



Leonardo Santoro de Oliveira

**Análise do decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ para
estudos de violação de Carga-Paridade**

Dissertação de Mestrado

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Física pelo Programa de Pós-graduação em Física, do Departamento de Física da PUC-Rio.

Orientadora: Profa. Carla Göbel Burlamaqui de Mello

Rio de Janeiro
maio de 2022



Leonardo Santoro de Oliveira

Análise do decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ para estudos de violação de Carga-Paridade

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre pelo Programa de Pós-graduação em Física da PUC-Rio. Aprovada pela Comissão Examinadora abaixo:

Profa. Carla Göbel Burlamaqui de Mello

Orientadora

Departamento de Física – PUC-Rio

Prof. Ignácio Alfonso de Bediaga e Hickman

CBPF

Prof. Andre Sznajder

UERJ

Rio de Janeiro, 20 de maio de 2022

Todos os direitos reservados. A reprodução, total ou parcial do trabalho, é proibida sem a autorização da universidade, do autor e do orientador.

Leonardo Santoro de Oliveira

Recebeu o título de Bacharel em física pela Universidade federal Fluminense em 2019.

Ficha Catalográfica

Santoro, Leonardo

Análise do decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ para estudos de violação de Carga-Paridade / Leonardo Santoro de Oliveira; orientadora: Carla Göbel Burlamaqui de Mello . – 2022.

92 f: il. color. ; 30 cm

Dissertação (mestrado) - Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Física, 2022.

Inclui bibliografia

1. Física de Charme, decaimentos hadrônicos, violação de cp – Teses. 2. – Teses. 3. física de charme. 4. violação de CP. 5. decaimentos hadrônicos. I. Göbel, Carla. II. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Departamento de Física. III. Título.

CDD: 620.11

Aos meus pais e à minha noiva por todo o suporte que tive durante esse período conturbado que o mundo passou.

Agradecimentos

Sei que é clichê, mas tenho tantas pessoas que me ajudaram a chegar até aqui que nem sei por onde começar. Tenho muito a agradecer aos meus pais, Cátia Cristina Santoro e Idimar Dias de Oliveira, que muito me auxiliaram em toda essa nova etapa da minha vida. À minha noiva Kathleen Matheus Freitas, que foi mais que uma companheira para mim, foi uma das minhas maiores apoiadoras e motivadoras de toda essa jornada.

Gostaria de agradecer à minha orientadora, Carla Göbel Burlamaqui de Mello, que me acompanhou em toda essa jornada e me ofereceu a chance de aprender muito mais do que eu achava que poderia. Gostaria de agradecer ao pessoal do Grupo do Charm-Rio que me acolheu muito bem e me ajudou muito a chegar ao fim dessa etapa. Gostaria de agradecer especialmente aos professores Alberto Reis, Sandra Amanto, e Erica Polycarpo Macedo, além dos alunos do grupo Felipe Luan Sousa, Juan Leite, Lucas Romão, Lucas Falcão e Carolina Bolognani, que de alguma maneira influenciaram e me ajudaram a terminar toda essa obra.

Também gostaria de agradecer aos meus amigos do Lip, que mesmo após mudar de instituição mantivemos contato, e me ajudaram a sobreviver a todo o processo de mestrado na pandemia. Sobre tudo à Caroline Seabra e ao Eduardo Cezar. Também gostaria de agradecer aos meus dois mais antigos amigos, Vinícius Lessa e Bruna Gonçalves, que foram pessoas que estiveram comigo em todo o processo, apoiando e oferecendo ajuda para todos os problemas que encontrei no caminho.

Por fim, a quem não poderia faltar. Minha querida avó, Maria das Graças Santoro. Nenhum agradecimento estaria completo sem agradecer por ser esse exemplo que foi em vida. Por ser essa pessoa que me deixava sem graça todas as vezes que fazia questão de dizer o quanto de orgulho ela tinha de mim.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

Resumo

Santorio, Leonardo; Göbel, Carla. **Análise do decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ para estudos de violação de Carga-Paridade.** Rio de Janeiro, 2022. 92p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Desde sua observação em 1964 [1], a violação da simetria de Carga-Paridade (CP) é um fenômeno intrigante, e que contribuiu para formulação do Modelo Padrão da física de partículas como se conhece hoje. A violação de CP é responsável por se observar que partículas e antipartículas podem apresentar taxas de decaimento diferentes em determinados estados finais. Apesar de que o Modelo Padrão introduz, em sua formulação, a violação de CP, acredita-se que não é suficiente para explicar a assimetria matéria-antimatéria no universo. A fim de compreender melhor a violação de CP, diversos experimentos vêm sendo feitos com o objetivo de estudar esse fenômeno, mais recentemente principalmente em decaimentos envolvendo os quarks *bottom* e *charm*. Enquanto no setor de *bottom* assimetrias partícula-antipartícula nas taxas de decaimento podem ser bastante expressivas, o Modelo Padrão prevê, no setor de *charm*, assimetrias muito pequenas, da ordem de 10^{-3} [2] ou menos, nas chamadas transições suprimidas por Cabibbo. De fato, apenas recentemente, em 2019, foi observada violação de CP pela primeira vez em decaimentos do méson D^0 [3], pelo experimento LHCb.

A fim de contribuir com estudos de violação de CP no setor do *charm*, este trabalho se dedica à análise do decaimento suprimido por Cabibbo $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, com dados coletados pelo experimento LHCb em colisões de próton-próton a uma energia de centro de massa de 13 TeV durante o run II do LHC (2016-2018). É feita a seleção dos eventos otimizada para ter uma amostra com a maior significância estatística. A amostra final tem cerca de 32 milhões de candidatos a $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ (tanto D_s^+ como D_s^-). O objetivo último do estudo é a busca por violação de CP através de uma técnica que avalia a diferença de população de partículas (D_s^+) e antipartícula (D_s^-) ao longo do espaço de fase do decaimento em três corpos. Para tal, é necessário antes garantir que não há efeitos espúrios de assimetrias de carga, sejam devidos ao background remanescente ou a efeitos de produção e detecção. Esse trabalho apresenta os resultados para esses passos necessários, anteriores ao estudo do sinal em si.

Palavras-chave

física de charme; violação de CP; decaimentos hadrônicos.

Abstract

Santoro, Leonardo; Göbel, Carla (Advisor). **Analysis of the decay $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ for studies of Charge-Parity violation.** Rio de Janeiro, 2022. 92p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Since its observation in 1964 [1], the violation of Charge-Parity (CP) symmetry is an intriguing phenomenon, which has contributed to the formulation of the Standard Model of particle physics as it is known today. CP violation is responsible for the fact that particles and antiparticles can have different decay rates in certain final states. Although the Standard Model introduces CP violation in its formulation, it is known that it is not enough to explain the matter-antimatter asymmetry in the universe. In order to better understand CP violation, several experiments have been carried out with the objective of studying this phenomenon, more recently mainly in decays involving the bottom and charm quarks. While in the bottom sector particle-antiparticle asymmetries in decay rates can be quite expressive, the Standard Model predicts, in the charm sector, very small asymmetries, on the order of 10^{-3} [2] or less, in the so-called Cabibbo-suppressed transitions. In fact, only recently, in 2019, CP violation was observed for the first time in D^0 [3] meson decays, by the LHCb experiment.

In order to contribute to the CP violation studies in the charm sector, this work is dedicated to the analysis of the Cabibbo-suppressed decay $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, with data collected by the LHCb experiment in proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 13 TeV during LHC run II (2016-2018). The selection of events is optimized to have a sample with the highest statistical significance. The final sample has about 32 million candidates for $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ (both D_s^+ and D_s^-). The ultimate objective of the study is to search for CP violation through a technique that evaluates the difference in particle population (D_s^+) and antiparticle (D_s^-) along the phase space of the three-body decay. For this, it is necessary to first ensure that there are no spurious effects of charge asymmetries, due to the remaining background or due to production and detection effects. This work presents the results for these necessary steps, prior to the study of the signal itself.

Keywords

charm physics; CP violation; hadronic decay.

Sumário

1	introdução	17
2	Fundamentos teóricos	19
2.1	Modelo Padrão de Partículas	19
2.2	Simetrias da Natureza	21
2.3	Violação de Carga-Paridade	22
2.3.1	Matriz CKM	23
2.3.2	Fases Fortes e Fracas	25
2.4	Violação de CP no setor do quark <i>charm</i>	26
2.5	<i>Dalitz plot</i>	27
3	O experimento LHCb	32
3.1	Os Complexo do LHC e seus Experimentos	32
3.2	O Funcionamento do LHCb	34
3.2.1	Sistema de trajetórias	35
3.2.2	Sistema de identificação de partículas : RICH	36
3.2.3	Calorímetros	38
3.2.4	Sistema de múons	39
3.2.5	O sistema de trigger do LHCb	40
4	Seleção da Amostra de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	42
4.1	Variáveis nessa na análise	42
4.2	Seleção de dados	44
4.2.1	Estudos de <i>background</i> Especifico	46
4.2.2	Cortes Fiduciais	48
4.2.3	Cortes de identificação de partícula	48
4.2.4	Treinamento com TMVA	49
4.3	Ajuste do espectro de massa $\pi^- \pi^+ K^+$	51
4.4	Seleção dos canais de controle	55
5	Busca de violação de CP no canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$: Metodologia e estudo de assimetria de carga	58
5.1	Descrição do Método de Miradizing	58
5.2	Testes Nulos: Mirandizing com Preenchimento Aleatório	59
5.3	Estudo de Mirandizing para o <i>background</i> de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	62
5.3.1	Binagem uniforme	63
5.3.2	Binagem adaptiva	65
5.3.3	Resultado do estudo de <i>background</i>	67
5.4	Canais de controle	67
5.4.1	Canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	67
5.4.2	O canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	70
5.5	Protocolos de Análise do LHCb: Estudo às cegas	72
6	Conclusão	73

A	Apêndice: Resultados das Distribuições de S_{CP} no método Mirandizing	75
A.1	Resultados das Distribuições de S_{CP} no método Mirandizing para o teste nulo de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	75
A.2	Resultados das Distribuições de S_{CP} no método Mirandizing no estudo do <i>Background</i> de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	77
A.2.1	Distribuições das binagem uniforme	77
A.2.2	Distribuições das binagens adaptivas	79
A.3	Resultados das Distribuições de S_{CP} no método Mirandizing para os canais de controle	83
A.3.1	canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	83
A.3.2	canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	85
	Referências bibliográficas	88

Lista de figuras

Figura 2.1	Partículas fundamentais e mediadoras do MP.[4]	20
Figura 2.2	Modelo de um bárion e um méson.	21
Figura 2.3	topologias de decaimento. (a) topologia árvore, (b) Topologia de aniquilação e (c) topologia pinguim.	27
Figura 2.4	Formas e exemplos de manifestação de ressonâncias em um decaimento genérico $M \rightarrow ABC$: (a) decaimento sem dinâmica (não-ressonante); (b),(c) e (d): produção de uma ressonância de spin 0 (escalar) nos canais bc, ac e ab, respectivamente; (e) produção de uma ressonância de spin 1 no canal ab; (f) produção de uma ressonância de spin 2 no canal ab.	30
Figura 2.5	<i>Dalitz plot</i> para o decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.	31
Figura 3.1	O esquema do LHC com as posições dos detetores e os pontos de interações dos feixes [5].	33
Figura 3.2	O detetor do LHCb com vista de corte lateral.[6]	34
Figura 3.3	Imagem ilustrativa do VELO [6].	35
Figura 3.4	Imagem ilustrativa do Tracker Turicensis.[6]	36
Figura 3.5	Imagem ilustrativa magneto do LHCb.[6]	37
Figura 3.6	Imagem ilustrativa do RICH1. (a) a visão de perfil do detector; (b) um modelo 3D [6].	38
Figura 3.7	Imagem ilustrativa do RICH2.(a) a visão de perfil do detector; (b) um modelo 3D [6].	38
Figura 3.8	Imagem ilustrativa do sistema de calorímetros do LHCb[7], mostrando quais partículas deixam sinal em cada detector.	39
Figura 3.9	Esquema do sistema de múons do LHCb [6].	40
Figura 4.1	Ilustração da estrutura topológica de um decaimento em 3 corpos.	43
Figura 4.2	Espectro de massa ($\pi^- \pi^+ K^+$) dos candidatos após a pré-seleção .	45
Figura 4.3	Espectro de massa invariante $\pi^- K^+$.	46
Figura 4.4	Espectro de massa invariante $\pi^- K^+$. Em azul antes dos cortes de eliminação do méson \bar{D}^0 , em vermelho o resultado pós cortes $\chi_{IP}^2 > 25$ e $m(\pi^- K^+) < 1.84$ GeV.	47
Figura 4.5	Assimetria de carga em função do momento das partículas. Em vermelho a representação de assimetrias de cargas positivas e em azul as negativas. Em verde os cortes fiduciais usados na análise.	48
Figura 4.6	Significância do ProbNNk para a terceira partícula.	49
Figura 4.7	Curva de rejeição de <i>background</i> vs eficiência de sinal	50
Figura 4.8	Significância do sinal em função do corte de BDTG.	50
Figura 4.9	Resposta do classificador BDTG para sinal e background.	51
Figura 4.10	Espectro de massa $\pi^- \pi^+ K^+$ para as amostras de Monte Carlo após a seleção final, com o ajuste superposto.	53

Figura 4.11	Espectro de massa $\pi^-\pi^+K^+$ após a seleção final, com o ajuste superposto.	54
Figura 4.12	<i>Dalitz plot</i> da região de sinal da amostra	55
Figura 4.13	Espectro de massa $K^-K^+\pi^+$ (esquerda) e <i>Dalitz plot</i> (direita) dos eventos da região 1.95-1.99 GeV para a amostra $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$	56
Figura 4.14	Espectro de massa $K^-\pi^+\pi^+$ (esquerda) e <i>Dalitz plot</i> (direita) dos eventos da região 1.85-1.89 GeV para a amostra $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$	57
Figura 5.1	Exemplo de duas binagens usadas no canal $D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+K^+$, sendo a primeira uniforme e a segunda adaptiva.	60
Figura 5.2	Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 47 <i>bins</i> nos testes nulos de divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV.	61
Figura 5.3	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 25 <i>bins</i> nos testes nulos de divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV.	61
Figura 5.4	Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 46 <i>bins</i> para o background de $D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+K^+$.	63
Figura 5.5	Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 46 <i>bins</i> para o background na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+K^+$.	64
Figura 5.6	Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 46 <i>bins</i> para o background na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+K^+$.	64
Figura 5.7	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 25 <i>bins</i> para o background $D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+K^+$.	65
Figura 5.8	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 25 <i>bins</i> para o <i>background</i> na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+K^+$.	66
Figura 5.9	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 25 <i>bins</i> para o <i>background</i> na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+K^+$.	66
Figura 5.10	<i>Dalitz plot</i> para a amostra conjunta de D^+ e D^- no canal $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$.	68
Figura 5.11	Distribuição de S_{cp} para binagem uniforme de 45 <i>bins</i> para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$.	69
Figura 5.12	Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 25 <i>bins</i> para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$.	70
Figura 5.13	<i>Dalitz plot</i> para a amostra conjunta de D_s^+ e D_s^- no canal $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$.	71
Figura 5.14	Distribuição de S_{cp} para binagem uniforme com 45 <i>bins</i> para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$.	71
Figura 5.15	Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 25 <i>bins</i> para região de sinal 1949.5 - 1988.1 MeV para o canal $D_s^+ \rightarrow K^-K^+\pi^+$.	72
Figura A.1	Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 124 <i>bins</i> nos testes nulos de divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^-\pi^+K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV.	75

Figura A.2	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 50 <i>bins</i> nos testes nulos de divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV.	76
Figura A.3	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 75 <i>bins</i> nos testes nulos de divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV.	76
Figura A.4	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 100 <i>bins</i> nos testes nulos de divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV.	77
Figura A.5	Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 124 <i>bins</i> para o background $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	77
Figura A.6	Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 124 <i>bins</i> para o background na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	78
Figura A.7	Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 124 <i>bins</i> para o background na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	78
Figura A.8	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 50 <i>bins</i> para o background $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	79
Figura A.9	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 50 <i>bins</i> para o <i>background</i> na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	79
Figura A.10	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 50 <i>bins</i> para o <i>background</i> na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	80
Figura A.11	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 75 <i>bins</i> para o background $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	80
Figura A.12	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 75 <i>bins</i> para o <i>background</i> na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	81
Figura A.13	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 75 <i>bins</i> para o <i>background</i> na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	81
Figura A.14	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 100 <i>bins</i> para o background $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	82
Figura A.15	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 75 <i>bins</i> para o <i>background</i> na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	82
Figura A.16	Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 100 <i>bins</i> para o <i>background</i> na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$	83
Figura A.17	Distribuição de S_{cp} para binagem uniforme de 122 <i>bins</i> para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	83
Figura A.18	Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 50 <i>bins</i> para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	84
Figura A.19	Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 75 <i>bins</i> para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	84
Figura A.20	Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 100 <i>bins</i> para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	85
Figura A.21	Distribuição de S_{cp} para binagem uniforme com 122 <i>bins</i> para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$	85
Figura A.22	Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 50 <i>bins</i> para região de sinal 1949.5 - 1988.1 MeV para o canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$	86

Figura A.23 Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 75 *bins* para região de sinal 1949.5 - 1988.1 MeV para o canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ 86

