

# 1

## Introdução

Neste trabalho de tese, apresentamos o estudo do decaimento  $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$  (e seu conjugado de carga  $D^- \rightarrow K_S \pi^+ \pi^- \pi^-$  implícito ao longo deste trabalho). O objetivo é estudar a formação de sub-estruturas ressonantes de decaimento. Isto significa estudar quais ressonâncias (partículas que decaem por interações fortes) são produzidas em estados intermediários e como o estado final (as partículas  $K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ ) é formado a partir da interferência entre os possíveis estados ressonantes.

Atualmente, o estudo de decaimentos hadrônicos dos mésons  $D$  tem dado grandes contribuições ao entendimento da física hadrônica, sendo vistos como uma boa ferramenta para entender a dinâmica da interação forte em regimes de baixas energias ( $\leq 2\text{GeV}$ ). Em particular, decaimentos hadrônicos de três corpos de mésons  $D$  têm sido usados para estudar ressonâncias escalares  $\pi\pi$  e  $K\pi$ , sendo a existência e propriedades de algumas delas ainda fonte de controvérsia; este é o caso, em particular, dos mésons  $f_0(600)$ , comumente conhecido como  $\sigma$ , e  $K^*(800)^0$ , ou  $\kappa$ . Em decaimentos de charme, recentemente ambos foram observados pelo experimento E791 (Fermilab) na análise dos decaimentos  $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$  [20] e  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$  [22] e pela Colaboração BES em decaimentos de  $J/\psi$  [24, 30] (veja-se também [27] e [28]). De fato, o setor dos mésons escalares tem sido alvo de constantes debates: podem ser estados  $q\bar{q}$  ou estados exóticos (de quatro quarks ou moléculas mesônicas). Neste contexto, é importante estudar diferentes processos onde tais mésons possam ser produzidos.

Por outro lado, existe ainda pouca informação disponível a respeito de sistemas ressonantes de vetor-axial  $\pi\pi\pi$  e  $K\pi\pi$ , que só podem ser estudados num decaimento de 4 ou mais corpos. No caso do decaimento  $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$  estes podem ser produzidos, por exemplo nos canais  $D^+ \rightarrow a_1 K_S$  e  $D^+ \rightarrow K_1 \pi$  que podem também ser usados para estudar seus decaimentos.

O decaimento  $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$  foi analisado anteriormente pelo experimento MARK III (1992) [15]. Porém, a baixa estatística dos dados ( $209 \pm 20$  eventos de sinal) unicamente permitiu encontrar contribuições de três canais de decaimento:  $D^+ \rightarrow a_1^+(1260) K_S$ ,  $D^+ \rightarrow K_1(1400) \pi^+$  e o estado

não-ressonante.

A presente análise é realizada em dados obtidos do experimento E831/FOCUS <sup>1</sup> [1], experimento de foto-produção a altas energias. Os dados foram coletados no *Wideband Hall* do *Fermi National Laboratory* (Fermilab) em 1996/1997 a partir de interações de fótons de altas energias (com média de energia de 180 GeV) num alvo segmentado de Berílio, com o objetivo de produzir partículas charmosas.

Como FOCUS coletou uma grande quantidade de eventos charmosos, contamos com uma boa estatística de dados para este canal (quase 8000 eventos após nossa seleção de cortes como veremos em 5.7). Esta análise, portanto tem sensibilidade para buscar outros estados. De fato, por se tratar de um decaimento em quatro corpos, a variedade de possíveis estados intermediários é grande, o que gera dificuldade na análise de amplitudes. O excesso de graus de liberdade permitidos ao ajuste, quando se considera um grande número de canais ressonantes, pode produzir altos valores de interferência, bem como induzir a problemas de falsos estados, portanto, devemos ser cuidadosos no estudo de quais e quantos canais são relevantes para dar ao estado final.

