câmaras de múons eram os últimos componentes do espectrômetro de FOCUS. Enquanto elétrons e hádrons eram absorvidos ao longo do detector, múons podiam atravessá-lo com pequena probabilidade de interagir. Suas trajetórias eram obtidas pelo sistema de *tracking*, assim como as de todas as outras partículas carregadas. O método geralmente usado para a detecção de múons é colocar detectores de partículas carregadas após grandes blocos de material. FOCUS utilizava dois sistemas: os detectores internos de múon, ou *Inner múon Detector* (IMu), que detectavam múons mais próximos ao feixe e com momento mais alto; e os detectores externos de múons, ou Outer múon Detector (OMu), para a detecção dos múons de menor energia e com trajetórias mais periféricas.

Detector Interno de Múon

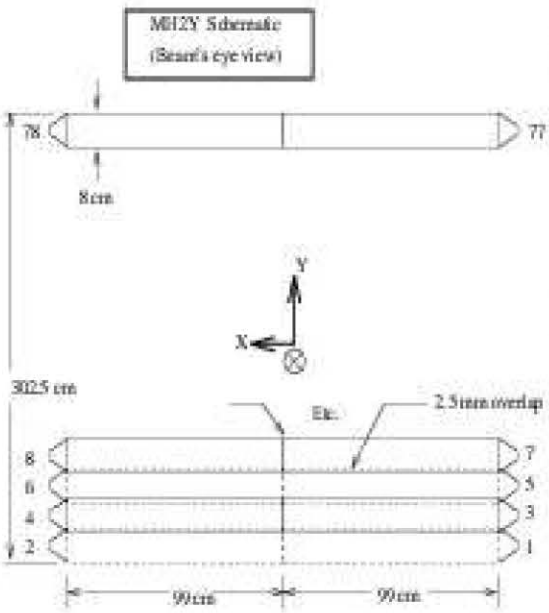
A detecção de múons na região interna era realizada por três estações de hodoscópios cintiladores MH (*Múon Hodoscope*). MH1 e MH2 mediam a posição na direção x e y enquanto que MH3 media nas direções u e v, orientadas a $\pm$ 45°. Havia uma parede de aço de 61 cm de espessura para MH1, 129cm para MH2 e 61 cm para MH3, em frente de cada estação para a filtragem de múons. A figura 3.9 mostra a configuração geométrica dos hodoscópios cintiladores.

Detector Externo de Múon

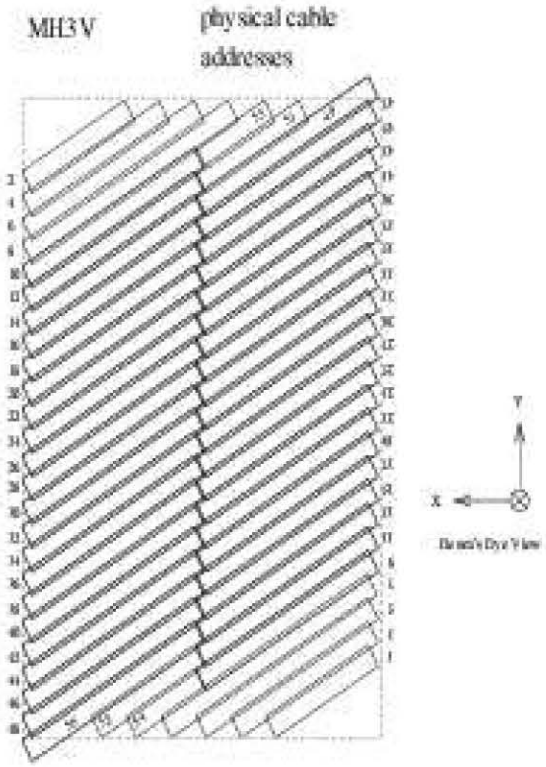
O detector externo de múons era um sistema de placas resistivas, ou *Resistive Plate Chambers* (RPCs), localizado logo após o segundo magneto. O OE e M2 atuavam como filtros removendo a maioria da contaminação hadrônica. Foram usados 24 RPCs, cada um deles subdividido em 8 módulos orientados em três direções x, y, na horizontal e vartical, e u, orientada a 45° com a horizontal.



(a) MH1X. The arrangement of MH2X is similar.



(b) MH2Y. The arrangement of MH1Y is similar.



(c) MH3V. MH3U is identical except the counters are rotated by 90°.

Figura 3.9: Configuração geométrica dos três hodoscópios cintiladores da câmara de múons.

3.1.6 Sistema de Gatilho *(Trigger)*

O *Trigger* tinha o objetvo de selecionar eventos durante a tomada de dados. Em FOCUS o número de interações por spill[3] era extremamente alta ($\sim 100 \times 10^6$), das quais apenas uma pequena fração (30×10^3) eram interações hadrônicas. Como o sistema de aquisição de dados não conseguia operar a uma taxa tão alta de produção, o *trigger* deveria decidir quais eventos seriam armazenados.

A maneira de selecionar eventos hadrônicos era rejeitar eventos com formação de pares e^+e^-, tarefa realizada pelo *trigger* de nível 1. Para isto foi levado em conta o fato de que estes pares eram produzidos com baixo momento transverso quando comparado a eventos hadrônicos. O *trigger* de nível 2, além de refinar a seleção feita no nível 1, selecionava eventos charmosos em relação a eventos hadrônicos de quarks leves.

As composições lógicas do *trigger* de nível 1 são chamadas *Master Gate* (MG). O tempo de resposta do MG era de 40ns. Se o evento passasse por este estágio, o sinal era enviado ao segundo nível de *trigger*, que possuia um tempo de resposta de $1.2\mu s$. Se o evento fosse selecionado, seria então armazenado nas fitas.

Trigger de Nível 1

Os componentes utilizados no *trigger* de nível 1 (MG) são:

- **TR1 e TR2**

  TR1 estava localizado entre o alvo e o primeiro plano de SSD, enquanto que TR2 estava localizado após o último plano de SSD. Um sinal em TR1 significava que uma interação ocorrida no alvo produzia pelo menos uma partícula carregada, que iria passar pelo SSD; um sinal em TR2 era a confirmação de que a partícula que produziu o sinal em TR1 atravessou o SSD e entrou na abertura de M1.

- **H $\times$ V**

  Localizado entre C3 e o IE, consistia de um conjunto de 36 planos cintiladores com uma região central vazia que permitia a passagem dos pares e^+e^- vindos do

[3] O feixe que atravessa o detector nao é contínuo. Cada 'pacote' de feixe é chamado spill

alvo. Eram usados para detectar as trajetória das partículas carregadas que se propagam a ângulos pequenos.

- **OH**

  Estava logo a frente do OE, e consistia de 24 cintiladores que detectavam trajetórias de partículas carregadas que se propagavam a grandes ângulos fora do alcance de M2. Tinham também uma região central vazia para evitar a região de pares.

- *Trigger* **HC**

  Somava a energia hadrônica de um evento a fim de rejeitar eventos causados pela conversão de pares, para isto, comparava a soma da energia com dois valores de referência diferentes E_{HIGH} e E_{LOW}.

O comando lógico relativo ao *trigger* hadrônico, denotado por MG, é definido como:

$$MG \equiv TR1 \,.\, TR2 \,.\, [(H \times V_2) + (H \times V_1) \,.\, OH_1] \,.\, E_{HIGH} \tag{3.4}$$

Trigger **de Nível 2**

Este *trigger* verificava a possibilidade da existência de pelo menos quatro traços fora da região dos pares e^+e^-, dois como condição mínima para a formação do vértice primário e dois para o vértice secundário. O comando lógico para esta condição é denotado por $MULT_4$, e é implementado pela análise do nível de tensão existente em cada plano do PWC. Além dessa informação, também levava em conta o depósito de energia no IE consistente com a passagem de pelo menos duasa partículas, E_{IE_2}.

O comando lógico final do *trigger* hadrônico é dado pela composição dos dois níveis de *trigger*

$$TRIGGER_{had} \equiv MG \,.\, MULT_4 \,.\, E_{IE_2} \tag{3.5}$$

3.2 Aquisição de dados

Sinais analógicos provindos das diferentes partes do espectrômetro eram digitalizados e armazenados através do sistema de aquisição de dados (*Data Acquisition System* - DAQ). O DAQ tinha que lidar com dados de diferentes formatos, agrupar todos eles em uma *stream*, e colocar a saída em fitas magnéticas de 8mm.

As informações vindas dos contadores Čerenkov e dos três calorímetros eram lidas com FASTBUS ADCs (*Smart Crate Controller*). Informações vindas das câmaras de fios estavam no formato PCOS (*Proportional Chamber Operating System*), enquanto as informações das câmaras de múons estavam no formato FERA (*Fast Encoding and Readout ADC*). Já os sistemas de SSD, do alvo de silício e do hodoscópio tinham seus próprios formatos de dados. Uma descrição mais detalhada de cada componente do DAQ pode ser encontrada na referência [56].

Os dados foram primeiramente armazenados em HD (*hard disk*) e posteriormente copiados para fitas com capacidades de 5Gb. FOCUS colheu aproximadamente 6.5 bilhões de eventos desde julho de 1996 até agosto de 1997, que foram armazenados em 6000 fitas .

3.3 Algoritmos de Reconstrução

Após a coleta de informações e a armazenagem dos dados, o próximo passo consistia no uso das informações provenientes do espectrômetro para reconstituir os processos ocorridos em cada evento. O objetivo era transformar os sinais das diferentes componentes do detector em trajetórias das partículas, localização do ponto (vértice) onde a partícula 'mãe' decaiu dando origem às partículas 'filhas', identificação das partículas, determinação do momento de cada partícula, etc. Nesta seção descreveremos o processo de reconstrução das informações obtidas pelo detector.

3.3.1 Reconstrução de trajetórias

A reconstrução de trajetórias utiliza os *hits* produzidos pelas partículas carregadas que atravessavam os detectores SSD e PWCs. As trajetórias são reconstruídas separadamente em cada detector, e depois cada traço no SSD é conectado a um traço no PWC. Os traços de SSD que não são conectados a nenhum traço das PWC são usados apenas para a construção dos vértices primários. Os traços podem ser classificados de três formas:

1. *5-chambers tracks*: traços que passam pelas cinco câmaras PWC.

2. *3-chambers tracks* ou *Stubs* passam por P0, P1 e P2, mas não chegaram ao magneto M2. São compostos geralmente por traços a grandes ângulos e/ou de baixo momento.

3. *Recon tracks* não passam pela câmara P0 e são provenientes de partículas que decaíram após o SSD. Neste tipo de traço temos incluídos os pares de traços em forma de *V*, demoninados de *Vees*, provenientes de decaimentos de partículas neutras em duas carregadas.

3.3.2 Trajetórias no SSD

Três etapas são necessárias para reconstruir a trajetória no SSD. Primeiro as micro tiras que registram os *hits* (emissão de um pulso) são agrupadas em *clusters*[4]. Depois os *clusters* são projetados na direção da resolução e na direção z. As projeções são formadas pela combinações de *clusters* em diferentes planos, consistentes com a hipótese de uma linha reta. Estes ajustes devem incluir ao menos três *clusters* nos quatro planos existentes e possuir um valor máximo de χ^2 por grau de liberdade $(\chi^2/DOF) < 3$.

A trajetória é formada combinando as projeções de cada uma das vistas U,V e Y, impondo que $(\chi^2/DOF) < 8$. Estes traços são caracterizados pelos parâmetros inclinação e interseção da reta com um plano de referência. Traços com projeções com-

[4]conjunto de até três *hits* que delimita região da passagem da partícula.

partilhadas são discriminados segundo o critério de menor χ^2 e traços com parâmetros equivalentes, dentro do desvio padrão, são reduzidos a um.

A eficiência na reconstrução dos traços no SSD é inversamente proporcional aos respectivos momentos associados. A resolução também é uma função do momento. No experimento E687 a resolução espacial do traço na região de alta resolução [5] dos SSD era dada por:

$$\sigma_x = 11\mu\sqrt{1+\left(\frac{17,5GeV}{p}\right)^2} \quad , \quad \sigma_y = 7,7\mu\sqrt{1+\left(\frac{25,5GeV}{p}\right)^2}. \tag{3.6}$$

O fator multiplicativo é devido à glanuralidade dos detectores de silício utilizados e o termo dependente do momento é devido aos espalhamentos múltiplos provocados pelo material nuclear dos átomos de silício degradando a resolução, menos prováveis com o aumento do momento das partículas.

A principal melhoria na resolução do sistema de determinação das trajetórias da FOCUS em relação a E687 foi a inclusão dos TSSD.

3.3.3 Trajetórias no PWC

O algoritmo para reconstrução das trajetórias nos PWCs começa pelas projeções nas vistas dos planos dos detectores da mesma forma como foi feita no sistema SSD. Na direção X, as trajetórias são definidas por retas, desde o alvo até o final do espectrômetro, pois o campo magnético não deflete partículas carregadas nesta direção. Na direção Y as trajetórias são definidas por duas retas, uma delas situada entre os magnetos e a outra após M2. Ambas apresentam um ponto em comum situado dentro da região de M2. Projeções nas direções dos planos U, V e Y são formadas independentemente uma das outras e então combinadas com as projeções na direção X para formar a trejetória. Cada trajetória deve conter *hits* em ao menos três das cinco estações.

Conexão das trajetórias do SSD e PWCs

As trajetórias reconstruídas nas PWC são de dois tipos, *'tracks'* e *'stubs'*. Como dito anteriormente, os *'tracks'* são traços que deixam *hits* em todas as 5 PWCs enquanto

[5] A região de baixa resolução apresentava o dobro da resolução.

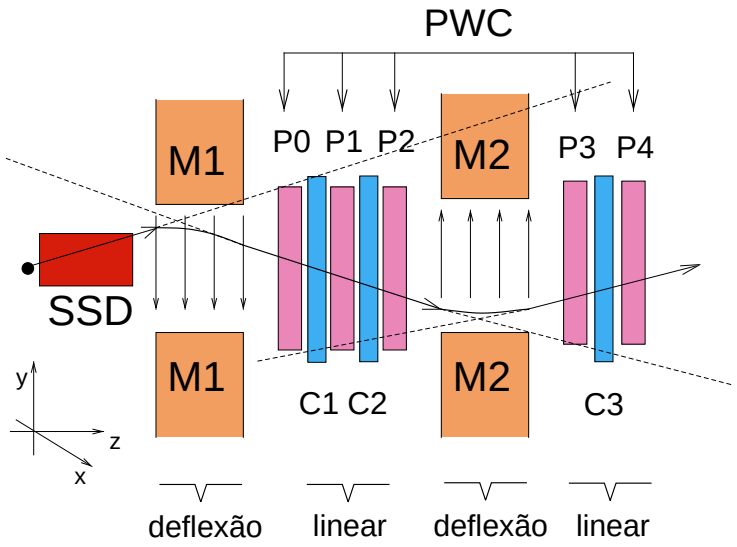


Figura 3.10: Representação da passagem de uma partícula carregada pelo PWC.

que aqueles que deixam *hits* em apenas três primeiras câmaras são chamados *'stubs'*.

Traços provindos do SSD e das PWCs são associados um ao outro a fim de obtermos reconstrução dos decaimentos charmosos. A conexão é feita pela extrapolação das trajetórias do SSD e PWC para o centro de M1. A inclinação e interseção dos dois traços devem ser consistente neste ponto. Um único traço no SSD pode ser conectado a mais de um traço PWC.

3.3.4 Determinação dos Vértices

O vértice é o ponto espacial onde uma partícula decai ou onde ocorre uma interação. Este é o ponto de origem das trajetórias das partículas recém criadas (partículas filhas) e o ponto em que termina a trajetória da partícula que lhes deu origem (partícula mãe).

No processo de hadroprodução o vértice primário é facilmente identificável, pois é composto por um grande número de traços. Na fotoprodução a identificação do primário é mais difícil devido a menor multiplicidade.

Em FOCUS é usado um algoritimo para determinar os vértices chamado *Candidate Driven Vertexing Algorithm*, onde a escolha do vértice primário é vinculada à escolha do vértice secundário.

Para o caso de três corpos, que é o assunto desta tese, procuram-se na listas de traços carregados do SSD, três candidatos que satisfaçam a um critério de qualidade do vértice. Este critério está baseado na obtenção do ponto cuja distância a cada traço oferece o menor χ^2. Este ponto é escolhido como vértice da configuração dos três traços, com o nível de confiança calculado a partir do χ^2 obtido. O nível de confiança mínimo para a existência de um vértice é de 1%.

Se no estado final não houver partículas neutras, o momento total formado por elas deve apontar para o vértice primário. A utilização deste vínculo caracteriza o procedimento de busca pelo vértice primário chamado de nucleação.

3.3.5 Reconstrução de Momento

O momento é determinado pela medida do ângulo de deflexão que a partícula sofre quando atravessa a região do magnetos. O sistema de tracking fornece a posição (r_0, r_1) da partícula antes e depois de atravessar o magneto.

O magneto M1 era usado para medir o momento dos traços que atravessavam as três primeiras estações PWC. Para partículas de baixo momento o ângulo de deflexão era tal que estas partículas não passavam na abertura de M2. M2 media o momento dos traços das cinco estações PWC. Como o campo magnético nesse magneto era mais intenso, as partículas que tinham sua trajetória levemente desviada em M1 sofriam uma deflexão maior, proporcionando uma determinação mais precisa do momento.

A deflexão é medida comparando a inclinação da trajetória antes e depois de passar pelos magnetos. Para os momentos medidos em M1 [6] a resolução é de aproximandamente

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.034 \times \frac{p}{100\ GeV/c}\sqrt{1 + \left(\frac{17GeV/c}{p}\right)^2}, \tag{3.7}$$

e para momentos medidos em M1 e M2 [7]

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.014 \times \frac{p}{100\ GeV/c}\sqrt{1 + \left(\frac{23GeV/c}{p}\right)^2}, \tag{3.8}$$

[6] traços do tipo *stubs*

[7] traços do tipo *tracks*

Para altos momentos a resolução era limitada pela resolução da posição dos *hits* no sistema das PWC; e a baixos momentos a resolução era dominada pelo espalhamento Coulombiano múltiplo.

3.3.6 Identificação Čerenkov

O algoritmo utilizado para a identificação de partículas é chamado CITADL (*Cerenkov Identification Through A Digital Likelihood*), baseado em hipóteses de probabilidades (*Likelihood ratios*).

Para cada uma das quatro hipóteses - elétron, píon, káon e próton - a probabilidade é calculada observando o status das células. A probabilidade de que uma partícula com trajetória e momento conhecidos ative uma célula Cerenkov é calculada usando a distribuição de Poisson $(1 - e^{\mu_i})$, onde μ_i é o número de foto-elétrons esperados atingindo a célula i. Porém existe uma probabilidade (a_i), da célula ser ativada acidentalmente, ainda que a probabilidade de que isso ocorra seja menor que 1%. A contribuição total da célula i é dada por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_i &= (1 - e^{\mu_i}) + a_i - a_i(1 - e^{-\mu_i}) && \text{célula ativada} \\ \mathcal{L}_i &= 1 - [(1 - e^{\mu_i}) + a_i - a_i(1 - e^{-\mu_i})] && \text{célula desativada} \end{aligned}$$

Para um determinado evento são definidas quatro variáveis $W_{obs}(i)$, onde $i = \pi, K, p^+, e^-$, representa cada uma das hipóteses de partículas. O valor $W_{obs}(i) = -2log\mathcal{L}$ é calculado para cada hipótese de partícula. A hipótese com menor valor de W_{obs} é a mais provável.

Para distinguir as partículas entre si, usamos:

$$\Delta W(ji) \equiv W_{obs}(j) - W_{obs}(i) > n, \tag{3.9}$$

tal que a hipótese i é n unidades de W mais provável que a hipótese j. O índice j também corre nas quatros hipóteses de partículas.

Para distinguir uma hipótese qualquer da hipótese mais provável.

$$\Delta W(min, i) \equiv W_{obs}(min) - W_{obs}(i) > n \tag{3.10}$$

Os cortes Čerenkov usados na seleção de eventos para esta análise serão mostrados no capítulo 4.

3.4 Algoritmo de simulação de Monte Carlo

Com a finalidade de simular todas as etapas da experiência, desde a interação do feixe com o alvo até a digitalização dos eventos, utilizamos, baseado no método de Monte Carlo, o programa chamado ROGUE. A simulação completa dos eventos é necessária para determinar como a eficiência na observação do decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ varia ao longo do Dalitz plot.

Podemos também estar interessados apenas na simulação do decaimento do D^+. Neste caso usamos o chamado Fast Monte Carlo, também conhecido como Mini Monte Carlo.

3.4.1 Monte Carlo ROGUE

O processo de simulação usando o Monte Carlo ROGUE, consiste de quatro etapas:

1. Fotoprodução de pares $c\bar{c}$; geração de eventos via mecanismos de fusão e glúons, utilizando QCD em segunda ordem.

2. Hadronização dos quarks e glúons produzidos; esta etapa é responsável pela formação de estados ligados (mésons e bárions).

3. Decaimentos; as partículas são produzidas a partir de um par $c\bar{c}$, de forma que o processo de decaimento contém dois ramos iniciais, um para cada quark. Nessa etapa o tipo de decaimento que se deseja simular é selecionado. Denominamos de Monte Carlo $c\bar{c}$ quando estes dois ramos estão livres para decair segundo suas respectivas razões de ramificação, contidas no *Particle Data Group*(PDG)[7].

4. Simulação da passagem da partícula pelo espectrômetro; nessa etapa a resposta de cada componente do detector é simulada, incluindo geometria, ruído e ineficiência. O *output* tem o mesmo formato dos dados reais. Ao final dessa etapa,

o evento ROGUE está pronto para as etapas seguintes, sendo submetido aos mesmos algoritmos de reconstrução e seleção aplicados aos dados reais.

Para as duas primeiras etapas foi utilizado o program PHYTIA 6.127[11], acrescido da simulação do espectro de energia do feixe de fótons. Esta simulação é importante pois há uma grande variação da seção de choque de $c\bar{c}$ com a energia do feixe.

O Monte Carlo ROGUE, como será mostrado posteriormente, nos forneceu informações no estudo dos critérios de seleção de eventos (cortes), na parametrização do *background* e na determinação da eficiência no Dalitz Plot (aceptância).

3.4.2 Fast Monte Carlo

O Fast Monte Carlo (*Fast*-MC) simula apenas o decaimento em questão, dado um elemento de matriz e a aceptância, sem a preocupação com o processo pelo qual o méson charmoso foi criado.

O programa *Fast*-MC gera um par de coordenadas (s_{12}, s_{13}) no Dalitz plot, de acordo com uma distribuição uniforme. São então aplicados a cada evento um peso correspondendo ao elemento de matriz desejado e à aceptância. A simulação inclui também efeitos de resolução de momentum do espectrômetro.

O tempo de processamento comparado com o ROGUE é muito menor, o que facilita o trabalho interativo durante o processo de ajuste do Dalitz Plot, pois com ele podemos saber se o ajuste convergiu para uma solução fisicamente aceitável ou para um mínimo local sem significado físico.

O Fast Monte Carlo é uma eficiente ferramenta utilizada para: realizar testes do algoritmo de ajuste e avaliar a qualidade de um ajuste. Para tanto, uma amostra de *Fast*-MC é produzida, simulando o Dalitz plot de acordo com resultados do ajuste dos dados. A partir da comparação entre os dados e a amostra simulada, obtemos uma estimativa do grau de confiança do ajuste. Posteriormente mostraremos como utilizamos o *Fast*-MC para cada uma destas situações.

Também o utilizamos para simular o comportamento de cada amplitude ressonante separadamente. Isto fornece uma maneira de entendermos melhor os processos físicos

envolvidos e o ajuste realizado. As ressonâncias mostradas na figura 2.12, foram feitas usando o *Fast*-MC.

Capítulo 4

A amostra $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$

O tratamento dos dados, desde o processamento dos eventos 'brutos' até a seleção da amostra final, será descrito neste capítulo.

Descreveremos sucintamente as diferentes etapas do processamento, e, com detalhes, a seleção da amostra de $K\pi\pi$. Por fim, consideraremos os efeitos de inomogeneidade na aceptância e os efeitos de resolução do detector.

4.1 Seleção de Eventos

O conjunto de dados do experimento FOCUS consiste de 6,5 bilhões de eventos de γ-nucleon, os quais foram armazenados em 6000 fitas magnéticas, cada uma com capacidade de armazenamento de 4,5 Gb. Devido a enorme quantidade de dados a serem manipulados, o processo de reconstrução e seleção de eventos foi realizado em várias etapas.

Os dados 'brutos' (*raw data*) provindos dos detectores foram enviados ao primeiro nível de processamento, denominado PASS1, que transformou os sinais de cada componente do detector em informações como momentum, trajetórias, vértices, etc. PASS1 foi implementada em um sistema computacional do Fermilab que consistiu de 90 processadores divididos em 10 sistemas trabalhando paralelamente.

Em seguida, os dados reconstruídos foram enviados à segunda etapa, denominada SKIM1, que os dividiu em seis grandes subconjuntos, ou *superstreams*. Cada *super-*

stream contém vários tipos de eventos, com diferentes fatores de redução. Ao final desta etapa os dados estavam armazenados em seis conjutos de 200 a 500 fitas de 8mm. Os dados foram também transferidos ao Fermilab, por internet, para facilitar o acesso de toda colaboração.

A quantidade de dados provenientes da SKIM1 (200 a 500 fitas) era ainda muito grande para a realização de análises individuais. Por isso houve a necessidade de uma outra etapa chamada SKIM2. Este processo, que consistiu em dividir os dados provenientes de cada *superstream* em várias *sub streams*, foi realizado por diferentes instituições. A tabela 4.1 mostra o conteúdo de cada *superstream*, com o respectivo número de fitas, bem como a instituição responsável pela etapa SKIM2.

Superstream	Nome	n^o de fitas	Instituição/SKIM2
SS1	Semileptonic	330	U. of Porto Rico
SS2	Global Vertex and K_s^0	552	U. of Illinois
SS3	Neutral and ϕ	360	CBPF
SS4	Baryons	426	Fermilab
SS5	Leptonic, Out of Target	480	U. of California
SS6	SEZDEE	294	U. of California

Tabela 4.1: Descrição das *superstreams*. Existem em torno de 30 diferentes *skims*, agrupadas em 6 *superstreams* baseadas em tópicos de física e tipo de informação presente.