Figura A.24 Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 100 *bins* para região de sinal 1949.5 - 1988.1 MeV para o canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ 87

Lista de tabelas

Tabela 4.1	Seleção do $D_{(s)}^+ \rightarrow h_1^- h_2^+ h_3^+$ nas linhas turbo do HLT2. A variável massa corresponde à combinação sendo analisada, por exemplo $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ ou $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.	45
Tabela 4.2	Critérios de seleção adicionais aplicados à amostra de $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e aos canais de controle. A variável NSPDHits é a multiplicidade medida no SPD e η_i e a pseudorapidez da filha i	46
Tabela 4.3	Cortes do Monte Carlo aplicados a nível gerador	53
Tabela 4.4	Parâmetros do ajuste	54
Tabela 5.1	Resultados do estudo de Mirandizing aplicado a amostras com divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV para binagens uniforme.	62
Tabela 5.2	Resultados do estudo de Mirandizing aplicado a amostras com divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV para binagens adaptivas.	62
Tabela 5.3	Regiões de massa ($\pi^- \pi^+ K^+$) para estudo de <i>background</i> .	62
Tabela 5.4	Número de eventos e fator α para as amostras de <i>background</i>	63
Tabela 5.5	Resultado do estudo Mirandizing para a <i>background</i> de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ usando 46 bins.	64
Tabela 5.6	Resultado do estudo Mirandizing para a <i>background</i> de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ usando 124 bins.	65
Tabela 5.7	Resultado do estudo Mirandizing para o <i>background</i> de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.	66
Tabela 5.8	Resultado do estudo Mirandizing para o <i>background</i> na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.	67
Tabela 5.9	Resultado do estudo Mirandizing para a <i>background</i> na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.	67
Tabela 5.10	Resultado para binagem uniforme para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal de controle $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.	69
Tabela 5.11	Resultados para binagens adaptivas para a região de sinal 1850-1890 MeV para o canal de controle $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.	69
Tabela 5.12	Resultados para binagens uniforme para a região de sinal 1949.5 - 1988.1 MeV no canal de controle $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.	70
Tabela 5.13	Resultados para binagens uniforme para a região de sinal 1949.5 - 1988.1 MeV no canal de controle $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.	72

Lista de Abreviaturas

VCP – Violação de Carga e Paridade
MP – Modelo Padrão
CKM – Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
LHCb – Large Hadron Collider beauty
QES – Quebra Espontânea de Simetria
QED – Eletrodinâmica quântica
QCD – Cromodinâmica quântica
LHC – Large Hadron Collider
CERN – Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire
LEP – Large Electron-Positron Collider
TMVA – Toolkit for Multivariate Analysis
CB – Crystal Ball
MC – Monte Carlo

Para uma mente brilhante, nada é pequeno.

Arthur Conan Doyle, *Um estudo em vermelho*.

1 introdução

Richard P. Feynman em sua famosa coleção de palestras chamadas *Lectures on Physics* [8] começa com uma breve discussão sobre o volume de conhecimento imenso que produzimos nos últimos séculos, e que apesar disso ainda não entendemos por completo toda a natureza que nos cerca. Nas próprias palavras do Feynman "...ainda não conhecemos as leis básicas: existe uma fronteira de ignorância em expansão". Um bom exemplo disso é o próprio Modelo Padrão (MP) de partículas, atualmente nossa teoria mais bem sucedida que explica os menores constituintes da matéria e suas interações. Apesar de ser tão bem sucedido, ainda não é capaz de explicar alguns fenômenos.

Esse trabalho se dedica a contribuir na fronteira dessa ignorância, tendo como foco de estudo a violação de Carga-Paridade(CP), o fenômeno responsável por partículas e antipartículas terem taxas de decaimento diferentes a certos estados finais, e sendo resultado direto, no MP, do fato de existir uma fase complexa numa matriz de mistura que liga os autoestados fracos aos autoestados de massa. Esse fenômeno está diretamente relacionado com a discrepante diferença entre a quantidade de partículas e antipartículas que se observa no universo afora, apesar da violação de CP do MP aparentemente não ser o suficiente para explicar a assimetria encontrada.

A violação de CP é um fenômeno que foi primeiramente observado em sistemas de káons neutros em 1964 [1], vindo a se tornar um objeto de pesquisa que é desenvolvida até hoje. Poucos anos depois, Kobayashi e Maskawa [9] propuseram, para explicar esse fenômeno, a matriz de mistura para três gerações de quarks, a hoje conhecida matriz CKM. Essa matriz relaciona os autoestados fracos aos autoestados de massa e apresenta uma fase complexa em alguns termos, que causa a violação de CP em alguns sistemas.

Levou quase meio século para se observar esse fenômeno em decaimentos envolvendo o quark *bottom*, pelas colaborações Belle[10] e BaBar[11]. As medidas mais recente de violação de CP são advindas principalmente da colaboração LHCb, do CERN. O LHCb foi responsável pela primeira medida de violação de CP no setor do *charm*, em decaimentos do méson D^0 [3].

Esse trabalho então se dedica a estudar violação de CP no decaimento do méson charmoso D_s^+ em $\pi^-\pi^+K^+$ com dados vindos do experimento do

LHCb. Para análises em sistemas com decaimento em 3 corpos, são feitos estudos sobre a presença de assimetrias de carga em seu espaço de fase de decaimento, o chamado Dalitz plot. Nesse trabalho, a abordagem de estudos utilizada é baseada na diferença de significância estatística de distribuição da população de eventos ao longo dos Dalitz plot de partícula e antipartícula, técnica essa que recebe o nome de Mirandizing [12].

As informações apresentadas no Capítulo 2 são uma breve introdução ao Modelo Padrão, bem como uma explicação sucinta sobre como violação de CP surge nele, que setores é mais provável de acontecer e, em particular, sobre como ela se manifesta do setor do *charm*, finalizando com uma discussão sobre Dalitz plot.

No Capítulo 3 é explicado um pouco sobre o LHC (*Large Hadron collider*) e seus 4 experimentos. O maior destaque desse capítulo vai para o experimento do LHCb, e seus detectores.

No capítulo 4 são apresentadas informações da obtenção da amostra final para análise: é explicada a seleção de eventos feita com o objetivo de aumentar a pureza da amostra. São apresentadas seleções tanto para canal de interesse $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, onde quer-se buscar violação de CP, quanto para os canais de controle $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e para $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, onde violação de CP não é esperada no MP.

No Capítulo 5 é apresentado como funciona o método de Mirandizing e como ele é empregado na busca de assimetrias de carga feita para as regiões de *background* da amostra, bem como a análise dos canais de controle, para dar segurança que assimetrias locais de produção e detecção podem ser desprezadas. A busca de violação de CP em si para o canal só poderá ser realizada após escrutínio pela Colaboração do LHCb: fazemos a chamada análise às cegas.

Finalmente, no Capítulo 6, as conclusões dessa dissertação são apresentadas, incluindo as perspectivas de trabalho futuro.

2

Fundamentos teóricos

Neste capítulo é apresentado um resumo dos conceitos e teorias básicas que permeiam a física de partículas: é explicado de forma breve o que é Modelo Padrão de partículas, seguido de uma discussão sobre que é violação de Carga-Paridade (CP) e como ela ocorre no contexto do Modelo Padrão, em particular sua importância no setor do quark *charm*. O capítulo finaliza com uma explicação do espaço de fase de decaimento de 3 corpos, conhecido como *Dalitz Plot*, e seu vínculo com estudo apresentado.

2.1

Modelo Padrão de Partículas

Com as descobertas de várias partículas que surgiram até a década de 60, se fez necessário um modelo que pudesse descrevê-las, e também suas interações, e foi nesse contexto que o Modelo Padrão de partículas (MP) foi sendo construído. De acordo com ele, os férmions fundamentais (partículas de spin $\frac{1}{2}$)—quarks e léptons— são os menores constituintes da matéria, enquanto bósons (partículas de spin inteiro) são os mediadores das forças às quais esses férmions estão sujeitos.

Os quarks descritos pelo MP são *up*, *down*, *charm*, *strange*, *top* e *bottom*¹ que são agrupados em famílias em uma hierarquia de massa. Os léptons do MP são o elétron, o múon e o tau, bem como seus respectivos neutrinos, também agrupados em famílias com da hierarquia de massa. As forças descritas pelo Modelo Padrão são as forças forte, fraca e eletromagnética, mediadas pelos glúons, bósons W^+ , W^- e Z^0 , e fóton, respectivamente. Além dos bósons já citados, o Modelo Padrão também incorpora o chamado bóson de Higgs de spin 0, que é o responsável por prover a propriedade de massa para todas as partículas com as quais interage. A força gravitacional não está incluída no MP [13] ainda que se acredite que deva existir uma teoria quântica para ela, e o bóson associado, gráviton, teria spin 2. Informações como o valores de massa, de carga e de *spin* para essas partículas podem ser vistas na Figura 2.1.

O MP também contempla o conceito de antipartículas, que originalmente surgiram como parte integrante da soluções da equação de Dirac [14] para

¹O quark *bottom* na literatura também recebe o nome de quark *beauty*.

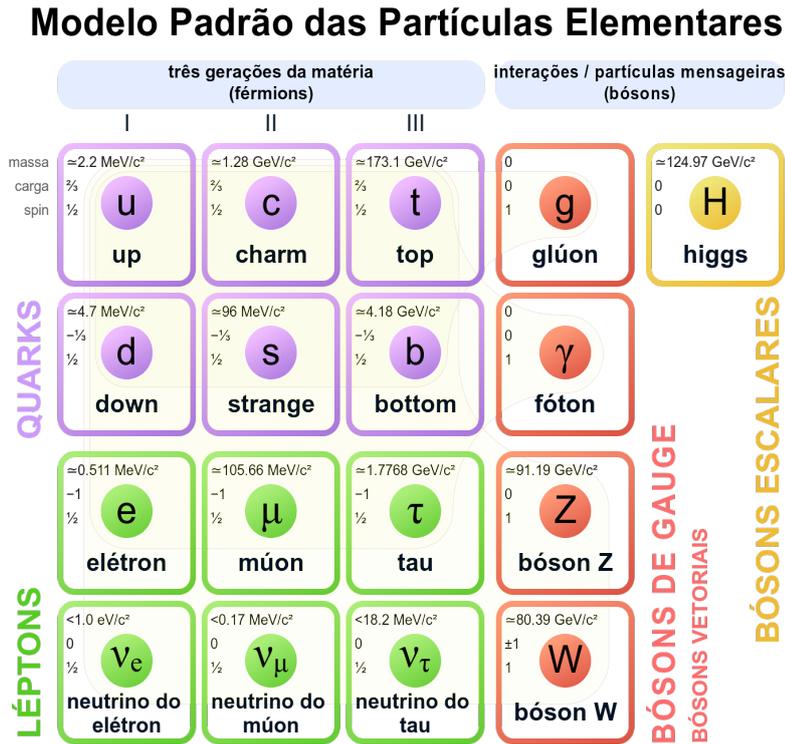


Figura 2.1: Partículas fundamentais e mediadoras do MP.[4]

férmions de spin $\frac{1}{2}$. Antipartículas apresentam a mesma massa e tempo de vida que suas partículas conjugadas, mas apresentam os chamados números quânticos aditivos invertidos (carga, número leptônico², estranheza³ e etc.)

Formalmente, o MP é uma teoria quântica de campos não abeliana baseada no grupo de calibre $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ com quebra espontânea de simetria (QES)[15]. Aqui $SU(3)_C$ está relacionado com as interações fortes descritas com o número quântico de cor, a chamada cromodinâmica quântica (QCD). Já a parte $SU(2)_L \times U(1)_Y$ faz referência ao setor eletrofraco responsável por descrever as interações fracas e de hipercarga antes da quebra espontânea de simetria. A QES ocorre quando os geradores das simetrias $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$ se acoplam com o campo de Higgs, que então assume um valor esperado do vácuo de 246 GeV, gerando massa para W^\pm , Z^0 e o fóton, associado a $U(1)_{em}$ após à QES, permanece não massivo.

Quarks e glúons não são observados livres na natureza. Quarks existem apenas em estados ligados, como mésons (estados ligados de quark e anti-quark) ou bárions (estados ligados de 3 quarks), como ilustrados na Figura

²Número quântico associado a léptons no sistema sendo, +1 para léptons e -1 para anti-léptons.

³Número quântico associado com o quark *strange*, sendo definido como $S=-1$ para o quark e $S=1$ ao antiquark.

2.2.⁴ Esse fenômeno acontece devido ao conceito de confinamento presente na QCD, associado ao fato de que apenas estados singletos de cor podem existir na natureza. Confinamento também é responsável pelo alcance finito apresentado para esse tipo de interação a baixas energias. Por outro lado a QCD se torna menos relevante conforme a escala de energia aumenta, assim tornando as ligações entre quarks mais fracas a pequenas distâncias. A essa propriedade é dado o nome de liberdade assintótica.

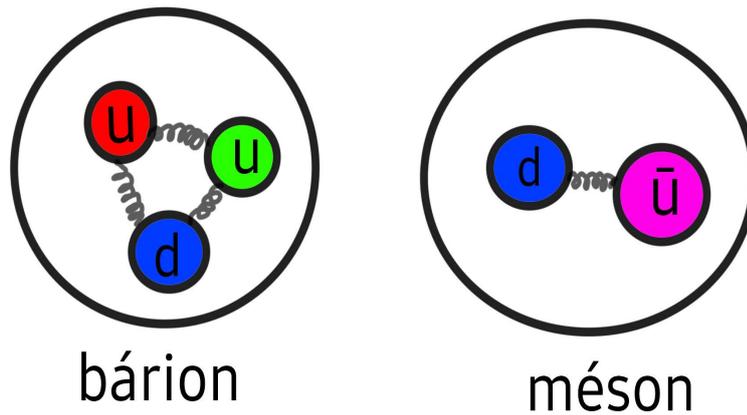


Figura 2.2: Modelo de um bárion e um méson.

2.2

Simetrias da Natureza

Simetrias desempenham um papel fundamental na descrição da natureza, uma vez que estão relacionadas a leis de conservação. No contexto de uma teoria quântica, uma simetria é estabelecida quando a física envolvida no sistema é inalterada mediante uma transformação na sua função de onda. Essas transformações podem então ser definidas como operadores unitários que não mudam os autoestados de um sistema quântico, configurando uma relação de comutação com o Hamiltoniano do sistema. Aqui serão discutida as transformações discretas de conjugação de carga (C), paridade (P) e reversão temporal (T); em que situações elas representam simetrias e em que situações são violadas.

- **Conjugação de Carga (C):** Operação que troca partícula por antipartícula. Essa operação atua invertendo os números quânticos aditivos como carga, número leptônico, estranheza e etc.

⁴Estados exóticos de tetraquarks (2 quarks, 2 antiquarks) e pentaquarks (4 quarks, 1 antiquark) também são possíveis e vêm sendo observados nos últimos anos [16].

- **Paridade (P)**: Operação que troca o sistema de coordenadas dextrógiro por um sistema levógiro, ou vice-versa. Em outras palavras, ela inverte o sistema de coordenadas espaciais com relação a sua origem, levando \vec{r} em $-\vec{r}$, \vec{v} em $-\vec{v}$, etc.

- **Reversão temporal (T)**: Operação que leva o tempo $t \rightarrow -t$, na prática essa operação pode ser entendida como uma reversão do movimento. Para sistemas quânticos definidos por um Hamiltoniano real, a operação de inversão temporal mantém a equação de Schrödinger invariante.

Essas três operações são consideradas importantes porque, devido à invariância de Lorentz, é esperado que as três combinadas formem uma simetria exata, a simetria CPT. A QED renormalizável criada por Feynman [17], Schwinger [18] e Tomonaga [19] na década de 40 é uma teoria que conserva C, P e T separadamente. Desse modo, acreditava-se que as interações fracas também fossem teorias que deveriam apresentar tais simetrias. Entretanto, com experimentos da Chien-shiung Wu e seus colaboradores com decaimentos beta em cobalto-60 em 1957 [20], se revelou que paridade não se conserva em interações fracas. Yang, Lee e Oehme [21] no mesmo ano questionavam que a carga também não era uma simetria conservada em interações fracas em decaimentos leptônicos de mésons π .

Apesar de serem violadas individualmente, ainda era esperado que suas operações combinadas fosse uma boa simetria. Na época se argumentava que devido, ao fato de existir uma simetria CPT, a reversibilidade temporal dialogava a favor dessa simetria CP ser conservada. Porém, em 1964 foi feita a primeira medida por Cronin e Fitch em sistemas cáon neutros [1] mostrando que essa simetria não era conservada em interações fracas, ou seja, observou-se violação de CP. Devido à simetria CPT, a violação de CP tem como consequência que devem existir processos irreversíveis a nível fundamental.

2.3

Violação de Carga-Paridade

Violação de Carga-paridade é um fenômeno que vem sendo investigado há mais de meio século, desde que foi inicialmente detectado em cáons nêutrons em 1964 [1]. Os estados observados, K_S^0 e K_L^0 , eram partículas distinguidas experimentalmente a partir de seu tempo de meia vida, e que apresentavam modos de decaimento em 2 e em 3 píons, respectivamente. Acreditava-se que eram autoestados de CP, porém se observou em 1964 que o estado K_L^0 também decaía em 2 píons com uma pequena probabilidade, caracterizando assim a violação de CP.