Com relação ao setor dos mésons escalares leves o estado final  $K_S\pi^-\pi^+\pi^+$  pode, em princípio, permitir a produção tanto de estados  $K_S\pi^-$  como  $\pi^-\pi^+$ , portanto, podemos estudar a possível colaboração do  $\sigma(\pi^-\pi^+)$  e o  $\kappa$  carregado.

Neste Capítulo apresentamos um resumo do Modelo Padrão da física das partículas elementares, assim como algumas características dos mésons charmosos em particular. O Capítulo 2 mostra o formalismo e o modelo utilizado para a análise dos dados. O experimento FOCUS é descrito no Capítulo 3. É apresentado um resumo dos algoritmos de reconstrução usados pelo experimento e é descrito o processamento dos dados usados nessa análise no Capítulo 4. O Capítulo 5 apresenta o método de seleção para o candidato a decaimento  $D^+ \rightarrow K_S\pi^-\pi^+\pi^+$  e são descritos todos os cortes usados nesta análise. A técnica usada para o ajuste dos dados via Análise de Amplitudes é descrita no Capítulo 6. O Capítulo 7 apresenta nossos resultados para a análise do decaimento  $D^+ \rightarrow K_S\pi^-\pi^+\pi^+$  e o estudo dos erros sistemáticos. No Capítulo 8 apresentamos nossas conclusões. Esta tese também conta com o Apêndice A, onde detalhamos o ambiente gráfico que desenvolvemos para a obtenção da amostra e análise de amplitudes.

<sup>1</sup>Photoproduction of Charm with an Upgraded Spectrometer

## 1.1

### O Modelo Padrão

A física de partículas define o modelo padrão [8] [10] como a teoria que descreve as forças fundamentais fortes, fracas e eletromagnéticas, assim como as partículas fundamentais que formam a matéria.

No modelo padrão, são combinadas as teorias de calibre <sup>2</sup> da interação eletrofraca e da cromodinâmica quântica. A Lagrangiana de cada conjunto de bósons mediadores é invariante sob transformações de calibre. Os bósons que mediam essas interações são os bósons de calibre. A interação forte é mediada pelo grupo de calibre  $SU(3)$ , e a interação eletrofraca pelo grupo de calibre  $SU(2) \times U(1)$ . Conseqüentemente, o modelo padrão é frequentemente referido como  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ .

O mediador da interação eletromagnética é o fóton, a interação fraca é mediada pelos bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$ , e existem 8 glúons que mediam a interação forte.

O Higgs é o único bóson que não é um bóson de calibre. Induz a quebra espontânea de simetria dos grupos de calibre e é responsável pela existência de massa inercial das partículas.

No modelo padrão há duas famílias de férmions fundamentais: os quarks e os léptons. Em cada família existem três gerações de dois quarks cada uma, constituindo um total de doze sabores diferentes.

Sabemos que os férmions que constituem a estrutura da matéria ordinária são os prótons, os nêutrons, elétrons. No modelo somente o elétron é uma partícula fundamental, sendo o próton e o nêutron constituídos por quarks, mantidos juntos através da interação forte.

#### 1.1.1

##### Quarks

Os quarks são algumas das partículas fundamentais que constituem a matéria. O modelo padrão agrupa os quarks em três gerações de dois quarks cada uma:

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

onde,  $u = up$ ,  $d = down$ ,  $c = charm$ ,  $s = strange$ ,  $t = top$  e  $b = botton$ . A primeira geração forma os prótons e nêutrons, entretanto, os quarks das outras duas gerações formam hádrons instáveis que podem ser criados com ajuda de

<sup>2</sup>Estas teorias de calibre, modelam as forças entre férmions acoplando aos bósons que carregam as forças

aceleradores de partículas. Os quarks da parte superior são chamados tipo *up* e os quarks da parte inferior são chamados tipo *down*. Os quarks são as únicas partículas que interagem através das quatro forças fundamentais.

Os quarks têm carga forte, que pode ser de seis tipos (cores) distintos: vermelho, azul, verde e respectivas anticolors. A cromodinâmica quântica (QCD) é a teoria que estuda sua dinâmica. Quarks podem formar estados ligados em pares de quark-antiquark (mésons) ou grupos de três quarks ou antiquarks (bárions).

