

### 3

## Decaimentos Hadrônicos de Charme em Três Corpos

O interesse principal deste capítulo é o estudo dos fundamentos gerais da cinemática e dinâmica dos decaimentos de mésons charmosos em um estado final de três corpos do tipo:

$$P \rightarrow p_1 + p_2 + p_3 \quad (3.1)$$

Para descrever os decaimentos de três corpos existem, em princípio, 9 graus de liberdade (que vêm dos três *tri-momentos* das partículas no estado final). Há quatro equações de conservação de energia-momento e, dado que o decaimento é isotrópico (no referencial de repouso da partícula que decai), o estado final não pode ser dependente dos três ângulos que descrevem a sua orientação, no caso de partículas sem spin. O conjunto de configurações disponível por qualquer conjunto de variáveis cinemáticas é chamado *espaço de fase*, logo estas condições definem uma superfície, que em nosso caso de estudo tem dimensão  $3n - 4 = 2$ , o que significa que precisamos apenas de duas variáveis independentes para descrever os decaimentos de uma partícula em três partículas no estado final.

Consideremos o decaimento de uma partícula de massa  $M$  em três partículas de massas  $m_1$ ,  $m_2$  e  $m_3$ . Denotemos os seus 4-momentos como  $P$ ,  $p_1$ ,  $p_2$  e  $p_3$ , respectivamente.

A conservação de energia-momento<sup>1</sup> exige

$$P^\mu = p_1^\mu + p_2^\mu + p_3^\mu \quad (3.2)$$

Definimos os seguintes invariantes:

---

<sup>1</sup>Usamos o sistema de unidades naturais, onde  $c = 1$ .

$$s = P^2 = M^2 \quad (3.3)$$

$$s_{23} = (P - p_1)^2 = (p_2 + p_3)^2 \quad (3.4)$$

$$s_{31} = (P - p_2)^2 = (p_3 + p_1)^2 \quad (3.5)$$

$$s_{12} = (P - p_3)^2 = (p_1 + p_2)^2 \quad (3.6)$$

Estas equações estão ligadas pela equação de vínculo

$$s_{23} + s_{31} + s_{12} = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 \quad (3.7)$$

que é consequência de 3.2.

Para compreendermos o significado dos invariantes, do sistema de equações 3.4 até 3.6 podemos inferir que  $\sqrt{s_{ij}}$  corresponde à massa invariante do subsistema de partículas  $i$  e  $j$ . Usando este sistema de referência e devido à conservação do 4-momentum do sistema, o decaimento de  $P$  ocorre em um plano.

### 3.1

#### Limites Cinemáticos e Dalitz Plot

No caso de decaimento em três partículas surge uma questão importante quanto aos limites das variáveis cinemáticas mediante as quais descreve-se o decaimento. Consideremos o processo de decaimento no referencial de repouso da partícula mãe (CM). De 3.4 temos:

$$s_{23} = M^2 + m_1^2 - 2ME_1 \quad (3.8)$$

porém, sabendo que

$$E_1 = \sqrt{m_1^2 + p_1^2} \geq m_1 \quad (3.9)$$

vemos que  $s_{23}$  será máximo se  $E_1$  é mínimo, ou seja quando  $E_1 = m_1$ :

$$s_{23,\max} = M^2 + m_1^2 - 2Mm_1 = (M - m_1)^2 \quad (3.10)$$

Para encontrar o valor mínimo de  $s_{23}$  calculamos no referencial de CM do conjunto (2,3). Lá claramente tem-se:

$$s_{23} = (p_2 + p_3)^2 = (E_1 + E_3)^2 \geq (m_2 + m_3)^2$$

Portanto, e considerando que  $\vec{p}_2 = -\vec{p}_3$  neste referencial

$$s_{23,\min} = (m_2 + m_3)^2 .$$

Em resumo, temos os seguintes limites cinemáticos:

$$s_{23} \in [(m_2 + m_3)^2, (M - m_1)^2] \quad (3.11)$$

$$s_{31} \in [(m_3 + m_1)^2, (M - m_2)^2] \quad (3.12)$$

$$s_{12} \in [(m_1 + m_2)^2, (M - m_3)^2] \quad (3.13)$$

Como temos ao todo 2 variáveis independentes, cada evento de  $P \rightarrow p_1 + p_2 + p_3$  é representado por um ponto no espaço de fase bidimensional que descreve o decaimento. Se duas das variáveis acima são utilizadas para descrever o decaimento da partícula em três corpos, o espaço de fase por elas gerado é conhecido com o nome de *Dalitz Plot*.