Motivados a explicar o resultado observado em 1964, Maskawa e Ko-

bayashi publicaram em 1973 um artigo que apresentavam modelos que poderiam explicar a origem da violação de CP [9] e entre elas estava a hipótese da hoje conhecida matriz CKM. Eles propuseram que, se existisse um 3º dubleto de quarks, a matriz de mistura que liga os autoestados das interações fracas aos autoestados de massa poderia conter uma fase complexa, que seria responsável pela violação de CP.

Hoje se entende que a violação de CP pode se manifestar de duas formas, a direta e a indireta. A indireta ocorre em sistemas onde se tem oscilação de sabor,⁵ e pode haver interferência da oscilação com o decaimento. Foi esse o caso responsável pela violação de CP observada nos káons neutros.

As chamadas violações de CP diretas ocorrem quando se observa uma diferença entre as larguras de decaimento de uma partícula P a seu estado final f e aquela para seu conjugado, $\Gamma(P \rightarrow f) - \Gamma(\bar{P} \rightarrow \bar{f}) \neq 0$.

De modo a entender como a fase surge na matriz CKM e que setores podem apresentar violação de CP, uma análise mais aprofundada da matriz CKM se faz necessária.

2.3.1 Matriz CKM

Na tentativa de explicar o comportamento de partículas como o méson K e os bárions Σ e Λ^0 [15], que eram sempre criadas em pares por interações fortes e apresentavam tempo de vida média característico de interações fracas, Gell-Mann e Pais propuseram um novo número quântico que deveria ser violado em interações fracas, mas conservado em interações fortes: o número quântico de estranheza, S . Porém, decaimentos hadrônicos medidos na época apresentavam razões de ramificação que eram diferentes para decaimentos que conservavam e que violavam estranheza. Parecia portanto que a constante de acoplamento fraco não era única para transições com $\Delta S = 0$ e $\Delta S \neq 0$.

Em 1963 Nicola Cabibbo surgiu com uma proposta na intenção de resgatar a universalidade para constante de acoplamento fraca [22]. Ele sugeriu que processos que violam estranheza deviam vir acompanhados de um fator $\sin(\theta_c)$ enquanto os conservavam viriam acompanhados de um fator $\cos(\theta_c)$, sendo $\theta_c = 13^\circ$ o ângulo de Cabibbo. Isso então significaria que as cargas fracas não acoplarium os quarks u e d , mas sim u e d' , sendo esse último definido como uma combinação linear de estados d e s , $d' = d \cos(\theta_c) + s \sin(\theta_c)$. Como consequência, as amplitudes de decaimento de processos hadrônicos seriam proporcionais a $\approx G_F \sin(\theta_c)$ para decaimentos com $\Delta S = 0$ e proporcionais

⁵fenômeno que faz com que um estado de partícula fique oscilando com seu estado de antipartícula devido a reespalhamento de estado final

a $\approx G_F \cos(\theta_c)$ para $\Delta S \neq 0$, sendo G_F a contante de Fermi das interações fracas.

Poucos anos depois, através da não observação de mudança de sabor em correntes neutras, Glaslow, Iliopoulos e Maiani propuseram o mecanismo GIM [23] : foi predita a existência do quark *charm*, que formaria um dubleto com o *strange* e assim permitindo que existisse um estado mistura $s' = -d \sin(\theta_c) + s \cos(\theta_c)$, e a existência matriz de mistura de Cabibbo,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_c) & \sin(\theta_c) \\ -\sin(\theta_c) & \cos(\theta_c) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}. \quad (2-1)$$

Maskawa e Kobayashi estenderam a matriz de Cabibbo para uma terceira família de quarks que tinham uma hierarquia de massa maior, ou seja uma matriz de mistura 3×3 ao invés de 2×2 ,

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (2-2)$$

Os elementos da matriz não são preditos pelo Modelo Padrão e devem ser obtidos experimentalmente. Como a matriz CKM conecta funções complexas de onda de interações fracas a funções de onda complexas de massa, ela não precisa ser real, e sendo complexa os vínculos de unitariedade impõem que essa matriz pode ser escrita em termos de 3 parâmetros reais e 1 fase complexa. A condição de unitariedade, $V_{CKM} V_{CKM}^\dagger = \mathbb{I}$, leva a:

$$\sum_{i=1}^3 |V_{ij}|^2 = 1, \quad (2-3)$$

$$\sum_{i=1}^3 V_{ji} V_{ki}^* = \sum_{i=1}^3 V_{ii} V_{ik}^* = 0, j \neq k. \quad (2-4)$$

Essa matriz pode ser escrita em função de 3 ângulos de misturas e de uma fase complexa, assumindo a forma

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{12}C_{13} & C_{12}C_{13} & C_{13}e^{-i\delta} \\ -S_{12}C_{23} - C_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{12}C_{23} - S_{12}S_{23}S_{13}e^{i\delta} & S_{23}C_{13} \\ S_{12}S_{23} - C_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & -C_{12}S_{23} - S_{12}C_{23}S_{13}e^{i\delta} & C_{23}C_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}.$$

Aqui se usa a notação S_{ij} e C_{ij} como $\sin\theta_{ij}$ e $\cos\theta_{ij}$. A fase complexa δ é

a responsável por toda violação de CP em decaimentos hadrônicos. Os ângulos de mistura são θ_{ij} com valores $\theta_{12} \approx 12,9^\circ, \theta_{23} \approx 2,4^\circ$ e $\theta_{13} \approx 0,22^\circ$ obtidos experimentalmente [24]. Devido aos ângulos serem relativamente pequenos, os valores dos cossenos da matriz CKM são ≈ 1 enquanto os valores dos senos são muito pequenos, fazendo dela quase diagonal.

Outra parametrização usada para matriz CKM é a de Wolfenstein[25], sendo baseada em uma expansão em torno de $\lambda = \sin(\theta_{12})$, e escrita em termos de 4 parâmetros reais (η, ρ, λ e A) :

$$V_{ckm} \approx \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 - \frac{1}{8}\lambda^4 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda + \frac{1}{2}A\lambda^5[1 - 2(\rho + i\eta)] & 1 - \frac{\lambda^2}{2} - \frac{1}{8}\lambda^4(1 + 4A^2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 + \frac{1}{2}A\lambda^4[1 - 2(\rho + i\eta)] & 1 - \frac{1}{2}A^2\lambda^4 \end{pmatrix} + O(\lambda^6).$$

Nessa parametrização é possível notar que a partir da ordem $O(\lambda^3)$ já é possível ver os termos complexos surgindo nos elementos de matriz V_{td} e V_{ub} , que são importantes para violação de CP no setor do quark b , mas para o setor do quark c essa contribuição só surge a partir da $O(\lambda^5)$ com V_{cd} , revelando que efeitos de violação de CP nesse setor apresentam efeitos bem menores dos que são observados para o quark b .

Dependendo dos elementos da matriz CKM envolvidos nas amplitudes é dito que os decaimentos são :

- Favorecidos por Cabibbo: Ocorrem somente dentro da mesma família, que tenham envolvidos apenas termos diagonais da matriz CKM.
- Suprimidos por Cabibbo: Contêm um dos fatores V_{us}, V_{cb}, V_{cd} ou V_{ts} .
- Duplamente suprimidos por Cabibbo: Envolvem dois termos suprimidos por Cabibbo, ou envolvem V_{ub} e V_{td} .

2.3.2

Fases Fortes e Fracas

A violação de CP no MP surge devido a termos complexos na sua densidade de Lagrangeana, além da já descrita fase fraca, existem também fases que podem surgir em interações fortes (ou eletromagnéticas) que, diferentes das fracas, não mudam de sinal sob conjugação de CP. Apesar do conhecimento limitado das fases fortes aqui discutiremos duas possíveis origens para essas fases: devido a contribuições de processos de segunda ordem de curta distância e devido a interações de estado final [2].

Para que a violação CP possa ser observada é necessário diferenças de fases fracas, oriundas da matriz CKM, e diferenças de fases fortes. A fim de

ilustrar como essas fases contribuem para formação de assimetrias de CP, consideremos um decaimento que apresenta dois caminhos quânticos até um dado estado final. Seja a amplitude de decaimento escrita como :

$$|A(P \rightarrow f)| = |A_1|e^{i\phi_1}e^{i\delta_1} + |A_2|e^{i\phi_2}e^{i\delta_2} \quad (2-5)$$

onde as amplitudes A_1 e A_2 têm diferentes fases fracas, ϕ_1 e ϕ_2 , e δ_1 e δ_2 . Seu processo conjugado de CP é dado por :

$$|A(\bar{P} \rightarrow \bar{f})| = |A_1|e^{-i\phi_1}e^{i\delta_1} + |A_2|e^{-i\phi_2}e^{i\delta_2}. \quad (2-6)$$

Como já mencionado, a violação de CP direta se manifesta devido a diferenças de largura de decaimento de uma partícula P a um estado final e aquela de seu processo conjugado, o que equivale a:

$$|A(P \rightarrow f)|^2 - |A(\bar{P} \rightarrow \bar{f})|^2 \neq 0, \quad (2-7)$$

de modo que, ao substituir as equações 2-5 e 2-6, se obtém:

$$|A(P \rightarrow f)|^2 - |A(\bar{P} \rightarrow \bar{f})|^2 = 2|A_1||A_2|\sin(\phi_1 - \phi_2)\sin(\delta_1 - \delta_2). \quad (2-8)$$

Definindo assimetria de CP por

$$A_{cp} = \frac{\Gamma(P \rightarrow f) - \Gamma(\bar{P} \rightarrow \bar{f})}{\Gamma(P \rightarrow f) + \Gamma(\bar{P} \rightarrow \bar{f})} = \frac{|A(P \rightarrow f)|^2 - |A(\bar{P} \rightarrow \bar{f})|^2}{|A(P \rightarrow f)|^2 + |A(\bar{P} \rightarrow \bar{f})|^2} \quad (2-9)$$

tem-se, no exemplo acima, que:

$$A_{cp} = \frac{2|a_1a_2|\sin(\delta_2 - \delta_1)\sin(\phi_1 - \phi_2)}{|a_1|^2 + |a_2|^2 + 2|a_1a_2|\cos(\delta_2 - \delta_1)\cos(\phi_1 - \phi_2)}. \quad (2-10)$$

O observável descrito na equação 2-10, obtido via um exemplo simples [26], demonstra que a violação de CP só pode ser obtida se existirem diferenças de fase fracas e também fortes nas amplitudes dos processos de partícula e antipartícula. Para processos de decaimento em 3 corpos, essas diferenças de fases podem surgir, por exemplo, devido à produção de ressonâncias, como será discutido mais adiante.

2.4

Violação de CP no setor do quark *charm*

Uma vez compreendido como a violação de CP surge no Modelo Padrão, é interessante discutir como se manifesta no setor do *charm*. Esse é o único setor onde pode haver violação de CP surgindo em quarks tipo "*up*", podendo vir a fornecer resultados complementares a estudos sendo feitos para os setores do *bottom* e do *strange*. Devido ao mecanismo de CKM para esse setor, as

assimetrias esperadas tendem a ser muito pequenas, estimadas de ordem que 10^{-3} , ou menor, e medidas muito acima disso seriam portanto indício de observação de física nova além do Modelo Padrão.

Apesar de muitos trabalhos feitos nos últimos anos, no setor do quark *charm* a única medida de violação de CP foi feita em mésons D^0 em 2019, publicada pela colaboração LHCb [27]. A medida feita foi uma diferença de A_{CP} para os canais $D^0 \rightarrow K^- K^+$ e $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ e obteve-se $\Delta A_{CP} = (-1.64 \pm 0.28) \times 10^{-3}$.

No *charm*, violação de CP direta só pode ocorrer em decaimentos que são suprimidos por Cabibbo, onde os estados finais podem ser alcançados via amplitudes com fases fracas diferentes.

Especificamente para o decaimento do méson D_s^+ em $\pi^- \pi^+ K^+$, que é o objetivo do estudo, e é um decaimento suprimido por Cabibbo, é possível ver 3 topologias na Figura 2.3): (a) árvore, (b) aniquilação e (c) pinguim. Aqui os diagramas do tipo árvore são dominantes e podem interferir entre si, por exemplo, através de sub-canais de decaimento $D_s^+ \rightarrow f_0 K^+$ e $D_s^+ \rightarrow \pi^+ K^{0*}$ onde em ambos a fase fraca surge devido a V_{cd} . Interferências de diagramas árvores-pinguins também são esperadas nesse canal, já que os diagramas pinguins carregam a fase fraca devido a V_{ub} [2].

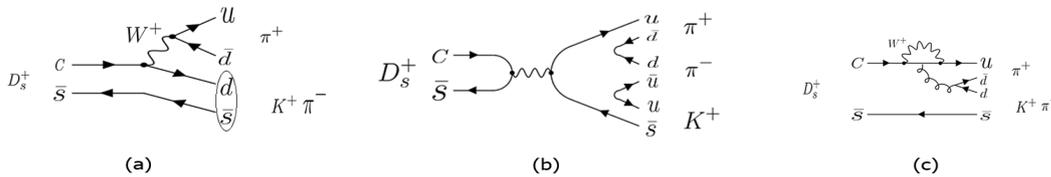


Figura 2.3: topologias de decaimento. (a) topologia árvore, (b) Topologia de aniquilação e (c) topologia pinguim.

Entre os sub-canais ressonantes que podem surgir no decaimento ao estado de $\pi^- \pi^+ K^+$ pode-se citar $f_0 K^+$, $K^{0*} \pi^-$ e ρK^+ entre outros. Tais estados intermediários podem ser estudados, em decaimentos de 3 corpos através de seu espaço fase, o chamado *Dalitz plot*.

2.5 Dalitz plot

O *Dalitz plot* é um gráfico útil no estudo de decaimentos em 3 corpos. Quando se analisa a dinâmica de muitos corpos, o grau de dificuldade é tanto maior quanto maior o número partículas envolvidas no processo. No caso de

decaimento de uma partícula em 2 corpos, conservação de energia e momento no centro de massa levam a que as partículas saiam com mesmo momento, em direções opostas, e esse momento é determinado apenas pelas massas das partículas envolvidas. Quando se analisa um decaimento em 3 corpos, o problema já tem 9 graus de liberdade, em princípio. Como o processo de decaimento obedece a vínculos, o número de graus de liberdade presentes nesse estudo é de fato reduzido. Deve haver conservação de energia para um sistema de 3 corpos, o que impõe 4 vínculos e levando os graus de liberdade de 9 para 5,

$$\begin{aligned} E(D_s) &= \sum_{i=1}^n E_i, \\ \vec{p}(D_s) &= \sum_{i=1}^n \vec{p}_i. \end{aligned} \quad (2-11)$$

No caso de partículas sem spin o decaimento é isotrópico, não tendo dependência dos ângulos de Euler com relação ao sistema de referência da partícula que decai (partícula mãe), e assim o número de graus de liberdade se reduz para 2 [28]. Ou seja, o que é preciso para descrever a cinemática e dinâmica desses decaimentos são apenas duas variáveis.

Seja um processo do tipo $D(P) \rightarrow h_1^-(p_1)h_2^+(p_2)h_3^+(p_3)$ sendo P e $p_i(i=1,2,3)$ os 4-momentos das partículas mãe e filhas, respectivamente. Os seguintes invariantes podem ser definidos

$$\begin{aligned} s_{12} &= (P - p_3)^2 = m_{12}^2, \\ s_{23} &= (P - p_1)^2 = m_{23}^2, \\ s_{13} &= (P - p_2)^2 = m_{13}^2, \end{aligned} \quad (2-12)$$

onde tais variáveis estão relacionadas por :

$$s_1 + s_2 + s_3 = M^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 \quad (2-13)$$

sendo M e m_i as massas das partículas mãe e filhas, respectivamente.

O *Dalitz plot* é definido como a região cinemática permitida em um gráfico bidimensional construído por quaisquer dois invariantes s_{12} , s_{13} e s_{23} ; de fato, tem-se que:

$$\begin{aligned} (m_1 + m_2)^2 &\leq s_{12} \leq (M - m_3)^2, \\ (m_2 + m_3)^2 &\leq s_{23} \leq (M - m_1)^2, \\ (m_1 + m_3)^2 &\leq s_{13} \leq (M - m_2)^2. \end{aligned} \quad (2-14)$$

Escolhendo o par de invariantes s_{12} e s_{13} para definir o *Dalitz plot*, tem-se

$$\begin{aligned} s_{13}^\pm &= m_1^2 + m_3^2 - \frac{1}{2s_{12}} [(s_{12} - m^2 - m_3^2)(s_{12} - m_2^2 - m_1^2) \\ &\quad \mp \lambda^{\frac{1}{2}}(m^2, s_{12}, m_3^2)\lambda^{\frac{1}{2}}(s_{12}, m_2^2, m_1^2)] \end{aligned}$$

onde s_{13}^+ e s_{13}^- são as funções que delimitam o *Dalitz plot* e $\lambda(x, y, z) = (x - y - z) - 4yz$.

A taxa de transição do processo $D \rightarrow h_1 h_2 h_3$ está dada por :

$$\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{1}{32m^3} \int |\mathcal{A}|^2 ds_{12} ds_{13} \quad (2-15)$$

onde a integral dupla tem como limites o *Dalitz plot*, e $|\mathcal{A}|^2$ é o módulo da amplitude de decaimento [28]. Ao acumular eventos do decaimento e projetá-los no *Dalitz plot*, vê-se portanto que a distribuição desses eventos é diretamente proporcional a $|\mathcal{A}|^2$.