A carga elétrica dos quarks pode ser  $2/3$  ( $u, c, t$ ) ou  $-1/3$  ( $d, s, b$ ), sendo sua unidade a carga do elétron. Os quarks também interagem com a força nuclear fraca, a qual transmuta tipos distintos de quarks. Por exemplo, um quark  $d$  pode mudar para um quark  $u$  pela emissão de um bóson vetorial massivo, que transporta a força nuclear fraca. Tal mecanismo está por trás da desintegração do nêutron <sup>3</sup>.

Apesar de não serem observados em estado livre, a massa dos quarks pode ser inferida dos mésons e bárions observados. Sabe-se que os quarks  $u$  e  $d$  têm massa de alguns poucos MeV, enquanto o quark  $t$  tem uma massa de 174 GeV, cerca de 200 vezes maior que a do próton.

### 1.1.2 Léptons

Léptons, que em grego significa leve (em oposição a hádron que significa forte) são férmions fundamentais que, à diferença dos quarks, não interagem fortemente. Os léptons também estão agrupados em três gerações:

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

onde,  $e$  = elétron,  $\nu_e$  = neutrino do elétron,  $\mu$  = múon,  $\nu_\mu$  = neutrino do múon,  $\tau$  = tau e  $\nu_\tau$  = neutrino do tau.

### 1.1.3 Mésons

Os mésons ( $q_1\bar{q}_2$ ) são agrupados em escalares, pseudoescalares, vetoriais, axiais e tensoriais segundo os seus números quânticos  $J^{PC}$ , porque estes números são conservados em interações fortes, onde  $J$  é o momento angular total  $J = L + S$ ,  $L$  o momento angular orbital e  $S$  o spin total do par  $q_1\bar{q}_2$ .  $P$

<sup>3</sup>A primeira interação fraca observada foi o decaimento  $\beta$ . Esta observação levou ao descobrimento das interações fracas e do neutrino. Neste processo, um nêutron ( $udd$ ) dentro de um núcleo atômico, decai em um próton ( $uud$ ) e um par  $e^-\bar{\nu}_e$ . Ocorre uma conversão do quark  $d$  no quark  $u$  e um bóson  $W^-$ : ( $udd$ )  $\rightarrow$  ( $uud$ ) $W^-$  (e  $W^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e$ )

é a paridade e é definida como  $P = (-1)^{L+1}$  enquanto que  $C$  é a conjugação de carga  $C = (-1)^{L+S}$ .

Os mésons pseudo-escalares ( $J^P = 0^-$ ) têm a energia mais baixa, e o quark e o antiquark têm spin oposto; nos mésons vetoriais (spin 1), o quark e o antiquark têm spin paralelo. Ambos surgem em versões de maior energia quando o momento angular total é aumentado pelo momentum angular orbital. A maior parte da massa de um méson provém da energia de ligação e não da soma das massas dos seus componentes. Todos os mésons são instáveis: decaem por interações fortes, fracas ou eletromagnéticas dependendo de suas características.

## 1.2

### Os Mésons Charmosos

Em Novembro de 1974 dois experimentos, um deles no Laboratório Nacional de Brookhaven (BNL) e outro no Acelerador Linear de Stanford (SLAC) anunciaram simultaneamente a descoberta da ressonância  $J/\psi$  com massa de aproximadamente  $3.1 \text{ GeV}/c^2$  [16]. Esta ressonância é um estado ligado do par  $c\bar{c}$ , sendo o número total quântico charmoso zero  $C = 0$  (charm oculto).

Após o  $J/\psi$ , foram descobertas no SLAC partículas com  $C \neq 0$ . O número  $C$  deve ser conservado nas interações fortes e eletromagnéticas, então, as partículas charmosas mais leves devem decair através das interações fracas.