Ao impor a condição 3.7, a 3.11, 3.12 e 3.13, obtem-se os valores mínimo e máximo que por exemplo,  $s_{12}$  pode ter, dado  $s_{13}$ . Encontra-se:

$$s_{31\pm} = m_1^2 + m_3^2 + \frac{1}{2\sqrt{s}}[(s - s_{23} - m_1^2)(s_{23} - m_2^2 + m_3^2) \pm \lambda^{1/2}(s_{23}, s, m_1^2)\lambda^{1/2}(s_{23}, m_2^2, m_3^2)] \quad (3.14)$$

onde definimos a função cinemática conhecida como função triangular

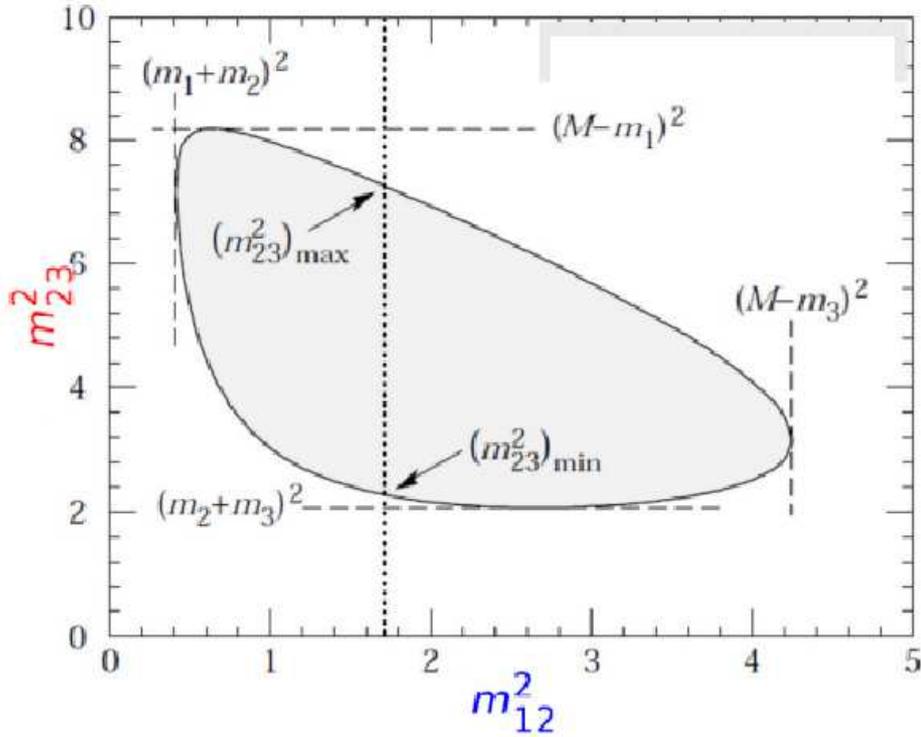
$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2zx \quad (3.15)$$

O contorno descrito por 3.14 representa a região física (*espaço de fase*) em que se processa o decaimento e que está definida em termos de quaisquer par dos invariantes  $s_{ij}$  ou, numa maneira mais geral, pode ser definido como a região física em termos de quaisquer variáveis relacionadas àqueles por uma transformação linear com *Jacobiano* constante.

Um exemplo de Dalitz plot é mostrado na figura 3.1 para a distribuição correspondente às massas quadradas invariantes  $s_{12}^2$  e  $s_{23}^2$ .

Para compreendermos os limites impostos pela conservação de momento na densidade de espaço de fase consideramos a integral da taxa de decaimento

$$\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} \int |\mathcal{A}|^2 \delta^4(P - \sum_{i=1}^3 p_i) \prod_{i=1}^3 \frac{d^4 p_i}{2\pi^3} \delta(p_i^2 - m_i^2) \quad (3.16)$$



**Figura 3.1:** Limites do Dalitz plot mostrando as configurações mínimas e máximas para o gráfico bidimensional representado por  $m_{12}^2, m_{23}^2$ .

onde  $\mathcal{A}$  representa a amplitude quântica do processo dinâmico responsável pelo decaimento, e a conservação de 4-momento e energia de cada partícula está representada pelas funções  $\delta$  de Dirac 4-dimensional e 1-dimensional, respectivamente.

Utilizando a propriedade da função  $\delta$  de Dirac para reescrever  $d^4p_i \delta(p_i^2 - m_i^2)$

$$\delta[f(x)] = \frac{\delta(x - x_0)}{\left| \frac{df}{dx} \right|_{x_0}} \quad (3.17)$$

podemos expressar a taxa de decaimento no referencial do centro de massa como:

$$\Gamma = \frac{1}{2(2\pi)^5 M} \int |\mathcal{A}|^2 \delta^4(P - p_1 - p_2 - p_3) \frac{dp_1}{2E_1} \frac{dp_2}{2E_2} d^4p_3 \delta(p_3^2 - m_3^2) \quad (3.18)$$