Sendo feita a partir da combinação de massas invariantes quadradas de sistemas de 2 corpos, o *Dalitz plot* permite visualmente identificar estados ressonantes mais evidentes, evidenciando características como massa e spin. Na Figura 2.4 consta uma imagem que ilustra isso bastante bem, sendo apresentados exemplos de 6 estruturas que podem ser vistas em um *Dalitz plot*.

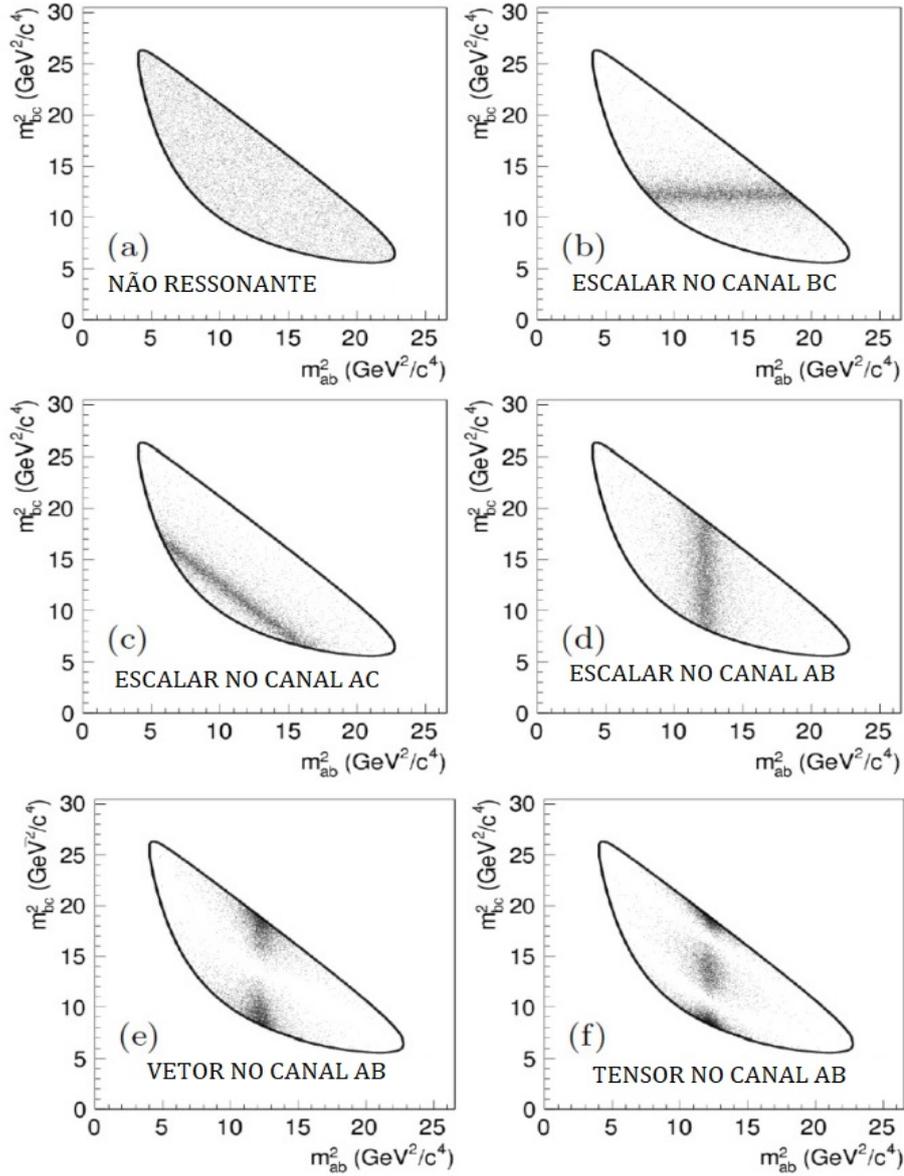


Figura 2.4: Formas e exemplos de manifestação de ressonâncias em um decaimento genérico $M \rightarrow ABC$: (a) decaimento sem dinâmica (não-ressonante); (b),(c) e (d): produção de uma ressonância de spin 0 (escalar) nos canais bc, ac e ab, respectivamente; (e) produção de uma ressonância de spin 1 no canal ab; (f) produção de uma ressonância de spin 2 no canal ab.

De modo a trazer esses conceitos para análise desse trabalho apresenta-se então o rico *Dalitz plot* do decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$: Indexando $\pi^- \pi^+ K^+$ como partículas 1,2 e 3, respectivamente, definem-se $s_{12} \equiv m^2(\pi_1^- \pi_2^+)$ e $s_{13} \equiv m^2(\pi_1^- K_3^+)$ para representar o *Dalitz plot* mostrado na Figura 2.5. Nele é possível ver algumas ressonâncias características para esse canal: no eixo $s_{12} = \pi^- \pi^+$: $\rho^0(770)$ em 0.6 GeV^2 e $f_0(980)$ em $1,0 \text{ GeV}^2$; no eixo s_{13} logo se destaca a ressonância mais evidente, $K^*(892)$ em $\approx 0.8 \text{ GeV}^2$ e uma estrutura

que pode ser devida às ressonâncias $K^*(1410)$ e $K_0^*(1430)$ próximo a $\approx 2.1\text{GeV}^2$.

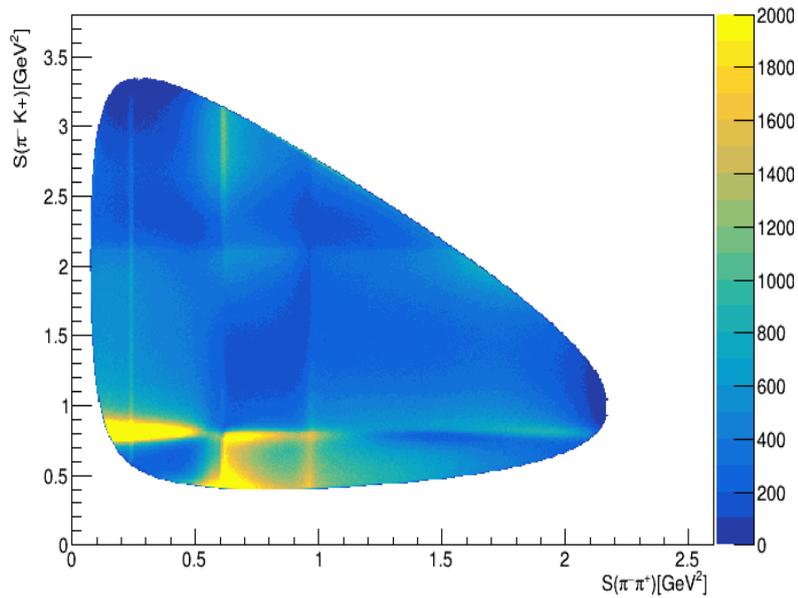


Figura 2.5: *Dalitz plot* para o decaimento $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.

A única análise de *Dalitz plot* para estudos das estruturas ressonantes para esse canal foi feita pela colaboração *FOCUS* [29] para uma amostra com um pouco mais de 500 eventos, onde encontrou-se como principais contribuições ressonantes ($\rho^0(770)K^+$) com fração de $(38.83 \pm 5.31 \pm 2.61)\%$, ($K^*(892)\pi^+$) com $(21.64 \pm 3.21 \pm 1.14)\%$ e ($K^*(1410)\pi^+$) com $(18.82 \pm 4.03 \pm 1.22)\%$.

3

O experimento LHCb

Todo esse trabalho só foi possível graças aos dados coletados pelo LHCb, um experimento desenhado para estudos de violação de CP e outros processos envolvendo quarks *charm* e *bottom*. O LHCb é um dos 4 grandes experimentos que compõem o complexo do LHC (*Large Hadron Collider*). Esse capítulo se dispõe a descrever as principais características dos atuais experimentos e, mais especificamente, do LHCb.

3.1

Os Complexo do LHC e seus Experimentos

O LHC é um acelerador de partículas no CERN (do francês, Conseil européen pour la recherche nucléaire), construído na fronteira da França com a Suíça, próximo à Genebra, com comprimento de 27 km, sendo o maior acelerador de partículas em funcionamento na atualidade. O desenvolvimento desse acelerador, assim como seus detectores, foi feito pensado em estudos de partículas elementares e suas interações. Hoje o principal objetivo dos experimentos é estudar a validade do Modelo Padrão e procurar por física além dele. Um esquema do acelerador e de seus detectores está mostrado na Figura 3.1.

O LHC trabalha acelerando prótons em seus tubos a uma energia de 6.5 TeV, portanto promovendo colisões a 13 TeV no centro de massa. Colisões ocorrem em 4 pontos específicos, onde foram instalados seguintes detetores:

- LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment): experimento cujos principais objetivos são estudar decaimentos envolvendo hádrons que contenham os quarks *charm* e *bottom*, incluindo, entre outros fenômenos, a violação de CP e estudos de decaimentos raros [6].

- ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus): É o maior experimento e de propósito mais geral. Um dos seus principais objetivos era a descoberta do bóson de Higgs, que ocorreu em 2012[30]. Hoje seu foco continua em medidas de precisão do Modelo Padrão, e busca de nova física, como matéria escura e de dimensões extras [31].

- CMS (Compact Muon Solenoid): Assim como o ATLAS, o CMS é um experimento de propósito geral, também responsável pela descoberta do

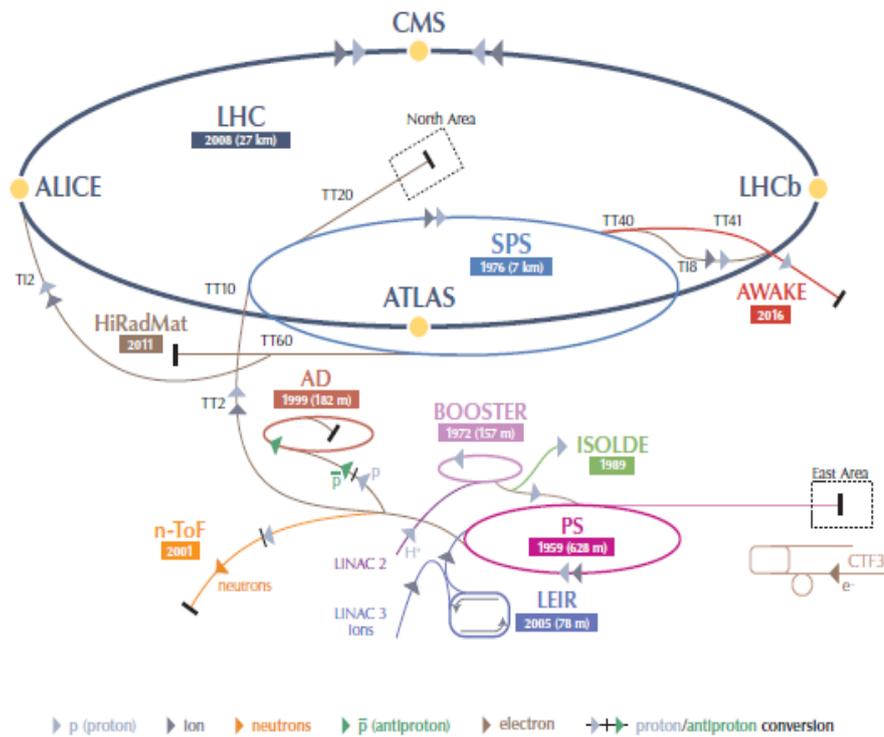


Figura 3.1: O esquema do LHC com as posições dos detetores e os pontos de interações dos feixes [5].

bóson de Higgs[32]. Em termos de tamanho é mais compacto que devido a seu magneto em formato solenoidal [33].

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment): É um experimento dedicado a colisões Pb-Pb e Pb-p com o objetivo de estudar QCD em condições extremas, em particular, a formação do plasma de quarks e glúons [34].

O LHC funciona sob um conjunto de dados técnicos que fazem todo o projeto ser ainda mais impressionante. Os prótons que são acelerados no colisor chegam a 6.5 TeV de energia, o que supera a marca de 0.9TeV do Tevatron no Fermilab até 2011, tem o aparato a uma condição de ultra vácuo a uma temperatura que chega a 2K, para o funcionamento de seus criodipolos magnéticos. A luminosidade alcança $L = 10^{34}cm^{-2}s^{-1}$, sendo a luminosidade uma medida de quantas colisões que podem ocorrer, por área por segundo; para fins de comparação, o Tevatron teve como medida de luminosidade algo na faixa dos $10^{32}cm^{-2}s^{-1}$. O LHCb trabalha a uma faixa menor, cerca de $10^{32}cm^{-2}s^{-1}$, já que as análises envolvem experimentos de reconstrução de vértices primários e secundários com precisão, um menor número de colisões é melhor para tomada de dados e também para prevenir o envelhecimento

premature do experimento por desgaste do aparato. Os dados coletados por esses experimentos ocorreram em dois períodos: o chamado RUN1 que foi o período de 2010-2012, e o "RUN2", de 2015-2018. Atualmente o LHC está por começar o "RUN3" [35].

3.2 O Funcionamento do LHCb

Como já comentado, o LHCb é um experimento projetado para física dos quarks *bottom* e *charm* e, para tal, a reconstrução de vértices de interação, de vértices de decaimentos e identificação de partículas são fundamentais. O LHCb é um espectrômetro de braço único, que tem um abertura no plano horizontal de 10 - 300 mrad e no vertical de 10 - 250 mrad. Uma grandeza física muito usada para ajudar descrever essas aberturas é a pseudorapidez, definida como $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ onde θ é a abertura angular das partículas produzidas em relação ao eixo do feixe. O LHCb tem valores de pseudorapidez entre $2 < \eta < 5$

A estrutura do LHCb é composta por vários sub-detecores que apresentam funções diferentes, mas todos servindo para auxiliar no processo de reconstrução de trajetórias e identificação de partículas. Um esquema desses sub-detecores está mostrado na Figura 3.9.

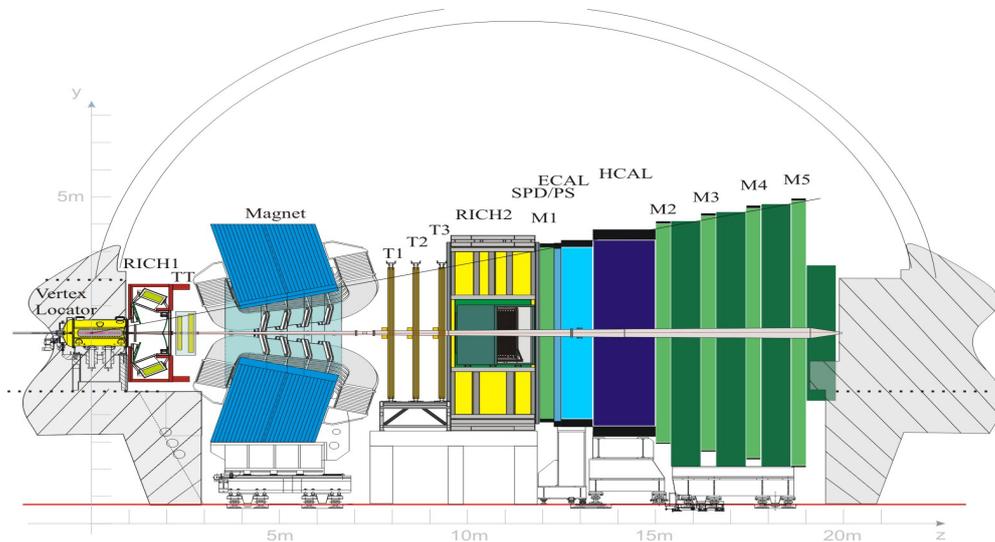


Figura 3.2: O detetor do LHCb com vista de corte lateral.[6]

O *Vertex Locator*, ou VELO [36], é um dos responsáveis por fornecer as localizações dos vértices de produção e dos de decaimento das partículas instáveis. Ele trabalha em conjunto com os *Track Trigger* [37] (sendo eles TT, T1, T2 e T3 na figura 3.2) para determinar as trajetórias das partículas carregadas produzidas. Os *Ring Imaging Cherenkov*, ou RICH [38], são os

equipamentos responsáveis pela identificação de partículas carregadas que passam no detector. O sistema de calorímetros ECAL, HCal e o SPD/PS [39] são equipamentos que medem energias para partículas como fótons, elétrons e outros hádrons, e também têm função de ajudar a distinguir entre as diferentes partículas que atravessam o detector. E, por fim, o sistema de múons (na Figura 3.2 representados por M1, M2, M3, M4 e M5) são responsáveis pela detecção dos múons que atravessam o detector [40].

3.2.1

Sistema de trajetórias

O VELO [36] é construído por 42 módulos, em geometria semi-circular como mostrado na Figura 3.3. Esses módulos são dispostos para formar um cilindro, de forma que o feixe atravessa na direção do eixo dos módulos, sendo esta definida a direção z . Os módulos são feitos com detectores de silício que são distribuídos ao longo de seu raio e de sua abertura azimutal, o que permite que a detecção dos vértices tenha boas medidas nessas coordenadas, apresentando resoluções de $40\mu m$ e $10\mu m$ para o vértice primário e $150\mu m$ e $300\mu m$ para o secundário. O vértice primário é onde ocorre a interação próton-próton e o vértice secundário é o ponto de decaimento de partículas como hádrons contendo os quarks *charm* e *bottom*, que tipicamente viajam alguns milímetros (podendo chegar a centímetros).