A descrição de cada *superstream* é feita a seguir.

- **SS1** -*Semileptonic* : decaimentos semimuônicos ou semieletrônicos; decaimentos com dois múons ou dois elétrons;$J/\psi \rightarrow p\bar{p}$; e alguns decaimentos hadrônicos para normalização.

- **SS2** -*Global Vertex and* K_s^0 : eventos com pelo menos dois vértices bem definidos; eventos com K_s^0, detectados através de cortes na massa invariante de dois píons com carga oposta.

- **SS3** -*Neutral and* ϕ : Eventos com grande momento transverso, $D^0 \rightarrow \gamma\gamma$, pro-

cesso de conversão de pares para calibração do calorímetro, decaimentos via ressonância ϕ; os chamados *golden modes*: $D^0 \to K^-\pi^+$, $D^0 \to K^-\pi^+\pi^-\pi^+$, e $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$.

- **SS4** -*Baryons* : Eventos com $\Lambda_c^+ \to pK^-\pi^+$, Ξ^- e Ω^-, além de alguns processos para a calibração do *trigger*.

- **SS5** -*Leptonic, Out of Target* : Decaimentos leptônicos como os de D^+ e D_s^+ em $\mu^+\nu$ e $e^+\nu$; eventos cujo vértice secundário se encontra fora da região do alvo.

- **SS6** -*SEZDEE (Super Easy D)*: Decaimentos hadrônicos de vários tipos, somente com modos contendo partículas carregadas.

4.1.1 Ntupla de Milão

Esta análise baseia-se nos dados selecionados pela *superstream* SS6.

Os eventos selecionados na *superstream* 6 foram divididos em três grupos, de acordo com o número de partículas no estado final (duas, três ou quatro). Este processo, chamado BOSSANOVA, transformou os arquivos de dados no formato de uma *ntupla*.

Uma *ntupla* é uma matriz multidimensional contendo um conjunto de variáveis associadas a cada evento. Estes eventos podem ser tanto de dados quanto eventos de simulação. A vantagem de utilizar o formato de uma *ntupla* está em tornar os dados facilmente manipuláveis utilizando o programa de interface gráfica PAW [8].

O conjunto de arquivos (27) obtidos através do processo BOSSANOVA é chamado de *ntupla* de Milão (ou *skim* de Milão), pois foram desenvolvidos e implementados pelo grupo de Milão da colaboração E831/FOCUS.

A *ntupla* de Milão contém aproximadamente 40 milhões de eventos com pelo menos um candidato a decaimento em três corpos.

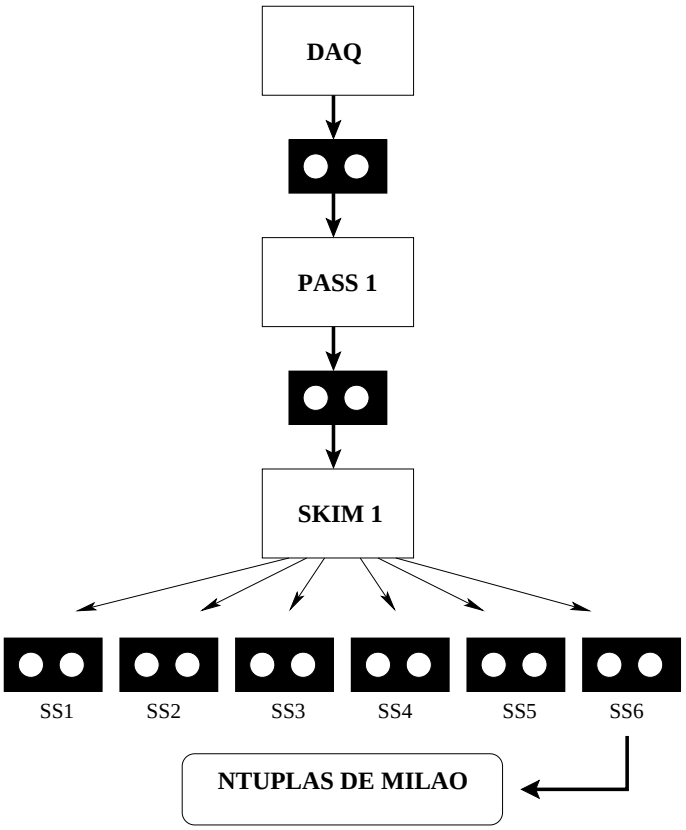


Figura 4.1: O processo de reconstrução dos dados desde o DAQ até chegar às *ntuplas* de Milão.

4.2 Estudo dos critérios de seleção (cortes).

Após a reconstrução, a SKIM1 e a SKIM2, a etapa seguinte consistiu em definir os critérios de seleção da amostra $K\pi\pi$, a partir da *ntupla* de Milão.

Os critérios básicos são a qualidade dos traços, dos vértices e da identificação de partículas. A reconstrução das partículas charmosas como visto anteriormente, depende da habilidade em encontrar a posição da interação primária γN (vértice primário) e a posição onde ocorreu o decaimento (vértice secundário).

A reconstrução do canal de decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ se faz da seguinte forma: uma vez encontrados três traços identificados como um káon e dois píons, estes de mesma carga (oposta à do káon), o algoritmo de vértice (DVERT) [61], verifica se estes três traços tiveram origem no mesmo lugar no espaço. Em caso positivo a trajetória do candidato a D^+, formado por estes três traços, é utilizada como ponto de partida para a formação do vértice primário. A essa trajetória reconstituída são adicionados

outros traços encontrados no evento até que um vértice primário seja definido.

Para cada vértice temos um nível de confiança associado, que define a qualidade do ajuste. Temos também a posição de cada vértice e, portanto, a distância entre os vértices primário e secundário, L, assim como o erro associado à medida desta distância, σ_L. Com estas duas informações criamos uma variável de vértice chamada *elsig* descrita a seguir. Essa variável é utilizada na maioria das análises, pois atua significativamente na eliminação do *background* [1].

Além das variáveis de vértice temos também as variáveis de identificação de partícula fornecidas pelo algoritmo de identificação CITADL (*Čerenkov Identification of Tracks by an Algoritm using Digital Likelihood*) [63] ou [48]. Os cortes são feitos levando em conta a diferença na verossimilhança das possíveis identificações.

4.2.1 Variáveis utilizadas

- Elsig (L/σ): distância entre o vértice primário e secundário, dividido pela raiz quadrada da soma em quadratura dos erros na determinação da posição dos vértices. Define a significância estatística da separação entre os vértices.

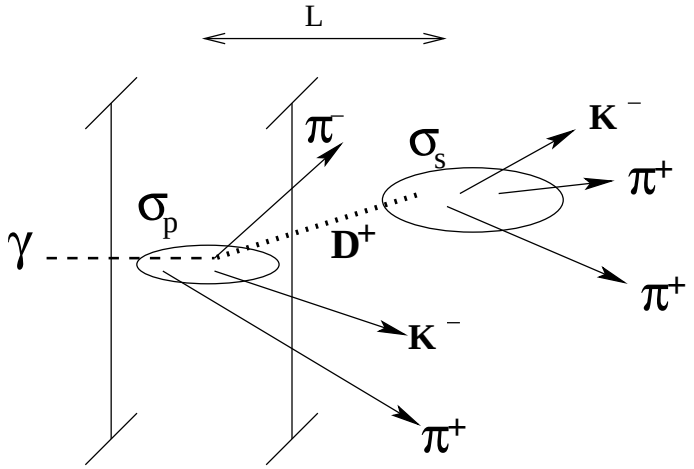


Figura 4.2: Exemplo de uma possível configuração de traços de um evento de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ com determinado L. σ_p é o erro na determinação do vértice primário e σ_s o erro na determinação do vértice secundário.

[1] A *ntupla* de milão possui um corte intrínseco, $elsig > 3$

- Zout: ou *out of material* (oom), determina o quão distante está o vértice secundário de qualquer outro material, seja alvo ou TSSD, dividida pelo erro associado.

- Aiso1: variação no nível de confiança do vértice primário quando a este se acrescenta um traço que pertence ao vértice secundário.

- Aiso2: variação no nível de confiança do vértice secundário quando a este se acrescenta um traço extra, que não esteja associado ao vértice primário.

- *no-double-link*: são descartados eventos cujos traços reconstruídos no SSD não são univocamente conectados a traços reconstruídos no PWC.

- Dwk: ou kaonicidade, é a probabilidade na identificação de um traço como sendo káon menos a probabilidade de indentificá-lo como um píon. O corte nessa variável se dá como $Dwk = W_{obs}(\pi) - W_{obs}(K)$, requerendo valores positivos para esta variável a fim de favorecer a hipótese de káon sobre a de píon.

- Dwkπ_1 e Dwkπ_2: é a anti-kaonicidade, elimina káons identificados erroneamente como píons.

4.2.2 Otimizando os cortes

O estudo dos cortes consiste basicamente em encontrar valores ótimos para as variáveis empregadas na análise, eliminando ao máximo o *background* e ao mesmo tempo preservando o sinal. Além disso, o conjunto de cortes deve produzir uma amostra cuja distribuição no Dalitz plot seja a mais uniforme possível. Portanto devemos determinar quais cortes são relevantes na nossa amostra, qual deve ser o valor ótimo para cada um deles e como eles atuam na distribuição de eventos no Dalitz plot.

A escolha dos valores ótimos dos cortes, foi determinada através da análise do comportamento dos dados em função dos cortes aplicados. Isto foi possível graças ao fato de o sinal $K\pi\pi$ ser muito limpo e abundante. Para isto definimos a região do sinal

próximo à da massa do D^+ (1,8625 a 1,8825 GeV/c^2) e outra para o *background* (1,7 a 1,8 e 1,94 a 1,97 GeV/c^2).

Um estudo baseado no MC-ROGUE serviu como um teste do procedimento de acima. A comparação entre dados e MC-ROGUE permite distinguir o comportamento do sinal, modelado pelo MC-ROGUE, do *background* proveniente da amostra de dados.

A figura 4.3 mostra a distribuição da razão sinal/*background* e a eficiência do corte, definida como a razão entre o número de eventos restantes após a aplicação de determinado do corte pelo número de eventos antes do corte. O valor do corte a ser escolhido deve ser tal que tenha uma eficiência próxima de 100% e ao mesmo tempo uma alta razão sinal/*background*.

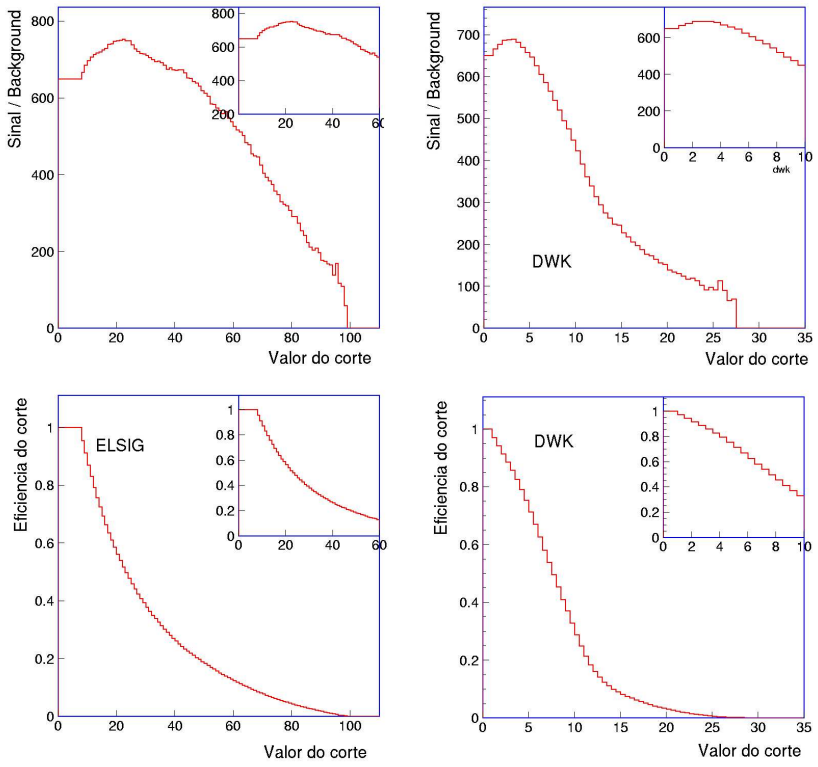


Figura 4.3: Variáveis L/σ ou elsig e dwk. Observamos a distribuição da razão sinal/*background*, e a distribuição da eficiência para cada variável estudada. No canto superior esquerdo de cada figura esta ampliada a região onde fizemos os cortes.

O espectro de massa $K\pi\pi$ é ajustado por duas funções Gaussianas [2], representando

[2] A distribuição de massa não é exatamente um distribuição Gaussiana.

o sinal, acrescidas de uma função exponencial, representando o *background*.

Este ajuste foi feito várias vezes variando o valor das variáveis de corte e analisando o resultado do ajuste para a eficiência e para a fração de *background*.

O conjunto de cortes finais que fornecem uma ótima relação sinal/*background* são dados na tabela 4.2:

$\frac{L}{\sigma}$ >12
zout > 3
aiso1 < 0,01
aiso2 < 0,01
no double link
Dwk >3
Dwk1 < 2
Dwk2 < 2

Tabela 4.2: Variáveis utilizadas para os cortes e o seus respectivos valores.

A amostra total dos dados, após aplicados todos os cortes, ficou reduzida a 105651 eventos com massa $K\pi\pi$ entre 1,77 e 1,97 GeV/c^2. A distribuição de massa invariante $K\pi\pi$ destes eventos está mostrada na figura 4.4.

4.3 Background

Começaremos por determinar as funções que descrevem o *background* no espectro de massa $K\pi\pi$ (fig. 4.4). Em seguida determinaremos a forma do background no Dalitz plot.

O *background* contido em nossa amostra de dados é devido a duas fontes distintas: eventos não charmosos (*background* combinatorial) e decaimentos de charm com má identificação de uma das partículas (*background* charmoso).

O *background* combinatorial é resultado da combinação de três traços não correlacionados mas que satisfazem a todos os critérios de formação de um vértice secundário.

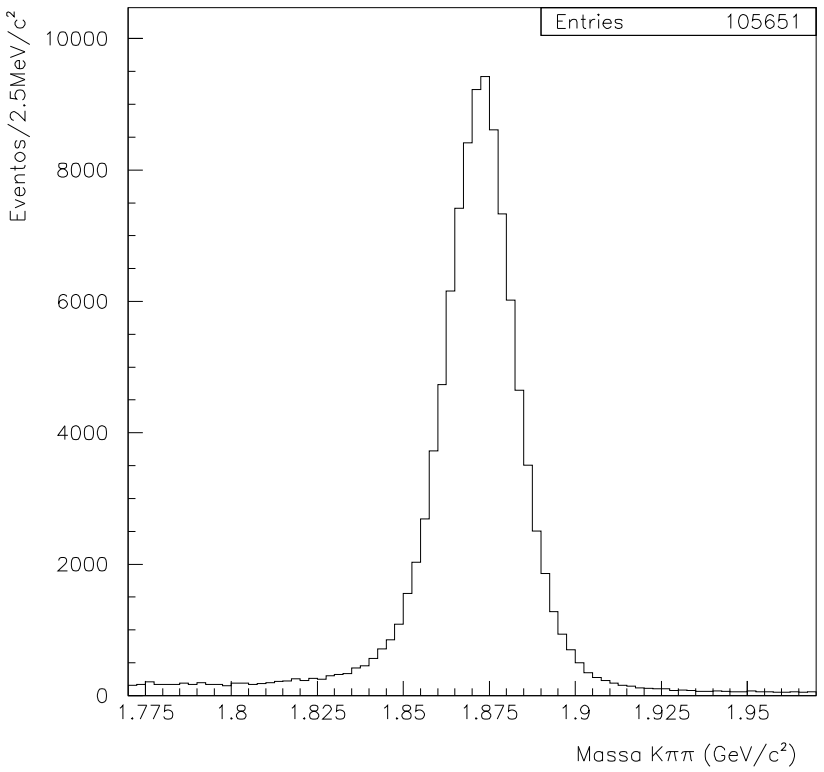


Figura 4.4: Distribuição de Massa da amostra final $K\pi\pi$.

Como não vêm de decaimentos de D^+, a massa invariante $K\pi\pi$ dessas combinações está continuamente distribuída ao longo do espectro.

O *background* charmoso é devido a decaimentos reais de mésons D^+ e $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$, quando o traço associado ao K^+ é mal identificado, ou seja, a ele é atribuída erroneamete a massa do píon, devido às limitações dos contadores Čerenkov .

A distribuição destes eventos não está centrada na massa do D^+, mas sim deslocada para uma região de menor massa. Eventos devido ao *background* charmoso proveniente do decaimento de $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$ foram desprezados da nossa análise porque estes eventos aparecem suficientemente afastados da região do sinal que estamos considerando. A única contaminação relevante devida ao *background* charmoso é proveniente do decaimento de $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$.

A contribuição do *background* charmoso na região do sinal considerado nesta análise (1,8625 a 1,8825 GeV/c^2) representa [3] apenas 10% do *background* total, sendo o restante devido ao *background* combinatorial. O *background* total na região do sinal, como veremos, representa apenas 1.4% do número total de eventos.

Discutiremos a seguir o procedimento utilizado para estimar estes valores, em cada um dos casos.

4.3.1 Estimativa do Background $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$

O canal $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$ ocorre principalmente através de dois modos ressonantes, $D_s^+ \to \phi(1020)\pi^+$ e $D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0K^+$ [7].

O estudo desta contribuição de *background* consiste em três partes:

1. Determinar a forma funcional que descreve como os eventos de cada modo se distribuem ao longo do espectro $K\pi\pi$.

2. Estimar o número de eventos de $D_s^+ \to \phi(1020)\pi^+$ e $D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0K^+$ presentes na amostra de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$.

3. Determinar como os eventos de *background* se distribuem no Dalitz plot.

Para a caracterização da forma funcional do *background* charmoso no espectro $K\pi\pi$ foram geradas amostras de MC-ROGUE de $D_s^+ \to \phi(1020)\pi^+$ e $D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0K^+$, contendo 1,5 milhões eventos cada. Cada amostra de MC-ROGUE foi submetida ao mesmo programa utilizado para criar a *ntupla* final $K\pi\pi$. Desta forma teremos uma *ntupla* com os eventos MC-ROGUE de $KK\pi$ que foram mal identificados no intervalo de 1,77 a 1,97 GeV/c^2. O ajuste da distribuição da massa invariante $K\pi\pi$ para cada um dos canais é mostrada na figura 4.5.

A forma funcional encontrada para fazer o ajuste da figura 4.5 (a) e (b) é de uma função Gaussiana modificada dada por:

$$\begin{aligned} f(M) &= \frac{N}{N_f}\exp\{-\beta^2\frac{(M-\bar{M})^2}{2\sigma^2}\}, \\ \beta &= \exp\lambda(M-\bar{M}) \end{aligned} \tag{4.1}$$

[3] Posteriormente será mostrado porque esse intervalo foi o escolhido

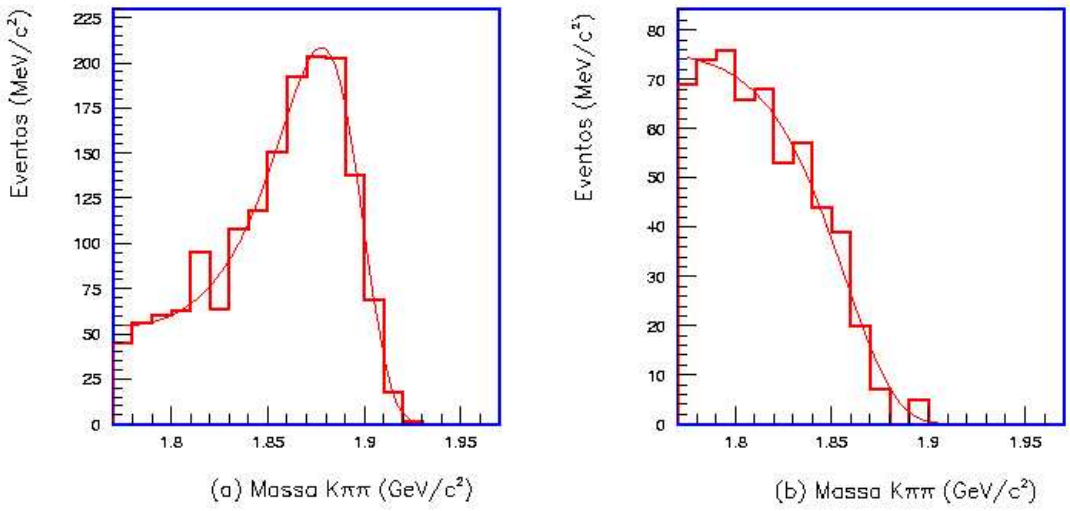


Figura 4.5: Eventos de MC-ROGUE de (a)$D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0 K^+$ e (b)$D_s^+ \to \phi(1020)\pi^+$ projetados no espectro de massa $K\pi\pi$, após a aplicação de todos os cortes.

Canal	N	$\bar{M}(GeV/c^2)$	$\sigma\ (GeV/c^2)$	$\lambda\ (GeV/c^2)^{-1}$
$D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0 K^+$	1585	1,878	0,02348	9,549
$D_s^+ \to \phi(1020)\pi^+$	579	1,725	0,5381	12,94

Tabela 4.3: Parâmetros da função 4.1.

onde N_f é o fator de normalização da função. Dessa forma, N representa o número de eventos mal identificados no intervalo compreendido entre 1,77 e 1,97 GeV/c^2. Os parâmetros $\bar{M}, \lambda, \sigma$ e N, obtidos em cada caso estão listados na tabela 4.3.

Uma vez obtida a forma funcional de cada contribuição do *background* e sua parametrização, o próximo passo é então estimar o número de eventos de cada canal no *background* da amostra $K\pi\pi$.

$D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0 K^+$

Como não podemos obter a quantidade de eventos de $D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0 K^+$ pela observação direta dos dados $K\pi\pi$, uma vez que a ressonância $\bar{K}^*(890)$ também contribui para o decaimento do D^+, faremos uso de uma amostra de MC-ROGUE e outra de dados com cortes otimizados para o canal $D_s^+ \to K^- K^+ \pi^+$.

O raciocínio é simples: o experimento produziu uma determinada quantidade de eventos de $D_s^+ \to K^-K^+\pi^+$, dos quais uma fração ocorre através do canal ressonante $D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0K^+$. Uma pequena quantidade destes eventos sobrevive aos critérios de seleção de eventos $K\pi\pi$, pois a taxa de má identificação píon/káon é pequena. Para estimarmos a parcela que foi mal identificada, temos primeiramente, que saber quantos eventos de $D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0K^+$ foram produzidos por FOCUS. Esse número é dado por:

$$N^{D_S \to \bar{K}^*(890)^0K^+} = (\frac{N_{obs}}{\varepsilon})_{K^*K^+}. \tag{4.2}$$

N_{obs} é o número de eventos do sinal de $\bar{K}^*(890)^0K^+$ e ε é a eficiência do critério de seleção da amostra $D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0K^+$.

Obtemos o valor de N_{obs} a partir das *ntuplas* de Milão com decaimentos em três corpos, selecionando dados do decaimento de $D \to K^-K^+\pi^+$ e aplicando um corte na massa invariante $K^-\pi^+$ em torno da massa do $\bar{K}^*(890)$. A figura 4.6 mostra o espectro de massa $KK\pi$ resultante. Neste plot vemos dois picos, um deles centrado na massa invariante do D^+ e outro na massa do D_s^+.

O número de eventos de $\bar{K}^*(890)^0K^+$ é obtido a partir do ajuste do espectro mostrado na figura 4.6. O ajuste destes dados foi feito com duas funções gaussianas e uma função exponencial. O número de eventos $D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0K^+$ obtidos por este ajuste foi de 4742 ± 123 eventos, estando em concordância com o valor obtido em [74].

A eficiência ε é calculada a partir da amostra de MC-ROGUE para este canal de decaimento da seguinte forma: geramos uma amostra de MC-ROGUE contendo 299985 eventos; após aplicarmos os cortes de $KK\pi$ esta amostra foi reduzida a 2719 $\pm$ 45 eventos. O valor da eficiência é calculado pela razão entre o número de eventos após os cortes e o número de eventos antes dos cortes, logo $\varepsilon = 0.00906 \pm 0.00015$.

Utilizando os valores acima de N_{obs} e ε obtemos o número de eventos de $D_s^+ \to \bar{K}^*(890)^0K^+$ produzido por FOCUS: 523399 ± 15702. Se multiplicarmos este valor pela taxa de contaminação da amostra de $K\pi\pi$ dentro do intervalo de massa 1.77 a 1.97, obtemos a quantidade de eventos de $\bar{K}^*(890)^0K^+$ que foram identificados como $K\pi\pi$.

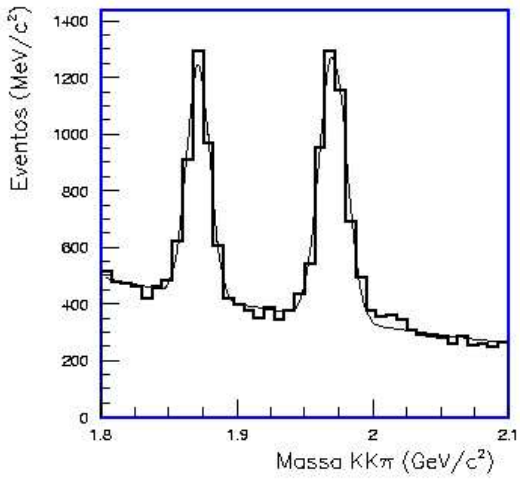


Figura 4.6: Distribuição da massa invariante $K^-K^+\pi^+$ (dados) para o modo de decaimento $\bar{K}^*(890)^0K^+$.

A taxa de contaminação é calcula da seguinte maneira. Geramos então uma amostra de MC-ROGUE de $D_S^* \to \bar{K}^*(890)^0K^+$ com 1,5 milhões de eventos, e usamos os cortes $K\pi\pi$ tabelados em 4.2. A taxa de contaminação é a razão entre o número de eventos desta amostra que sobrevivem aos cortes de $K\pi\pi$ pelo número de eventos gerados.