Realizando algumas de operações algébricas e definindo

$$\delta_c = \delta \left( \cos \theta_{12} - \frac{M^2 + m_1^2 + m_2^2 - m_3^2 - 2M(E_1 + E_2) + 2E_1E_2}{2p_1p_2} \right) \quad (3.19)$$

a integral em  $d^4p_3$  pode ser resolvida trivialmente para obter uma expressão mais compacta para a taxa de decaimento

$$\Gamma = \frac{\pi^2}{2(2\pi)^5 M} \int |\mathcal{A}|^2 \delta_c dE_1 dE_2 d\cos\theta_{12} \quad (3.20)$$

que pode ser integrada em cosseno usando as expressões 3.4 a 3.6 junto com 3.8, para expressar a taxa de decaimento em termos das variáveis de Dalitz, onde a configuração de 4-momento total faz com que o decaimento aconteça num plano e cada elemento é representado por um ponto no espaço de fase bidimensional do sistema, podendo-se mostrar que:

$$\Gamma = \frac{1}{256\pi^3 M^3} \int |\mathcal{A}|^2 ds_{ij} ds_{jk} \quad (3.21)$$

Com esta expressão fica evidente que a largura diferencial do decaimento é proporcional à amplitude quadrada:

$$\frac{d\Gamma}{ds_{ij} ds_{jk}} \propto |\mathcal{A}|^2 \quad (3.22)$$

Assim, podemos esperar que uma descrição completa sobre a informação da dinâmica do decaimento esteja contida na distribuição de pontos no Dalitz plot.

### 3.2

#### Métodos para busca de Violação de CP em 3 Corpos

Como discutido na seção anterior, do fato de ser proporcional ao quadrado da amplitude, a distribuição de pontos no Dalitz plot contém toda a informação sobre a cinemática e dinâmica do decaimento. Assim, o conhecimento e análise dos parâmetros da amplitude resulta ser de muita ajuda na busca de Violação de CP. Se o Dalitz Plot tem toda a informação sobre a dinâmica do decaimento, em particular se há violação de CP em um processo de três corpos, há de se esperar que a distribuição de eventos no DP apareça diferente para o decaimento de partícula e antipartícula. O que vem daqui em diante é como estabelecer violação de CP em um decaimento de três corpos pela análise do Dalitz plot.

Existem vários métodos pelos quais é possível, em princípio, acessar a informação contida na amplitude de decaimento e desta maneira, buscar por evidências de algum tipo de comportamento não simétrico entre o méson  $D^+$  e sua anti-partícula. Estudar estes métodos é o objetivo das seções seguintes.

#### 3.2.1

##### Modelo Isobárico

Os decaimentos do méson D em três corpos são dominados por processos chamados ressonantes nos quais o méson D decai em dois corpos, com um deles sendo uma ressonância, que então decai por interação forte, ou seja, para um processo  $D \rightarrow abc$  o estado final  $abc$  pode ser obtido com uma contribuição do estado intermediário [28]:

$$D \rightarrow rc \quad r \rightarrow ab \quad D \rightarrow (ab) c$$

representando  $r$  um estado ressonante que logo decai para as partículas  $ab$ .

Numa análise de Dalitz plot baseada no chamado modelo isobárico (discutido mais adiante), a amplitude total de decaimento é modelada como a soma coerente de um termo constante para o decaimento direto em três corpos, e cada amplitude de ressonância possível representa-se por uma função Breit-Wigner multiplicada com distribuições angulares associadas ao spin da ressonância, e fatores de forma. Assim o elemento de matriz da soma das amplitudes parciais é:

$$\mathcal{A} = a_0 e^{i\delta_0} + \sum_i a_i e^{i\Phi_i} A_i T(\Omega_i) F_i F_D \quad (3.23)$$

onde  $A_i = A_i(m_i, s)$  é uma função dependente das massas invariantes que costuma-se descrever com a função Breit-Wigner relativística:

$$A_i = BW_i(s) = \frac{1}{m_i^2 - s - im_i\Gamma_i(s)} \quad (3.24)$$

e

$$\Gamma_s = \Gamma_i \left( \frac{m_i}{\sqrt{s}} \right) \left( \frac{p}{p_i} \right)^{2L+1} B'_L \left[ \frac{\mathcal{F}_L(p)}{\mathcal{F}_L(p_i)} \right]^2 \quad (3.25)$$

$\Gamma_i(s)$  representa a largura de decaimento, com  $m_i$  a massa da ressonância,  $p$  e  $p_i$  são os momentos das partículas resultantes do decaimento da ressonância (nos referenciais das filhas e da ressonância respectivamente) e  $L$  é o número quântico de momento angular (como a ressonância decai em duas partículas pseudoescalares, o momento angular do estado final ( $L$ ) precisa ser igual ao spin ( $J$ ) da ressonância), o fator  $T(\Omega_i)$  representa a distribuição do decaimento em termos do ângulo sólido; o número  $a_i$  é a magnitude deste canal e  $\Phi_i$  é uma fase complexa que em geral pode ter contribuições das fases fraca e forte:  $\Phi_i = \delta + \phi$ , assim  $a_i = a_i e^{i(\delta_i + \phi_i)}$  e  $F_i$  representa o fator do efeito de penetração dos mésons de acordo com a parametrização de Blatt-Weisskopf em termos de um simples parâmetro  $R$ , o “raio” do méson. Expressões para  $T(\Omega)$ ,  $F_R$  e  $F_D$ , são mostradas na tabela 3.1.