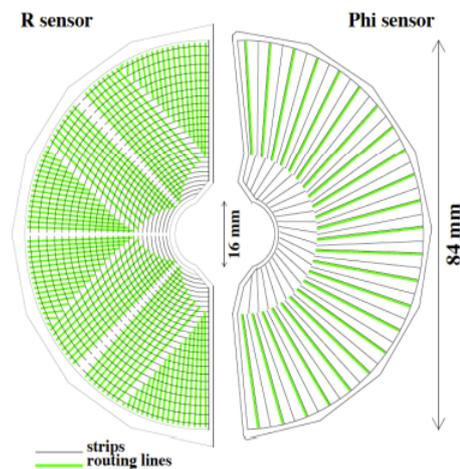


Figura 3.3: Imagem ilustrativa do VELO [6].

Os TT's [37] são sub-detectores que atuam em conjunto com o VELO para a reconstrução das trajetórias das partículas carregadas. OS TT's também são compostos de silício, fornecendo informações de partículas com baixo momento. São composto de 4 camadas (conforme a Figura 3.4), com as camadas

internas dispostas rotacionadas em ângulos de -5° e 5° com relação as camadas externas, como ilustrado na figura 3.4. Cada uma dessas camadas fornece uma resolução de $200\mu\text{m}$. Esse equipamento é separado em *Inner Tracker* [41] e *Outer Tracker* [42]. O *Inner* pode ser entendido como a parte TT na Figura 3.2, enquanto o *Outer* é representado pelas partes T1, T2 e T3.

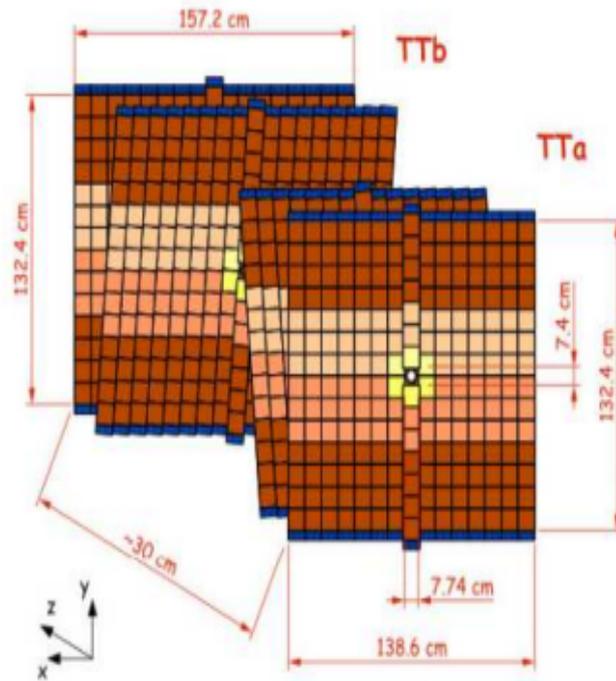


Figura 3.4: Imagem ilustrativa do Tracker Turicensis.[6]

O magneto do LHCb (Figura 3.5) [43] é usado pra curvar a trajetória das partículas carregadas, permitindo então que se possa obter, junto com os detectores de trajetória, o momento de tais partículas. O magneto fica logo após o TT como pode ser visto na Figura 3.2. De tempos em tempos durante a tomada de dados o sentido do campo magnético é invertido para evitar efeitos de assimetrias de cargas por efeitos do detector. Tais configurações são então chamadas de "*MagUp*" e "*MagDown*".

3.2.2

Sistema de identificação de partículas : RICH

O RICH [38] é o principal equipamento no detector usado para identificação das partículas, sendo ele disposto em duas partes: após o VELO e após o *outer Tracking*: RICH1 (Figura 3.6) e RICH2 (Figura 3.7), respectivamente. A função dos RICH's é distinguir entre estados finais de káons, píons e prótons. Quando uma partícula carregada entra nesse detector, tendo velocidade

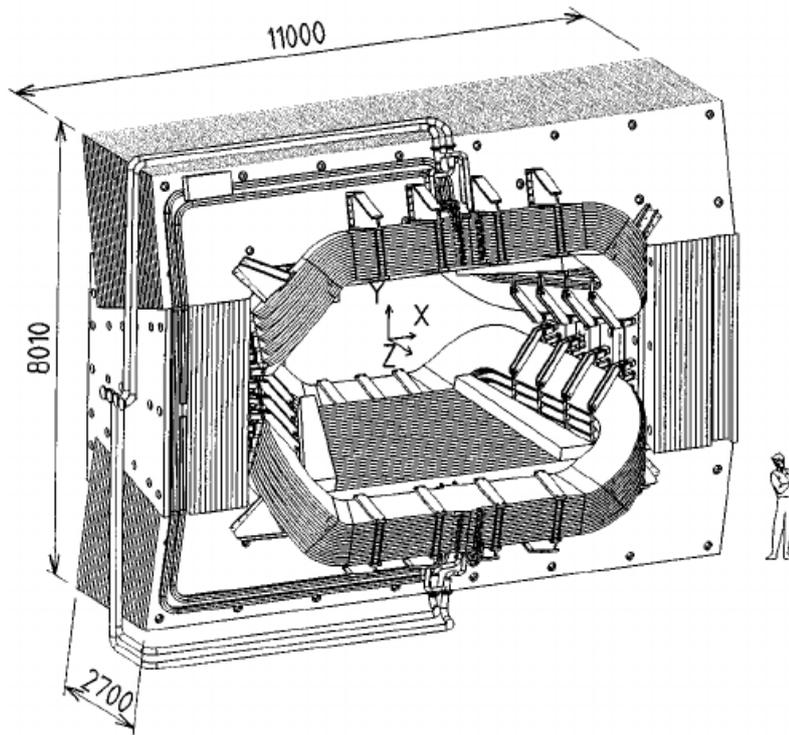


Figura 3.5: Imagem ilustrativa magneto do LHCb.[6]

maior que a da luz nesse meio, radiação Cherenkov é emitida como um cone, e a partir desse cone é possível então medir a velocidade da partícula. Conhecendo a velocidade da partícula e seu momento, sua massa pode ser estimada permitindo identificar a partícula.

O RICH1 é feito para detectar partículas de baixo momento cobrindo um alcance de $1 - 60$ GeV, e sendo composto de aerogel e uma câmara de C_4F_{10} , como ilustrado na Figura 3.6. Já o RICH2 detecta partículas de alto momento na faixa de $15 - 100$ GeV; ele é feito apenas de uma câmara de gás CF_4 (Figura 3.7).

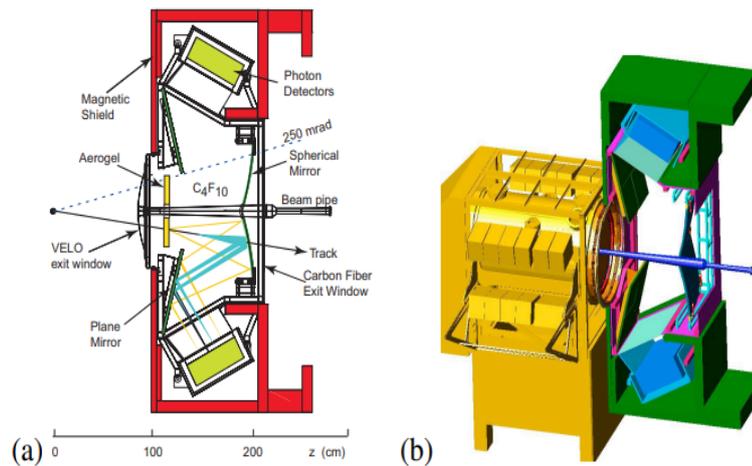


Figura 3.6: Imagem ilustrativa do RICH1. (a) a visão de perfil do detector; (b) um modelo 3D [6].

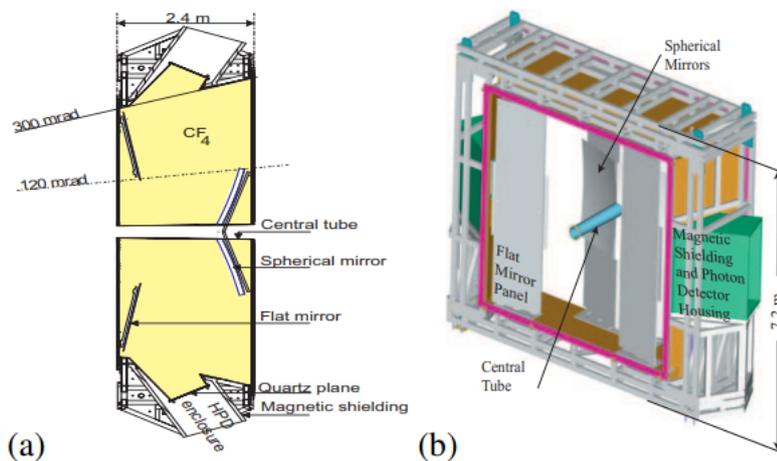


Figura 3.7: Imagem ilustrativa do RICH2.(a) a visão de perfil do detector; (b) um modelo 3D [6].

3.2.3 Calorímetros

Os calorímetros [39] ajudam na identificação de partículas como elétron, fótons e outros hádrons, medindo a posição e energia transversa (energia devida à componente perpendicular do momento da partícula). Essas informações são a base do *Trigger* L0, que toma uma decisão $4\mu\text{s}$ após a interação.

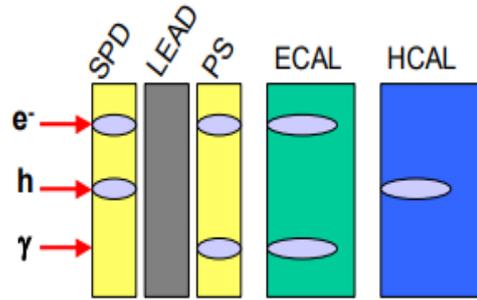


Figura 3.8: Imagem ilustrativa do sistema de calorímetros do LHCb[7], mostrando quais partículas deixam sinal em cada detector.

Esse sistema é composto pelo calorímetro eletromagnético (ECAL), que mede a energia de elétrons e fótons, e pelo calorímetro hadrônico (HCAL), que mede a energia de hádrons em geral. Antes deles situa-se o *Scintillator Pad Detector* (SPD), uma fina parede de chumbo de 12mm e o *PreShower* (PS), conforme ilustrado na Figura 3.8. A parte do SPD/PS auxilia o calorímetro na rejeição de falsos sinais, no aumento de eficiência da identificação de fótons (importantes para reconstrução de π^0) e também na rejeição de elétrons com alto momento transversal.

O princípio desses detectores é absorver partículas que passem ali, e medir suas energias no processo. Os calorímetros são construídos para, durante o processo de frenagem, serem produzidas chuvas de partículas menores que, ao passarem pelo meio produzam luz cintilante que é transmitida a um fotomultiplicador, transformam esse sinal luminoso em um sinal elétrico mensurável.

3.2.4 Sistema de múons

O LHCb conta com um sistema de múons (M1-M5) [40] composto de 5 estações. A primeira estação M1 se destaca das outras ficando na frente do sistema de calorímetros e apresentando tecnologia de funcionamento diferente das demais, sendo feita com detectores de tipo GEM (*gas electron multiplier*) devido à sua alta taxa de ocupação. As demais são feitas de tecnologia MWPC (*multi wire proportional chamber*) e contam com placas de ferro entre os detectores. Apesar de diferentes, ambos os equipamentos funcionam de forma semelhante, são preenchidos com gases que se ionizam com a passagem dos múons e geram um sinal que pode ser medido. A primeira estação de múon (M1) tem sua câmara de gás preenchida com uma mistura gasosa de 45% de ar, 15% de CO_2 e 40% de CF_4 , enquanto as outras estações tem 40% de ar,

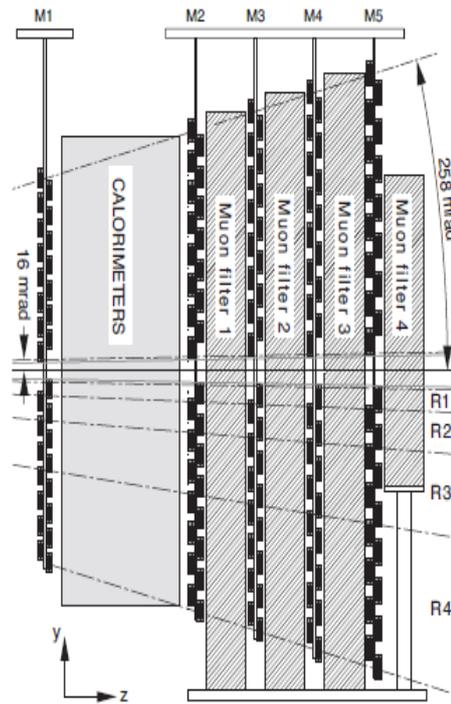


Figura 3.9: Esquema do sistema de múons do LHCb [6].

55% de CO_2 e 15% de CF_4 . Assim como os calorímetros, o sistema de múon provê informações para o *trigger* L0, mas também permite a identificação de múons no *High-Level trigger*, e *offline*.

3.2.5

O sistema de trigger do LHCb

O LHC tem alta taxa de cruzamento de prótons (40MHz) criando um volume de dados muito alto para ser processado e estudado. Então com isso se faz necessário uma maneira, durante a tomada de dados, de selecionar os eventos que se pretende guardar. Com essa motivação o sistema de *trigger* foi implementado no LHCb, para otimizar a tomada de dados e manter eventos de interesse. Ele é dividido em três níveis: L0 [44, 45] (*Level 0*) que atua ainda a nível de *hardware*, e no HLT1 e HLT2 (*High-Level trigger 1* e *High-Level trigger 2*) que atuam a nível de *software*.

O L0 atua com informações dos calorímetros e do sistema de múons, que recebe informações sobre hádrons, elétrons e fótons com altos valores de energia transversa e de múons com alto momento transverso. Essas informações passam por uma unidade de decisão que determina se o evento analisado será salvo ou não. Ele foi projetado para que reduzir a taxa de eventos a 1MHz.

Após serem aceitos pelo L0 os candidatos passam pelo HLT, onde em HTL1 os vértices, momentos e trajetórias são reconstruídos e no HLT2 esse resultado é combinado com uma reconstrução do decaimento. Nessa etapa o fluxo de dados tem como máximo 12 kHz.

Durante o RunII foi implementado no LHCb as *Turbo Stream*, que permitem que algumas análises sejam feitas de modo a dispensar uma reconstrução *offline*. Todos os canais de D_s^+ decaindo em três mésons carregados são oriundos dessas linhas. *Triggers* também são classificados com relação a seu acionamento, sendo TOS (*Trigger on signal*) se foi acionado pelo próprio sinal e TIS (*Trigger independent of Signal*) se ele foi acionado por outra causa.

4

Seleção da Amostra de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

Nesse capítulo será apresentado o processo de seleção feito para o canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ até a obtenção das amostras finais usadas para a busca por violação de CP. Nesse capítulo também se discutirá como foi feita a seleção de dados para os canais de controle $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.

4.1

Variáveis nessa na análise

Os dados nesse trabalho são oriundos de colisões próton-próton na região do VELO no LHCb, onde ocorre a produção de várias partículas, entre elas o méson D_s^+ que então pode decair em diversos canais, entre eles o estado final $\pi^- \pi^+ K^+$. O ponto onde esse méson D_s^+ é produzido é chamado vértice primário (PV) enquanto a região onde ele decai recebe é dado o nome de vértice secundário (VS), como ilustrado na Figura 4.1. O que se mede do decaimento são variáveis envolvidas nesse processo, que podem ser topológicas ou de identificação de partícula. As topológicas estão diretamente relacionadas com grandezas físicas apresentadas no decaimento como as posições dos vértices primário e secundário, os momentos das partículas produzidas no decaimento ("filhas") e etc. Variáveis de identificação de partícula traduzem a probabilidade de uma certa trajetória reconstruída ser devida a um certo tipo de partícula, como por exemplo, ser um káon ou um pión. Para os fins desse trabalho as seguintes variáveis são consideradas:

- **Momentos** \vec{p}_D, \vec{p}_i : Momento linear reconstruído da partícula "mãe" (\vec{p}_D) e das filhas (\vec{p}_i) no LHCb, com o eixo z direcionado do VELO para o resto do detector; o plano xy é perpendicular a ele tal que o eixo y é horizontal e o eixo x é vertical.

- **Momento Transverso** (p_T): É a projeção do momento da partícula ao plano xy, sendo ele definido tanto para o D_s^+ (p_T) quanto para seus produtos de decaimento p_T^i .

- **Massa** ($\pi^- \pi^+ K^+$): Massa do candidato a D_s^+ reconstruída a partir dos momentos \vec{p}_i das filhas, associado às massas de π^- , π^+ e K^+ , respectivamente, aos traços 1,2 e 3. Tendo as massas das três partículas filhas e os dados dos momentos das mesmas é possível se reconstruir a massa da partícula mãe.