Os mésons charmosos mais leves são os mésons  $D$  que têm a seguinte estrutura de quarks:

$$D^+(1869) = c\bar{d},$$

$$D^-(1869) = \bar{c}d,$$

$$D^0(1865) = c\bar{u},$$

$$D^0(1865) = \bar{c}u,$$

e os mésons  $D_S$  com estrutura:

$$D_S^+(1969) = c\bar{s},$$

$$D_S^-(1969) = \bar{c}s,$$

### 1.2.1 Decaimentos dos Mésons Charmosos

Como vimos antes, segundo o Modelo Padrão, nos decaimentos dos mésons mais leves, o quark  $c$  troca de sabor. Ou seja, decai fracamente em um quark  $s$  ou em um quark  $d$  a través da troca de um bóson  $W^\pm$  virtual. Se desconsideramos os diagramas de maior ordem, o decaimento de um méson do tipo  $c\bar{q}$  pode ocorrer segundo algum dos seis diagramas apresentados na figura 1.1.<sup>4</sup>

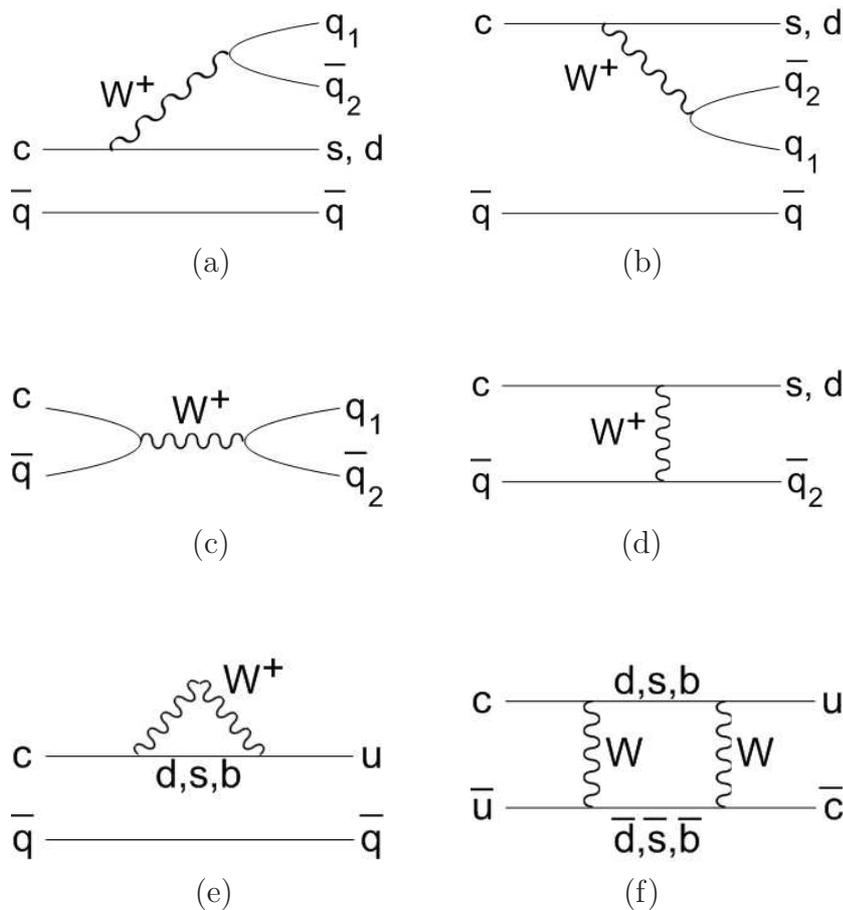


Figura 1.1: Diagramas de decaimento dos mésons charmosos.(a) Espectador Externo, (b) Espectador Interno, (c) Aniquilação, (d) Troca, (e) Pinguim e (f) Mistura.

No diagrama espectador externo, o bóson  $W^\pm$  pode acoplar-se tanto a um par lépton-neutrino (decaimento semileptônico) como a um par quark-antiquark (decaimento hadrônico). O quark leve do estado inicial comporta-se como um espectador.