Reescrevendo 3.23 com as expressões anteriores, a amplitude total do decaimento é parametrizada de acordo com a função:

$$\mathcal{A} = a_0 e^{i\delta_0} + \sum_i a_i e^{i\Phi_i} \frac{T(\Omega_i) F_i F_D}{m_i^2 - s - im_i\Gamma_i(s)} \quad (3.26)$$

Spin	$F_i$	$F_D$	$T(\Omega)$
0	1	1	1
1	$\frac{(1 + (R_i p_i)^2)^{\frac{1}{2}}}{(1 + (R_i p_{ab})^2)^{\frac{1}{2}}}$	$\frac{(1 + (R_D + q_i)^2)^{\frac{1}{2}}}{(1 + (R_D + q_{ab})^2)^{\frac{1}{2}}}$	$a_1$
2	$\frac{(9 + 3(R_i p_i)^2 + (R_i p_i)^4)^{\frac{1}{2}}}{(9 + 3(R_i p_{ab})^2 + (R_i p_{ab})^4)^{\frac{1}{2}}}$	$\frac{(9 + 3(R_D + q_{ab})^2 + (R_D + q_{ab})^4)^{\frac{1}{2}}}{(9 + 3(R_D + q_{ab})^2 + (R_D + q_{ab})^4)^{\frac{1}{2}}}$	$a_1^2 - \frac{1}{3} a_2 a_3$

**Tabela 3.1:** Expressões para os fatores de Blatt-Weisskopf e a distribuição angular em termos dos momentos  $(p_i, q_i)$ , as massas invariantes e os valores mostrados na tabela 3.2.

$a_i$	Expressão
$a_1$	$m_{bc}^2 - m_{ac}^2 - \frac{(m_D^2 - m_c^2)(m_a^2 - m_b^2)}{m_{ab}^2}$
$a_2$	$m_{ab}^2 - 2m_D^2 - 2m_c^2 + \frac{m_D^2 - m_c^2}{m_{ab}^2}$
$a_3$	$m_{ab}^2 - 2m_a^2 - 2m_b^2 + \frac{m_a^2 - m_b^2}{m_{ab}^2}$

**Tabela 3.2:** Valores das constantes  $a_1$ ,  $a_2$  e  $a_3$  para as expressões da tabela 3.1.

A contribuição das frações dos decaimentos ressonantes são definidas para cada ressonância  $r$  com a integração sob a totalidade do Dalitz plot:

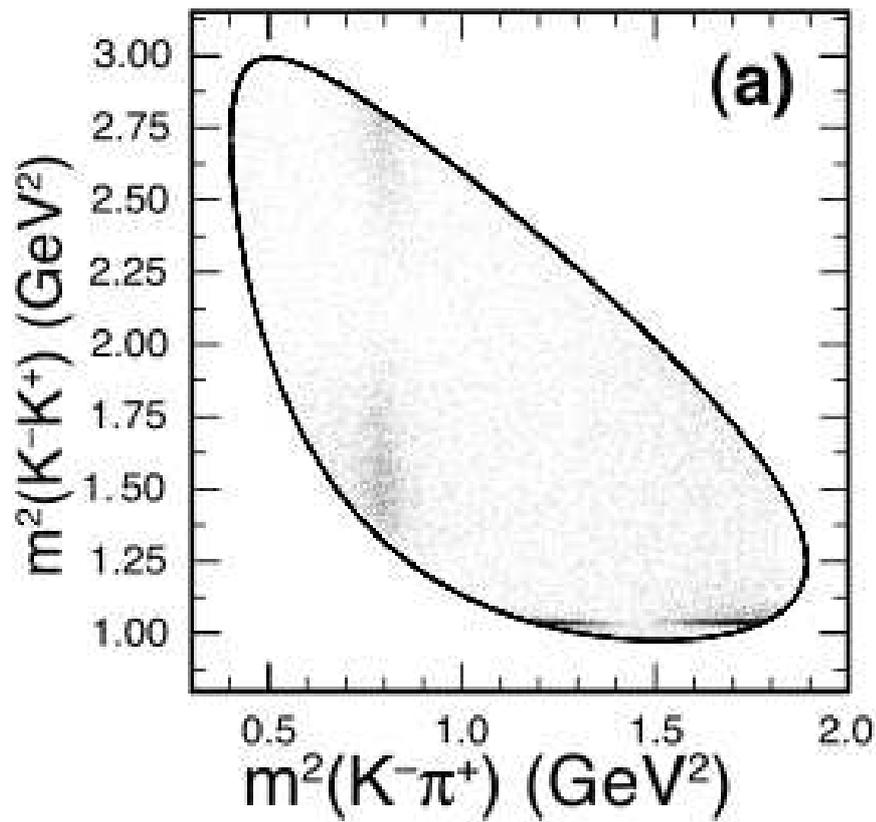
$$f_i = \frac{\int |\mathcal{M}_i|^2 ds_{12} ds_{13}}{\int |\mathcal{M}_{Nr} + \sum_i \mathcal{M}_i|^2 ds_{12} ds_{13}} \quad (3.27)$$