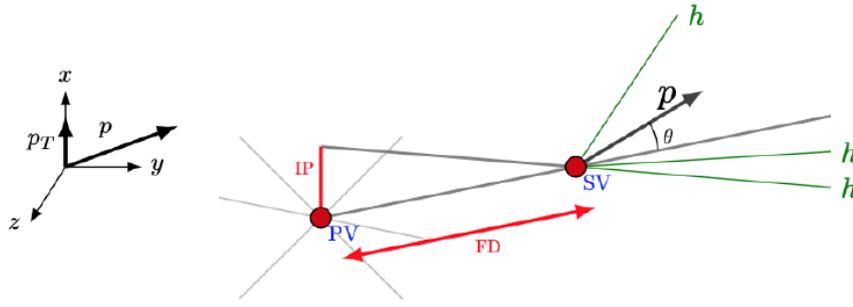


Figura 4.1: Ilustração da estrutura topológica de um decaimento em 3 corpos.

- **Distância de Vôo (FD)**: Distância entre o vértice primário e o vértice secundário.

- **Parâmetro de impacto (IP)**: Distância mínima da trajetória da partícula ao vértice primário (PV).

- **DIRA**: É definido como o cosseno do ângulo do momento reconstruído da mãe com relação à direção entre PV e o SV

- χ^2 **do vértice**: Variável que provê informação sobre a qualidade de reconstrução do vértice secundário.

- χ^2 **do Parâmetro de impacto** (χ_{IP}^2): Diferença de ajuste de χ^2 do vértice primário com e sem a partícula sendo avaliada. Pode ser calculado para a partícula mãe (χ_{IPD}^2) ou para as filhas (χ_{IPi}^2)

- **logIP**: Definido como :

$$\log IP = \log \left(\frac{\prod_i^3 \chi_{IPi}^2}{\chi_{IPD}^2} \right) \quad (4-1)$$

- **LogFDchi2**: Logaritmo de χ_{FD}^2 , onde χ_{FD}^2 é o FD dividido por sua incerteza ao quadrado.

- **Pointing**: definido como

$$Pointing = \frac{p \sin \theta}{p \sin \theta + \sum_i^3 p_{Ti}} \quad (4-2)$$

com θ sendo o ângulo entre o momento do candidato a D_s^+ e a distância de vôo.

- χ^2 /**ndf do traço**: Ajuste de χ^2 dos traço por graus de liberdade.

- **PIDK**: Variável de verossimilhança construída com informações do RICH, definida como a diferença da hipótese de verossimilhança de ser káon e pión.
- **ProbNNK**: Informações de identificação de partículas oriunda de análise multivariada e que tem como resultado um valor de probabilidade única para uma dada partícula reconstruída ser um káon.

4.2

Seleção de dados

Os dados apresentados aqui são obtidos durante o Run2 do LHC (período de funcionamento de 2016-2018), sendo eles produzidos através das colisões de pp a uma energia de $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$ e luminosidade integrada de 5.6fb^{-1} . A seleção se divide em duas etapas, a *online* e a *offline*; a etapa *online* faz referência ao *Trigger* L0, HLT1 e HLT2 durante a tomada de dados. No nível HLT2 do run2 os candidatos a D_s^+ e D^+ passam pelas chamadas linhas turbo que seguem os critérios de seleção presentes na Tabela 4.1. Além disso, de modo a manter um bom controle de qualidade na seleção de eventos durante a etapa *online* do *Trigger*, são impostos no nível L0 que os candidatos devem ser TOS para decisões de serem hádrons e TIS para decisões que incluam hádrons, múons, elétrons e fótons de colisões inelásticas.

Uma etapa de pré-seleção é executada na amostra para levar em consideração alguns critérios cinemáticos adicionais nas amostras com o objetivo de selecionar os candidatos a D_s^+ . Os cortes referentes a essa etapa estão descritos na Tabela 4.2. Essa pré-seleção é fruto do trabalho de terceiros e sendo executada antes do trabalho realizado pelo autor.

O resultado pós *Trigger* e pré-seleção pode ser conferido na forma do espectro de Massa($\pi^- \pi^+ K^+$) apresentado na Figura 4.2, uma amostra com mais de 600 milhões de candidatos. Observa-se que, apesar dessas seleções, o nível de pureza na amostra é demasiadamente baixo de forma que precisa-se impor mais critérios para reduzir os níveis de *background* dessa amostra. Tendo isso em mente, foram impostos na etapa *offline* uma seleção de eventos realizada com uso de alguns cortes extras e por uma análise multivariada.

corte nas filhas	
χ^2 / ndf do traço	<3.0
p_{Ti} [MeV]	>250
χ_{IP}^2	>4.0
PIDK (káons)	> 5
PIDK (píons)	< 5
corte de combinação	
Massa [MeV]	1779 - 1959 (D^+) e 1879 - 2059 (D_s^+)
$\sum p_{Ti}$ [MeV]	> 3000
p_{Ti} (de pelo menos um traço)	> 1000
P_{Ti} (de pelo menos 2 traços)	> 400
χ_{IPi}^2 (para pelo menos um traço)	> 50
χ_{IPi}^2 (para pelo menos 2 traços)	> 10
Requerimentos da mãe	
χ^2 do vértice /ndf	< 6
Massa [MeV]	1789 - 1949 (D^+) e 1889 - 2049 (D_s^+)
Tempo de vida (ps)	> 0.4 (D^+) , > 0.2 (D_s^+)
acos(DIRA) [mrad]	< 10 (D^+) e < 14.1 (D_s^+)
TisTosSpec HLT1.*Track.*Decision %TOS	

Tabela 4.1: Seleção do $D_{(s)}^+ \rightarrow h_1^- h_2^+ h_3^+$ nas linhas turbo do HLT2. A variável massa corresponde à combinação sendo analisada, por exemplo $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ ou $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.

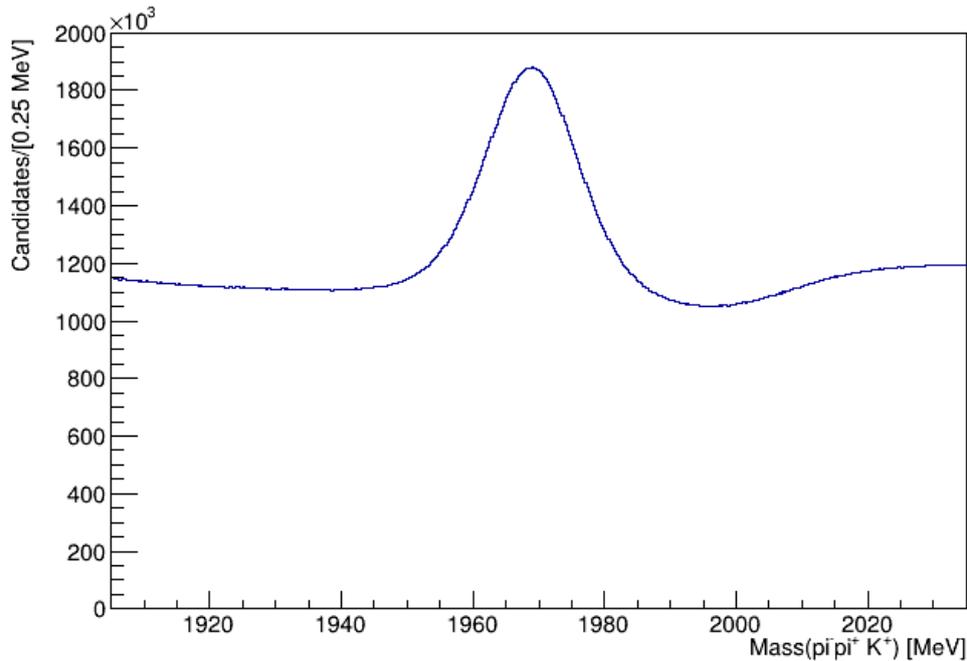


Figura 4.2: Espectro de massa ($\pi^- \pi^+ K^+$) dos candidatos após a pré-seleção .

NSPDHits	< 1000
η_{filhas}	$1.5 < \eta_i < 5$
P_{filhas}	< 100 GeV
χ_{IPD}^2	< 12
$1905 < \text{Massa}(\pi^- \pi^+ K^+) < 2035$ MeV	
$1905 < \text{Massa}(K^- K^+ \pi^+) < 2035$ MeV	
$1805 < (K^+ \pi^+ \pi^+) < 1935$ MeV	

Tabela 4.2: Critérios de seleção adicionais aplicados à amostra de $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ e aos canais de controle. A variável NSPDHits é a multiplicidade medida no SPD e η_i e a pseudorapidez da filha i

4.2.1 Estudos de *background* Específico

Uma primeira característica que chama a atenção na Figura 4.2 é o crescimento do *background* a partir de 2.0 GeV, indicando a presença de algum *background* específico. Dada a região, um bom candidato à fonte dessa contaminação é o méson \bar{D}^0 de massa 1864 MeV, em seu modo de decaimento $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$, onde o par $\pi^- K^+$ (traços 1 e 3) é associado um π^+ (traço 2) aleatório, e portanto reconstruído erroneamente com $\pi^- \pi^+ K^+$. Para testar essa hipótese, analisamos na massa($\pi^- K^+$) para os traços 1 e 3.

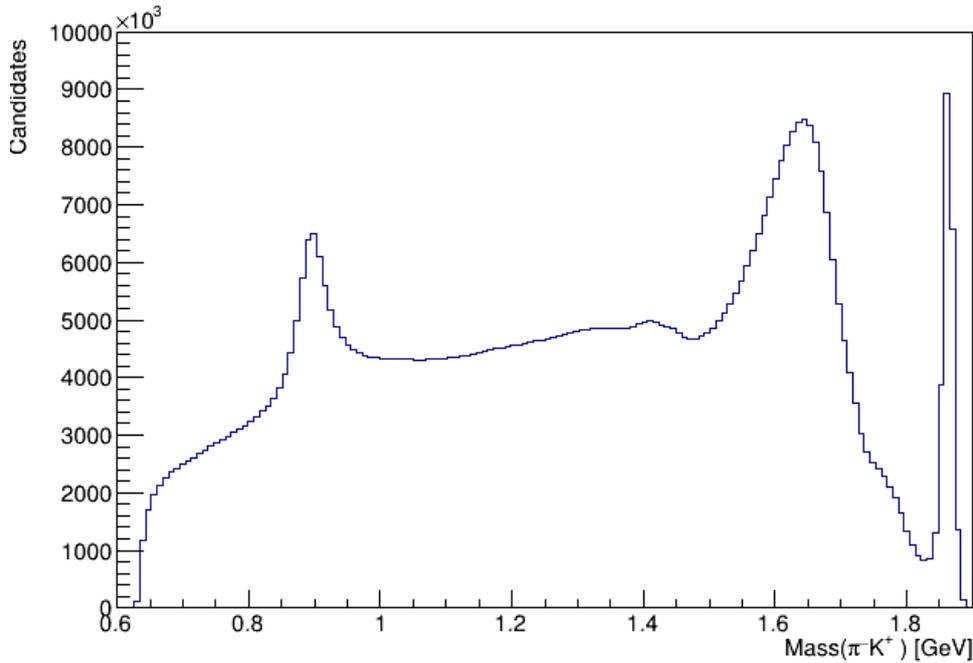


Figura 4.3: Espectro de massa invariante $\pi^- K^+$.

Na Figura 4.3 é possível ver um pico na região de 1.86 GeV que corrobora a hipótese da contaminação do méson $\bar{D}^0 \rightarrow \pi^- K^+$ previamente argumentada. Como essa contaminação não afeta a região de massa do D_s^+ a forma mais simples de eliminá-la é exigir $m(\pi^- K^+) < 1.84$ GeV.

A Figura 4.3 também revela um segundo pico, largo entre 1.5 e 1.8 GeV que aparenta ser uma outra contaminação de algum outro canal ¹. De fato é oriunda de outro canal de decaimento, o $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$, onde o π^0 não é detectado e o par $\pi^- K^+$ acaba por ser associado, como no caso anterior, com um π^+ produzido no vértice primário. Nesse caso, não se pode fazer um corte de massa porque essa contaminação afeta a região de sinal.

Essa contaminação pode ser reduzida através de um corte no π^+ (traço 2). Uma vez que as partículas filhas de um decaimento do méson D_s^+ são produzidas no vértice secundário, é de se esperar que tenham um χ_{IP}^2 alto, então analisou-se o impacto de um corte de χ_{IP}^2 da segunda partícula. O valor de $\chi_{IP}^2 > 25$ reduz significativamente a contaminação de $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ como se pode ser visto na Figura 4.4, onde também foi aplicado o critério $m(\pi^- K^+) < 1.84$ GeV.

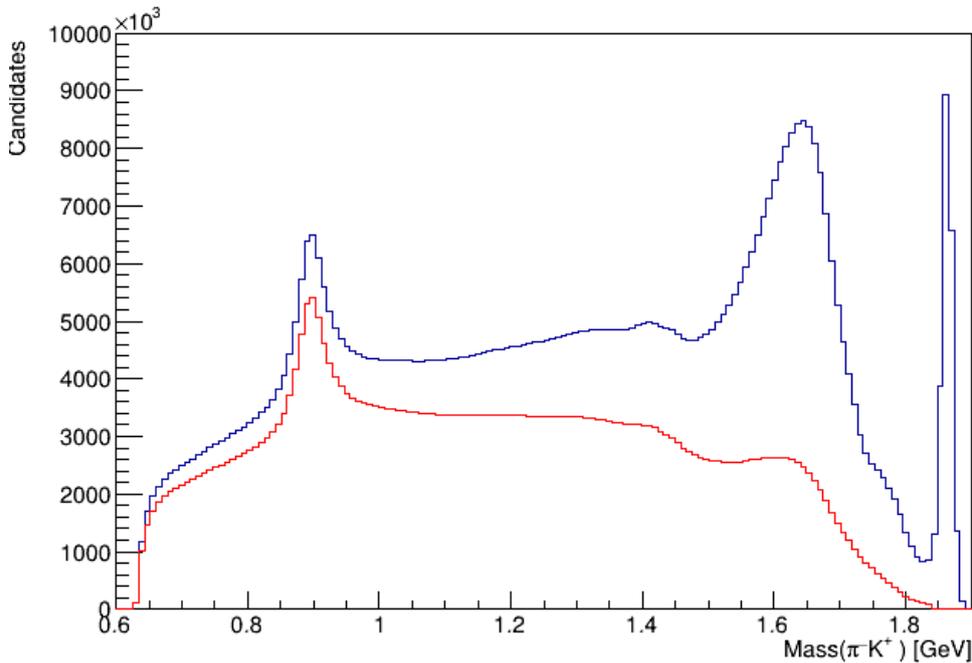


Figura 4.4: Espectro de massa invariante $\pi^- K^+$. Em azul antes dos cortes de eliminação do méson \bar{D}^0 , em vermelho o resultado pós cortes $\chi_{IP}^2 > 25$ e $m(\pi^- K^+) < 1.84$ GeV.

¹O pico em ~ 0.9 GeV é ressonância $K^*(892)$ esperada nesse espectro.

4.2.2 Cortes Fiduciais

Para evitar efeitos de assimetrias de carga na reconstrução das partículas, a polaridade do magneto do LHCb é invertida ao longo da tomada de dados, e os eventos são classificados como "MagUp" e "MagDown". Eventuais assimetrias tendem, portanto, a ser canceladas. Entretanto, ainda assim há regiões no espaço de momento com altas assimetrias em que esse cancelamento pode não ser ótimo. Por precaução, candidatos com traços com configuração nessas regiões são eliminados. Desta forma são aplicados cortes nas regiões de alta assimetria de carga que pode ser vistos nos gráficos de assimetria de momento $p_{x,y} \times p_z$ na Figura 4.5; são assim chamados cortes fiduciais:

$$p_z^{1,2,3} > 3.4 \times |p_x^{1,2,3}| \quad (4-3)$$

$$p_z^{1,2,3} > 3.4 \times |p_y^{1,2,3}| \quad (4-4)$$

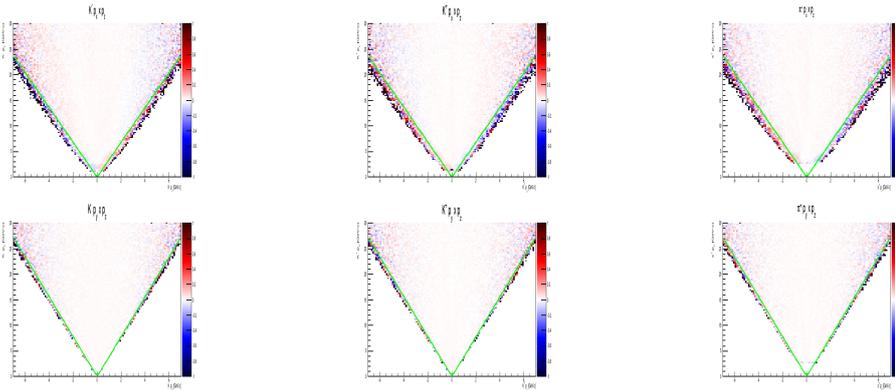


Figura 4.5: Assimetria de carga em função do momento das partículas. Em vermelho a representação de assimetrias de cargas positivas e em azul as negativas. Em verde os cortes fiduciais usados na análise.