O ajuste da massa invariante $K\pi\pi$ desta amostra foi mostrado na figura 4.5 e o resultado deste ajuste é mostrado na tabela 4.3, para o número de eventos N que sobreviveram aos cortes em todo intervalo de massa foi de 1585 ± 42 . A taxa de contaminação é portanto $\epsilon = 0.001056 \pm 0.000028$. O número de $\bar{K}^*(890)^0K^+$ mal identificados na região do sinal é de 553 ± 22 eventos.

Entretanto, nem todo $\bar{K}^*(890)^0$ produzido decai em $K^-\pi^+$, uma parte vai em $\bar{K}^0\pi^0$. Fazendo análise de isospin e verificando os coeficientes de Clebsch-Gordan para cada um destes modos encontramos que 2/3 dos $\bar{K}^*(890)^0$ decaem em $K^-\pi^+$.

Finalmente o canal $D^+ \to \bar{K}^*(890)^0K^+$ contribui com 368 ± 15 eventos na região de massa de 1,77 a $1{,}97 GeV/c^2$. Considerando a região do sinal (1.8625 a 1.8825) este número cai para apenas 95 eventos, que representam 9% do *background* contido nessa região.

$D_s^+ \to \phi(1020)\pi^+$

O procedimento para estimar o número de eventos de $D_S^+ \to \phi(1020)\pi$ presentes na região do sinal $K\pi\pi$ é o mesmo utilizado anteriormente para a má identificação de $D_S^+ \to \bar{K}^*K$.

Primeiro determinamos o número de $D_S^+ \to \phi(1020)\pi$ produzidos por FOCUS

$$N^{D_S \to \phi(1020)\pi^+} = (\frac{N_{obs}}{\varepsilon})_{\phi\pi^+}. \tag{4.3}$$

Os dados de $D_S^+ \to \phi(1020)\pi$ também são provenientes das *ntuplas* de Milão para o decaimento em três corpos $KK\pi$. Para isolarmos o canal $D_S^+ \to \phi\pi$, fazemos um corte na massa invariante K^+K^- em torno da massa do ϕ, $1,02 \pm 0,01$ GeV. A distribuição de massa $KK\pi$ resultante é mostrada na figura 4.7.

Este ajuste forneceu $N_{obs} = 9033 \pm 127$ eventos de sinal de $D_s^+ \to \phi\pi$, que também está de acordo com [74].

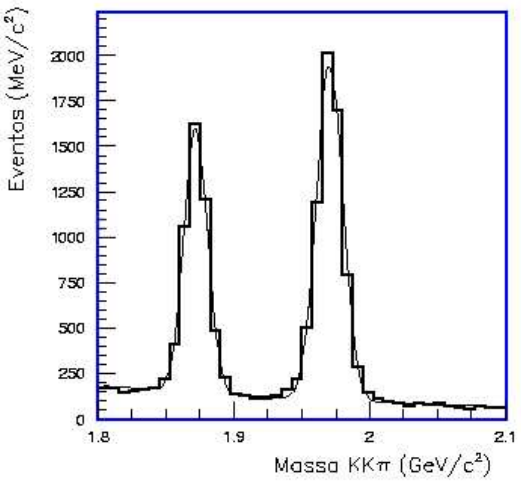


Figura 4.7: Distribuição da massa invariante $K^-K^+\pi^+$ (dados) para o modo de decaimento $\phi(1020)\pi^+$.

A eficiência dos cortes otimizados para os dados de $D_s^+ \to \phi\pi$ foi obtida através da ntupla de MC-ROGUE, gerada com 299985 eventos. Após os cortes obtivemos 4153 ± 56 eventos. A eficiência é $\varepsilon = 0.01384 \pm 0.00018$.

O número de eventos de $D_s^+ \to \phi\pi$ que foram produzidos por FOCUS foi calculado em 652673 ± 13053 eventos. Novamente devemos multiplicar este valor pela taxa de

contaminação, obtendo assim o número de eventos de $D_s^+ \to \phi\pi$ que passaram pelo critério de $K\pi\pi$. Geramos então uma amostra de MC-ROGUE de $D_s^+ \to \phi\pi$ com 1,5 milhões de eventos, e usamos os cortes para $K\pi\pi$ mostrados na tabela 4.2.

O resultado do ajuste da massa invariante $K\pi\pi$ (fig.4.5) para o número de eventos de ϕ que sobreviveram aos cortes é mostrado na tabela 4.3, $N = 579 \pm 24$ distribuídos em toda a região de massa, com isso a taxa de contaminação é dada por $\epsilon = 0.000386 \pm 0.000016$. O número de eventos mal identificados de $\phi\pi$ presentes em todo intervalo de massa $K\pi\pi$ é de 252 ± 13.

Considerando apenas a região do sinal compreendida entre 1,8625 e 1,8825 GeV/c^2, nos restam apenas 12 eventos que correspondem a 1% do background total.

Distribuições no Dalitz plot

As distribuições dos eventos de *background* charmoso no Dalitz plot são obtidas gerando amostras de MC-ROGUE para o canal de decaimento $D_s^+ \to \bar{K}^* K^+$ e para o canal $D_s^+ \to \phi\pi^+$. Cada amostra passa pelos cortes de $K\pi\pi$. Para cada amostra preenchemos um histograma de 30X30 células (*bins*) nas variáveis s_{12} e s_{13} com os eventos de D_s^+ cuja massa invariante $K\pi\pi$ situa-se dentro da região do sinal (1.8625 a 1.8825). Desta forma obtemos as matrizes da distribuição no Dalitz plot da contaminação provinda da má identificação dos estados $\phi(1020)$ e $\bar{K}^*(890)$.

Os eventos de *background* K^*K e $\phi\pi$, estão distribuídos no Dalitz plot de acordo com a figura 4.8.

4.3.2 Background Combinatorial

A maioria dos eventos de *background* presentes na região do sinal de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ é devida ao *background* combinatorial. Para estudarmos esse tipo de *background* devemos observar as regiões laterais ao sinal (ver figura 4.9), distantes o suficiente para garantirmos que somente eventos de *background* façam parte desse estudo. Escolhemos as regiões compreendidas entre 1,7 à 1,8 e 1,94 à 1,97 GeV/c^2.

A estrutura do Dalitz plot para cada uma destas regiões é mostrada na figura 4.10.

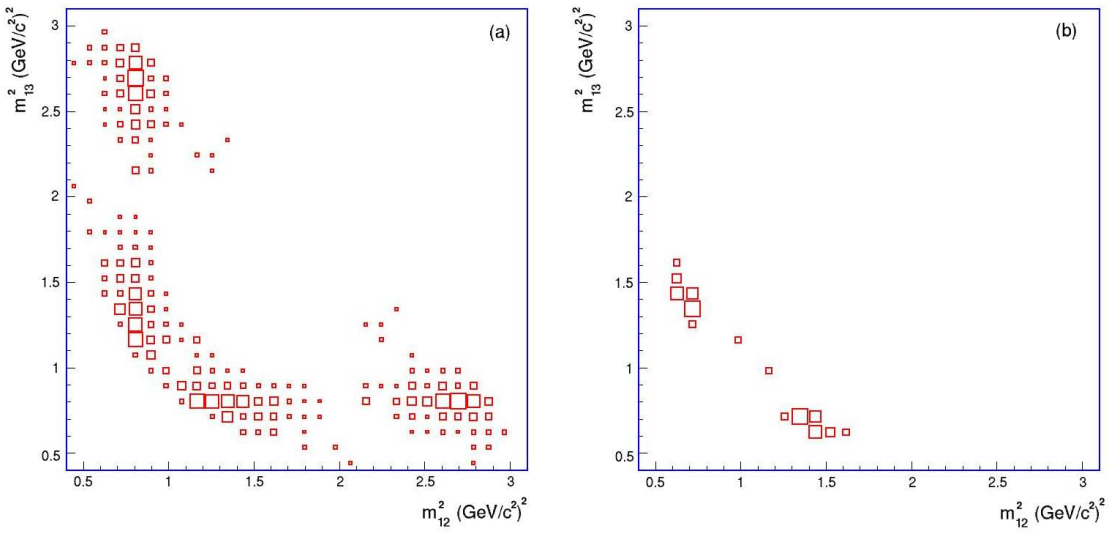


Figura 4.8: Distribuição de eventos no Dalitz plot do *background* K^*K (a), e $\phi\pi$ (b).

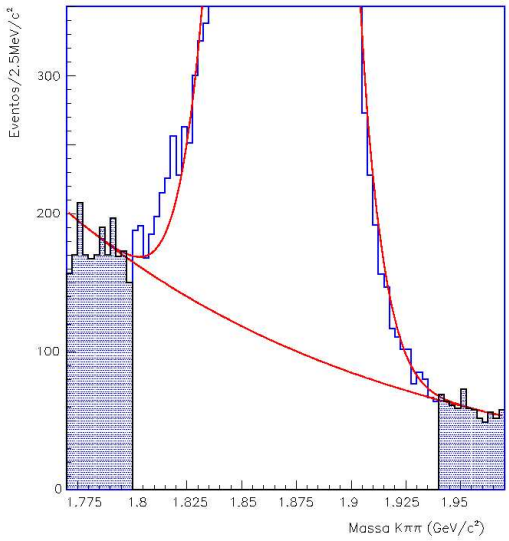


Figura 4.9: Detalhe da região (hachurada) que consideramos para analisar o background e determinar a forma funcional do mesmo.

A região compreendida entre 1,7 à 1,8 GeV/c^2 contém não apenas a contribuição do *background* combinatorial mas também do *background* charmoso, como vemos na figura 4.10 (a). Não se observam estruturas na distribuição do *background* na região entre 1,94 à 1,97 GeV/c^2.

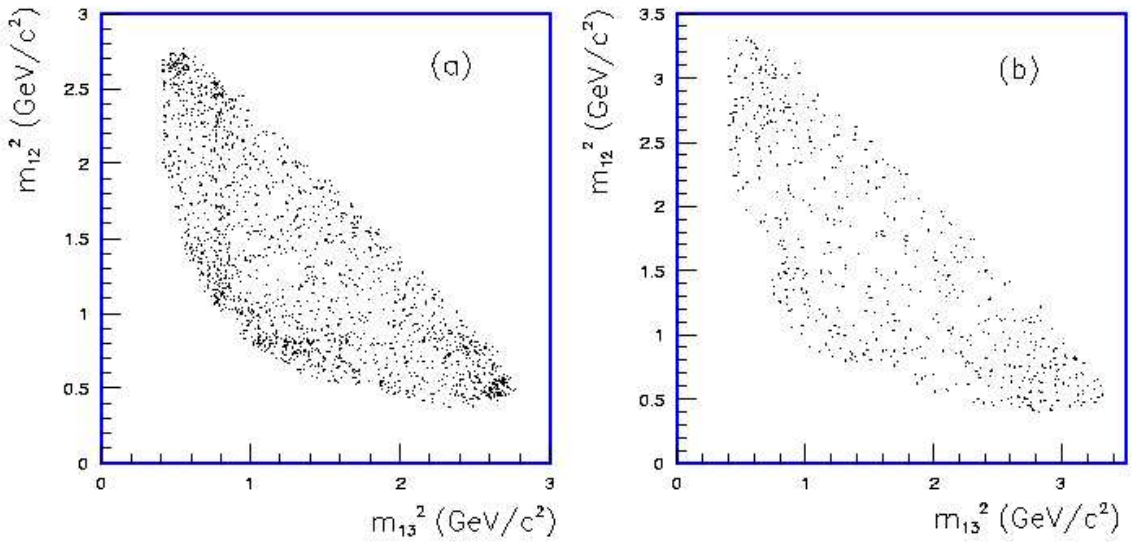


Figura 4.10: Dalitz plot na região (a)1,7 à 1,8 GeV/c^2, onde observamos uma estrutura de ϕ e $\bar{K}^*(890)^0$, e em (b) o detalhe da região compreendida entre 1,94 à 1,97 GeV/c^2. Não é possível identificar estruturas ressonates nessa região.

O *background* combinatorial é parametrizado por uma função exponencial, cujos parâmetros são fixados por um ajuste da amostra $K\pi\pi$.

O número de eventos de *background* combinatorial é dado pela diferença entre o número de eventos do *background* total, obtido pelo ajuste do espectro de massa $K\pi\pi$, e o número de eventos do *background* charmoso. Considerando estes valores, restaram 808±28 eventos de *background*, que correspondem a 90% do background total.

4.4 O Ajuste $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$

Para o ajuste do espectro de massa $K\pi\pi$, devemos construir uma função que parametrize as fontes de *background* e o sinal.

Utilizamos uma função com duas Gaussianas para o sinal:

$$S(M) = \frac{N_1}{N_{G1}} \exp\left\{-\frac{(M_1 - M)^2}{2\sigma_1^2}\right\} + \frac{N_2}{N_{G2}} \exp\left\{-\frac{(M_2 - M)^2}{2\sigma_2^2}\right\} \tag{4.4}$$

onde os parâmetros a serem determinados são o valor médio para a massa, a largura e o número de eventos de cada gaussiana M_1, σ_1, N_1 e M_2, σ_2, N_2. Os fatores de

normalização são N_{G1} e N_{G2}.

O *background* combinatorial é descrito por uma função exponencial dada por:

$$BK(M) = \frac{N_3}{N_{BK}} exp(\beta(M - 1.77)) \tag{4.5}$$

Os parâmetros a serem determinados são o número de eventos de *background* N_3 e o parâmetro de exponencial β; N_{BK} é a normalização da exponencial. Para o *background* charmoso, como visto anteriormente, foi utilizado uma função Gaussiana modificada dada na equação 4.1.

Assim, a função total de ajuste para o espectro de massa $K\pi\pi$, mostrada na figura 4.11, é constituída de quatro termos, duas funções Gaussianas (eq.4.4) representando o sinal, uma função exponencial para o *background* combinatorial, e mais duas funções Gaussianas modificadas para representar o *background* charmoso.

$$F(M) = N_S S(M) + N_{K*K} B_{K*K}(M) + N_{\phi\pi} B_{\phi\pi}(M) + N_{comb} B_{comb}(M) \tag{4.6}$$

Dalitz Plot

O intervalo de massa que consideraremos para o estudo do Dalitz plot, ou seja, a região do sinal, deveria estar centrado na massa nominal do D^+, 1869.3 $\pm$ 0.5 MeV. Nossos dados, porém, apresentam uma certa assimetria refletindo uma variação na resolução de momentum. Assim escolhemos um intervalo de massa compreendido entre 1,8625 e 1,8825 GeV/c^2 como forma de obter uma distribuição simétrica em relação a massa do D^+, minimizando efeitos de resolução. O número de eventos contidos nesta região é dado pelo ajuste total dos dados. A região do sinal contém 62602 eventos, dos quais 61465$\pm$225 correspondem ao sinal, e 915$\pm$30 ao *background* total. Destes 915 eventos, 95$\pm$10 eventos correspondem à contaminação de $D_s^+ \rightarrow \bar{K}^*(890)^0 K^+$, 12$\pm$3 eventos à contaminação de $D_s^+ \rightarrow \phi(1020)\pi^+$[4], sobrando 808$\pm$28 eventos que representam o *background* combinatorial.

O ajuste dos dados, nos fornece os valores listados na tabela 4.4.

O Dalitz plot dos eventos entre 1,8625 e 1,8825 GeV/c^2 da amostra $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ é mostrado na figura 4.12.

[4]Como determinado anteriormente

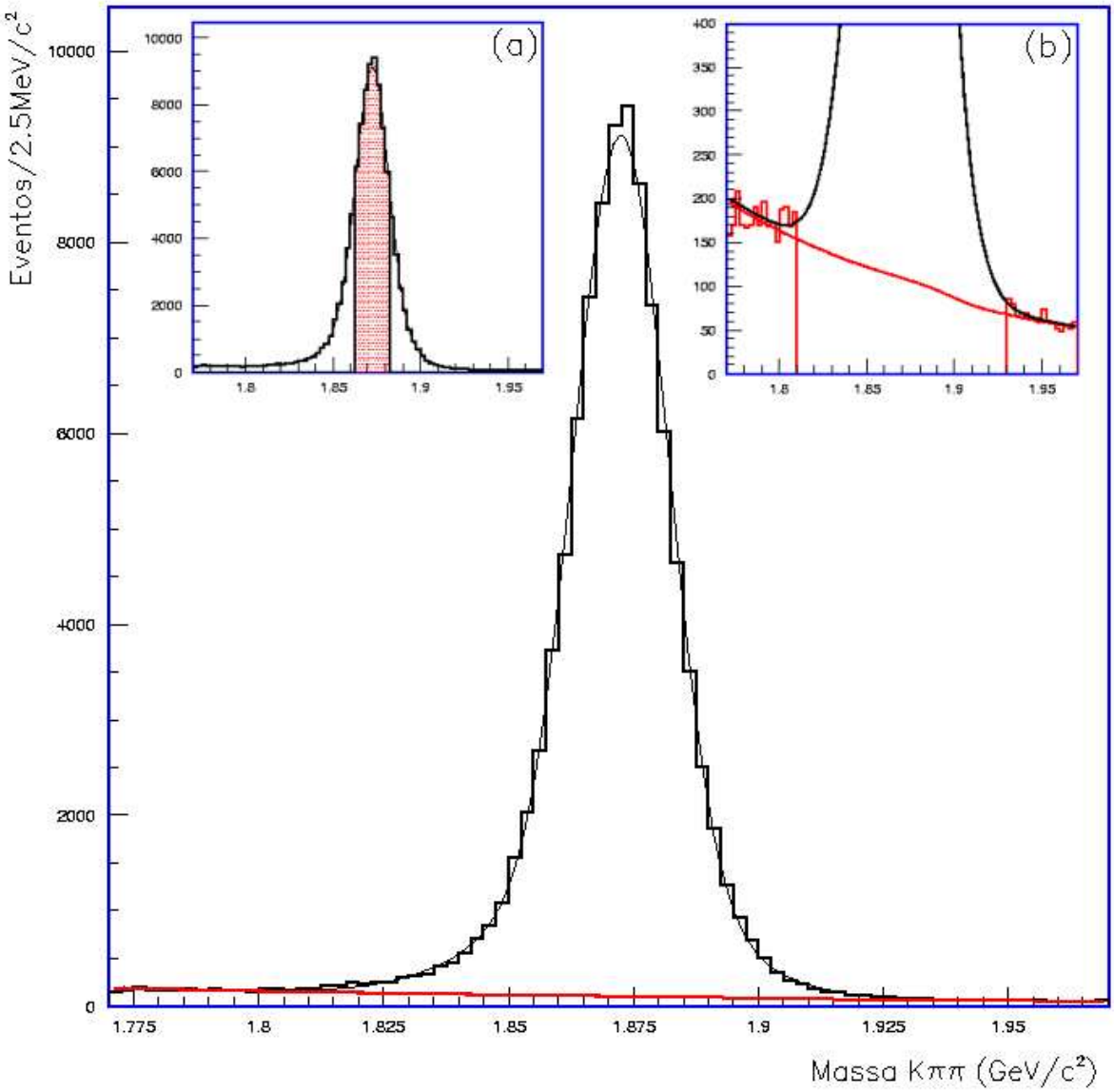


Figura 4.11: O ajuste completo da distribuição de massa de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$.(a) A região do sinal em destaque. (b) A função completa do *background*.

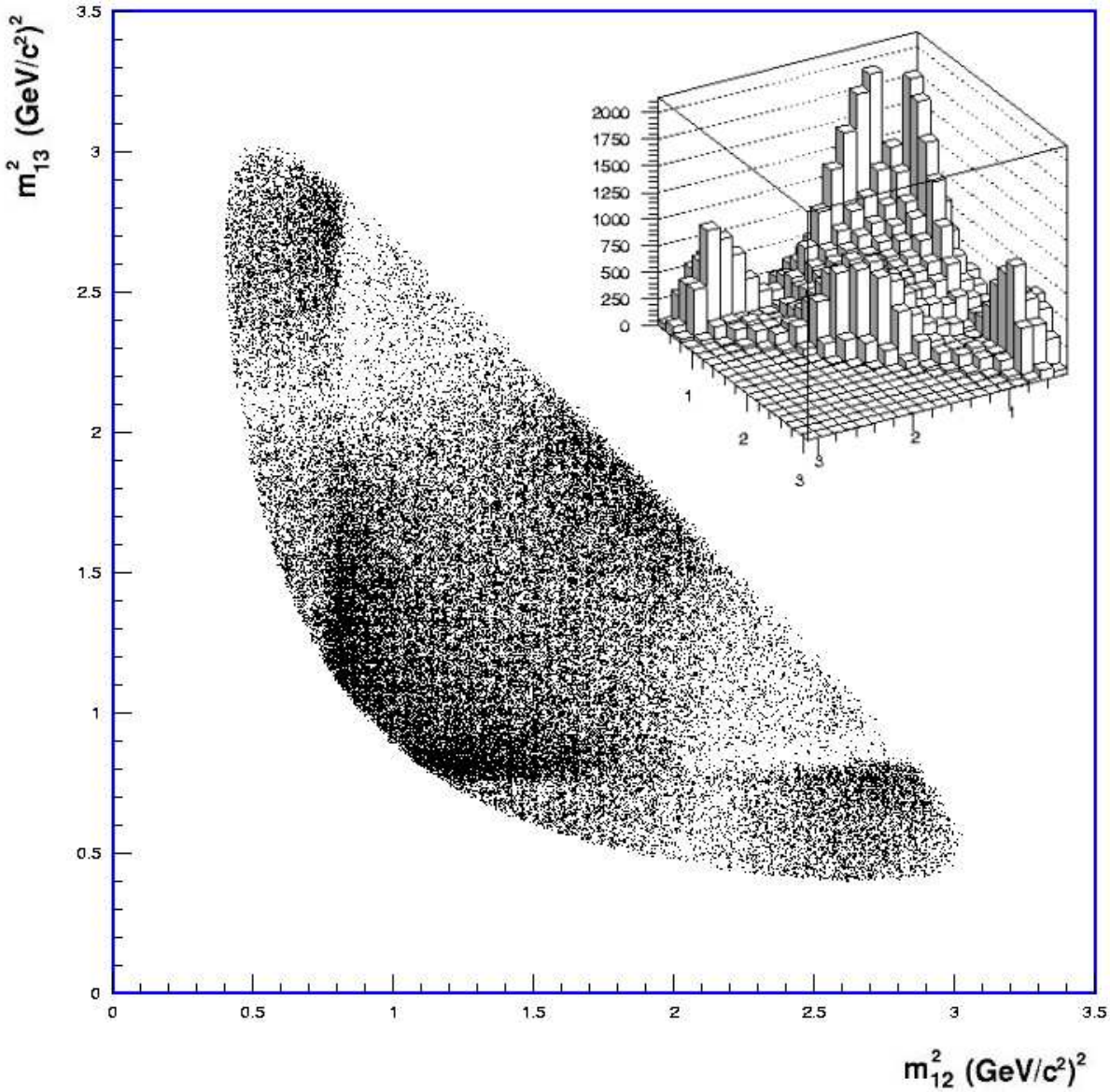


Figura 4.12: Distribuição de eventos entre 1,8625 e 1,8825 GeV/c^2, no Dalitz plot.

Parâmetros	Valores obtidos do ajuste
Massa M_1	1,87260 ± 0,00005
Largura σ_1	0,00930 ± 0,00004
N^o de eventos 1	73682 ± 284
Massa M_2	1,8691 ± 0,0002
Largura σ_2	0,0201 ± 0,0002
N^o de eventos 2	22778 ± 258
Parametro da exponencial	-6,3818 ± 0,2226
N^o de eventos *background*	8753 ± 143
χ^2/d.o.f = 174,6 / 72	

Tabela 4.4: Parâmetros da função 4.4 e 4.5, no intervalo compreendido entre 1,77 à 1,97 GeV/c^2.

A análise do Dalitz plot será realizada utilizando os eventos contidos na região do sinal e levando em conta as imperfeições do detector. Tais imperfeições, como veremos adiante, alteram a distribuição de eventos no Dalitz plot. Por esta razão torna-se necessário corrigir os efeitos provocados pela aceptância e pela resolução.

4.4.1 Aceptância

A ineficiência na detecção do decaimento $K\pi\pi$, causada tanto pela geometria do espectrômetro, por ineficiências do detector e do algorítmo de reconstrução, como pelos critérios de seleção da amostra, gera deformações na distribuição dos eventos no Dalitz plot que precisam ser corrigidos na análise dos dados.

A correção é feita a partir de eventos de MC-ROGUE e amostras de Fast-Monte Carlo (*Fast-MC*)[5], ambos não-ressonantes. Os eventos de MC-ROGUE simulam o detector. Já os eventos de *Fast-MC* são gerados supondo uma eficiência de 100%, simulando apenas o espaço de fase. Estes eventos portanto não apresentam deformação no Dalitz plot devido à eficiência do detector, mas contêm efeitos de resolução, pois a

[5]também conhecido como mini-monte carlo

amostra de *Fast-MC* é gerada com uma distribuição de massa $K\pi\pi$ de acordo com a equação 4.4.

Para obtermos a matriz de aceptância, geramos as amostras de MC-ROGUE e de *Fast-MC* para o decaimento não-ressonante[6] de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. A amostra MC-ROGUE é submetida a todas as etapas da amostra $K\pi\pi$. Preenchemos um histograma com 20X20 *bins* nas variáveis s_{12} e s_{13} para cada amostra, e dividimos o histograma do MC-ROGUE pelo histograma do *Fast-MC*. Dessa maneira determinamos a não-uniformidade na eficiência do detector bin a bin.