No diagrama espectador interno, o bóson  $W^\pm$  só pode acoplar-se a um par quark-antiquark, pois precisa se hadronizar com os outros quarks. Este

<sup>4</sup>Estes diagramas representam apenas os quarks antes da eventual hadronização

diagrama é menos favorecido que o espectador externo, pois aqui o par formado pelo  $W^\pm$  está restringido a ter estado de cor compatível com os quarks do estado inicial (supressão de cor).

No diagrama de aniquilação, o quark  $c$  interage com o antiquark inicial produzindo um bóson  $W^\pm$  que, por sua vez, decai em um par lépton-neutrino (leptônico) ou em um par quark-antiquark (hadrônico). Este decaimento é bastante suprimido, frente ao espectador, porque requer a superposição das funções de onda dos quarks do estado inicial

No diagrama de troca de  $W^\pm$ , quarks do estado inicial trocam um bóson  $W^\pm$  e são analogamente suprimidos. Os outros dois diagramas são o Pinguim e de Mixing (diagrama de dupla troca), os quais consideram *loops* de quarks virtuais. Estes dois últimos tipos são extremamente suprimidos em relação aos outros diagramas.

### 1.2.2

#### Diagramas Favorecidos e Suprimidos por Cabibbo para o Decaimento do Méson $D^+$

No Modelo Padrão, todas as interações fracas acontecem dentro de cada geração. Entretanto que  $d$ ,  $s$  e  $b$  são os autoestados da interação forte, é necessária uma rotação no espaço de sabores para encontrar os autoestados das interações fracas  $d'$ ,  $s'$  e  $b'$ . Esta rotação é realizada através da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [11]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1-1)$$

A interação fraca acopla quarks das três gerações:

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} \quad (1-2)$$

Quando ocorre uma transição de um quark tipo *up* ( $q_1$ ) a um quark do tipo *down* ( $q_2$ ), mediante a emissão de um  $W$  (o processo só é possível quando a cinemática o permite), a intensidade está dada por  $|V_{q_1 q_2}|^2$  e pode acontecer entre quarks de diferentes gerações. Assim, por exemplo, a amplitude do decaimento  $c \rightarrow dW^+$  é proporcional a  $|V_{cd}|^2$ .

Os decaimentos entre quarks da mesma geração são favorecidos sobre os que mudam de geração pois os valores dos elementos das diagonais da matriz são próximos da unidade enquanto que os valores dos outros elementos são muito menores.