4.2.3 Cortes de identificação de partícula

Ainda que o HLT2 já incorpore critérios de PID, estudou-se o impacto de um requerimento extra na identificação da terceira partícula como káon. Para esse estudo foram analisadas as variáveis ProbNNk e PIDK, onde a significância é usada como figura de mérito:

$$Significancia = \frac{S}{\sqrt{S+B}}, \quad (4-5)$$

sendo S o número de candidatos de sinal e B o número de candidatos a *background*. Aqui o número de candidatos de sinal e background são estimados do espectro do Massa($\pi^- \pi^+ K^+$), com os candidatos de sinal compreendidos entre 1955-1980 MeV, subtraídos de *background*, e para candidatos a *background* aqueles dentro dos intervalos 1905-1930 e 2010-2035 MeV.

Desse estudo obteve-se que o valor máximo de significância de 2374 para $PIDK > 8.5$ e 2487 para $probNNk > 0.64$ como pode ser visto na Figura 4.6. Deste modo foi introduzido o corte de $probNNK > 0.64$.

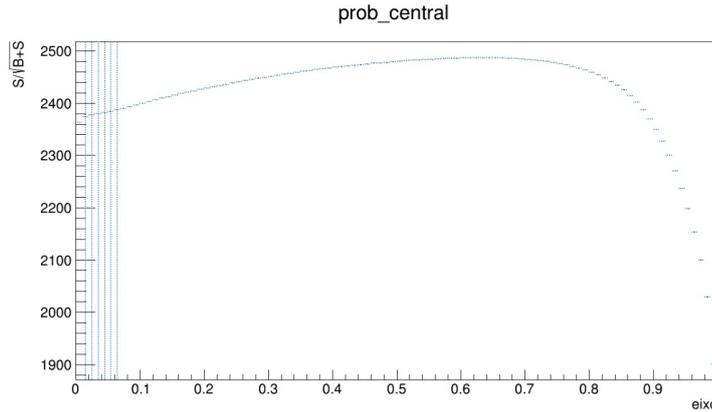


Figura 4.6: Significância do ProbNNk para a terceira partícula.

4.2.4

Treinamento com TMVA

Com todos os critérios de seleção já descritos anteriormente, a amostra seguiu para uma seleção mais refinada através de uma análise multivariada (MVA). Nessa análise foi usado o TMVA (*Toolkit for Multivariate Analysis*) [46].

O algoritmo aprende a distinguir entre candidatos de sinal e *background* em uma etapa de treinamento executada com uma amostra menor, com cerca de 240 mil eventos. Deve-se fornecer uma amostra de sinal, outra de *background*, e uma lista de variáveis que o algoritmo irá usar para classificação. Para essa análise tais informações de sinal e de *background* foram fornecidas através de pesos, calculados por um sPlot [47], através de um ajuste da Massa($\pi^- \pi^+ K^+$) nessa amostra reduzida. As variáveis usadas durante o treinamento são IP_D , $\chi^2_{IP_D}$, LogIP , FD , LogFDchi2 , Pointing , vertex , DIRA , p_D e p_T .

O treinamento pode ser feito usando diversos classificadores. Para os fins deste trabalho foram testados dois deles: o BDT (Boost Decision Tree) e BDTG (Boost Decision Tree Gradient) [48]. A Figura 4.7 apresentam os resultados

desses treinamentos, mostrando que ambos os classificadores são basicamente equivalentes. Foi feito o estudo de significância das variáveis que representam o resultados da aplicação desses treinamentos, valBDT e valBDTG, ao resto do conjunto de dados, que resultou na escolha do BDTG a ser usado, uma vez que ele apresentou um valor máximo de significância ligeiramente melhor, com valor de corte em -0.012. O resultado desse estudo de significância pode ser conferido na Figura 4.8.

Após a seleção de dados com todos os cortes, a amostra final conta com um total de 78 milhões de candidatos. Para identificar quantos candidatos de sinal e de *background* efetivamente se tem nessa amostra, bem como sua pureza, um ajuste se faz necessário.

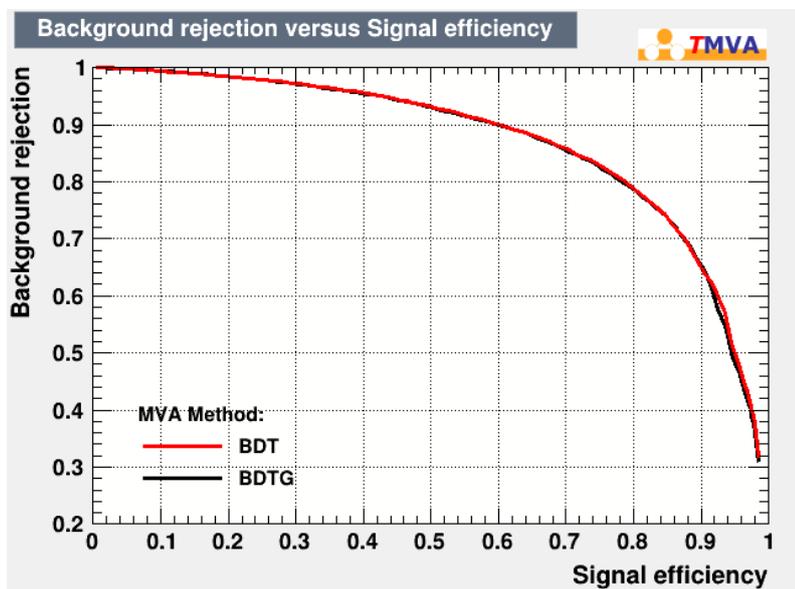


Figura 4.7: Curva de rejeição de *background* vs eficiência de sinal

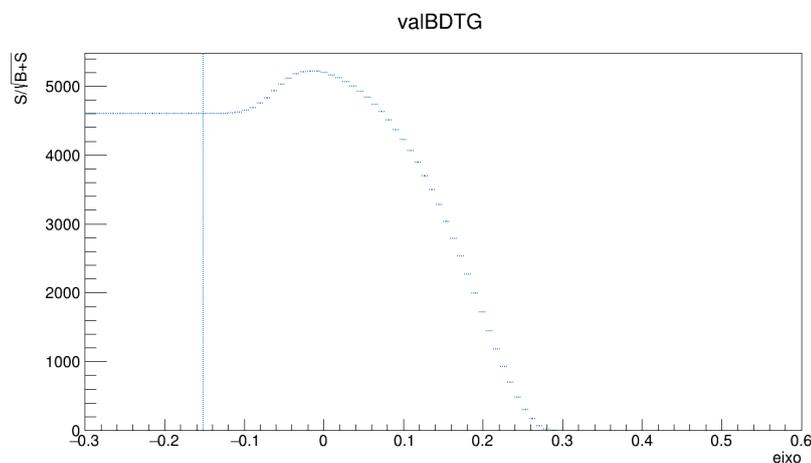


Figura 4.8: Significância do sinal em função do corte de BDTG.

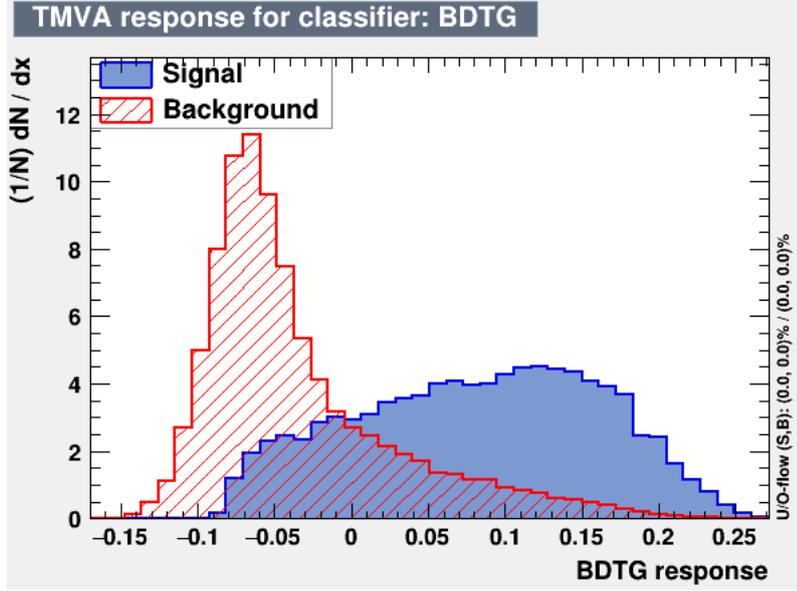


Figura 4.9: Resposta do classificador BDTG para sinal e background.

4.3

Ajuste do espectro de massa $\pi^- \pi^+ K^+$

Para determinar a quantidade de eventos de sinal da amostra, foi feito o ajuste do espectro de massa $\pi^- \pi^+ K^+$ após a seleção final. Esse ajuste foi feito usando o pacote *Roofit* [49]. O modelo usado conta de duas *CrystallBalls* [50] e uma *Gaussian* para representar o sinal e para o *background* uma função exponencial foi usada. A *CrystallBall* é um modelo de função *Gaussian* modificada para incluir efeito de cauda, por exemplo devido a efeitos de radiação. A *CrystallBall* apresenta 4 parâmetros para serem ajustados; o valor médio, a largura, e mais dois parâmetros que definem a forma e a composição da cauda, e está dada por:

$$CB(m|\mu_{CB}, \sigma_{CB}, \alpha, \eta) = N \begin{cases} \exp\left(-\frac{(m-\mu_{CB})^2}{2\sigma_{CB}^2}\right), & \frac{m-\mu}{\sigma_{CB}} > -\alpha \\ A \cdot \left(B - \left(\frac{m-\mu_{CB}}{\sigma_{CB}}\right)^{-\eta}\right), & \frac{m-\mu_{CB}}{\sigma_{CB}} \leq -\alpha \end{cases} \quad (4-6)$$

Aqui μ_{CB} é o valor médio, σ_{CB} é a largura e α e η são os parâmetros da cauda exponencial, e m no nosso caso a massa ($\pi^- \pi^+ K^+$). N é a normalização dessa função e os valores A e B são dados por:

$$A = \left(\frac{\eta}{|\alpha|}\right)^\eta \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \quad (4-7)$$

$$B = \frac{\eta}{|\alpha|} - |\alpha| \quad (4-8)$$

$$N = \frac{1}{\sigma(C + D)} \quad (4-9)$$

sendo

$$C = \frac{\eta}{|\alpha|} \cdot \frac{1}{\eta - 1} \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \quad (4-10)$$

$$D = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{|\alpha|}{\sqrt{2}}\right)\right) \quad (4-11)$$

A Gaussiana é parametrizada como:

$$\operatorname{Gauss}(m|\mu, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{m - \mu}{\sigma}\right)^2\right) \quad (4-12)$$

A parametrização usada para o sinal assume a forma :

$$P_{sig} = f_G \cdot \operatorname{Gauss} + f_{CB1} \cdot \operatorname{CB1} + (1 - f_G - f_{CB1}) \cdot \operatorname{CB2} \quad (4-13)$$

Aqui f_G e f_{CB1} são frações relativas da Gaussiana e da primeira CrystalBall e $(1 - f_G - f_{CB1})$ a fração relativa da segunda Crystalball. O modelo de *background* ajustado como uma função exponencial tem apenas como parâmetro livre τ :

$$P_{bkg}(m, \tau) = \exp(-\tau m) \quad (4-14)$$

O modelo de ajuste assume a forma :

$$F(m) = N_{sig} \cdot P_{sig} + N_{bkg} \cdot P_{bkg}, \quad (4-15)$$

onde N_{sig} e N_{bkg} são o número de candidatos de sinal e background e são parâmetros de ajuste.

Esse estudo contou com amostras de simulações de Monte Carlo a fim de auxiliar no ajuste da amostra final de dados. Tais amostras são produzidas para reproduzirem as condições em que os eventos foram coletados no LHCb [51]. Para reproduzir a interação próton-próton a 13 TeV, que ocorre dentro do Velo, é usado o Pythia 8 [52], que fornece como resultado um chuveiro de hádrons que simula o que ocorre pós-colisão próton-próton no LHCb. De modo então a simular o comportamento de decaimento desses hádrons, o programa EvtGen [53] é usado; em seguida, tais resultados passam pelo Gent4 [54] a fim de simular efeitos de detecção das partículas produzidas. Por fim é simulada

a passagens dos dados pelo *Trigger*.

Variável	Corte
p_i [GeV]	> 2.0
p_{t_i} [GeV]	> 0.25
p_{D_s} [GeV]	14.0
$p_{t_{D_s}}$ [GeV]	2.1

Tabela 4.3: Cortes do Monte Carlo aplicados a nível gerador

A amostra de Monte Carlo inicialmente contava com 2.6 milhões de eventos, após cortes iniciais de geradores e *Trigger* (*turbo line*), de modo que ela represente fielmente o comportamento de sinal da amostra de dados executou-se nela os mesmos critérios de seleção que os dados foram submetidos. A amostra final de Monte Carlo ao qual o ajuste foi feito contou com 1.7 milhões de eventos. Para tal ajuste apenas o modelo de sinal foi usado, já que não há *background*. O resultado desse ajuste pode ser conferido na Figura 4.10.

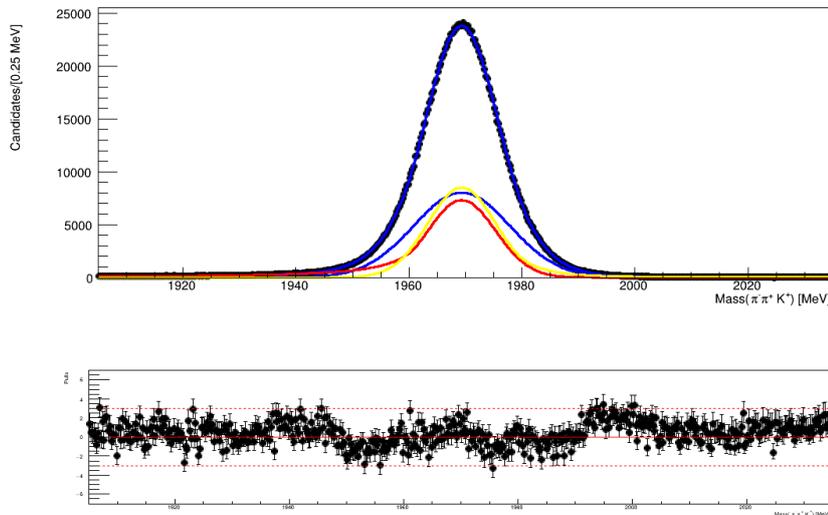


Figura 4.10: Espectro de massa $\pi^- \pi^+ K^+$ para as amostras de Monte Carlo após a seleção final, com o ajuste superposto.

O objetivo de ajustar uma amostra de Monte Carlo dessa forma é obter alguns parâmetros que compõe o modelo de sinal, e assim fixá-los no ajuste da amostra final de dados. Os parâmetros que foram fixados do ajuste dos dados de Monte Carlo são os que definem a forma das caudas das CrystallBall e as frações relativas entre elas.

O resultado do ajuste nos dados finais pode ser conferido na Tabela 4.4, incluído aqueles parâmetros que foram fixados do ajuste do Monte Carlo. O espectro de massa ($\pi^- \pi^+ K^+$) com o ajuste está mostrado na Figura 4.11.

Parâmetros livres	
μ [MeV]	1968.853 ± 0.004
σ [MeV]	9.60 ± 0.03
τ_{bkg}	-0.000601 ± 0.000009
Nsig	$3.478e+07 \pm 8013$
Nbkg	$4.3307e+07 \pm 8526$
Parâmetros fixados	
α_{CB1}	1.31649
α_{CB2}	-1.58320
η_{CB1}	1.66353
η_{CB2}	3.97483
f_G	0.343924
f_{CB1}	0.300640

Tabela 4.4: Parametros do ajuste

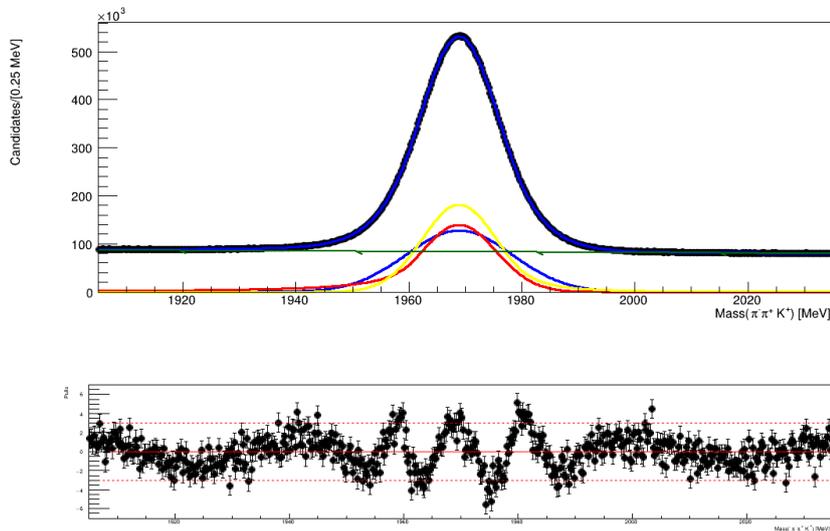


Figura 4.11: Espectro de massa $\pi^- \pi^+ K^+$ após a seleção final, com o ajuste superposto.