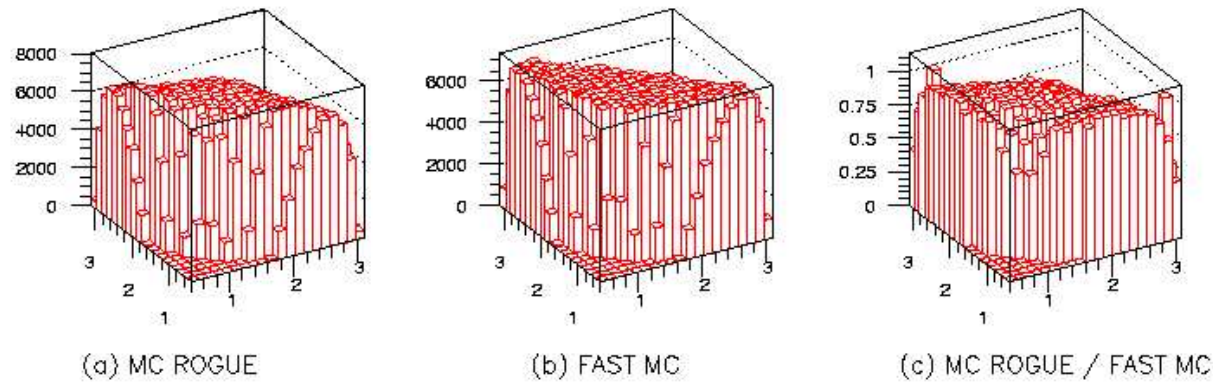


Figura 4.13: (a)Distribuição de eventos de MC-ROGUE de $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ no Dalitz plot;(b)Eventos gerados pelo *Fast-MC*; (c)Distribuição da eficiência no Dalitz plot.

Na figura 4.13(a) temos a amostra de MC-ROGUE e em 4.13(b) a amostra de *Fast-MC*. Na figura 4.13(c) vemos a matriz aceptância, resultado da divisão da distribuição 4.13(a) pela 4.13(b).

4.4.2 Resolução

A incerteza na determinação das trajetórias e do ângulo de desvio nos magnetos, implica uma incerteza na medida dos momentos, que se reflete no cálculo das massas invariantes. Em conseqüência disto, o Dalitz plot mostrado na figura 4.12 não tem limites bem definidos, mas sim uma superposição de contornos que correspondem aos diferentes valores da massa $K\pi\pi$. Este Dalitz plot pode ser interpretado como uma

[6]Eventos não-ressonantes são uniformemente distribuídos no Dalitz plot.

superposição de Dalitz plots, cujos contornos correspondem aos valores da massa $K\pi\pi$. Este efeito será levado em conta no ajuste dos dados, de uma forma que será descrita no capítulo seguinte.

Ao plotarmos a massa $K\pi\pi$ de cada candidato obtemos uma distribuição, enquanto que se não houvesse efeitos de resolução, considerando um instrumento de medida hipotético ideal, então teríamos uma distribuição muito estreita, correspondendo a largura natural do méson D. Podemos observar que quanto maior a largura de tal distribuição maiores são os efeitos de resolução.

Capítulo 5

Técnica de Ajuste do Dalitz Plot

Neste capítulo desenvolveremos os modelos que utilizamos para fazer o ajuste dos dados usando a amplitude total de decaimento descrita no capítulo 2 (equação 2.29).

O Dalitz plot dos eventos $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ é representado por uma função de densidade de probabilidade (PDF) que depende das seguintes variáveis: a massa invariante $K\pi\pi$, M, e as massas invariantes quadradas s_{12}, s_{13}. Para um dado valor de M, cada evento aparece como um ponto no espaço de fase, determinado por s_{12}, s_{13}.

Como a amostra de dados $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ é composta tanto de eventos de sinal quanto da contaminação de background, a densidade de probabilidade total é a soma da probabilidade de um evento ser sinal e da probabilidade de um evento ser background,

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}_S + \mathcal{P}_B. \tag{5.1}$$

Para construirmos a função que determina a densidade de probabilidade total devemos considerar como os efeitos de resolução e não-uniformidade na eficiência do detector afetam a distribuição de eventos no Dalitz plot.

O efeito de resolução, como vimos no capítulo anterior, gera uma distribuição na massa $K\pi\pi$ e, em consequência, o limite do Dalitz plot não é bem definido. Este efeito pode ser corrigido se levamos em conta a função que descreve o sinal no espectro de massa $K\pi\pi$, neste caso a função $S(M_{K\pi\pi})$ vista na equação (4.4). Esta função representa um peso dado pelo valor da massa observada do D. Os valores de magnitudes e fases que desejamos determinar no ajuste através das variáveis medidas são moduladas

por este peso.

A não-uniformidade na eficiência do detector é mapeada pela aceptância $\varepsilon(s_{12}, s_{13})$, considerada em cada ponto no Dalitz plot.

Estes efeitos devem ser incluídos, de forma que a probabilidade para um evento ser sinal seja dada por:

$$\mathcal{P}_S(s_{12}, s_{13}; M_{K\pi\pi}) = \frac{1}{\mathcal{N}_S}\varepsilon(s_{12}, s_{13})S(M_{K\pi\pi})|\mathcal{A}|^2, \tag{5.2}$$

No chamado modelo isobárico a amplitude de sinal total $\mathcal{A}$ é uma soma coerente de amplitudes complexas referentes a cada contribuição ressonante e não-ressonante,

$$|\mathcal{A}|^2 = |\sum_j a_j e^{i\delta_j}\mathcal{A}_j(s_{12}, s_{13}; M_{K\pi\pi})|^2. \tag{5.3}$$

Para o formalismo da análise em ondas parciais a amplitude de sinal total tem a forma

$$|\mathcal{A}|^2 = |\sum_{L=0}^{L_{max}} M^L(s_{12}, s_{13}) \times F_D(s_{12}, s_{13}) \times C_L(s_{12})|^2, \tag{5.4}$$

com C_L definido na equação 2.32

O termo $\mathcal{N}_S$ na equação (5.2) é a constante de normalização do sinal que será descrita na seguinte subseção.

A distribuição do *background* é dada pela soma incoerente das três amplitudes $\mathcal{B}_i(s_{12}, s_{13})$. Supomos aqui que os efeitos de resolução e inomogeneidade da aceptância afetam igualmente eventos de sinal e de *background*.

Os eventos de *background* combinatorial estão distribuídos uniformemente no espaço de fase, por esta razão a amplitude referente ao *background* combinatorial é uma constante que multiplica a função aceptância.

As amplitudes referentes a má identificação dos traços no decaimento de $D_S^+ \to K^-K^+\pi^+$, através dos canais ressonantes $\phi(1020)$ e $\bar{K}^*(890)$ são as matrizes da distribuição no Dalitz plot da contaminação destes estados, mostradas na subseção 4.3.1.

Também consideramos a forma funcional de cada contaminação no espectro de massa $K\pi\pi$ e o peso atribuído a cada uma delas. Assim a probabilidade de um evento

ser *background* é determinada por:

$$\mathcal{P}_B = \sum_{i=1}^{3} \frac{b_i}{\mathcal{N}_{B_i}} B_i(M_{K\pi\pi}) \mathcal{B}_i(s_{12}, s_{13}) \tag{5.5}$$

onde $\mathcal{N}_{B_i}$ é a constante de normalização de cada amplitude de background $\mathcal{B}_i(s_{12}, s_{13})$. $B_i(M_{K\pi\pi})$ são as funções que descrevem a distribuição de massa $K\pi\pi$ para cada tipo de background (4.1 e 4.5), e peso de cada contribuição é dado pelo coeficiente b_i (ver tabela 5.1).

$b_{combinatorial}$	b_{K^*K}	$b_{\phi\pi}$
0,90	0,09	0,01

Tabela 5.1: Peso das contribuições de cada tipo de background.

Constantes de normalização

Constantes de normalização são necessárias para que o ajuste dos dados através da técnica de máxima verossimilhança convirja. A descrição dessa técnica será feita na seção 5.1.

A constante de normalização para eventos de sinal é dada pela integral:

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_S = \quad & \int_{1.8625}^{1.8825} dM_{K\pi\pi}\, S(M_{K\pi\pi}) \\ & \int_{DP(M_{K\pi\pi})} ds_{12} ds_{13}\, \varepsilon(s_{12}, s_{13}) \left| \sum_j \frac{a_j e^{i\delta_j} \mathcal{A}_j(s_{12}, s_{13}; M_{K\pi\pi})}{\sqrt{N_j}} \right|^2, \end{aligned} \tag{5.6}$$

onde N_j é a normalização para cada amplitude, dada por:

$$N_j = \quad \int_{1.8625}^{1.8825} dM_{K\pi\pi}\, S(M_{K\pi\pi}) \int_{DP(M_{K\pi\pi})} ds_{12} ds_{13}\, |\mathcal{A}_j(s_{12}, s_{13}; M_{K\pi\pi})|^2.$$

O termo $\sqrt{N_j}$ na equação 5.6 garante que a fração de cada modo seja proporcional aos a_j.

A constante de normalização do *background* é:

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_{\mathcal{B}} = \quad & \int_{1.8625}^{1.8825} dM_{K\pi\pi}\, B_i(M_{K\pi\pi}) \\ & \int_{DP(M_{K\pi\pi})} ds_{12} ds_{13}\, \varepsilon(s_{12}, s_{13}) \sum_i |\mathcal{B}_i(s_{12}, s_{13})|^2. \end{aligned} \tag{5.7}$$

Como os parâmetros do *background* são fixos, a constante de normalização para o *background* é calculada uma única vez. Entretanto o cálculo da constante de normalização para o sinal $\mathcal{N}_S$ deve ser feito a cada passo do processo de ajuste, pois depende dos parâmetros de magnitude e fase que estão sendo ajustados. Se ainda parâmetros como massa, largura e raios de interação (rD e rR) dos estados intermediários são considerados livres, N_j também varia a cada interação do processo de ajuste.

Foi usado o método de Monte Carlo para a integração no espaço de fase no ajuste dos dados usando o modelo isobárico. Para a análise em ondas parciais este método tornou se inviável devido ao tempo gasto para a realização do ajuste. Optamos então pela integração em quadratura [71].

5.1 O Procedimento de ajuste

O conjunto de parâmetros livres que melhor ajustam os dados é encontrado através do método de máxima verossimilhança contínua. A função de verossimilhança é escrita como o produtório, sobre todos os eventos, do valor da função de ajuste para cada evento i:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{Nevents} \mathcal{P}_i \tag{5.8}$$

Este ajuste é realizado pelo programa MINUIT [10], e consiste em minimizar a quantidade:

$$FCN = -2 \log \mathcal{L} \tag{5.9}$$

A probabilidade de um determinado estado final ser formado via uma determinada ressonância é o que chamamos de fração de decaimento. As frações são obtidas a partir dos coeficientes a_j determinados pelo ajuste, e são calculadas tomando a razão da contribuição individual de cada estado pela amplitude quadrada total, ambas integradas no espaço de fase:

$$f_j = \frac{\int ds_{12} ds_{13} |a_j e^{i\delta_j} \mathcal{A}_j(s_{12}, s_{13})|^2}{\int ds_{12} ds_{13} |\sum_k a_k e^{i\delta_k} \mathcal{A}_k(s_{12}, s_{13})|^2} = \frac{a_j^2}{\int ds_{12} ds_{13} |\sum_k a_k e^{i\delta_k} \mathcal{A}_k(s_{12}, s_{13})|^2}. \tag{5.10}$$

Após a minimização, o MINUIT fornece os parâmetros ajustados e seus respectivos erros. Também fornece a matriz de erro, necessária para calcular o erro nas frações f_j, que é dado por:

$$(\delta f_j)^2 = \sum_{l,k} \frac{\partial f_j}{\alpha_k} \frac{\partial f_j}{\alpha_l} ERR(\alpha_k, \alpha_l), \tag{5.11}$$

onde α representa os parâmetros ajustados.

5.2 A Qualidade do Ajuste

A minimização da função $FCN = -2 \log \mathcal{L}$ nos retorna um valor que não tem sentido absoluto, apenas comparativo. Assim, quando realizamos vários ajustes na mesma amostra de dados, podemos comparar os valores dos respectivos FCN, sendo que o menor valor é referente ao melhor ajuste. Há necessidade de realizarmos vários ajustes para verificarmos a unicidade da solução e para definirmos o melhor conjuntos de parâmetros (r_D e r_R, por exemplo) usados no modelo. Porém necessitamos um método de avaliação da qualidade do ajuste que possa ser absoluto, de forma a poderemos decidir se um determinado modelo descreve bem ou não os dados.

Como critério para definir a qualidade do ajuste usamos uma variável do tipo χ^2. Dividimos o Dalitz Plot em células (*bins*) de mesma área e calculamos então o χ^2 para cada célula, usando a expressão:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{bins}} \left(\frac{N_i^{dados} - N_i^{ajuste}}{\sqrt{N_i^{dados}}} \right)^2 \tag{5.12}$$

onde N_i^{dados} é o número de eventos para um determinado *bin* na amostra de dados, e N_i^{ajuste} é o número de eventos esperado para o mesmo *bin*. Este último é determinado gerando uma amostra de *Fast-MC* com os parâmetros obtidos no ajuste dos dados.

No caso específico do $D^+ \to K\pi\pi$ temos duas variáveis independentes, mas o Dalitz plot deve ser simétrico em relação ao eixo s_{23}, pois não há ordenamento entre os píons. O teste de qualidade do ajuste deve ser feito no chamado Daltiz plot 'dobrado'. Para cada decaimento há duas massas invariantes $K^-\pi^+$. Sempre uma delas será maior que

a outra. O Dalitz plot 'dobrado' é o diagrama formado pelos invariantes ordenados $s_{high} \times s_{low}$, onde $s_{high} = s_{13}$ se $s_{13} > s_{12}$ ou $s_{high} = s_{12}$ se $s_{12} > s_{13}$.

O χ^2 total é a soma dos valores χ_i^2 de cada *bin*. O número de graus de liberdade é obtido pela subtração do número de *bins* do número de parâmetros livres no ajuste , $N_{dof} = N_{bins} - N_{param}$. A partir do χ^2 e do número de graus de liberdade, estimamos o nível de confiança (CL) do ajuste. Este cálculo é realizado através da função PROB da biblioteca do CERN [1].

5.3 Teste de Consistência do Algoritmo de Ajuste

O teste consistência do algoritmo de ajuste nos dá a confiança de que os parâmetros encontrados no ajuste estão sendo calculados corretamente. Em outras palavras, se um determinado modelo descreve corretamente os dados, o programa de ajuste será capaz de encontrar os parâmetros ótimos. Para a realização do teste seguiremos os seguinte passos:

1. Geramos um conjunto de 1000 amostras de *Fast-MC*, cada uma contendo $\approx$ 140000 eventos, com o conjunto de parâmetros iniciais mostrados na tabela 5.2.

2. Fazemos o ajuste de cada amostra de *Fast-MC*. Obtemos assim uma distribuição de valores ajustados para cada parâmetro. O valor médio de cada distribuição deve ser comparado com o valor do parâmetros correspondente usado na geração das amostras.

Os valores obtidos, mostrados na tabela 5.2, são compatíveis com os valores utilizados para gerar as amostras de *Fast-MC*. Concluímos que o algoritmo de ajuste é compatível com o mecanismo de geração de eventos.

[1] G100 - Library: MATHLIB

Canal		Valor Gerado	Valor Médio do Ajuste
Não-Ressonante	Magnitude	0,92	0,906± 0,074
	Fase	5,16	5,114± 0,128
$\kappa(800)\pi^+$	Magnitude	2,28	2,340± 0,134
	Fase	3,74	3,700± 0,022
$\bar{K}_0^*(1430)\pi^+$	Magnitude	0,99	0,983± 0,018
	Fase	0,80	0,802± 0,020
$\bar{K}^*(890)\pi^+$	Magnitude	1,00	1,000± 0,000
	Fase	0,00	0,000± 0,025
$\bar{K}^*(1680)\pi^+$	Magnitude	0,38	0,373± 0,021
	Fase	0,35	0,338± 0,071
$\bar{K}_2^*(1430)\pi^+$	Magnitude	0,17	0,172± 0,009
	Fase	5,70	5,720± 0,076

Tabela 5.2: Valores de magnitude e fase que foram usados para gerar a amostra de *Fast-MC*.

Capítulo 6

Resultados

Os resultados obtidos pelo estudo do sistema $K\pi$ através da análise de Dalitz plot do decaimento de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ serão apresentado nesse capítulo.

Primeiramente mostraremos os resultados obtidos do ajuste dos dados usando o modelo isobárico. Discutiremos como este resultado, obtido com a maior estatística disponível, se compara a resultados obtidos pelo experimento E791. Logo após será apresentado o resultado obtido do ajuste dos mesmos dados através da análise em ondas parciais. Por último, faremos a comparação entre os resultados utilizando os dois métodos para a amplitude $K\pi$ de onda-S.

6.1 Ajuste dos dados - modelo isobárico

O ajuste dos dados através do modelo isobárico fornece a amplitude, a fase e a fração com que cada modo ressonante e não-ressonante contribui para o decaimento de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$.

Incluímos inicialmente no modelo os estados que são permitidos e comprovados para esse decaimento: o estado não-ressonante (NR), os estados vetoriais $\bar{K}^*(890)$ e $\bar{K}^*(1680)$, o estado tensorial $\bar{K}^*_2(1430)$ e os escalares $\bar{K}^*_0(1430)$ e o $\kappa(800)$. Nesse modelo a massa e a largura dos estados escalares $\bar{K}^*_0(1430)$ e $\kappa(800)$, representados por funções Breit-Wigner, são parâmetros livres no ajuste. Os valores para os raios de interação são $r_D = 6,0\ GeV^{-1}$ e $r_R = 1,6\ GeV^{-1}$, definidos por vários ajustes consecutivos onde

esses valores eram variados.

Os valores encontrados pelo ajuste para a magnitude e fase são mostrados na tabela 6.1, e na tabela 6.2 estão os valores encontrados para a massa e a largura das ressonâncias $\kappa(800)$ e $\bar{K}_0^*(1430)$.

Canal	Fase (em graus)	Magnitude	Fração (%)
Não-Ressonante	296 ± 7	0,92 ± 0,17	10,3 ± 3,8
$\kappa(800)\pi^+$	212 ± 5	2,28 ± 0,14	63,1 ± 7,9
$\bar{K}_0^*(1430)\pi^+$	46 ± 3	0,98 ± 0,03	11,7 ± 0,5
$\bar{K}^*(890)\pi^+$	0,0	1,0	12,2 ± 0,3
$\bar{K}^*(1680)\pi^+$	20 ± 5	0,37 ± 0,03	1,7 ± 0,3
$\bar{K}_2^*(1430)\pi^+$	328 ± 5	0,17 ± 0,01	0,3 ± 0,1
χ^2=1150 d.o.f.= 1071 CL = 4,5% Soma das frações = 0,9933			

Tabela 6.1: Resultado do melhor ajuste dos dados do experimento FOCUS/E831.

	Massa MeV/c^2	Largura MeV/c^2
$\kappa(800)$	806,1 ± 9,8	403,3 ± 15,6
$\bar{K}_0^*(1430)$	1455,7 ± 3,0	168,6 ± 5,1

Tabela 6.2: Resultado para a massa e largura do ajuste dos dados do experimento FOCUS/E831.

A qualidade do ajuste é avaliada pelo nível de confiança (CL) obtido a partir do cálculo de χ^2 e do número de graus de liberdade (d.o.f.). A definição do χ^2 é apresentada na seção 5.2. Os valores para o χ^2 e o CL mostrados na tabela 6.1, foram calculados considerando 92% do número total de eventos (*bins* com menos de 20 eventos foram desprezados). Podemos comparar os dados com o resultado do ajutes fazendo as projeções nas três massas invariantes de dois corpos $m^2(K\pi)_{Low}$, $m^2(K\pi)_{High}$ e $m^2(\pi\pi)$. Estas projeções são mostradas na figura 6.1.

Observando as frações obtidas, vemos que a contribuição predominante é o estado ressonante escalar κ, seguido do $\bar{K}^*(890)$. Supondo que a componente não-

ressonante seja essencialmente em onda-S (momento angular orbital entre quaisquer duas partículas do estado final igual a zero), vemos que a contribuição escalar corresponde a cerca de 84% da largura de decaimento. Note, no entanto, a grande correlação existente entre as amplitudes não-ressonante e $\kappa\pi$, refletidas nos erros das magnitudes fornecidas pelo ajuste. Essa correlação se deve à dificuldade em discernir a contribuição de cada modo. O ajuste é muito sensível a forma de parametrização do κ e do canal não-ressonante.

Os resultados são muito semelhantes aos obtidos pela colaboração E791 mostrados na tabela 6.3, incluindo os valores obtidos para a massa e largura das ressonâncias escalares, ver tabela 6.4.

É interessante notar, no entanto, que a qualidade do ajuste da amostra FOCUS não é tão boa quanto a do ajuste dos dados da E791. Podemos interpretar esse fato como uma manifestação das limitações do modelo isobárico, que surgem quando a estatística é muito alta. Talvez uma formulação mais elaborada para o κ seja necessária para um melhor ajuste dos dados, no âmbito do modelo isobárico.

Canal	Fase (em graus)	Magnitude	Fração (%)
Não-Ressonante	-11 ± 14	1,03 ± 0,30	13,0 ± 5,8
$\kappa(800)\pi^+$	187 ± 8	1,97 ± 0,35	47,8 ± 12,1
$\bar{K}_0^*(1430)\pi^+$	48 ± 7	1,01 ± 0,10	12,5 ± 1,4
$\bar{K}^*(890)\pi^+$	0.0	1,0	12,3 ± 1,0
$\bar{K}^*(1680)\pi^+$	28 ± 13	0,45 ± 0,16	2,5 ± 0,7
$\bar{K}_2^*(1430)\pi^+$	-54 ± 8	0,20 ± 0,05	0,5 ± 0,1
χ^2=46 d.o.f.= 63 Soma das frações = 88,6			

Tabela 6.3: Resultados do ajuste obtido pela colaboração E791, extraídos da tabela I em [4].

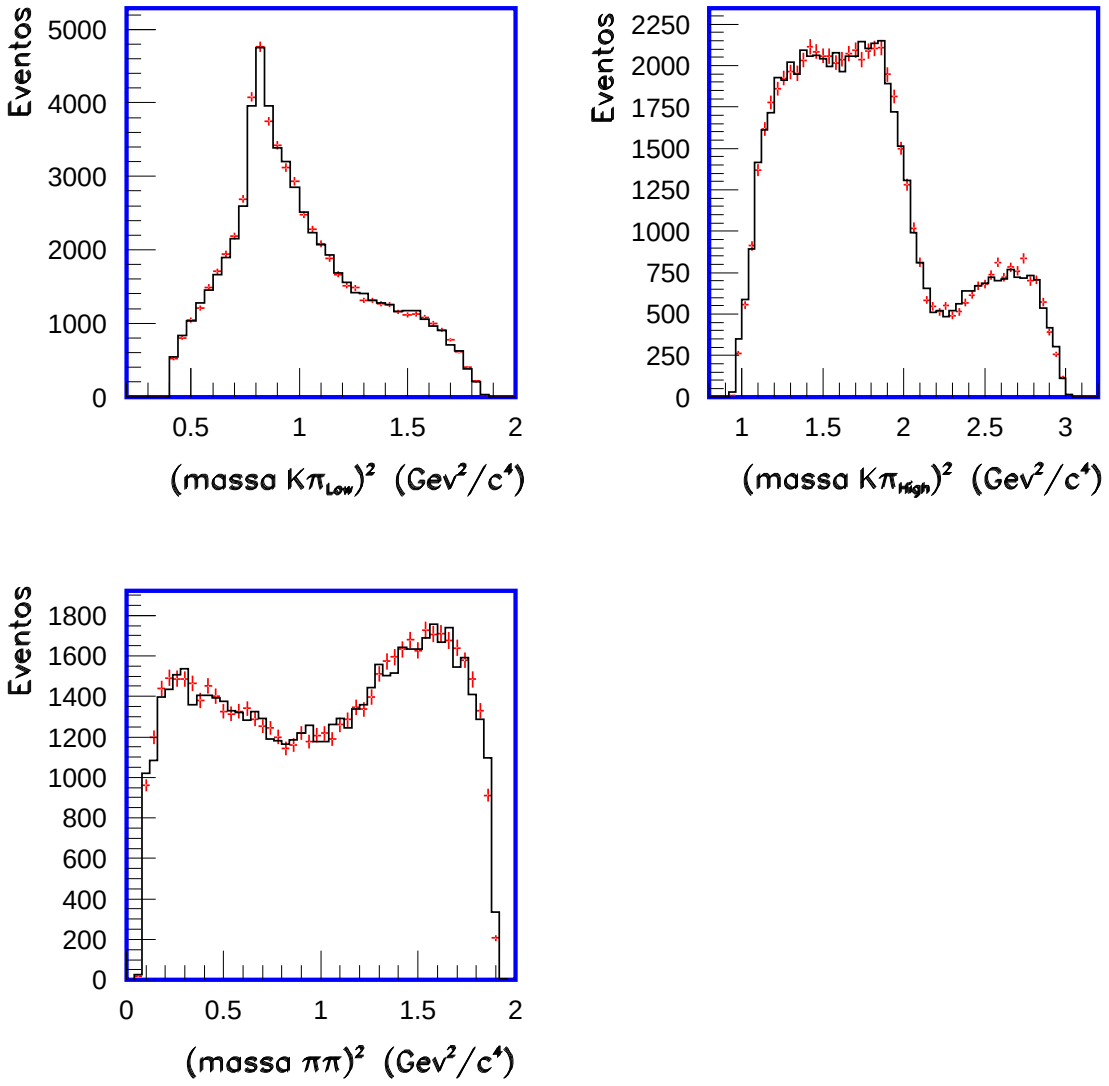


Figura 6.1: Projeções do Dalitz plot para o modelo isobárico. A linha sólida corresponde ao modelo e os pontos representam os dados.

	Massa MeV/c^2	Largura MeV/c^2
$\kappa(800)$	797 ± 19	410 ± 43
$\bar{K}_0^*(1430)$	1459 ± 7	175 ± 12

Tabela 6.4: Resultado obtido pelo ajuste feito pela colaboração E791[4], para a massa e largura do κ e do $\bar{K}_0^*(1430)$.

6.2 Ajuste dos dados - análise em ondas parciais

A análise de ondas parciais empregada nesta tese considera o modelo isobárico para descrever as ondas P e D, enquanto que a descrição da onda S é feita independente de qualquer modelo. O formalismo usado na análise em ondas parciais está descrito na seção 2.6.2.

Os estados ressonantes considerados para a onda P são o $\bar{K}^*(890)$ e o $\bar{K}^*(1680)$, e para a onda D o $\bar{K}_2^*(1430)$. Também incluímos o estado vetorial $\bar{K}(1410)$, mas concluímos que sua contribuição é pouco significativa e pode ser desprezada.