A maneira pela qual a amplitude total é definida é o que se conhece como *modelo isobárico*. O modelo isobárico permite o acesso completo às informações do decaimento em três corpos (uma vez confiando que esta parametrização é boa); por meio de um ajuste de verossimilhança (*likelihood*) aos dados obtém-se os valores de  $a_i$ ,  $\phi_i$  e, de acordo com a função de densidade de probabilidade  $|\mathcal{A}|^2$ , podemos chegar a ver qualitativamente a contribuição de cada ressonância no espaço de fase do Dalitz Plot. Ajustar o Dalitz Plot para  $D^+$  e  $D^-$  separadamente permite encontrar os parâmetros (Figura 3.2)  $a_i^+$ ,  $\Phi_i^+$  e  $a_i^-$ ,  $\Phi_i^-$  para compará-los. Se estatisticamente algum  $a_i^+ \neq a_i^-$  ou  $\Phi_i^+ \neq \Phi_i^-$ , significaria evidência de Violação de CP. Isto foi feito pela colaboração CLEO-c [5], como veremos na seção 3.3.

$r$	b/a(%)	$\phi(^{\circ})$	FF(asymmetry(%))
$K^{*0}$	0 (fixo)	0 (fixo)	$-0.4 \pm 2.0^{+0.2+0.6}_{-0.5-0.3}$
$\bar{K}_0^*(1430)^0$	$4 \pm 3^{+1+2}_{-0-1}$	$-1 \pm 6^{+0+6}_{-3-1}$	$8 \pm 6^{+1+4}_{-1-1}$
$\phi$	$-0.7 \pm 1.3^{+0.2+0.3}_{-0.1-0.2}$	$3 \pm 3^{+0+3}_{-1-1}$	$-1.8 \pm 1.6^{+0.0+0.2}_{-0.4-0.1}$
$a_0(1450)^0$	$-10 \pm 7 \pm 2^{+6}_{-3}$	$4 \pm 3^{+1+2}_{-2-1}$	$-19 \pm 12^{+5+6}_{-3-11}$
$\phi(1680)$	$-4 \pm 11^{+5+6}_{-4-4}$	$3 \pm 6 \pm 2^{+3}_{-2}$	$-9 \pm 22^{+10+9}_{-7-12}$
$\bar{K}_2^*(1430)^0$	$23^{+12+1+3}_{-11-7-7}$	$5^{+5+1+3}_{-4-3-1}$	$43 \pm 19^{+1+5}_{-13-12}$
$\kappa(800)$	$-6 \pm 6^{+3+1}_{-1-5}$	$3 \pm 6^{+4+1}_{-2-4}$	$-12 \pm 11^{+0+14}_{-6-2}$

**Tabela 3.3:** Representação do ajuste conjunto para as amplitudes de  $D^+$  e  $D^-$  no modelo CLEO-c.

Apesar da grande dificuldade deste modelo para realizar um ajuste aceitável, uma vez que os parâmetros sejam conhecidos, é possível utilizá-los na distribuição de eventos para modelar as ressonâncias e verificar diferenças



**Figura 3.2:** Representação de Dalitz para o decaimento  $D^+ \rightarrow K^+K^-\pi^+$ . Observe a ressonância  $\phi$  (banda no eixo  $m_{KK}^2 < 1.1 \text{ GeV}^2/c^4$ ) e a ressonância  $K^*$  (banda no eixo  $m_{K\pi}^2 < 0.95 \text{ GeV}^2/c^4$ ).

entre eles que possam levar a uma possível evidência de Violação CP [27].

### 3.2.2

#### Anisotropia no Dalitz plot

Dado que a violação de CP pode ser observada como uma diferença na taxa de decaimento da partícula e sua conjugada CP, pode-se comparar diretamente a distribuição de eventos de  $D^+$  e  $D^-$  no Dalitz plot para determinar a dinâmica do decaimento e observar efeitos locais que possam se manifestar em forma de assimetrias.