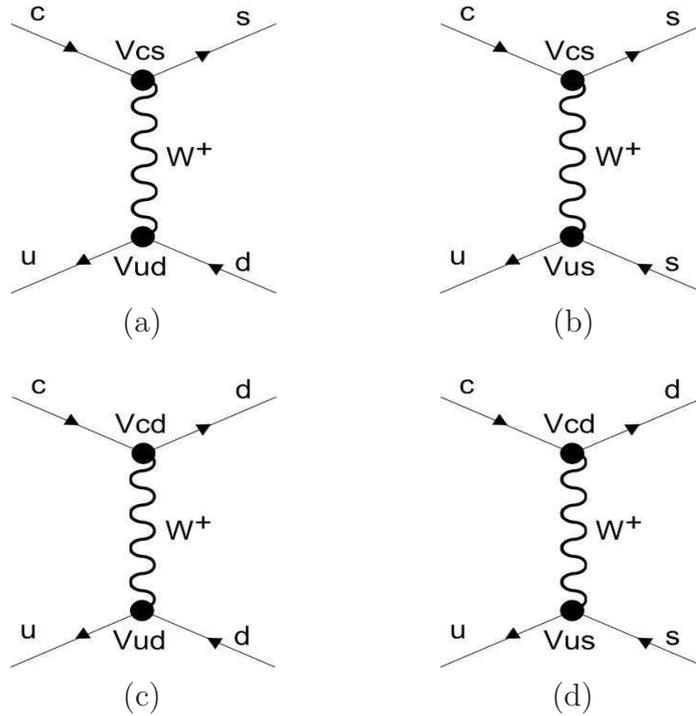


Figura 1.2: Diagramas de Feynman do decaimento do méson  $D^+$ . (a) O quark  $c$  se acopla com o quark  $s$  e o quark  $u$  se acopla com o quark  $d$  (Favorecido por Cabibbo). (b) O quark  $c$  se acopla com o quark  $s$  e o quark  $u$  se acopla com o quark  $s$  (Suprimido por Cabibbo). (c) O quark  $c$  se acopla com o quark  $d$  e o quark  $u$  se acopla com o quark  $d$  (Suprimido por Cabibbo). (d) O quark  $c$  se acopla com o quark  $d$  e o quark  $u$  se acopla com o quark  $s$  (Duplamente Suprimido por Cabibbo).

No caso do decaimento do méson  $D^+$ , os possíveis diagramas estão mostrados na figura 1.2. Para o caso (a), temos  $c \rightarrow s$  e  $\bar{u} \rightarrow \bar{d}$ , sendo então a amplitude desse diagrama proporcional a  $|V_{cs}|^2|V_{ud}|^2$  onde os elementos de matriz que intervêm são elementos da diagonal. Por tal motivo, este decaimento é chamado de favorecido por Cabibbo. Para o caso (b), temos  $c \rightarrow s$  e  $\bar{u} \rightarrow \bar{s}$ , sendo então a amplitude desse diagrama proporcional a  $|V_{cs}|^2|V_{us}|^2$  e como  $u$  e  $s$  são de famílias diferentes, este decaimento é chamado de suprimido por Cabibbo. O caso (c) é analogo ao caso (b). Já para o caso (d),  $c \rightarrow d$  e  $s \rightarrow u$  têm amplitude proporcional a  $|V_{cd}|^2|V_{us}|^2$  cujo valor é muito menor que 1, então este decaimento será duplamente suprimido por Cabibbo.

No caso do decaimento  $D^+ \rightarrow K_S \pi^- \pi^+ \pi^+$ , o processo é favorecido por Cabibbo, e qualquer valor duplamente suprimido é basicamente desprezível, já que a razão existente entre a amplitude do diagrama 1.2.2 e a amplitude do diagrama 1.2.2 está dada por:

$$\frac{\mathcal{A}_{\text{duplamente suprimido}}}{\mathcal{A}_{\text{favorecido}}} \propto \frac{|V_{cd}|^2 |V_{us}|^2}{|V_{cs}|^2 |V_{ud}|^2} \sim 0.003 \quad (1-3)$$

Com isto estaremos desconsiderando a contribuição de diagramas duplamente suprimidos por Cabbibo nesta análise.

### 1.3

#### Mésons Escalares em Decaimentos de Charme

A física de charme passou a ter grande importância a partir dos anos 80 e 90 quando começaram a ser produzidas amostras charmosas com alta estatística, o que permitiu usar decaimentos charmosos para o estudo da produção de sub-estruturas ressonantes. O méson  $D^+$ , sendo o estado mais leve dos mésons com estado ligado  $c\bar{d}$ , decai fracamente e seguidamente se produz a hadronização para formar as partículas do estado final. Essa hadronização acontece em regimes de baixa energia, correspondendo a uma região não-perturbativa ou semi-perturbativa da QCD, geralmente formando estados intermediários, neste caso ressonâncias do tipo  $K\pi$  ou  $\pi\pi$ , que logo decaem por interações fortes.

Com amostras de charme de relativa pouca estatística, inicialmente só era possível determinar quais eram essas sub-estruturas ressonantes e as razões de ramificação dos canais correspondentes. Usualmente, estas informações eram obtidas através do método de Análise de Amplitudes. De fato, ao longo das duas últimas décadas, muitas análises deste tipo foram realizadas para os mésons  $D^0$ ,  $D^+$  e  $D_s^+$ , principalmente em decaimentos de 3 corpos. Para decaimentos em 4 corpos, as análises ainda são poucas.