O ajuste dos dados usando a análise em ondas parciais fornece a magnitude a fase e a fração com que cada onda contribui ao decaimento $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. Para as ondas P e D são seis parâmetros correspondendo à fase e magnitude de cada estado ressonante. A magnitude e fase da onda-S são determinadas para cada intervalo de massa invariante $K\pi$. Nesta análise dividímos o espectro $K\pi$ em 40 intervalos, totalizando 80 parâmetros a serem ajustados. Como usamos como referência a ressonância $\bar{K}^*(890)$, temos um total de 84 parâmetros livre a serem ajustados.

A tabela 6.5 fornece o resultado do ajuste para a fase a magnitude e as frações da ressonâncias consideradas nas ondas P e D e a fração da onda-S, a qual é predominante. Os valores obtidos para o χ^2, o número de graus de liberdade e para o nível de confiança também estão na mesma tabela. Estes valores foram calculados considerando também 92% do número total de eventos. A qualidade do ajuste é superior à do modelo isobárico, como era de se esperar, uma vez que a onda-S é descrita por um número muito maior de parâmetros e não está vinculada a nenhum modelo específico.

Analisando as frações obtidas, vemos que a onda-S é predominante, seguida do $\bar{K}^*(890)$. Esse resultado também é compatível com o encontrado pela Colaboração E791 em [6].

Canal	Fase (em graus)	Magnitude	Fração (%)
$\bar{K}^*(890)\pi^+$	0,0	1,0	16,4 ± 0,3
$\bar{K}^*(1680)\pi^+$	61,72 ± 8,43	2,382 ± 0,286	3,6 ± 0,8
$\bar{K}_2^*(1430)\pi^+$	7,82 ± 15,38	6,881 ± 0,893	0,3 ± 0,1
Onda-S			72,0 ± 1,5
χ^2=1061 d.o.f.= 997 CL = 7,8%			

Tabela 6.5: Resultados de magnitude, fase e fração para as ondas P e D, e o resultado a fração correspondente a onda-S.

O resultado encontrado neste ajuste para cada magnitude e fase considerada em cada intervalo de massa invariante $K\pi$ para a onda-S, é mostrado na tabela 6.6.

As projeções nas três massas invariantes de dois corpos $m^2(K\pi)_{Low}$, $m^2(K\pi)_{High}$ e $m^2(\pi\pi)$ estão 6.2, onde a linha sólida representa o resultado do ajuste.

A figura 6.3(a) mostra a variação de fase da onda-S em função da massa $K\pi$. Observa-se uma grande variação ao longo de todo o espectro, com o valor mínimo de $-110°$ próximo ao limiar. Observa-se também uma oscilação na região próxima à massa da ressonância $\bar{K}_0^*(1430)$.

Na figura 6.3(b) vemos a variação de magnitude da onda-S ao longo do espectro. A intensidade é máxima próximo ao limiar, decrescendo bruscamente até atingir um valor mínimo próximo à massa do $\bar{K}_0^*(1430)$. Este comportamento pode ser interpretado como um efeito de interferência destrutiva entre as componentes da onda-S, uma vez que onde há uma ressonância espera-se observar um pico na intensidade.

Outro aspecto na variação de fase é a estrutura observada em torno de $m_{K\pi} = 900MeV/c^2$. A origem dessa estrutura não é clara. Uma possível explicação seria um 'vazamento' da onda-P, devido a problemas na representação do $\bar{K}^*(890)$. Como há muita liberdade no ajuste (84 parâmetros livres), a fase da onda-S acomodaria um

$\sqrt{s_{K\pi}}(GeV/c^2)$	Fase (em graus)	Magnitude
0,633	-109,000 ± 6,976	13,981 ± 1,318
0,672	-92,000 ± 5,795	14,045 ± 0,841
0,719	-79,000 ± 5,504	13,144 ± 0,728
0,764	-72,000 ± 5,871	12,160 ± 0,638
0,807	-57,000 ± 5,586	10,615 ± 0,553
0,847	-50,000 ± 4,292	9,300 ± 0,456
0,885	-55,000 ± 3,158	9,991 ± 0,534
0,922	-57,000 ± 4,432	9,036 ± 0,571
0,958	-50,000 ± 4,097	8,059 ± 0,423
0,992	-28,000 ± 4,073	6,365 ± 0,259
1,025	-30,000 ± 3,569	6,073 ± 0,229
1,057	-23,000 ± 3,100	5,354 ± 0,187
1,088	-25,000 ± 2,391	4,905 ± 0,152
1,118	-14,000 ± 2,443	4,343 ± 0,130
1,147	-16,000 ± 2,248	4,111 ± 0,117
1,176	-6,000 ± 2,235	3,984 ± 0,111
1,204	-6,000 ± 2,261	3,769 ± 0,109
1,231	3,000 ± 2,405	3,624 ± 0,112
1,258	10,000 ± 2,503	3,506 ± 0,116
1,284	16,000 ± 2,476	3,398 ± 0,124
1,310	22,000 ± 2,729	3,246 ± 0,125
1,335	23,000 ± 2,664	2,958 ± 0,118
1,360	32,000 ± 2,750	2,778 ± 0,116
1,384	38,000 ± 3,031	2,738 ± 0,133
1,408	47,000 ± 3,308	2,405 ± 0,125
1,431	58,000 ± 3,712	2,153 ± 0,140
1,454	76,000 ± 4,014	1,823 ± 0,134
1,477	81,000 ± 5,694	1,138 ± 0,131
1,499	67,000 ± 7,102	0,939 ± 0,146
1,522	60,000 ± 10,807	0,568 ± 0,146
1,543	42,000 ± 9,172	0,692 ± 0,171
1,565	12,000 ± 9,606	0,752 ± 0,182
1,586	19,000 ± 7,218	1,083 ± 0,202
1,607	13,000 ± 7,333	1,388 ± 0,214
1,627	22,000 ± 6,956	1,388 ± 0,239
1,648	21,000 ± 6,481	1,797 ± 0,256
1,668	26,000 ± 6,874	1,690 ± 0,267
1,687	32,000 ± 7,453	1,977 ± 0,300
1,707	31,000 ± 12,151	1,897 ± 0,414
1,744	28,000 ± 15,462	2,210 ± 0,503

Tabela 6.6: Valores obtidos do ajuste dos dados, para os 40 valores de magnitude e fase usando a descrição PWA para a onda-S.

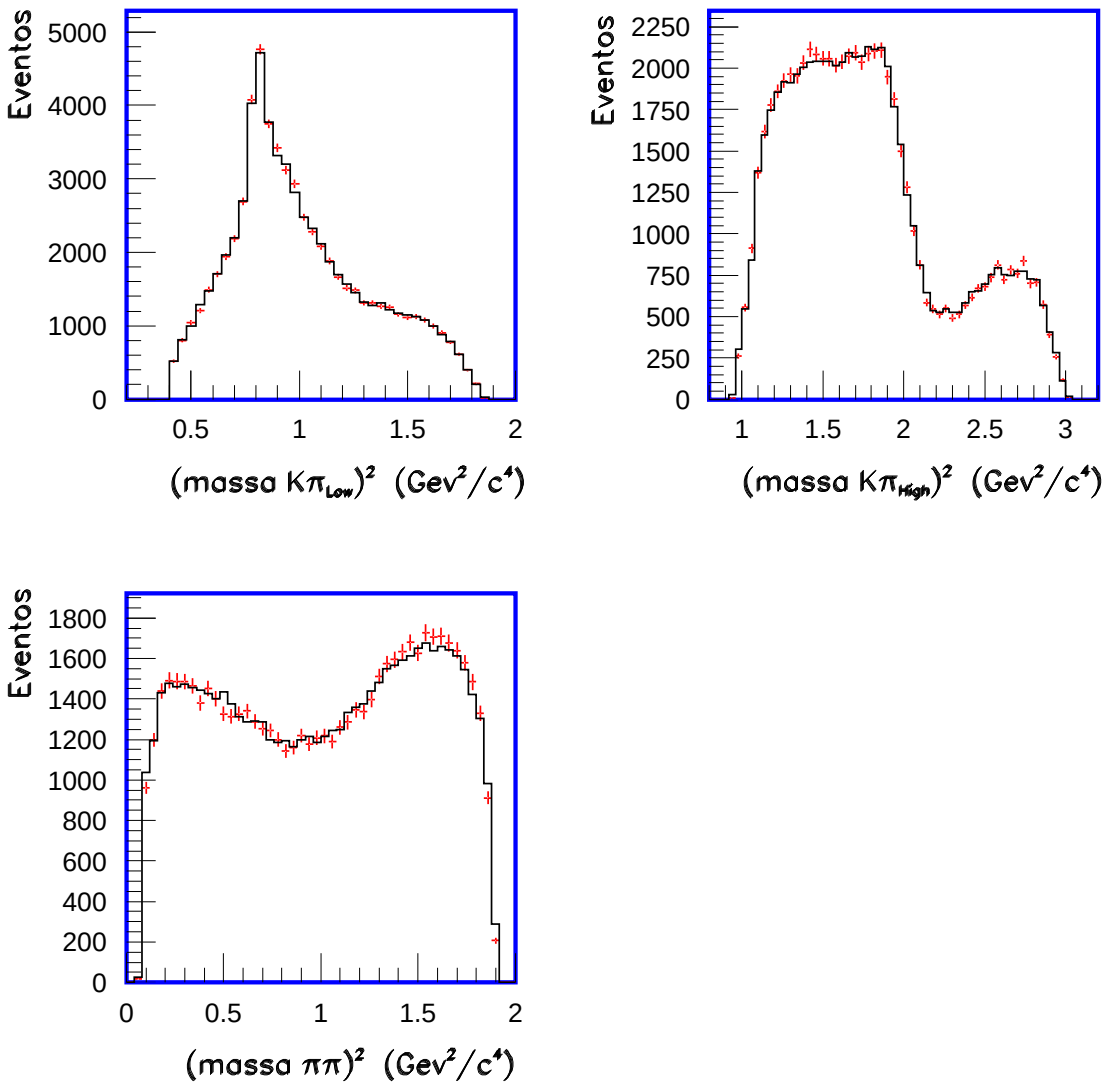


Figura 6.2: Projeções do Dalitz plot para a análise em ondas parciais. A linha sólida corresponde aos modelos e os pontos representam os dados.

possível defeito na representação da onda-P.

Um estudo sistemático foi feito em que os parâmetros r_D e r_R dos fatores de forma, assim como os valores de massa e largura do $\bar{K}^*(890)$ e do $\bar{K}^*(1680)$ foram variados. O melhor ajuste foi encontrado para $m_{\bar{K}^*(890)} = 0.896$ e $\Gamma_{\bar{K}^*(890)} = 0,0503 GeV/c^2$

(valores do PDG); e $m_{\bar{K}^*(1680)} = 1,677$ e $\Gamma_{\bar{K}^*(1680)} = 0,205 GeV/c^2$ (valores encontrados pela colaboração LASS). Além disso, uma nova amplitude vetorial, a $\bar{K}^*(1410)$, foi adicionada ao modelo. Em todos os casos a estrutura em $m_{K\pi} = 900 MeV/c^2$ persistiu. Tal estrutura não é uma característica dos dados da FOCUS, sendo também observada na E791.

De um modo geral, tanto a fase como a intensidade da onda-S estão de acordo com os resultados obtidos pela E791.

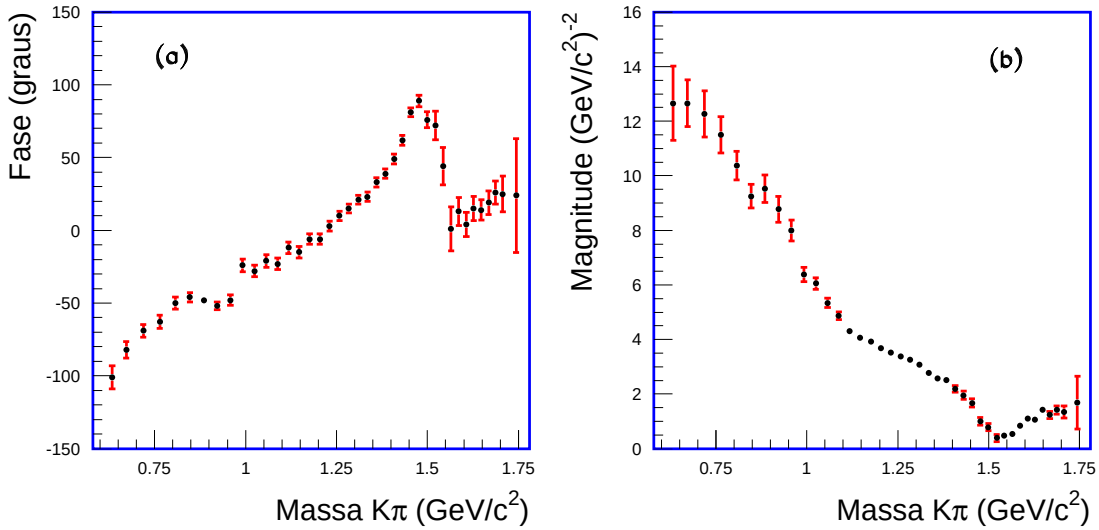


Figura 6.3: Resultado do ajuste para os 40 valores de (a) fase e (b) magnitude da onda-S do sistema $K\pi$ do decaimento de $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ com a amplitude e fase da ressonância $\bar{K}^*(890)$ usadas como referência.

A comparação entre os resultados obtidos usando o modelo isobárico e a análise em ondas parciais mostra que o modelo para representar a onda-S, a soma coerente dos estados ressonantes $\kappa(800)$ e $\bar{K}_0^*(1430)$ e do não-ressonante, fornece uma descrição apenas aproximada dos dados. As diferenças entre as medidas realizadas com os dois métodos são mostradas nas figuras 6.4 e 6.5. Os pontos com barras de erros são os resultados do ajuste dos dados do PWA para os 40 valores de fase e magnitude,

multiplicados pelo fator de forma para a correta comparação com o resultado do modelo isobárico. As linhas contínuas delimitam a região que contém os resultados obtidos do ajuste dos dados usando o modelo isobárico, a largura entre essas linhas é devido ao erro associado.

Na região de baixa massa a solução do modelo isobárico apresenta uma variação de fase que é compatível com a medida pelo PWA. No entanto, na região próxima ao $\bar{K}_0^*(1430)$ há uma diferença entre os dois modelos. Esta diferença é devido aos valores obtidos dos parâmetros que compõe a onda-S no modelo isobárico. Foi feito um estudo variando estes parâmetros, e há um determinado conjunto de valores que diminuem esta diferença. Entretanto, devemos ressaltar que o resultado mostrado nesta figura reflete o melhor ajuste dos dados usando o modelo isobárico.

A magnitude no modelo PWA é também compatível ao modelo isobárico. Na região do $\bar{K}_0^*(1430)$ a magnitude do modelo isobárico apresenta também um deslocamento referente ao modelo PWA, a razão desta diferença é devido aos valores obtidos dos parâmetros das componentes da onda-S no modelo isobárico.

A combinação destes dois diagramas, magnitude e fase, juntamente com o CL dos dois ajustes nos levam á conclusão de que a representação da onda-S como uma soma de Breit-Wigner e um termo não-ressonante constante é limitada.

Apesar destas diferenças, o resultado obtido pelo modelo isobárico é comparável ao resultado observado através da análise em ondas parciais.

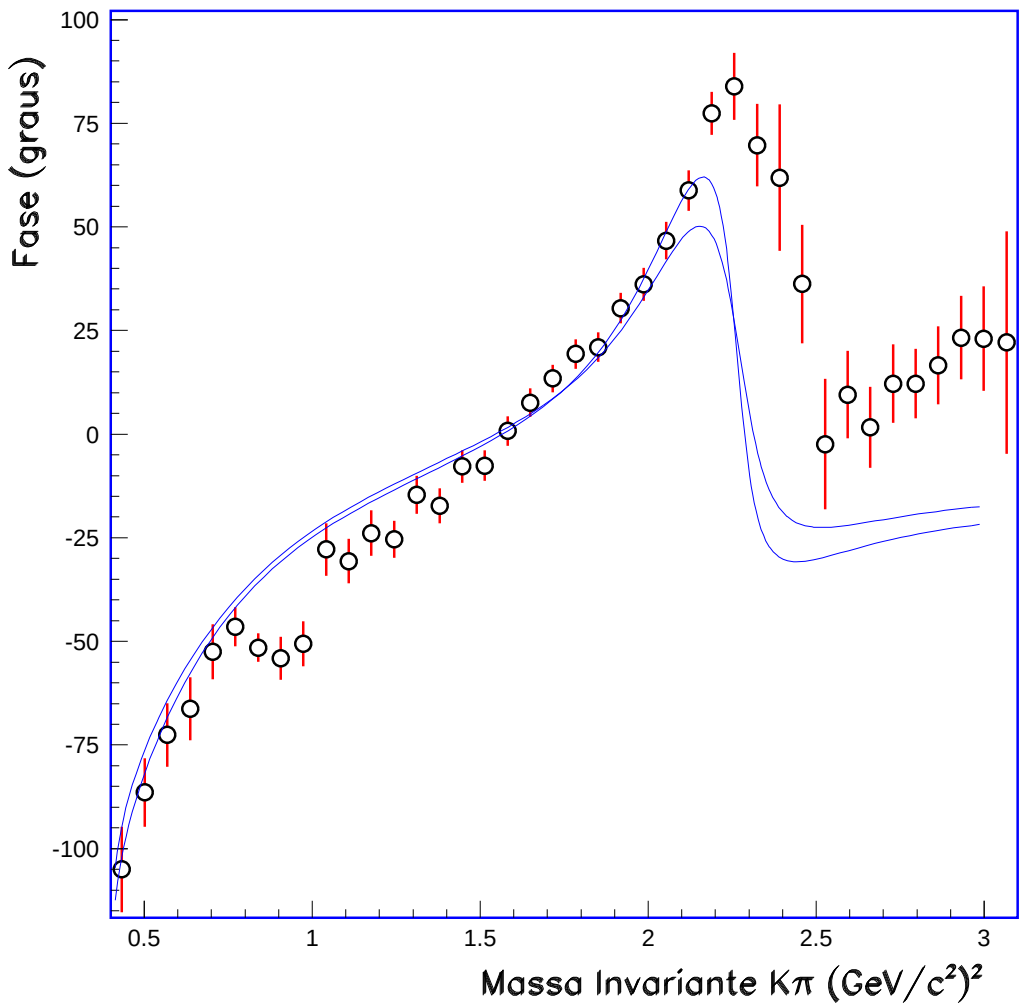


Figura 6.4: Resultado do ajuste para os 40 valores da fase da onda-S pela análise em ondas parciais são mostrados pelos pontos com barras de erros. O resultado obtido modelo isobárico está compreendido entre as duas linhas contínuas, a largura entre elas corresponde ao erro no ajuste. No modelo isobárico a onda-S é constituída do não-ressonante $\kappa(800)$ e $\bar{K}_0^*(1430)$. Em ambos ajustes a ressonância $\bar{K}^*(890)$ foi usada como referência.

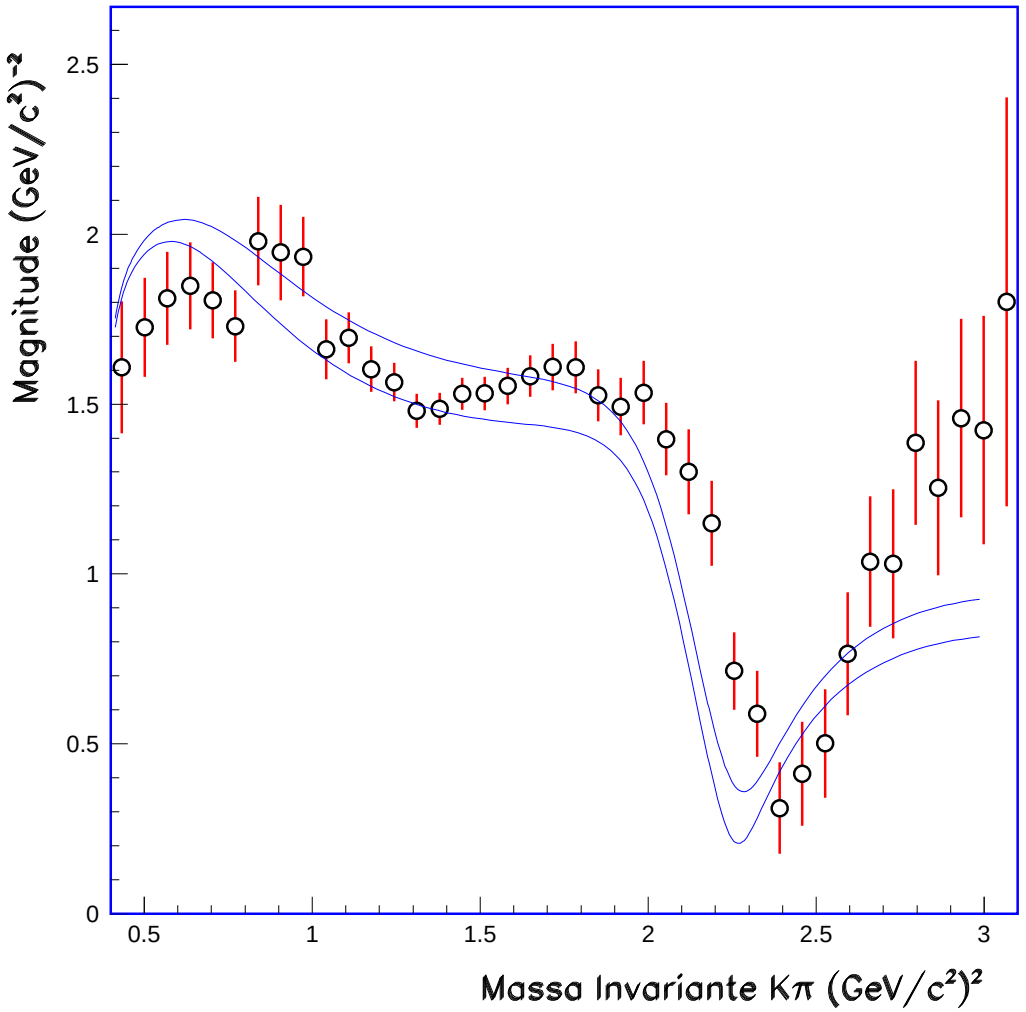


Figura 6.5: Resultado do ajuste para os 40 valores da magnitudes da onda-S pela análise em ondas parciais são mostrados pelos pontos com barras de erros. O resultado obtido modelo isobárico está compreendido entre as duas linhas contínuas, a largura entre elas corresponde ao erro no ajuste. No modelo isobárico a onda-S é constituída do não-ressonante $\kappa(800)$ e $\bar{K}_0^*(1430)$. Em ambos ajustes a ressonância $\bar{K}^*(890)$ foi usada como referência.

Conclusões

O objetivo desta tese foi estudar a amplitude $K\pi$ em onda-S através do decaimento do méson $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$. Fizemos a análise dos dados do experimento FOCUS/E831 utilizando duas representações para a onda-S. Na primeira formulação a onda-S é descrita como uma soma coerente dos estados não-ressonante, $\kappa\pi$ e $\bar{K}_0^*(1430)\pi$ (modelo isobárico). Na segunda formulação a onda-S é descrita por uma função complexa genérica a ser determinada diretamente pelo ajuste dos dados (PWA).

O primeiro passo para realizar estas análises foi um estudo detalhado dos critérios de seleção da amostra. O objetivo era obter uma amostra $D^+ \to K^-\pi^+\pi^+$ com a menor contaminação possível, mantendo o máximo de eficiência possível e, ao mesmo tempo mantendo a aceptância o mais uniforme possível ao longo do Dalitz plot.

Em seguida estudamos as fontes de *background* remanescentes a fim de parametrizar adequadamente suas contribuições tanto no espectro de massa invariante $K\pi\pi$ quanto no Dalitz plot. Também levamos em conta efeitos de resolução e da aceptância do detector.

Este estudo foi motivado pela importância em se medir a fase sa amplitude em onda-S independente de qualquer hipótese sobre a sua composição. A medida que realizamos compreende todo intervalo em que a seção de choque $K\pi$ é elástica.

A análise em ondas parciais, no entanto, depende fundamentalmente da parametrização da onda-P e -D. Um modelo incorreto da onda-P, sobretudo, pode implicar numa contaminação da medida da onda-S. Estritamente falando, não é possível uma medida da amplitude em onda-S que seja totalmente independente de modelo. Considerando que o $\bar{K}^*(890)$ é uma ressonância estreita e bem conhecida e que a incerteza nos paramet-

ros do $\bar{K}^*(1680)$ pouco afeta a onda-S, podemos dizer que a medida realizada é a mais isenta possível.

A análise com o modelo isobárico é técnica padrão de ajuste do Dalitz plot. Os dados, no entanto, são claramente mais bem descritos pela PWA. Isto leva a conclusão de que a onda-S provavelmente é composta pelos estados não-ressonante, $\kappa\pi$ e $\bar{K}^*{}_0(1430)\pi$, mas sua representação no modelo isobárico é apenas aproximada.

Foge ao escopo desta tese determinar se o par $K\pi$ ressonante forma um sistema isolado, ou seja, se a interação de estado final entre este par e o píon 'espectador' pode ou não ser ignorada. Se considerarmos o par $K\pi$ como sendo um sistema isolado, e essencialmente um estado de isospin 1/2, a fase medida no decaimento do D^+ e a fase medida no experimento LASS devem ser idênticas (a menos de uma fase constante). Isto é em essência o Teorema de Watson [39].

Na figura 6.6 vemos a fase da onda-S obtida pelo ajuste PWA (pontos com barra de erro), e fase $\delta^0_{I=1/2}$ medida pelo experimento de espalhamento elástico LASS. A linha pontilhada delimita a região do espectro onde o espalhamento é elástico. Observamos que a variação de fase entre os dois experimentos é diferente.

Uma explicação para essa diferença é que a hipótese de que o sistema $K\pi$ no decaimento do D^+ não seja composto apenas por estado de isospin I=1/2, mas também por uma componente de isospin I=3/2. Uma estimativa recente feita por [40] mostra que poderia haver uma compatibilidade entre os dados da E831 e o LASS se a contribuição I=3/2 for muito grande, sendo maior de 50% para $m_{K\pi}$ maior do que 1.1 GeV/c^2. A conseqüência imediata desta hipótese seria uma componente não-ressonante muito grande, uma vez que todas as ressônancias estão na componente de isospin 1/2. Este não é o padrão observado em decaimentos de mésons D e está em conflito com os resultado obtidos pelo modelo isobárico.