Normalmente, busca-se violação de CP através de assimetrias entre o número de decaimentos de partícula e antipartícula. No caso de decaimentos em três corpos, tal assimetria pode ser estudada ao longo do Dalitz Plot, dividindo-o em intervalos de  $(s_{12}, s_{13})$  (chamados *bins*) tal que:

$$\Delta(i) \equiv \frac{N(i) - \bar{N}(i)}{N(i) + \bar{N}(i)} \quad (3.28)$$

onde  $N(i)$  e  $\bar{N}(i)$  representam o número de partículas e antipartículas presentes num bin  $i$ .

Inspirado no método de busca de assimetrias utilizado em astronomia [29], o método conhecido como *Mirandizing* ou busca de anisotropias no Dalitz plot [7] analisa a significância da diferença entre as superfícies binadas de tal gráfico:

$$S_{CP}^{bin(i)} \equiv \frac{N^i(D^+) - \alpha N^i(D^-)}{\sqrt{N^i(D^+) + \alpha^2 N^i(D^-)}} \quad (3.29)$$

sendo  $\alpha$  a proporção entre o número total de eventos de  $D^+$  e  $D^-$ :

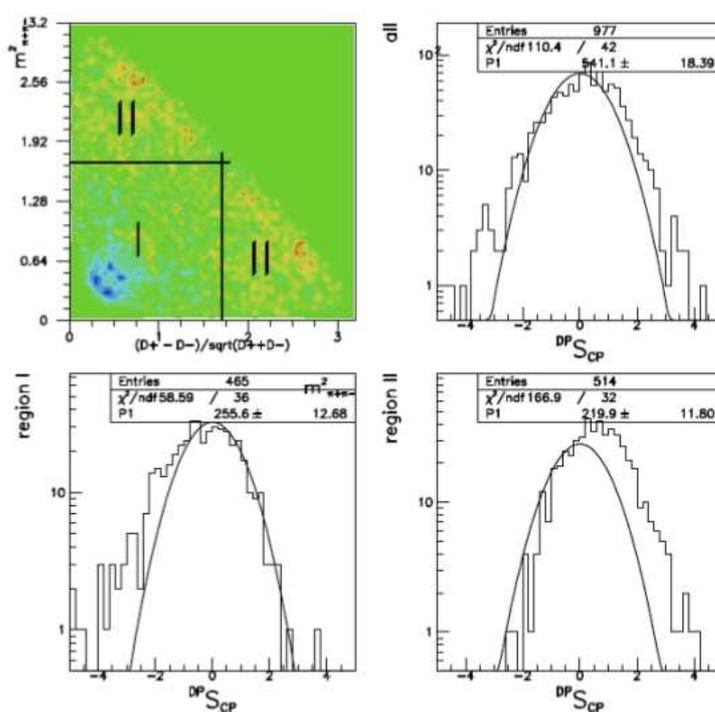
$$\alpha = \frac{N_{tot}(D^+)}{N_{tot}(D^-)}$$

Possíveis diferenças na fase das ressonâncias de decaimentos em três corpos podem produzir interferências construtivas ou destrutivas no Dalitz Plot. Para decaimentos de três corpos, fontes factíveis de violação de CP podem passar despercebidas pela medida de assimetria total (integrada no Dalitz Plot). Por exemplo, o cruzamento de duas ressonâncias pode gerar uma interferência, levando ao cancelamento entre elas, quando o número total de eventos for medido. Por outro lado, comparada, é assimetria fracional (bin a bin). A anisotropia tem a vantagem que naturalmente considera efeitos devido a flutuações estatísticas, ou seja, a distribuição de  $S_{CP}$  deve ser uma gaussiana<sup>2</sup>

<sup>2</sup>Havendo outras fontes de anisotropia sido descartadas (ou corrigidas) previamente.

com largura 1 e centrada em zero na ausência de violação de CP. Assim, qualquer desvio destes valores implicaria em evidência de violação de CP. Porém, este teste é só uma garantia da presença ou ausência de assimetria no Dalitz plot; qualquer tentativa de quantificar tal diferença, em particular, estabelecer fases fracas, só poderá ser feita através de uma análise completa do Dalitz plot. Entretanto, tal estudo é dependente do modelo e de fato não há hoje modelos suficientemente bem aceitos para a análise de amplitudes de três corpos.

Na figura 3.3 apresentamos a distribuição resultante de uma simulação de Monte Carlo realizada por Bediaga et al, para as ressonâncias do modelo de decaimento de  $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$  apresentado na tabela 3.5. Foram geradas duas amostras de  $D^+$  e  $D^-$  com 1 M de eventos cada, com uma diferença na fase do  $\rho^0$  de 1% ( $3.6^0$ ).