Na medida em que a estatística de eventos foi crescendo, vem sendo possível obter mais detalhes a respeito das ressonâncias produzidas através de decaimentos de charme, como sua forma e comportamento. Isto é particularmente importante para ressonâncias que têm seus parâmetros intrínsecos (massa, largura) mal medidos a partir de outros tipos de processos hadrônicos, por exemplo reações de espalhamento.

De fato, esta nova abordagem começou a ser explorada a partir de 2001, quando decaimentos de mésons charmosos foram utilizados para o estudo de determinados mésons escalares cuja existência e/ou características vinham sendo fontes de controvérsia. Os trabalhos pioneiros nesse tema provêm da colaboração E791. No decaimento,  $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$  [21], E791 fez medidas dos parâmetros dos escalares  $f_0(980)$  e  $f_0(1370)$ . Nos decaimentos  $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$  [20] e  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$  [22] a E791 encontrou evidência da existência dos mésons escalares  $\sigma(500)$  e  $\kappa(800)$ , respectivamente. Em ambas as análises, a presença deles se mostrou fundamental para se obter boa qualidade do ajuste, ao mesmo

tempo que resultou em uma baixa contribuição do canal não ressonante, antes muito alta - característica incomum em decaimentos charmosos. A existência dos mésons  $\sigma(500)$  e  $\kappa(800)$  ao longo de décadas vinha sendo debatida, havendo modelos teóricos que a defendia, ao mesmo tempo que os experimentos de espalhamento  $\pi\pi$  e  $K\pi$  não davam mostras de sua produção.

A partir de então têm surgido vários estudos em decaimentos de charme onde existência do  $\sigma(500)$  e  $\kappa(800)$  vem sendo confirmada. Para o caso do  $\sigma(500)$  podemos mencionar por exemplo o estudo da Colaboração BES no decaimento  $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  (2004) (massa  $\sim 540$  MeV, largura  $\sim 500$  MeV) [24]. A colaboração FOCUS também encontrou  $\sigma(500)$  utilizando o Modelo Isobárico no estudo do decaimento  $D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+$  (2004) (massa  $\sim 440$  MeV, largura  $\sim 440$  MeV) [20]. A colaboração CLEO deu evidências do  $\sigma(500)$  no decaimento  $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$  (2004) (massa  $\sim 500$  MeV, largura  $\sim 340$  MeV) [23] assim como também a colaboração BaBar no decaimento  $D^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$  do  $B^\pm \rightarrow D^{*0}K^\pm$  (2004) (massa  $\sim 480$  MeV, largura  $\sim 380$  MeV) [29].

A verificação da existência do  $\kappa(800)$  não tem sido tão expressiva, mas por exemplo podemos mencionar sua clara observação pela Colaboração BES no decaimento  $J/\psi \rightarrow \bar{K}^*(892)^0 K^+\pi^-$  (2006) (massa  $\sim 880$  MeV, largura  $\sim 500$  MeV) [30]. Os dados das colaborações FOCUS [22] e CLEO [32] no estudo do decaimento  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$  (2007) também requerem a presença do  $\kappa(800)$  utilizando o chamado Modelo Isobárico (massa  $\sim 856/805$  MeV, largura  $\sim 464/453$  MeV). Entretanto, em outros decaimentos charmosos não foram encontrados indícios da produção do kappa carregado (por exemplo,  $\kappa^-$  em decaimentos  $D^0 \rightarrow K_S\pi^+\pi^-$ ).

Recentemente, a colaboração BELLE publicou a primeira evidência do  $\kappa^-$  no decaimento  $\tau^- \rightarrow K_S\pi^-\nu_\tau$  [33], usando a massa e largura obtidos pelo BES para o estado neutro. Esta última evidência é de grande importância pois também estaremos interessados, no nosso trabalho, em verificar se o  $\kappa(800)^-$  é produzido no estado  $D^+ \rightarrow K_S\pi^-\pi^+\pi^+$ , objeto de estudo da presente tese.