Outra possível explicação é o fato de que o sistema $K\pi$ não é isolado. A interação entre o píon 'espectador' e o par $K\pi$ introduziria uma fase que varia com a massa $K\pi$. Desta forma o que medimos é um efeito combinado da fase do espalhamento elástico e interações de estado final (FSI). Neste caso para obter a fase elástica $K\pi$

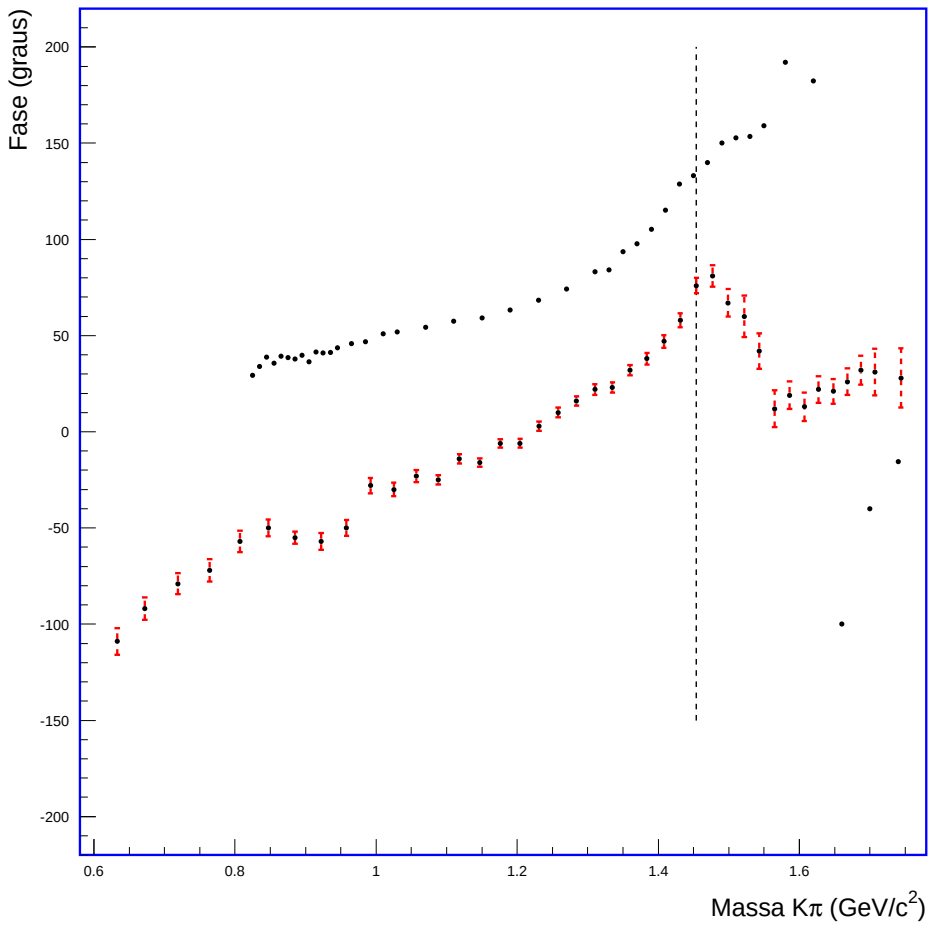


Figura 6.6: Comparação entre a variação da fase encontrada por LASS e a fase obtida pelo ajuste dos dados de FOCUS usando PWA (pontos com barras de erro).

seria necessário deduzir a contribuição oriunda das FSI. Esta explicação parece mais plausível. Se este for realmente o caso, então torna-se extremamente importante o cálculo da fase decorrente das interações de estado final, após o qual a medida que realizamos pode ser usada para obter a posição do pólo do méson κ.

Referências Bibliográficas

[1] A. Reis, *Light Quark Spectroscopy and Charm Decays*, hep-ex/0212020, 2002.

[2] D. Aston, et al., (LASS Collaboration), Nucl.Phys. B 296 (1988) 493.

[3] A. Deandrea *et.al.* Phys. Lett. B 502 79-86, 2001. hep-ph/0012120

[4] E.M. Atiala et al., (E791 Collaboration), Phys.Rev.Lett.89 (2002) 121801.

[5] R.H.Dalitz, Phil.Mag 44(1953)1068; Phys.Rev.94(1954)1046; E.Fabri, Nuov.Cim,11(1954)479.

[6] E.M.Aitala et al.,*Model-independent measurements S-wave $K^-\pi^+$ system using $D^+ \to K\pi\pi$ decays from Fermilab E791.* Phys. Rev. D 73, 032004, 2006

[7] W.-M. Yao et al. (*Particle Data Group*), Journal of Physics G 33, 1 (2006) (URL: http://pdg.lbl.gov/)

[8] PAW - Physics Analysis Workstation, CERN Program Library, http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/paw/ (1999) (v2.11/13).

[9] HBOOK, *Reference Manual*, CERN Program Library, http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/hbook/HBOOKMAIN.html (v4.20).

[10] F. James, *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*, CERN Program Libary Long Write-up D506 (1994).

[11] T.Sjostrand, PHYTIA STATUS REPORT, OCT (2000), hep-ph/0012188, http://www.thep.lu.se/ torbjorn/Pythia.html (v6.127)

[12] Sakata, S. 1956, *Prog.Theor.Phys.* **16**, 686

[13] Ikeda,M., Ogawa,S., and Ohnuki,Y., 1959,*Prog.Theor.Phys.* **22**, 715

[14] Gell-Mann, M., 1964, Phys. Lett. 8,214.

[15] Zweig, C., CERN Rep. 8419/TH 412.

[16] Greenberg O W, 1964, Phys Rev. Lett. 13. 598.

[17] S.L.Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, Phys Rev. D2 1285 (1970)

[18] N. A. Tornqvist, *Understanding the Scalar Meson $q\bar{q}$ nonet*, Z.Phys.C68:647-660,1995 - hep-ph/9504372.

[19] F. E. Close and N. A. Tornqvist, *Scalar mesons above and below 1 GeV*, Journal of Phys.G 28:R249-R267,2002 - hep-ph/0204205.

[20] Eberherd Klempt, *Meson Spectroscopy: Glueballs, Hybrids and $Q\bar{Q}$ Mesons*,hep-ex/0101031 v1 (2001).

[21] S. Godfrey and J. Napolitano, *Light-meson spectroscopy*, Reviews of modern physics, Vol 71, N5, October 1999 página 1411.

[22] S. Descotes-Genon and B. Moussallam, *The K_0^* scalar resonance from Roy-Steiner representations of πK scattering*, Eur. Phys. J. C Vol. 48 No. 2 página 553 - hep-ph/0607133 v2 (2006).

[23] M.Gell-Mann and M.L'evy, Nuovo Cimento 16, 705 (1960)

[24] S.N. Cherry and M. Pennington, *No kappa*, Nucl.Phys A688 823 (2001).

[25] E. Van Beveren et al.,Z.Physik C30 615 (1986).

D. Black, A. Fariborz, S. Moussa, S. Nasri, J. Schechter, Phys. Rev. D64, 014031 (2001).

S. Ishida et al., Prog.Theor.Phys. 98 1005 (1997) ibid 101 661 (1999).

D. Black et al., Phys.Rev.D58 054012 (1998) ibid 59 074026 (1999).

J.A. Oller, E. Oset, J.R. Pelaez, Phys.Rev. D59 074001; erratum-ibdi. D60 099906 (1999).

J.A. Oller e E. Oset, Phys.Rev. D60 074023 (1999);ibid 60 099096 (1999).

[26] M. Jamin, J.A.Oller, A.Pich, Nucl. Phys. B587 (2000) 331.

[27] J.A. Oller, Phys.Rev. D71 (2005) 054030, hep-ph/0411105.

[28] S. Knop, et al., (CLEO Collaboration), Phys.Rev. D63 (2001) 092001.

[29] D.V. Bugg, Eur.Phys. J. A25 (2005) 107.

[30] M. Ablikim, et al.,(BES II Collaboration), Phys.Lett.B633 (2006) 681 - hep-ex/0506055.

[31] J.M. Link, et al., (FOCUS Collaboration), Phys.Lett.B621:72-80,2005 - hep-ex/0503043.

[32] R.H.Dalitz, Phil. Mag. **44**, 1068 (1953);
E. Fabri, Nuovo Cimento **11**, 479 (1954).

[33] C.Zemach, *Three-Pion Decays of Unstable Particles*, Physical Review 133 (1964), 5B, B1201-B1220.

[34] C.Zemach, Phys. Rev. 133, B1201 (1964),
C.Zemach, Phys. Rev. 140, B97 (1965),
C.Zemach, Phys. Rev. 140, B109 (1965).

[35] J.M.Blatt, V.F.Weisskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, New York (1952)

[36] N.A. Tornqvist, Z. Phys. C 68, 647 (1995).
D.M. Asner et al.,(CLEO Collaboration), Phys. Rev. D 61, 012002 (2000).

[37] I.Bediaga, C.Göbel, R.Méndez-Galain, Phys. Rev. Lett. 78, 22 (1997).
I.Bediaga, C.Göbel, R.Méndez-Galain, Phys. Rev. D 56, 4268 (1997).

[38] Paul Roman, *Advanced Quantum Theory an outline of the fundamental ideas* (Addison-Wesley Publishing Company, 1965).

[39] K.M. Watson, Phys.Rev. 88 (1952) 1163.

[40] L. Edera e M.R. Pennington, *Estimating the I=3/2 $K\pi$ interaction in D decay*, hep-ph/0506117 (2005).

[41] M.R. Pennington, *Dalitz analyses: A tool for physics within and beyond the standard model*, hep-ph/0608016 (2006).

[42] http://www.physics.louisville.edu/help/nr/bookfpdf/f3-3.pdf

[43] S. Gardner, G. Meissner, Phys. Rev. D 65, 094004 (2002).

[44] http://web.hep.uiuc.edu/e687/

[45] P. L. Frabetti et al (E687 Collaboration), *Description and performance of the Fermilab E687 spectrometer*, NIM A320 (1992) 519-547.

[46] J. M. Link et al (FOCUS Collaboration), *Reconstruction of vees, kinks, $\Xi's$ and $\Omega's$ in the* FOCUS *Spectrometer*, Nucl. Instr. Meth. A vol. 484 (2002) 174-193, hep-ex/0109028.

[47] J. M. Link et al (FOCUS Collaboration), *Description and Performance of the Fermilab* FOCUS *Spectrometer*, http://www-focus.fnal.gov/nim/focus-nim/nim.ps

[48] J. M. Link et al (FOCUS Collaboration), *Čerenkov Particle Identification in* FOCUS, Nucl. Instrum. Meth. **A484** (2002) 272.

[49] J. M. Link et al (FOCUS Collaboration), *The upgraded outer EM Calorimeter of* FOCUS *at Fermilab*, hep-ex/9912066 (1999).

[50] L. Cinquini, J. Cumalat, E. Erdos, B. O'Reilly and E. Vaandering, *A description of the Inner Eletromagnetic Calorimeter for* FOCUS FOCUS memo, http://www-hep.colorado.edu/~e687/focus_doc/iecal.ps .

[51] J. Wiss, A. Rahimi and F. Cogswell, *Mounting the MH1 and MH2 arrays*, FOCUS memo, http://www-focus.fnal.gov/papers/mh_support.ps e http://www-focus.fnal.gov/papers/mh_sketch.ps (1996).

[52] P. Liguora, P. Sheldon, P. Vitulo, M. Webster and J. Wilson, *OM design and considerations*, FOCUS memo, http://www-focus.fnal.gov/papers/outermu_1.ps (1996).

[53] J. Wiss, *Thoughts on muon identification Algorithms for E831*, FOCUS memo, http://web.hep.uiuc.edu/e687/muon/mu_id_thoughts.ps (1994).

[54] C. Cawlfield, M. Ruesnink and J. Wiss, *Muon Identification χ^2 confidence levels*, FOCUS memo, http://web.hep.uiuc.edu/e687/muon/chisq.ps (1994).

[55] M. G. Hosack, *Confidence Level for Outer Muons*, FOCUS internal memo, (1998).

[56] A. Kreymer and F. Prelz, *DAQ architecture for* E831, 1997, FOCUS memo, http://www-focus.fnal.gov/papers/daq main/daq main.html.

[57] M. Svec, *Unitary and Interfering Resonances in $\pi\pi$ Scattering and in Pion Produtcion$\pi N \to \pi\pi N$*, hep-ph/0009275 v2 (2001).

[58] A. Massaferi, *Medida da Razão de Ramificação Relativa dos Decaimentos $D^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ e $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ a Análise de Dalitz Plot do Decaimento $D_s^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$*, Tese de Mestrado, CBPF (1999).

[59] C. Göbel, *Estudo da Contribuição Não-Ressonante em Decaimentos Hadrônicos do Méson D em três corpos*, Tese de Doutorado, CBPF (1999).

[60] P. L. Frabetti et al (E687 Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. **A320**, 519 (1992)

[61] http://www-hep.colorado.edu/ focus/irish/dummies/dummies.html

[62] E. M. Aitala et al (E791 Collaboration), *Experimental Evidence for a Light and Broad Scalar Resonance in $D^+ \to \pi^-\pi^+\pi^+$ Decay*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 770.

[63] P. L. Frabetti et al (E687 Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. **A320**, 519 (1992)

[64] E.P. Wigner, G. Breit, *Capture of Slow Neutrons*, Phys. Rev. **49**, 519 (1936).

[65] N. Hu, *On the Application of Heisenberg's Theory of S-Matrix to the Problems of Resonance Scattering and Reactions in Nuclear Physics*, Phys. Rev. **74**, 131 (1948).

[66] E.Byckling, K. Kajantie, *Particle Kinematics*, John Willey & Sons, New York (1973).

[67] J. D. Jackson, Nuovo Cimento **34**, 1644 (1964).

[68] F. Halzen, A. D. Martin, *Quarks and Leptons*, John Willey & Sons, New York (1984).

[69] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, *Theorical Nuclear Physics*, Wiley, New York (1952).

[70] J. M. Link et al (FOCUS Collaboration), *The Target Silicon Detector for the* FOCUS *Spectrometer*, FERMILAB-PUB-02-069-E, april (2002), hep-ex/0204023 .

[71] http://baikalweb.jinr.ru/doc/cern_doc/asdoc/shortwrupsdir/d110/top.html

[72] Louis Lions, *Statistics for nuclear and particle physicists*, Cambridge University Press 1993.

[73] L. Edera, *Dalitz Plot Analysis in* FOCUS, First International Workshop on Frontier Science, October 2002.

[74] A MEASUREMENT OF THE D+(S) LIFETIME. By FOCUS Collaboration (J.M. Link et al.). FERMILAB-PUB-05-085-E, Apr 2005. 5pp. Published in Phys.Rev.Lett.95:052003,2005

[75] ALICE Collaboration, "A Large Ion Collider Experiment", Technical Proposal. CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3.

[76] ATLAS Collaboration, "ATLAS Technical Proposal". CERN/LHCC 94-43, LHCC/P2.

[77] CMS Collaboration, "Compact Muon Solenoid, Technical Proposal". CERN/LHCC 94-38, LHCC/P1.

[78] R.Foot e H.Lew, Nuovo Cimento, A 104, 167 (1991).

[79] R.N.Mohapatra, Eds.,*Unification and Supersymetry*(Springer-Verla, 1992); R.Foot e H.Lew, pre-print IP-ASTP-14 (1994), HEP-ph/9411390.

[80] TOTEM Collaboration, "TOTEM Technical Proposal", CERN/LHCC 99-7, LHCC/P5

[81] LHCb Collaboration, "LHCb Technical Proposal". CERN/LHCC 98-1, LHCC/P4.

[82] LHCb Collaboration, "LHCb VELO (Vertex Locator): Technical Design Report", CERN-LHCC-2001-011,LHCb-TDR-5 (2001).

[83] LHCb Collaboration, "LHCb Magnet: Technical Design Report", CERN-LHCC-2000-007,LHCb-TDR-1 (1999).

[84] LHCb Collaboration, "LHCb Outer Tracker: Technical Design Report", CERN-LHCC-2001-024,LHCb-TDR-6 (2001).

[85] LHCb Collaboration, "LHCb RICH: Technical Design Report", CERN-LHCC-2000-037,LHCb-TDR-3 (2000).

[86] LHCb Collaboration, "LHCb Calorimeters: Technical Design Report", CERN-LHCC-2000-036,LHCb-TDR-2 (2000).

[87] LHCb Collaboration, "LHCb Muon System: Technical Design Report", CERN-LHCC-2001-010,LHCb-TDR-4 (2001).

[88] P. R. B. Marinho, *Desenvolvimento de Detectores Sensíveis a Posição Multifilares e Multi-GEM para obtenção de Imagens de Raios-X*, Tese de Doutorado, CBPF (2006).

[89] A. Kachtchouk, *Method for test and diagnostics of the on-detector front-end electronics for the LHCb Muon System* LHCb 2002-013 Muon, 2002.

[90] D. Magalhães Moraes, *Spontaneous R Parity Violation Measurement at DELPHI & CARIOCA - A New Front-end Electronic for the LHCb Múon Detector* , Tese de Doutorado, UFRJ (2002).

[91] R. A. de Nóbrega, *FEET - Sistema de Caracterização e teste da Eletrônica de Aquisição de Sinal dos Detectores de Múons MWPC do LHCb* , Tese de Mestrado, CBPF (2002).

[92] L. M. de Andrade Filho, *Contribuição ao desenvolvimento de uma estação de testes para as câmaras de múons do experimento LHCb* , Tese de Mestrado, CBPF (2004).

[93] http://www.cbpf.br/ lacqua/fe_ c10_ top_ description.pdf

[94] N. Pelloux, *CARIOCA10 prototype, Architectuere & Layout Overview*, http://riegler.home.cern.ch/riegler/carioca.htm.

[95] I.Bediaga et al *Test Station for the CARIOCA FE-chip of the LHCb Muon Detector*, Published in *Heidelberg 2005, Electronics for LHC and future experiments* 87. http://lhc-workshop-2005.web.cern.ch/lhc%2Dworkshop%2D2005/

Apêndice A

FEET II

Este apêndice descreve o sistema de testes projetado para caracterizar o comportamento do chip CARIOCA usado na eletrônica de *front-end* das câmaras de múons do experimento LHCb no CERN.

Faremos uma descrição geral do experimento, da eletrônica de *front-end* das câmaras de múons e do chip CARIOCA, escolhido para compor esta eletrônica. Em seguida apresentaremos o sistema de testes FEET I que serviu como base para o projeto do sistema de testes FEET II. Descreveremos o sistema de testes FEET II focando minha contribuição a esse projeto.

A.1 LHC

O LHC é um acelerador de partículas de altas energias que está ainda em fase de construção no CERN (Centre Europeen pour la Recherche Nucleaire). O LHC constitui-se basicamente de 8000 magnetos supercondutores ao longo de uma circunferência de 27KM, na qual dois feixes de prótons ou íons com direções opostas colidirão a uma taxa de 40 milhões de colisões por segundo. A figura A.1 mostra o sistema de injeção do feixe de prótons no LHC.

Os prótons são produzidos no *Duoplasmatron*. O mecanismo consiste basicamente em injetar gás hidrogênio num cilindro metálico e submetê-lo a campos elétricos intensos, de maneira que o átomo de hidrogênio se separa em prótons e elétrons. Pos-

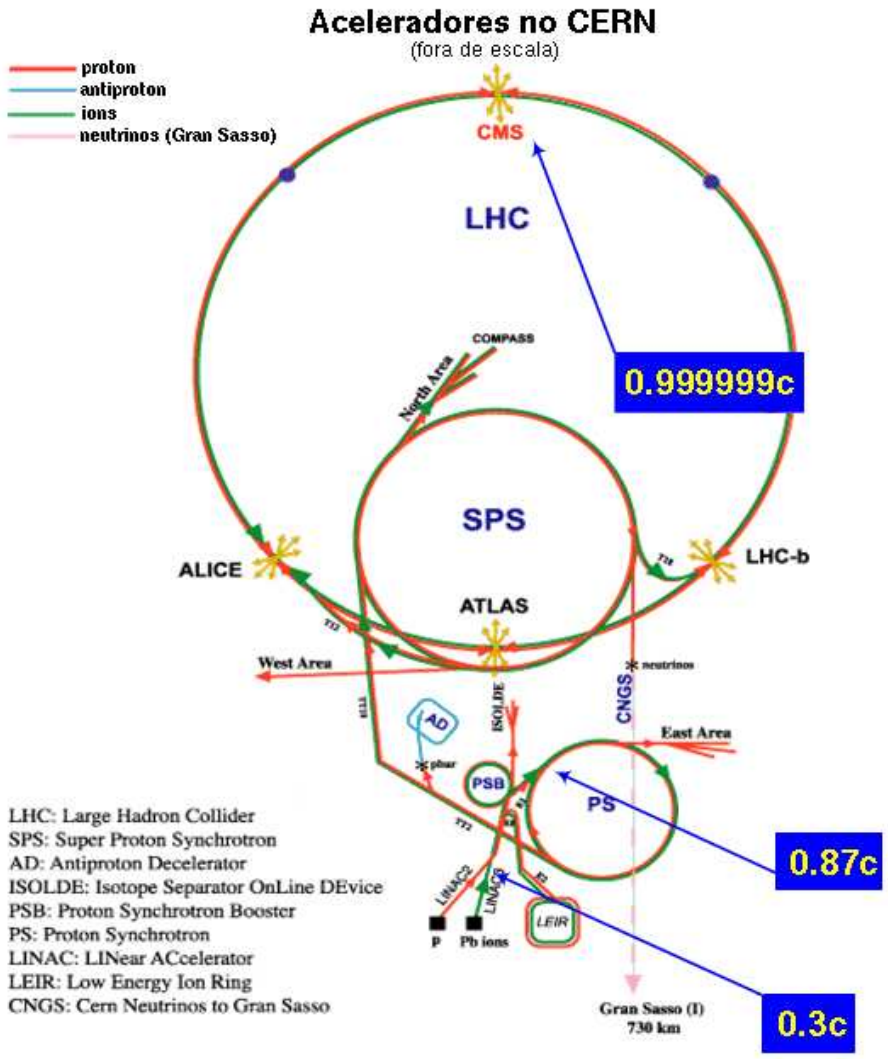


Figura A.1: Esquema geral do LHC mostrando as diferentes etapas de aceleração.

teriormente os prótons são extraídos e acelerados por um campo elétrico de 100kV e enviados para um quadrupolo de radio-frequência para acelerar e focalizar o feixe de prótons. Do quadrupolo os prótons são enviados ao acelerador linear (LINAC), onde são acelerados até uma energia de 50 MeV.

Após o LINAC, os prótons são então injetados nos PSB (Proton Synchrotron Booster), de onde saem com uma energia de 1.4 GeV. Após os PSB, os feixes passam pelo PS (*Proton Synchrotron*), adquirindo uma energia de 26 GeV, e pelo SPS (*Super Proton Synchrotron*), onde alcançam 450 GeV. Finalmente, no LHC cada feixe de prótons atingirá sua energia máxima, 7 TeV.

No LHC haverá quatro [1] experimentos:

- **ALICE** (*A Large Ion Collider Experiment*) [75]: O Alice tem como objetivo principal estudar o processo de colisões de íons pesados (Ca, Pb) a energias da ordem de 5.5 TeV, em densidades e temperatura extremas. Sob estas condições poderia ser criada uma nova fase da matéria, o chamado plasma de quarks e glúons.

- **ATLAS** (*A Toroidal LHC ApparatuS*) [76]: O ATLAS é um experimento cujo propósito é explorar a natureza fundamental da matéria. Seu maior foco de interesse é o estudo da origem das massas na escala eletrofraca, e a procura por partículas supersimétricas.

- **CMS** (*Compact múon Solenoid*) [77]: Os objetivos principais são a procura pelo bóson de Higgs na região de massa de 100 a 1000 GeV, o estudo da matriz CKM, além de explorar a física na escala da teoria de grande unificação *(GUT)* $\Lambda_{\mathrm{GUT}}, \mathcal{O}(10^{15}$ GeV) [78], e supersimetria (*SUSY*) da ordem de alguns TeV [79].

  TOTEM (*Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC*) [80]: Dedicado a medir a seção de choque de espalhamento elásticos e processos difrativos no LHC.

- **LHCb** (*Large Hadron Collider beauty experiment*) [81]: O principal objetivo é determinar os parâmetros da violação de CP no decaimento do méson-B e procurar física além do modelo padrão.

A.2 LHCb

O LHCb foi proposto em 1998 com o objetivo de realizar medidas de violação de CP em sistemas B_d e B_s. Sua geometria, similar a dos experimentos de alvo fixo (fig.A.2), foi escolhida em função da cinemática de produção dos pares $b\bar{b}$ em colisões próton-

[1] O experimento TOTEM foi recentemente incorporado ao experimento CMS.