**Figura 3.3:** Simulação de Violação CP para o decaimento  $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ , com uma diferença de  $3.6^0$  na fase  $\rho^0$ . A figura colorida representa o Dalitz plot da anisotropia para as regiões nomeadas I e II. Acima à direita, a distribuição da significância para todo o Dalitz plot; enquanto abaixo, separadamente apresentam-se as significância para as regiões I e II citadas acima, mostrando claramente que existe violação de CP por não poderem ser ajustadas com uma curva Gaussiana centrada em zero e de largura um.

Mostra-se o Dalitz Plot para esse modelo e a distribuição da significância em todo o espaço de fase desta distribuição, bem como nas regiões I e II.

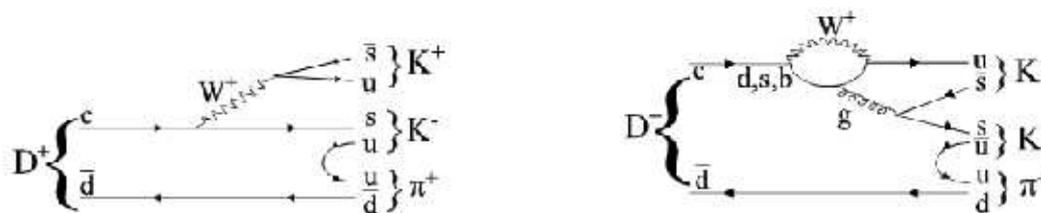
A distribuição da significância de todo o Dalitz Plot, em primeira instância, mostra claramente a presença de violação de CP por não poder ser esta ajustada corretamente por uma Gaussiana, da mesma maneira que nas duas regiões I e II claramente observa-se uma assimetria de CP separadamente. De acordo com a diferença das amplitudes de  $D^+$  e  $D^-$ , pode-se mostrar que a dependência linear em  $\cos\theta$  dos termos de interferência ( $\rho_0 - f_0$ ), em conformidade com o modelo isobárico estudado na seção anterior, gera uma ausência de  $D^+$  na região I (interferência destrutiva) e um excesso na região II (interferência construtiva), o que explica o deslocamento da distribuição de  $\mathcal{S}_{CP}$  para a esquerda na região I e à direita na região II.

Os resultados da análise de anisotropia no Dalitz plot para os casos de estudo  $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$  e  $D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+$  (por enquanto apenas estudo da região de background) com dados do LHCb serão apresentados no capítulo 6.

### 3.3 Violação de CP no canal KKP e PPP

No capítulo 2 foi argumentado que o Modelo Padrão prevê assimetrias da ordem de 0.1% (integradas) no decaimento do méson D, e conseqüentemente, medidas de assimetria CP muito acima desse valor indicariam manifestos sinais de nova física<sup>3</sup>.

Ambos os canais  $D^+ \rightarrow KK\pi$  e  $D^+ \rightarrow \pi\pi\pi$ , pelo fato de envolverem transições do tipo  $c \rightarrow u\bar{s}$  e  $c \rightarrow u\bar{d}$ , são simplesmente suprimidos por Cabibbo, implicando interferência de fases fracas distintas já que podem realizar-se via amplitudes do tipo árvore ou por meio de processos que incluem correções quânticas tipo pinguim, características que permitem a possibilidade da violação de CP aparecer.



**Figura 3.4:** Diagramas árvore (esquerda) com emissão externa de  $W^+$  e Pinguim (direita) envolvendo emissão e reabsorção de um bóson  $W^+$  com posterior emissão interna de um glúon, para o decaimento  $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$  através da ressonância  $K^*K^+$ .

<sup>3</sup>Algumas extensões do Modelo Padrão preveem assimetrias de até  $\mathcal{O}(1)\%$

Consideremos o decaimento  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$  que acontece principalmente através das ressonâncias  $K^* K^+$  e  $\phi \pi^+$ . Para a ressonância  $K^* K^+$ , a figura 3.4 mostra os diagramas tipo *árvore* e *pinguim*, ambos os diagramas contribuindo para o decaimento  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ , mas com diferentes fases fracas. A fase relativa entre as amplitudes *árvore* e *pinguim* pode ser acessada através da interferência entre  $K^* K^+$  com a ressonância  $\phi \pi^+$ , que acontece onde as duas ressonâncias se sobrepõem.

No caso do decaimento  $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ , é também através de diferenças de fase entre amplitudes *árvore* e *pinguim* que violação de CP poderia se manifestar.

### 3.3.1

#### Resultados do CLEO para busca de Violação CP em KKP

A colaboração CLEO-c, como discutido acima, fez uma análise via modelo isobárico para todo o espaço de fase do decaimento  $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ , usando uma amostra de dados de  $818 \text{ pb}^{-1}$ . Nenhuma evidência de Violação de CP foi encontrada: o valor global de assimetria CP obtido foi de  $-0.03 \pm 0.84$ , que é consistente com zero. Os resultados deste ajuste estão resumidos na tabela 3.6, mostrando também os resultado de ajuste de Dalitz Plot dos experimentos E687 [30] e da análise não paramétrica do FOCUS [31].