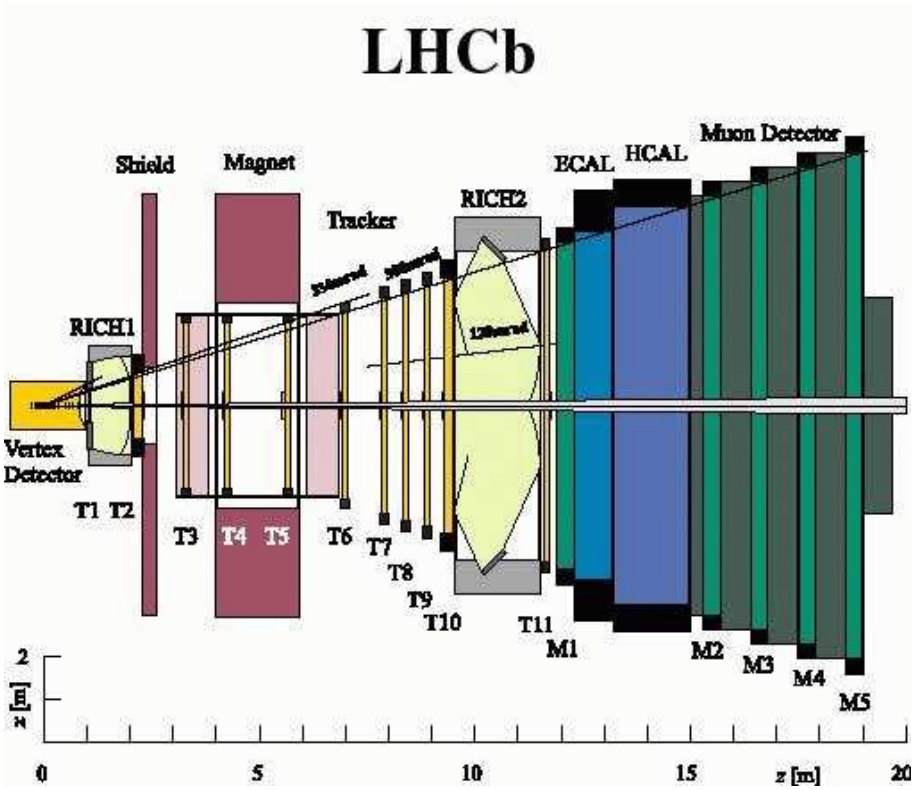


Figura A.2: Esquema do LHCb.

próton. Como, a altas energias os hádrons $b\bar{b}$ são produzidos no mesmo cone frontal, basta que apenas um 'braço' do detetor seja construído.

O experimento consiste de um sistema de deteção de vértice, um dipolo magnético, um sistema de determinação das trajetórias, contadores RICH (*Ring Imaging Čerenkov*), calorímetros hadrônico e eletromagnético, e um detetor de múons.

A função básica do detetor de vértice [82] é determinar a posição do vértice primário, detectar traços que não foram originados no vértice primário e reconstruir os vértices do decaimento do hádron b.

O sistema de determinação das trajetórias está localizado entre o detetor de vértice e os calorímetros passando pelos magnetos. A proximidade entre os magnetos e o sistema de determinação das trajetórias fornece uma medida do momento de partículas carregadas com uma precisão de 0.5% para o momento até 200 GeV/c [84].

Contadores RICH também identificam partículas carregadas e discriminam píons de káons [85].

A identificação de elétrons, fótons e hádrons neutros e a medida da posição e da energia destas partículas, é feita pelos calorímetros [86].

Finalmente, o sistema de múons [87], além de identificar múons, também fornece informação para o *trigger* de nível 0.

Para selecionar eventos e armazená-los, o LHCb contará com um sofisticado sistema de *trigger* e de aquisição de dados.

A.2.1 O Sistema de aquisição de dados do LHCb (DAQ)

O sistema de aquisição de dados (DAQ) das câmaras de múons começa com a eletrônica de *front-end*. Ela é responsável por coletar o sinal das câmaras de múons e fazer a primeira etapa de processamento do DAQ. Nesta etapa, os sinais analógicos são amplificados, digitalizados e armazenados durante o intervalo do tempo de resposta dos dois níveis de *trigger* . Os eventos selecionados são então multiplexados [2] e enviados para o sistema de DAQ.

O sistema de *trigger* faz a tomada de decisões que permite à eletrônica de *front-end* reduzir a taxa de dados. Ele possui 2 níveis, o nível 0 baseado em hardware, é responsável por selecionar elétrons, múons, e hádrons de alto momento transverso. Ele opera a uma frequência de 40MHz a qual é reduzida a 1MHz com um tempo de resposta de $4\mu s$. O outro nível de *trigger*, chamado HLT *(High Level Trigger)*, é baseado em software, rodando em uma *farm* com aproximadamente 2000 placas processadoras duais. O HLT é acionado para reconhecer vértices separados, produtos de decaimentos, massas invariantes, realizando o refinamento das informações provindas do *trigger* de nível 0, e reduzindo a frequência de 1MHz.

O armazenamento dos dados é realizado pelo DAQ. A taxa média de processamento dos dados (4GB/s) foi calculada levando em conta a frequência de saída do HLT e o tamanho médio de cada evento do LHCb (100KB). A taxa com que os eventos serão enviados a um banco de dados é determinada também pelo HLT. Nesta fase cada evento

[2] é o processo pelo qual um dispositivo codifica as informações de duas ou mais fontes de dados em um único canal.

terá em média 200KB, assim, a taxa de entrada média que o sistema de armazenamento deve suportar ede 40MB/s.

A.2.2 Sistema de múons

A finalidade deste sistema, além da identificação de múons, é prover informação para o nível-0 de trigger. O sistema de múons é composto por cinco estações, uma delas (M1) localizada antes do calorímetro e as outras quatro (M2 à M5) intercaladas por placas de ferro de aproximadamente 80cm de espessura que servem para filtrar hádrons, fótons e elétrons. Um múon deverá ter uma energia de pelo menos 5 GeV para atravessar esta barreira e alcançar a estação M5.

Câmaras do tipo MWPCs (*Multi Wire Proportional Chambers*) foram escolhidas para constituirem o sistema de múons, devido ao tempo de coleta de informação, que deve ser de 20ns. A região central de M1 deverá ser capaz de detectar o sinal das partículas carregadas a uma taxa acima de $500KHz/cm^2$, (a taxa média é de $184KHz/cm^2$) com uma eficiência de 96% num tempo de 20ns. Por esta razão, apenas nesta região são usados detectores triplo GEM (*Gas Electron Multiplier*).

Câmaras MWPCs são preenchidas por um gás e conectadas a eletrodos que devido a diferença de potencial geram um campo elétrico. Ao atravessar as câmaras os múons ionizam o gás criando pares elétrons-íons, que são atraídos e coletados pelos eletrodos. A detecção das partículas ocorre através da medida do sinal elétrico nos eletrodos.

Detectores do tipo GEM cosistem de uma folha de material isolante (Kapton) coberta por uma película metalizada perfurada por uma matriz de furos regularmente espaçados [88], inseridos em uma câmara gasosa. Um intenso campo elétrico é criado dentro de cada furo quando é aplicado uma diferença de potencial entre a camada superior e a camada inferior da placa. Esse campo elétrico é responsavél por atrair os elétrons provenientes da ionização para dentro dos furos onde são multiplicados (avalanche), criando uma nuvem eletrônica. Dessa forma o sinal é amplificado ao passar pelo furo. Para aumentar o ganho foram utilizadas três placas perfuradas. O sinal é detectado após ser ejetado pela terceira placa GEM.

A leitura dos sinais é realizada através das placas de *front-end* (FEB), das placas intermediárias (IM), das placas ODE (*Off Detector Eletronics*) e placas de serviço (SB). As placas de *front-end* são acopladas às câmaras, e contém os chips ASD (amplificador-shaper-discriminador) e os chips responsáveis por formar os canais lógicos. Os sinais analógicos são processados pelos chips ASD e transformados em sinal lógicos pelos chips DIALOG (*DIagnostic time Alignment and Logics*).

A.3 Sistema de testes da eletrônica de front-end

A princípio dois circuitos integrados estavam sendo utilizados no sistema de múons do LHCb. O ASDQ++, que era um circuito desenvolvido a partir do circuito integrado ASDQ ASIC (*Application-Specific Integrated Circuit*), e que tinha sido empregado como *front-end* para o sistema COT (*Central Outer Tracker*) de detecção de trajetórias do detector CDF-II no Fermilab; e o CARIOCA (*Cern and RIO Current-mode Amplifier*), desenvolvido pelo grupo de múons do LHCb. O CARIOCA é um ASD(*Amplifier-shaper-discriminator*) que utiliza a tecnologia CMOS 0,25 μm, resistente à radiação.

Os testes que deveriam ser realizados na eletrônica de *front-end*, tinham como objetivo avaliar as condições operacionais de tais circuitos: conectividade, *crosstalk*, ruído, sensibilidade e *Rate-Method* [89]. Canais abertos ou curto circuitados caracteriza o que chamamos de falha de conectividade. Falhas no processo de montagem (e.g. soldagem), defeitos decorrentes de erros na fabricação dos circuitos integrados da eletrônica de *front-end* ou das placas que contém estes circuitos, causam grandes variações de *crosstalk*, ruído e sensibilidade.

Estes testes foram realizados pelo grupo do CBPF em duas etapas. A primeira delas consistiu em testar a placa de *front-end* que continha o chip ASDQ++. Para isto foi necessário a construção do sistema de teste FEET I, o qual será descrito na seção A.4.

A segunda etapa de testes, consistiu dos testes dos chips CARIOCA10 e dos testes das placas DIALOG as quais contém o chip CARIOCA10. Os testes das placas DIALOG era de responsabilidade do grupo de POTENZA.

Para a realização dos testes nos chips CARIOCA10, foi desenvolvido um segundo sistema de testes chamado FEET II, baseado no sistema FEET I.

Minha contribuição a princípio era projetar a placa em que o chip CARIOCA10 seria fixado. Isso requereu conhecimento básico do funcionamento do chip e também do sistema FEET I. Mais tarde participei também da atualização do software utilizado em FEET I, da realização dos testes e da análise dos primeiros dados dos chips CARIOCA e CARIOCA GEM [3].

A.3.1 O Chip CARIOCA10

O chip CARIOCA10 desenvolvido especificamente para a eletrônica das câmaras de múons [90], foi o escolhido para compor a eletrônica de *front end*. .

Os amplificadores utilizados no chip, trabalham no modo de corrente, sendo interessantes por sua velocidade de resposta, baixo ruído e ganho ajustável. A princípio, duas versões foram desenvolvidas devido a polaridade dos pulsos.

Cada circuito integrado é composto por oito canais e um circuito de alimentação. Sua estrutura é mostrada na figura A.3.

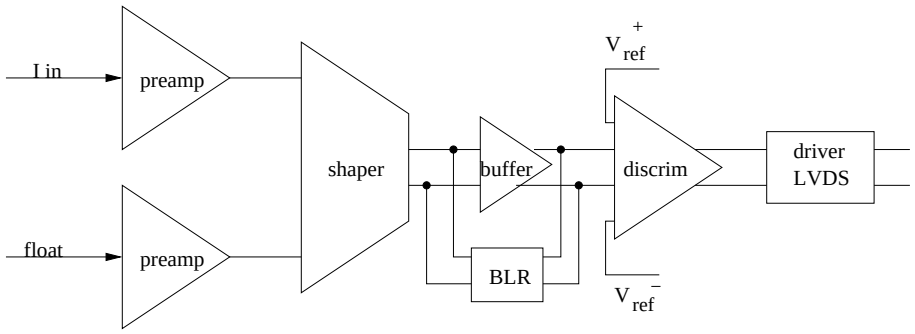


Figura A.3: Estrutura de um canal do CARIOCA.

Na entrada de cada canal do chip foram colocados dois pré-amplificadores, os quais fornecem um tempo de decaimento para o pulso relativamente longo da ordem de μs, para garantir que que todo pulso seja lido. Um dos pré-amplificadores recebe o sinal

[3] Os chips CARIOCA GEM são os chips utilizados na eletrônica de *front-end* das câmaras GEM

do detector e o outro tem sua entrada flutuante[4] para balancear o *shaper* (modelador de pulso). Entretanto, para diminuir o ruído optamos por conectar a entrada flutuante do chip ao terra.

O sinal que sai dos pré-amplificadores apresenta superposição dos pulsos e uma pequena duração do pico do pulso. Como o valor da carga é medido através da altura do pulso gerado, estes problemas fazem com que estas medidas se tornem difíceis. No entanto, a modelagem do sinal produz uma melhoria significativa na qualidade do sinal analisado. Por esta razão, após os pré-amplificadores, o sinal é enviado ao *shaper* e, em seguida para um amplificador diferencial (*buffer*) que aumenta o ganho, enquanto o BLR (*Base Line Restore*) cancela o longo decaimento e restaura a linha de base.

Finalmente o sinal passa pelo discriminador e pelo driver LVDS para ser enviado à segunda fase do processamento. O consumo de cada canal é de 45mW com uma alimentação de 2.5V.

Podemos ver na figura A.4 a versão mais atualizada do chip CARIOCA, a descrição de cada um dos 82 pinos ativos, deste chip esta na tabela A.1. Uma descrição mais detalhada do chip CARIOCA10 é encontrada na referência [94].

[4]não conectada

Pinos	Função
INA(1-/8)	Entrada Analógica
INB(1-/8)	Entrada Analógica (gnd)
OUT +/-	Saída Digital positiva/negativa
VREF-DSC (1-/8)	Threshold
TEST-INPUT	Simula a injeção de carga nos canais ímpares ou pares
TEST-LEVEL	Controla o valor da carga de entrada nos pré-amplificadores. Para 2.5V a máxima carga de entrada é de 125fC. Para 1V a carga de entrada é minima 50fC.
SWITCH	Controle do sinal do pré amplificador 0V aciona INB. 2.5V aciona INA.
DTVSWITCH	Controla o sinal dos treshold. 0V ativa um canal. 2.5V ativa os 8 canais.
BLR-A8	Base Line Restore
VPOS-DSC / VNEG-DSC	Alimentação do discriminador analógico e DTVSWITCH
VPOS2-DSC / VNEG2-DSC	Alimentação do discriminador digital
VPOS-LVDS / VNEG-LVDS	Alimentação do driver LVDS
IHYST-DSC	Discriminador de corrente de histerese
IBIAS-DSC	Discriminador de corrente bias
IBIAS-BLR(1-3)	BLR de corrente bias
IBIAS-DIF	Corrente bias para o input do shaper
IBIASP-SHP	Corrente bias do shaper
IBIAS-AMP	Amplificador de corrente bias
IFEED-AMP(POS-NEG)	Amplificador corrente feedback
VDD	Alimentação para o modulador, amplificador diferencial e BLR
VDDA	Alimentação do pré-amplificador
GND	Terra

Tabela A.1: Descrição dos pinos do chip CARIOCA10.

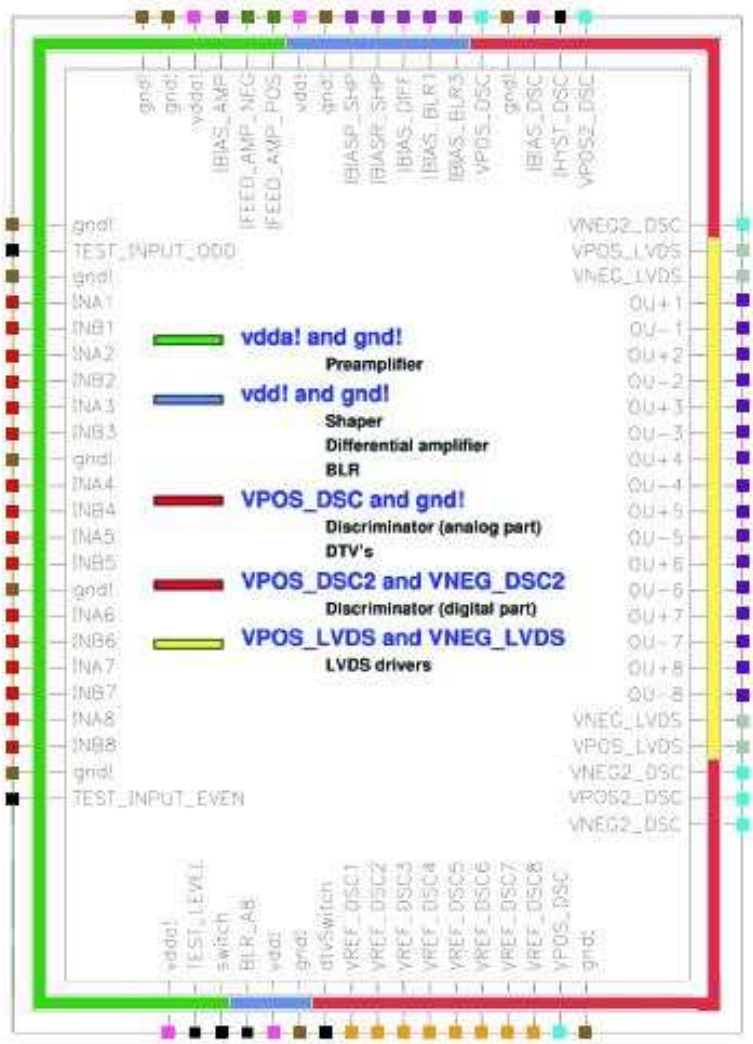


Figura A.4: CARIOCA10.

A.4 FEET I

Os teste relativos ao FEET I foram realizados com o circuito ASDQ++, pois na época por motivos tecnológicos e políticos, o CARIOCA não pode ser trazido ao Brasil.

O FEET I foi estruturado da seguinte maneira, o hardware dividia-se no módulo de controle, no módulo de injeção de carga e a placa de *front-end*. A aquisição dos dados era feita através de uma placa da National Instruments NI-DAQ PCI-6025, e a interface entre o sistema e o computador era realizada pelo ambiente de programação LabVIEW. A figura A.5 nos dá uma idéia geral do sistema.

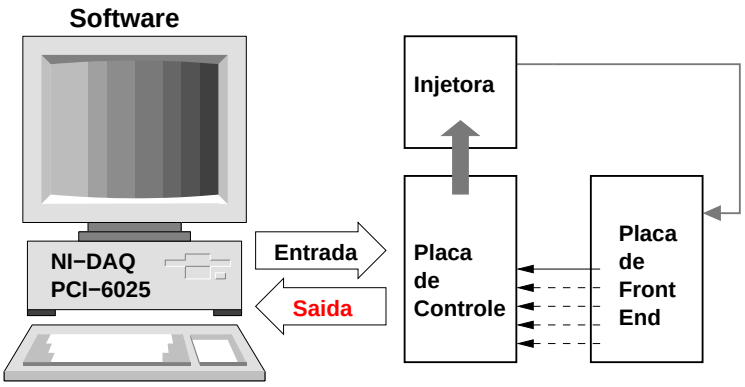


Figura A.5: Visão geral do sistema FEET I. A placa NI-DAQ PCI-6025, gera sinais para a placa de *front-end* que são enviados através da placa de controle, passando pela placa de injeção de carga. A resposta da placa de *front-end* é enviada à placa NI-DAQ PCI-6025, pela placa de controle.

A troca de informações entre o computador e a placa de controle era feita através da placa NI-DAQ PCI-6025.

A placa NI-DAQ PCI-6025 fornecia sinais analógicos à placa de controle, que por sua vez enviava estes sinais à placa de injeção de carga. Os sinais recebidos pela placa injetora continham a informação do canal e do valor da carga que deveria ser injetada na placa de *front-end*.

Logo após, a placa de controle recebia os sinais provindos da eletrônica de *front end*, processava os dados e enviava ao PC através da placa NI-DAQ PCI-6025.

Os testes foram integrados de forma que todos os parâmetros fossem definidos de uma única vez. Foram então criados painéis de controle e calibração. A calibração era feita somente uma vez ou sempre que houvesse a necessidade de reconfigurar os parâmetros.

Uma descrição bem detalhada do FEET I é encontrada na referência [91].

A.5 FEET II

O sistema era basicamente o mesmo utilizado para o FEET I, possuía o mesmo sistema de controle e injeção de carga e utilizava a placa NI-DAQ PCI-6025 para a interface entre software e hardware. Porém, este novo sistema era acrescido das placas

do CARIOCA[5], da placa do TDC e controle do TDC, além de uma fonte GPIB para o controle da carga de injeção.

A disposição do sistema FEET II é mostrada na figura A.6.

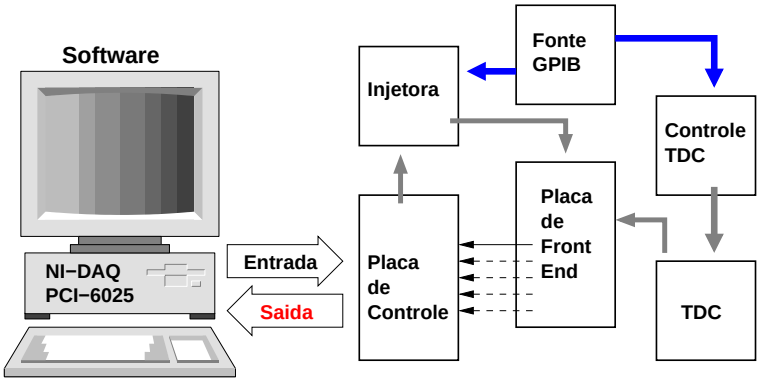


Figura A.6: Visão geral do sistema FEET II.

A fonte GPIB era necessária para a realização do primeiro teste do CARIOCA o teste da corrente (*POWER*). Este teste garantia que a alimentação do chip deveria ocorrer em limites seguros de corrente. Se a corrente de entrada no chip fosse maior que o valor de corrente que o chip suporta, então a fonte era desligada. A fonte também era desligada ao final de cada sequência de testes.

O segundo teste era o da conectividade. Este teste verificava se haviam canais abertos ou curto circuitados, e era realizado da seguinte maneira: a placa NI-DAQ PCI-6025 enviava sinal ao canal 1 do chip, logo após, verificava se havia sinal registrado pela placa de controle na saída do canal 1. Se não houvesse sinal na saída do canal 1 era detectado falha de conectividade. Se houvesse falha de conectividade nenhum outro teste era feito e a placa era rejeitada.

Os próximos testes, de ruído e sensibilidade do chip, eram feitos através da obtenção dos parâmetros da *s-curve*. Esta curva era obtida pela varredura da amplitude do pulso injetado para um dado valor de *threshold* da carga, dado em mV.

Para o teste de ruído, devia-se contar o número de pulsos, enquanto variava-se a carga, até que a altura do pulso ultrapasasse o valor fixado do *threshold*. A derivada

[5]que substituia a placa de *front-end* do FEET I desenhada para o chip ASDQ++

da *s-curve* é uma função gaussiana, o ruído é obtido calculando o valor do sigma (σ), ver figura A.7.

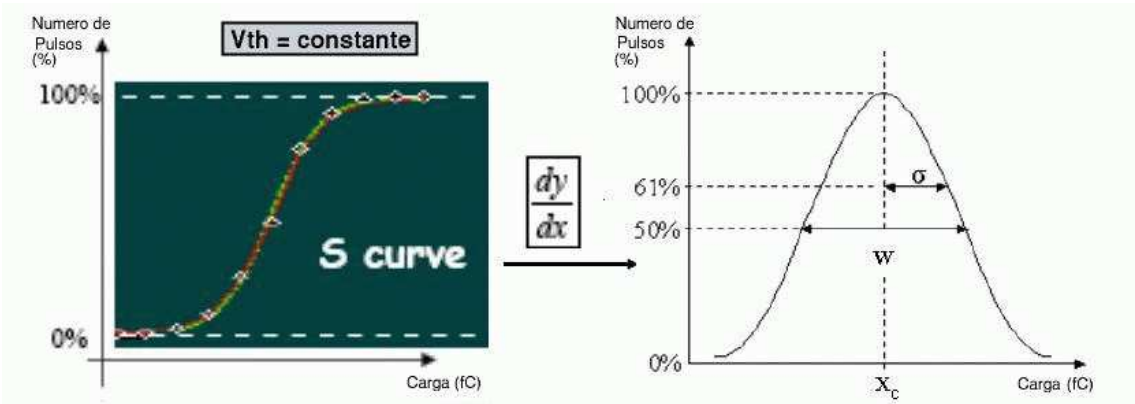


Figura A.7: Podemos ver a *s-curve*, função da contagem do número de pulsos pela variação da carga injetada. Tomando a derivada dessa função obtemos uma gaussiana, e o valor de sigma é o ruído.

Para entendermos como a *s-curve* representa o ruído vamos considerar um sinal que não apresente nenhum ruído. Variamos então o valor da carga injetada até que este valor ultrapasse o nível de *threshold* de carga. Nesse momento, todos os sinais estariam acima do *threshold*. Esta transição entre os sinais abaixo do *threshold* para os sinais acima do *threshold* ocorre instantaneamente produzindo uma curva do tipo degrau. Quando há ruído no sistema, a transição entre os valores de carga abaixo e os valores acima do *threshold* não ocorre instantaneamente. Isto se deve ao fato de que ao variarmos a carga alguns pontos estarão acima do *threshold* enquanto que pontos vizinhos não. Ao aumentamos a carga até que todos os pontos estejam acima *threshold* ocorre a saturação. O degrau que representa o caso sem ruído agora é uma curva s.

Para a determinar a sensibilidade do chip (mV/fC), deve-se variar não apenas o valor da carga injetada também o valor do *threshold*. O procedimento consiste em fixar um valor para o *threshold* e variar a carga até esta ultrapasse o limite do *threshold*. O próximo passo era fixar outro valor de *threshold* e variar novamente a carga até esta alcançar este segundo valor de *threshold* e assim por diante. Com este procedimento obtemos uma *s-curve* para cada conjunto de valores de carga injetada e *threshold*. Com estes valores podemos traçar uma reta *threshold*(mV) X Carga(fC), onde o offset é dado

pelo coeficiente linear e a sensibilidade é dada pelo coeficiente angular desta reta.

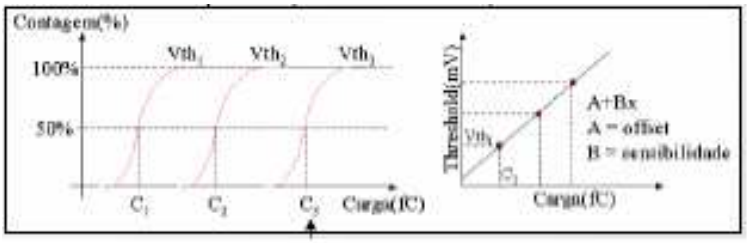


Figura A.8: Observamos nesta figura a variação da carga e do *threshold* d acordo com a contagem de pulsos. O gráfico *threshold*(mV) X Carga(fC), nos fornece os valores da sensibilidade e do offset.

Os dois últimos testes eram realizados utilizando o TDC (*Time to Digital Converter*) e uma placa de interface que transmitia os dados ao computador. Estes testes consistiam de: medida do tempo entre o sinal de entrada no CARIOCA e a resposta do LVDS *Time Walk*, e a medida da largura do pulso do LVDS *Time Width*.

Uma vez feita a calibração do sistema, a fim de obtermos os valores iniciais dos parâmetros em cada teste, o sistema FEET II estava preparado para realizar os testes propostos nos chips.

A seqüência de testes é mostrada na figura A.9. Esta seqüência era realizada por completo se o chip passasse no teste da corrente e no teste da conectividade, caso contrário o chip era rejeitado. Terminado o último teste a fonte GPIB era desligada, o chip era trocado e o processo recomeçava.

As informações referente a cada teste eram armazenadas em um arquivo para análise posterior.

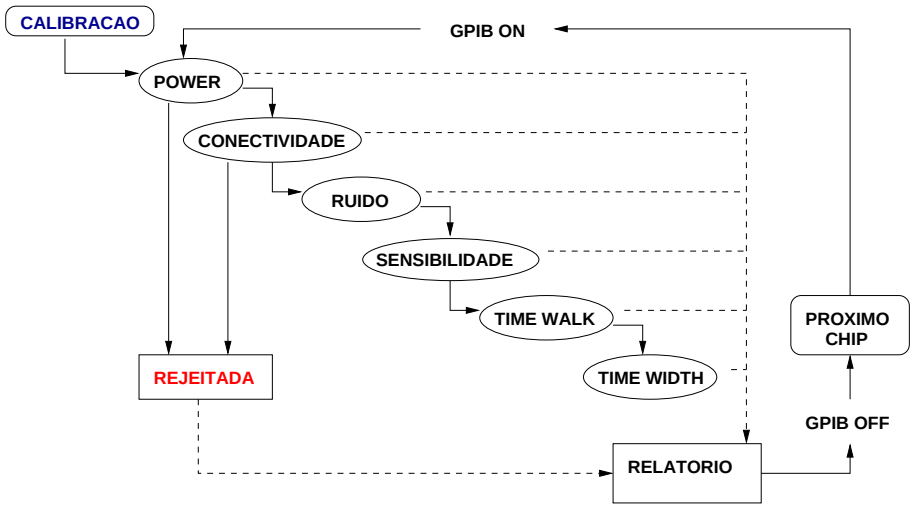


Figura A.9: Sequência de testes realizados pelo FEET II.

A.5.1 A Placa do CARIOCA

A placa que foi confeccionada para a realização dos testes requeria ser adaptável ao sistema FEET I, além de ter os componentes necessários para o funcionamento interno do chip. Por isto, ela foi baseada na placa de testes utilizadas no CERN [93]. Esta placa de testes possuía dois chips cariocas não encapsulados, cada um com uma polaridade. A nova placa deveria ser projetada para os testes dos chips encapsulados com as duas polaridades. Por esta razão foi escolhido um soquete adaptável aos contatos do chip e robusto o suficiente para suportar a troca de vários chips durante a realização dos testes.

O esquemático [6] e o layout mostrado na figura A.10 da placa do CARIOCA foram feitos utilizando o programa ORCAD.

A placa do CARIOCA possui quatro camadas, as externas: top, bottom, e as internas : aterramento e alimentação. O acesso as camadas internas é feito por meio de furos ou raspagem da camada mais externa.

Para diminuir capacitancias parasitas é necessário que as linhas do circuito impresso entre os componentes sejam o menor possível, e os ângulos nunca devem ser de 90 graus.

O sinal provindo da placa injetora, entrava pela componente JP3, e era enviado

[6] anexado no final deste apêndice

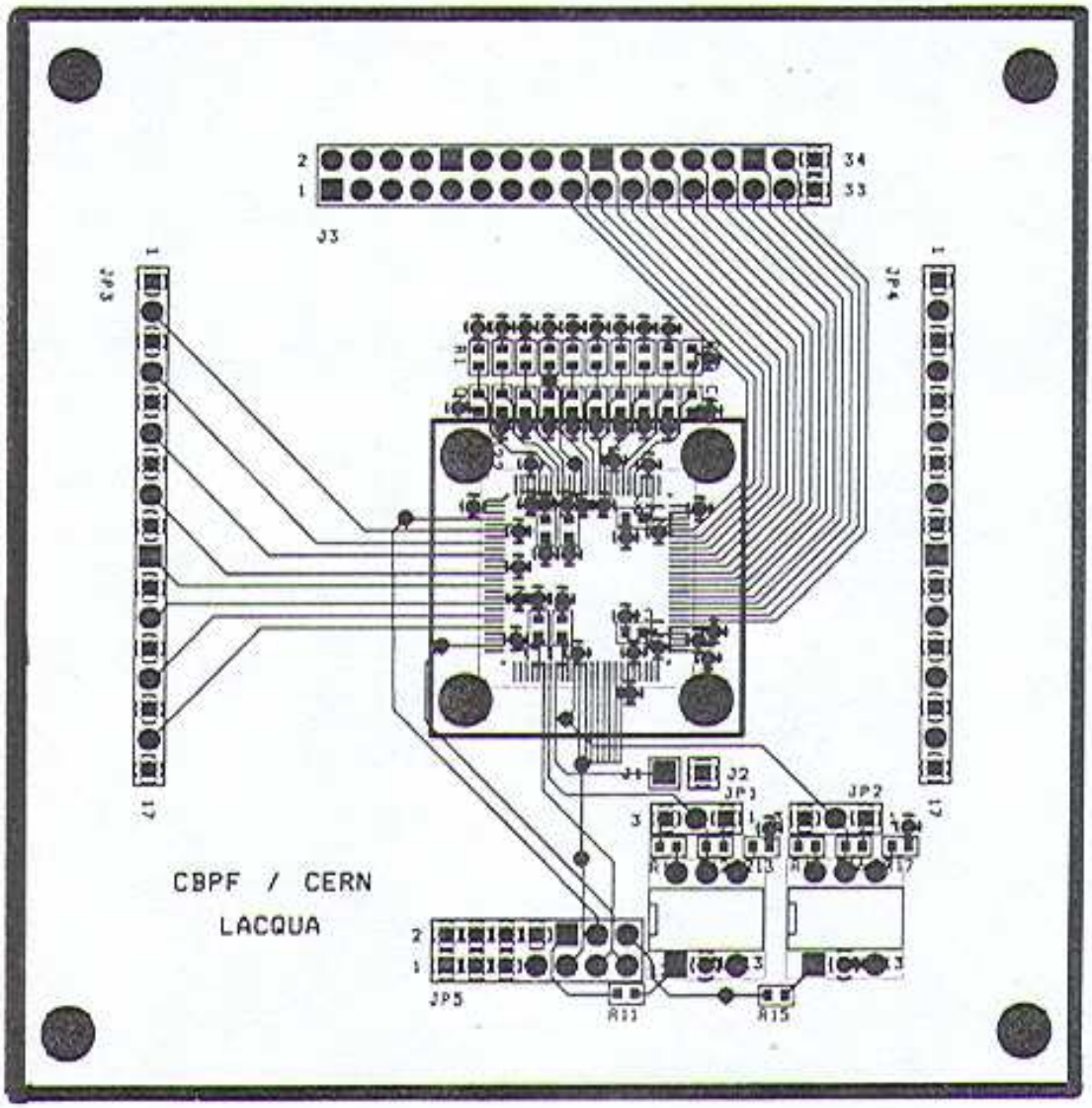


Figura A.10: Layout da placa para a realização dos testes no chip CARIOCA.

as entradas INA do chip. O sinal então era processado e enviado á placa de controle pela componente JP5, a componente JP4 servia apenas como suporte. O chip era conectado à placa através do socket IC149 SERIES (SMT) QFP/TQFP de 100 pinos, da Yamaichi Electronics.

Os capacitores e resistores que estão na parte superior da figura, eram componentes necessários para o funcionamento interno do chip.

O socket IC149 foi trocado posteriormente por um ZIF socket IC51, que apresentava a vantagem de facilitar a troca do chip. Isto requereu que a placa fosse redesenhada.

O esquemático dessa nova placa era o mesmo da primeira placa, porém o layout, mostrado na figura A.11, dependia da geometria do ZIF socket.

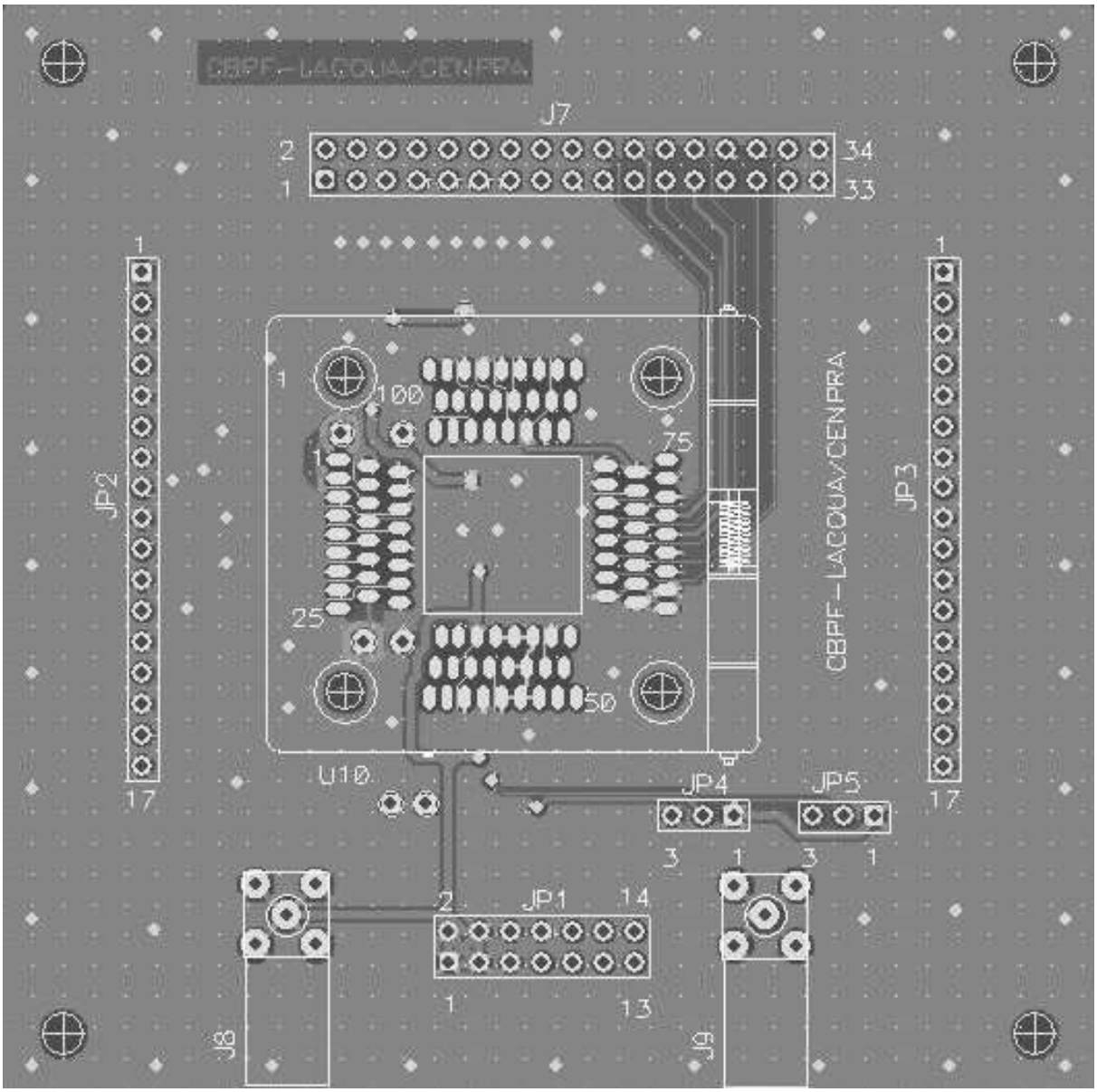


Figura A.11: Layout da placa do CARIOCA com o ZIF socket. Vista da camada top.

A.5.2 Atualização do software e análise de dados

O software utilizado (Labview) para a realização dos testes em FEET I deveria ser adaptável ao novo projeto. Esta atualização foi feita pois alguns testes realizados para o ASDQ++ não eram necessários ao CARIOCA e outros testes foram incluídos.

Minha colaboração nessa etapa consistiu em adaptar a entrada e saída das informações no formato texto que posteriormente deveria ser lido por um programa FORTRAN e colocada no formato adequado para ser processada pelo PAW (Power Analysis Workstation). Esta adaptação necessitou do conhecimento de toda estrutura computacional dos testes.

A estrutura do software é mostrada na figura A.12. O usuário tinha acesso apenas ao painel principal mostrado no canto superior esquerdo. Este painel possuia a informação referente ao operador, ao número de vezes que o teste deveria ser realizado para um chip e o nome do arquivo de saída. As informações sobre cada teste eram visualizadas por um código de cores, que indicava se o teste realizado no chip apresentava algum problema ou não. Os outros painéis eram para o controle do programador. O painel apresentado no canto inferior esquerdo possuia os valores dos parâmetros da calibração. O painel situado no lado esquerdo, entre estes dois primeiros, era o painel que gerenciava a seqüência dos testes.

Na lateral direita, de cima para baixo são mostrados os paineis do teste da corrente, do teste da conectividade, do ruído, da sensibilidade e do TDC. Estes painéis mostram a vantagem em utilizar o program LABVIEW tanto do ponto de vista visual quanto da interatividade entre o programador e o programa.

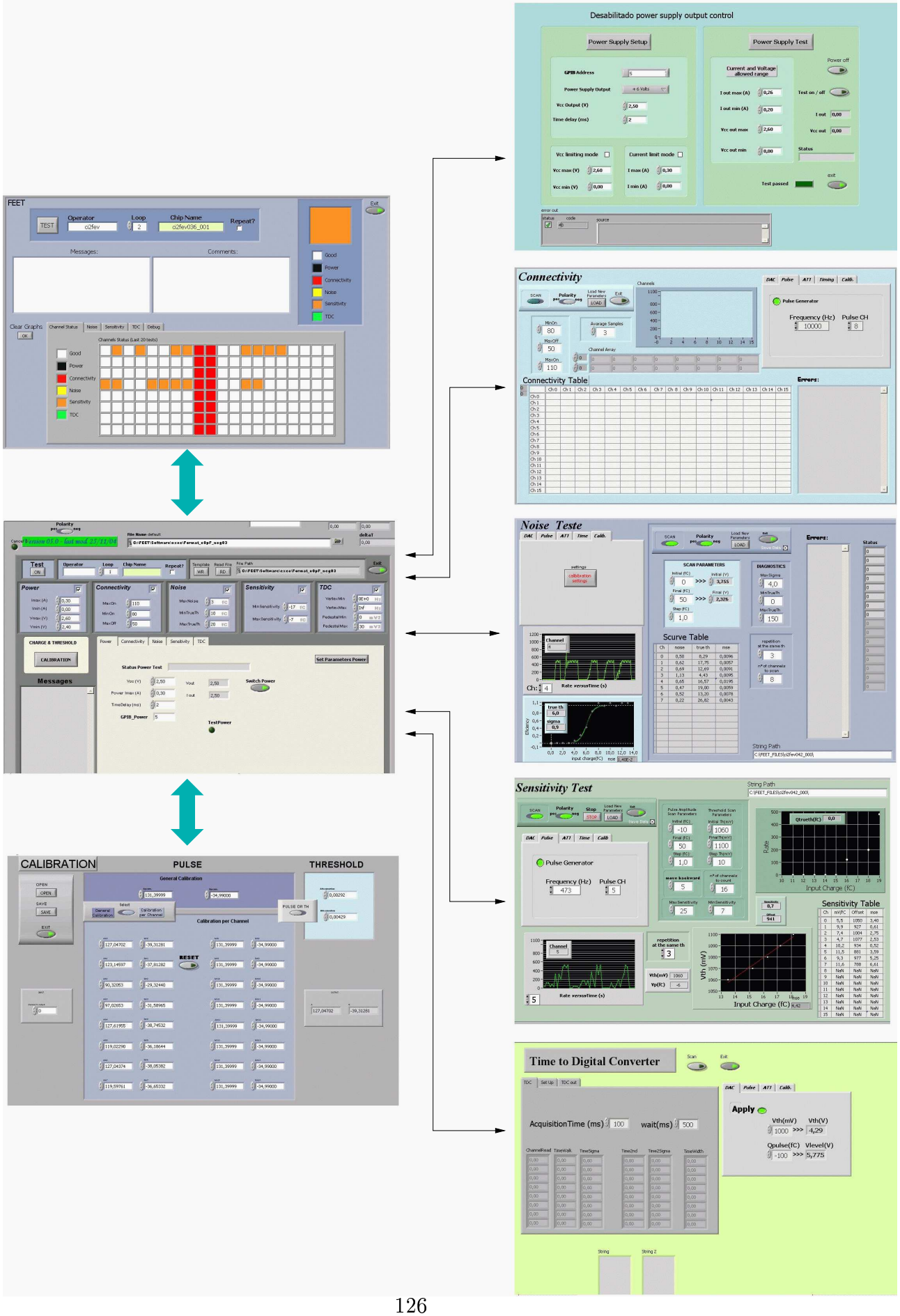


Figura A.12: Esquema dos testes realizados nos chips CARIOCA.

A.5.3 Análise de dados

Para realizarmos a atualização do software a calibração do sistema e o teste da nova placa, dispunhamos apenas de dois chips CARIOCA. Com estes dois chips fizemos uma calibração preliminar.

Mais tarde recebemos 75 chips CARIOCA e 25 chips CARIOCA GEM. Havia diferença entre o encapsulamento dos primeiros dois chips para estes. Isto também foi razão para substituirmos o socket pelo ZIF socket, resultando no desenho da segunda placa para o CARIOCA.

A primeira etapa de testes, foi realizada nos chips CARIOCA e CARIOCA GEM. Testamos 50 chips CARIOCA e 10 chips CARIOCA GEM, duas vezes para cada chip. Os resultados para cada canal de cada teste são mostrados em A.13. Podemos observar que as medidas temporais eram estáveis de canal para canal e possuiam pouca dispersão de um chip para outro. Os resultados referentes aos parâmetros da *s-curve* apresentam grandes variações devido a carga injetada. Este resultado nos mostrou a necessidade de refazer a calibração do sistema.

Após a troca do conector e refeita a calibração do sistema, os resultados obtidos pelo FEET II, foram muito mais estáveis.

A.5.4 Considerações finais

Com a calibração refeita, foram testados pelo grupo do CBPF aproximadamente 2500 chips CARIOCA e 500 chips CARIOCA GEM.

Em torno de 9% dos chips não passaram pelo teste de conectividade.

A sensibilidade média para o chip CARIOCA foi de 12 mV/fC para um detetor de 150pF.

A alimentação dos chips permaneceu estável com uma tensão de 2.5V e o valor médio da corrente foi de 132 mA.

A sensibilidade do CARIOCA GEM ficou em torno de 18.5 mV/fC. Nos outros testes foi observado um comportamento similar ao CARICA.

A análise dos resultados finais dos testes realizados, é encontrada em [95].

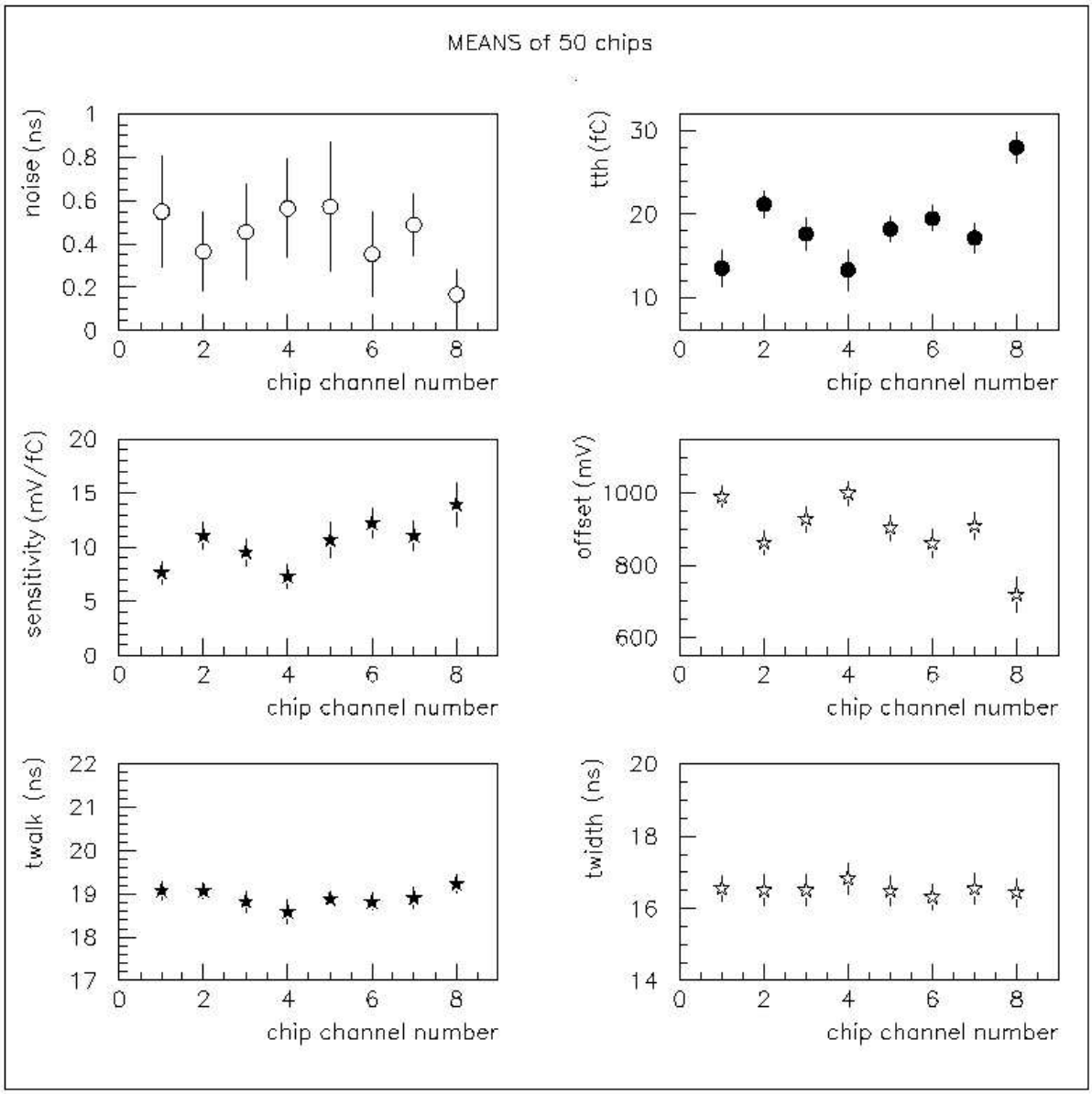


Figura A.13: Média das medidas para os 50 chips CARIOCA.

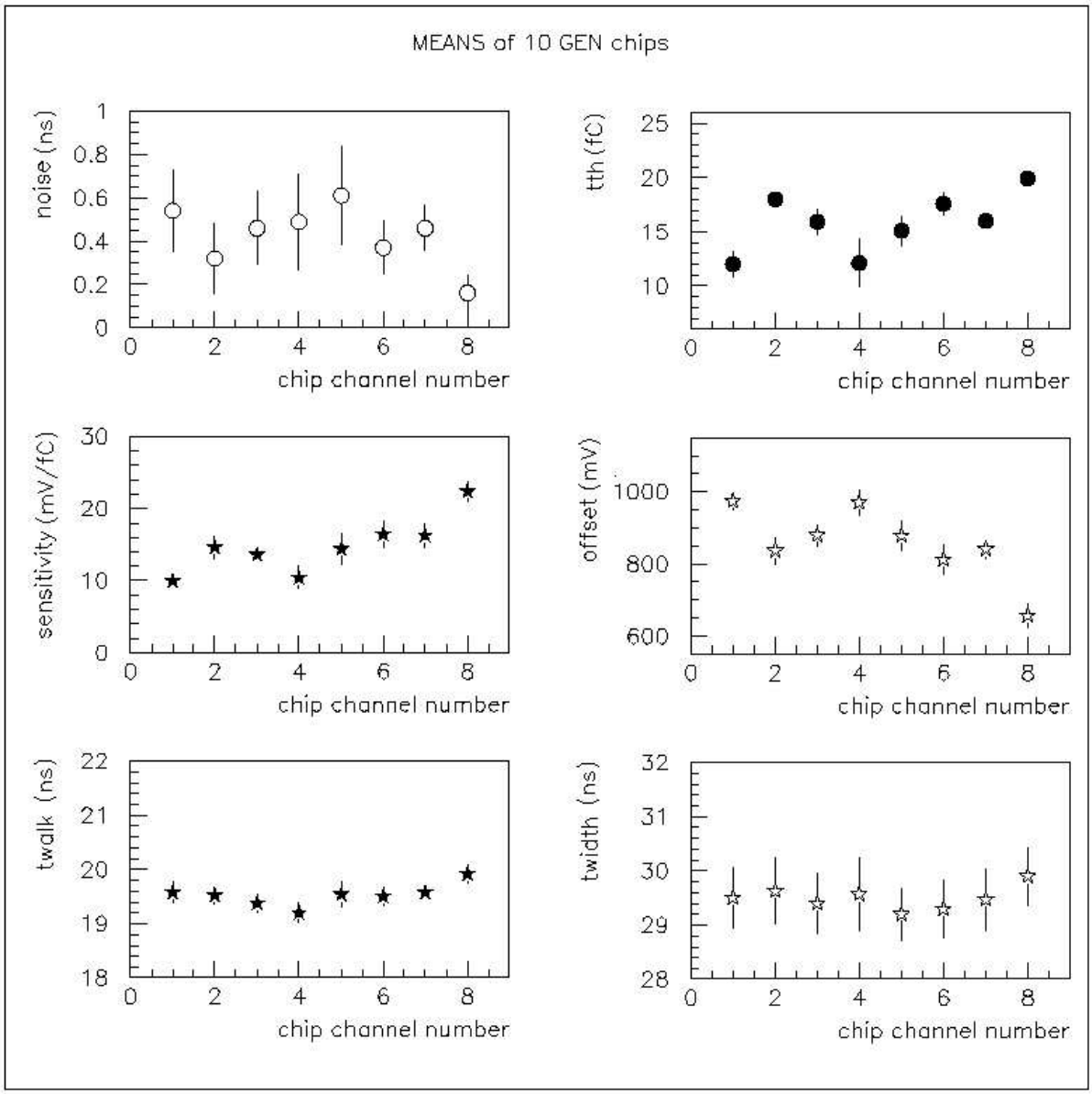


Figura A.14: Média das medidas para os 10 chips CARIOCA GEM.