**Tabela 3.4:** O modelo isobárico do CLEO. As incertezas são estatísticas e modelo sistemáticas respectivamente.

Ressonância	Amplitude	Fase Relativa	Fração do Fit (%)
$\bar{K}^*(892)^0$	1 (fixo)	0 (fixo)	$25.7 \pm 0.5^{+0.2}_{-1.2}$
$K_0^*(1430)^0$	$4.56 \pm 0.13^{+0.42}_{-0.39}$	$70 \pm 6^{+16}_{-23}$	$18.8 \pm 1.2^{+3.2}_{-3.4}$
$\phi(1020)$	$1.166 \pm 0.015^{+0.025}_{-0.009}$	$-163 \pm 3^{+14}_{-5}$	$27.8 \pm 0.4^{+0.2}_{-0.4}$
$a_0(1450)^0$	$1.50 \pm 0.1^{+0.92}_{-0.33}$	$116 \pm 2^{+7}_{-14}$	$4.6 \pm 0.6^{+7.2}_{-1.8}$
$\phi(1680)$	$1.86 \pm 0.2^{+0.62}_{-0.77}$	$-112 \pm 6^{+19}_{-12}$	$0.51 \pm 0.11^{+0.37}_{-0.15}$
$K_2^*(1430)^0$	$7.6 \pm 0.8^{+2.4}_{-4.8}$	$171 \pm 4^{+24}_{-11}$	$1.7 \pm 0.4^{+1.2}_{-0.7}$
$\kappa(800)$	$2.3 \pm 0.13^{+0.52}_{-0.29}$	$-87 \pm 6^{+15}_{-10}$	$7.0 \pm 0.8^{+3.5}_{-1.9}$

### 3.3.2

#### Resultados para PPP

O decaimento  $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$  foi estudado pelas colaborações E687 [32], E791 [33], FOCUS [34] e CLEO [35], esta última com a maior amostra de dados ( $\sim 4000$  eventos). A tabela 3.5 mostra a análise do modelo isobárico feita pela colaboração CLEO para este decaimento, incluindo a ressonância  $\sigma$ , proposta pela colaboração E791.

Ressonância	Amplitude	Fase( $^{\circ}$ )	Fração do Ajuste (%)
$\rho(770)\pi^+$	1 (fixo)	0(fixo)	$20.0 \pm 2.3 \pm 0.9$
$f_0(980)\pi^+$	$1.4 \pm 0.2 \pm 0.2$	$12 \pm 10 \pm 5$	$4.1 \pm 0.9 \pm 0.3$
$f_2(1270)\pi^+$	$2.1 \pm 0.2 \pm 0.1$	$-123 \pm 6 \pm 3$	$18.2 \pm 2.6 \pm 0.7$
$f_0(1930)\pi^+$	$1.4 \pm 0.4 \pm 0.2$	$-21 \pm 15 \pm 14$	$2.6 \pm 1.8 \pm 0.6$
$f_0(1500)\pi^+$	$1.1 \pm 0.3 \pm 0.2$	$-44 \pm 13 \pm 16$	$3.4 \pm 1.0 \pm 0.8$
$\sigma$	$3.7 \pm 0.3 \pm 0.2$	$-3 \pm 4 \pm 2$	$41.8 \pm 1.4 \pm 2.5$

**Tabela 3.5:** Resultados do ajuste isobárico das ressonâncias para decaimento  $D \rightarrow \pi\pi\pi$  feito pela colaboração CLEO. Para cada contribuição a magnitude relativa, fase e fração do ajuste é fornecida. Os erros são, nesta ordem, estatísticos e sistemáticos.

Para este decaimento, devido a limitações estatísticas, não foi possível até agora, realizar nenhuma busca por assimetria CP no Dalitz Plot baseada nas estruturas ressonantes deste decaimento. Apenas ajustes das taxas de decaimento para  $D^+$  e  $D^-$  foram feitas pelas colaborações anteriores, mas espera-se que mais à frente seja possível realizarmos um estudo completo de Dalitz Plot com os dados produzidos pelo LHCb. A tabela 3.6 mostra o valor da assimetria integrada entre  $D^+/D^-$  encontrado pela colaboração E791.

Canal	E-791	FOCUS	CLEO
$D^{\pm} \rightarrow K^-K^+\pi^+$	$-0.014 \pm 0.029$	$0.006 \pm 0.011 \pm 0.005$	$-0.0003 \pm 0.0084 \pm 0.0029$
$D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+$	$-0.017 \pm 0.042$		

**Tabela 3.6:** Sumário das medições de assimetria CP para os decaimentos  $D^{\pm} \rightarrow K^-K^+\pi^+$  e  $D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+$ .