Para o estudo de busca de violação de CP, define-se uma região de sinal de $2\sigma_{eff}$ em torno de μ , sendo:

$$\sigma_{eff} = \sqrt{\sigma_{gauss}^2 \cdot f_G + \sigma_{CB1}^2 \cdot f_{CB1} + \sigma_{CB1}^2 \cdot (1 - f_G - f_{CB1})} \quad (4-16)$$

Com os valores do ajuste, a largura efetiva foi de 9.65 MeV, a região de sinal é 1949.5 - 1988.1 MeV. Nessa região, o número de candidatos presentes é da ordem de 45 milhões, sendo 32 milhões de candidatos de sinal e 13 milhões de *background*. O *Dalitz plot* dessa amostra para a região de sinal definida está apresentado na Figura 4.12.

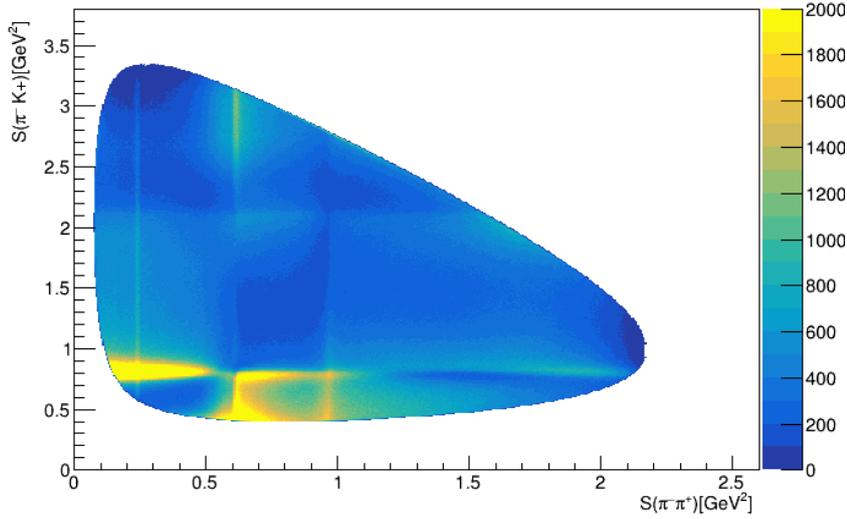


Figura 4.12: *Dalitz plot* da região de sinal da amostra

Pode-se calcular a pureza dessa amostra como sendo o número de candidatos a eventos de sinal sobre número de candidatos totais da janela de sinal,

$$Pureza = \frac{(Nsig_{\sigma})_{eff}}{(Nsig_{\sigma})_{eff} + (Nbk_{g_{\sigma}})_{eff}}, \quad (4-17)$$

onde $(Nsig_{\sigma})_{eff}$ se refere ao número de candidatos de sinal na região da largura efetiva e o $(Nbk_{g_{\sigma}})_{eff}$ os de *background*. A amostra tem 71 % de pureza.

4.4

Seleção dos canais de controle

Com o intuito de checar possíveis efeitos de assimetrias de produção e detecção do méson D_s^+ , foram-se conduzidos estudos com canais de controle. Para os fins dessa análise, foram escolhidos os canais de controle $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, que são favorecidos por Cabibbo, logo não são

esperados efeitos de violação de CP. O primeiro foi escolhido por ter o mesmo estado final ao o canal analisado, a menos das cargas, enquanto o segundo foi escolhido por ser um D_s^+ .

A proposta é verificar se há assimetrias que não tenham relação com a violação de CP. Tais efeitos podem ser introduzidos de diversas formas no experimento. Os de produção vêm do fato que o méson D_s^- ($\bar{c}s$) é ligeiramente mais produzido que o méson D_s^+ ($c\bar{s}$) em colisões próton-próton. Já os de detecção podem, por exemplo, ser devidos a assimetrias de carga introduzidas pelo próprio detector.

Foram selecionadas amostras de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ com cerca de 50 e 40 milhões de eventos, respectivamente. Essas amostras foram tomadas também durante o runII do LHC. Assim como o canal de interesse, também passaram pela seleção online de eventos do *Trigger* e por uma pré-seleção, com os critérios mostrados nas Tabelas 4.1 e 4.2.

Apesar desses canais já serem bastante limpos, a eles também foi aplicado o mesmo treinamento que o canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ para impor o mesmo corte de valBDTG. As amostras de controle após a seleção final contam com aproximadamente 30 milhões de candidatos a eventos de sinal, valor equivalente a amostra de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$. Os gráficos dos espectros de massa bem como seus *Dalitz plot* podem ser conferidos nas Figuras 4.13 e 4.14.

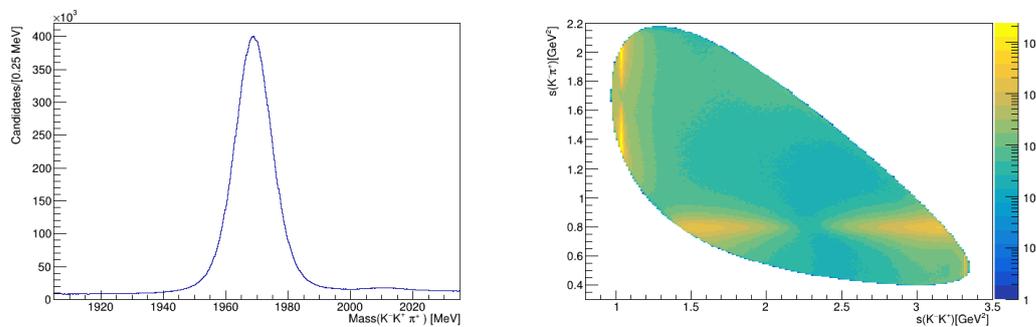


Figura 4.13: Espectro de massa $K^- K^+ \pi^+$ (esquerda) e *Dalitz plot* (direita) dos eventos da região 1.95-1.99 GeV para a amostra $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

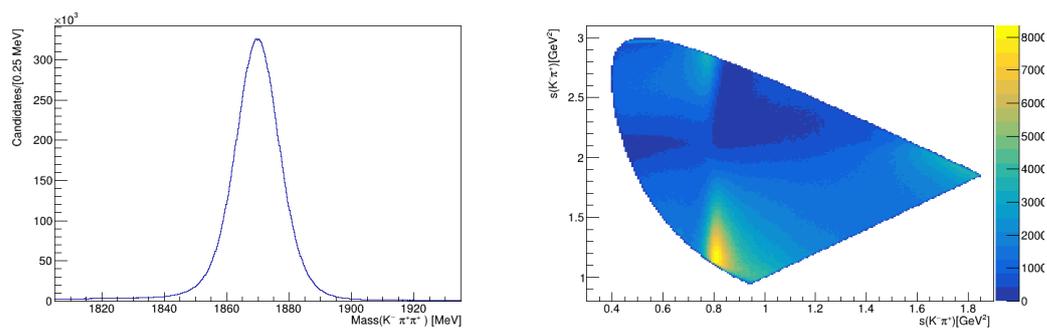


Figura 4.14: Espectro de massa $K^- \pi^+ \pi^+$ (esquerda) e *Dalitz plot* (direita) dos eventos da região 1.85-1.89 GeV para a amostra $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

5

Busca de violação de CP no canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$: Metodologia e estudo de assimetria de carga

Uma vez que os candidatos foram devidamente selecionados, eles podem ser submetidos a técnicas de análise com o objetivo de buscar violação de CP. Como visto anteriormente, em sistemas de decaimentos em 3 corpos a dinâmica é descrita através de seu espaço de fase, o *Dalitz plot*. Devido às interferências entre os vários estados ressonantes formados, sensíveis às fases, a comparação da distribuição de eventos nos *Dalitz plot* de D_s^+ e D_s^- é uma importante ferramenta para busca de violação de CP.

A estratégia usada nesse trabalho está baseada em uma técnica modelo-independente, que não lida com parametrização do espaço de fase, e feita através da comparação de diferença estatística entre populações de regiões que compõem o espaço de fase de partícula e de antipartícula, técnica essa conhecida como Mirandizing [12].

5.1

Descrição do Método de Mirandizing

Diferente de outros métodos, o Mirandizing não tem como objetivo medir as assimetrias envolvidas de CP no *Dalitz plot*: é um método de busca. Nesse método se estudam os *Dalitz plots* de partícula, D_s^+ , e antipartícula, D_s^- , então divididos em regiões, aqui chamados de *bins*. O valor da significância estatística da diferença de população é calculado para cada *bin*, tal como

$$S_{cp}^i = \frac{N^i(D_s^+) - \alpha N^i(D_s^-)}{\sqrt{\alpha(N^i(D_s^+) + N^i(D_s^-))}}, \quad \alpha = \frac{N_{tot}(D_s^+)}{N_{tot}(D_s^-)}, \quad (5-1)$$

onde $N^i(D_s^+)$ e $N^i(D_s^-)$ são as populações de eventos para o *i*-ésimo *bin* definido nos *Dalitz plots* de D_s^+ e D_s^- respectivamente. $N_{tot}(D_s^+)$ e $N_{tot}(D_s^-)$ são as populações totais dos *Dalitz plot* de partícula e antipartícula, e α é um fator introduzido para remover possíveis contribuições de assimetrias globais que possam vir a surgir devido a assimetrias de produção, de detecção ou mesmo uma assimetria CP global. A fim de evitar *bins* de muito baixa contagem, é imposta a condição de que só sejam computados *bins* com mais de 20 eventos.

Quando não existem assimetrias locais, os valores de S_{CP}^i tendem a

formar uma distribuição Gaussiana de média 0 e largura 1, e qualquer desvio desse comportamento pode ser associado a indícios de violação de CP, sempre e quando não haja efeitos espúrios como assimetrias locais devido à produção e detecção. O grau de confiança nos resultados pode ser conferido através de um *p-value*, que é definido a partir de um χ^2 ($\chi^2 = \sum (S_{cp}^i)^2$) e o número de graus de liberdade¹.

O *p-value* [55] é um conceito estatístico definido para testes de hipóteses, mas para os fins dessa análise pode ser entendido como a probabilidade de se obter, para um dado número de graus de liberdade, sob a hipótese de não se ter violação de CP (hipótese nula), um χ^2 tão alto quanto o observado [56]. Através do valor de *p-value* é possível então dizer se as diferenças entre *Dalitz plot* de partícula e antipartícula são devido a flutuações estatísticas, apenas. O *p-value* ainda pode ser convertido em uma medida de desvio padrão entre as amostras. Nas definições da estatística Gaussiana o *p-value* 0.03 implicaria em uma diferença de 3σ , sendo σ um desvio padrão. Para os fins de observação de violação de CP, é requerido que o *p-value* seja $< 3 \times 10^{-7}$, o que representaria efeitos de violação de CP de mais de 5σ .

As binagens que foram usadas nesse trabalho para estudo do canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ foram de dois tipos: uniforme e adaptiva. A binagem uniforme é feita basicamente criando regiões retangulares de mesmo tamanho no *Dalitz plot*. A adaptiva por sua vez é formada de regiões retangulares que apresentam a mesma população de eventos em cada *bin*. Exemplos dessas binagens podem ser vistas na Figura 5.1.

5.2

Testes Nulos: Mirandizing com Preenchimento Aleatório

De modo a validar o método de Mirandizing, um conjunto de testes nulos foram conduzidos. Para esse estudo os *Dalitz plot* que são analisados pelo método em questão não são separados por carga, mas sim preenchidos com eventos selecionados de forma aleatória tanto de D_s^+ quanto de D_s^- , sendo construídos de maneira a um dos *Dalitz plot* apresentar um número de eventos levemente maior que o outro, cerca de 0.25% a mais, criando efeitos de "assimetria global" e desse modo permitindo mostrar que o método não é sensível a tais efeitos. Esse teste foi conduzido em *Dalitz plots* com 24.449.584 eventos e 24.205.929 eventos, obtendo um $\alpha=1.01$, sendo esses eventos vindos da região de sinal da amostra definido do ajuste de massa ($\pi^- \pi^+ K^+$) como 1949.5 - 1988.1 MeV, discutido no Capítulo 4.

¹Os graus de liberdade aqui são apresentados como sendo o número de *bins*-1.

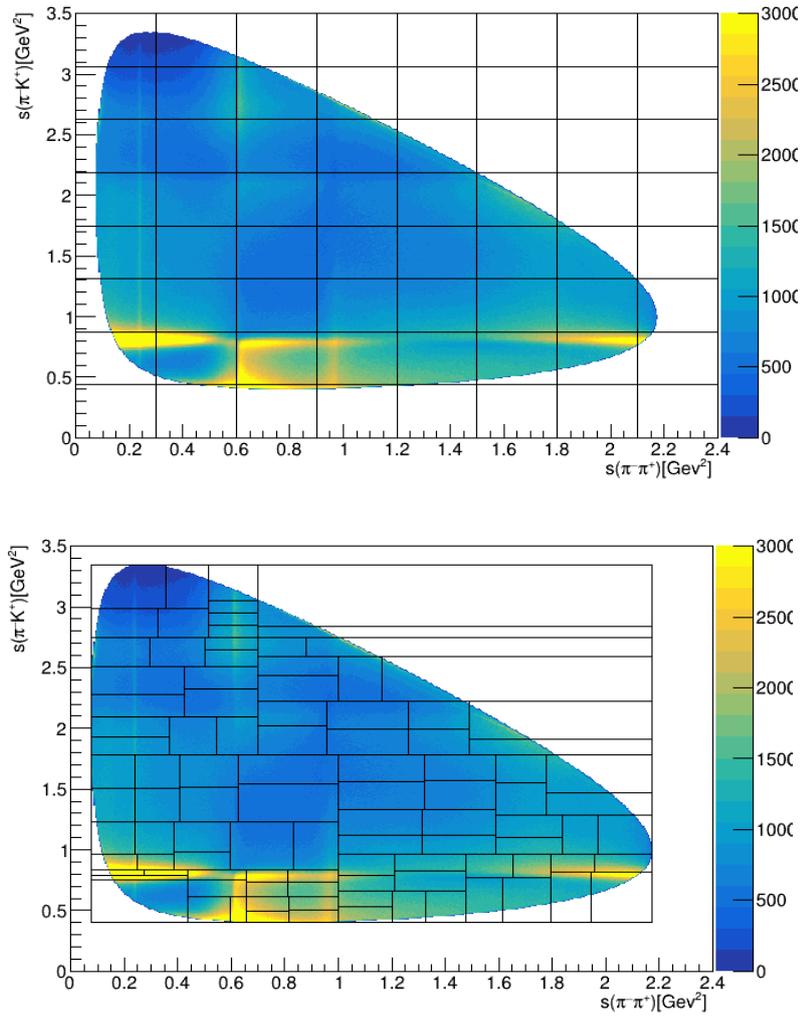


Figura 5.1: Exemplo de duas binagens usadas no canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, sendo a primeira uniforme e a segunda adaptiva.

Esses estudos foram conduzidos com um conjunto de binagens uniformes de 8×8 bins e 14×14 bins totalizando 47 bins e 124 bins preenchidos, respectivamente; já pro adaptivo foram usados conjuntos de 25, 50, 75 e de 100 bins. Os resultados do teste nulo podem ser conferidos nas distribuições de S_{CP} aqui apresentadas nas Figuras 5.2 e 5.3 para as binagens de 47 uniforme e 25 adaptiva; outras binagens que foram feitas para esse teste podem ser conferidas no apêndice A dessa dissertação. Nessas figuras, o histograma bidimensional à esquerda mostra como os valores de S_{CP} variam ao longo do Dalitz plot, enquanto no histograma da direita é apresentada sua distribuição. O que se espera, caso não sejam observadas assimetria, é que o histograma obtido à direita obedeça uma distribuição Gaussiana centrada em 0 e com largura 1. Os valores de p -value, χ^2 e graus de liberdade podem ser conferidos nas Tabelas 5.1 e 5.2. Os resultados obtidos para esse teste são condizentes com

distribuições Gaussianas, o que corrobora o método.

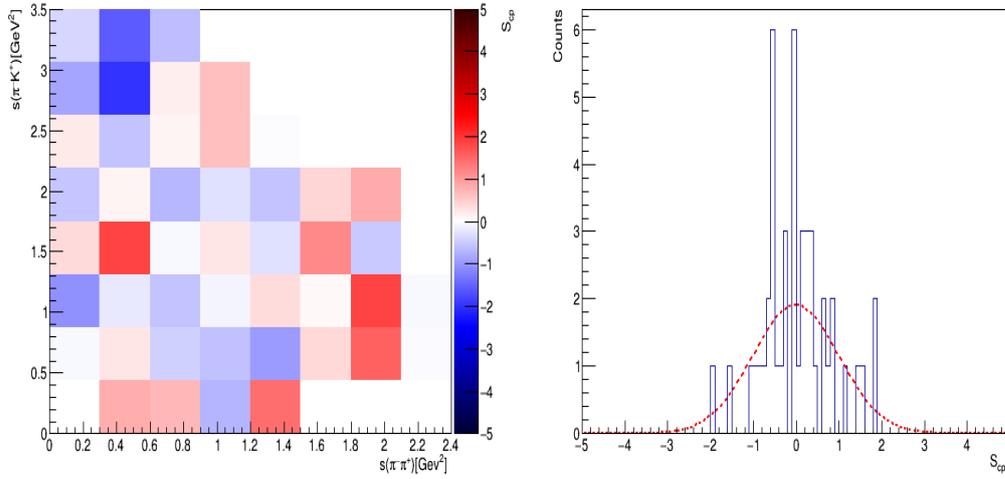


Figura 5.2: Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 47 bins nos testes nulos de divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV.

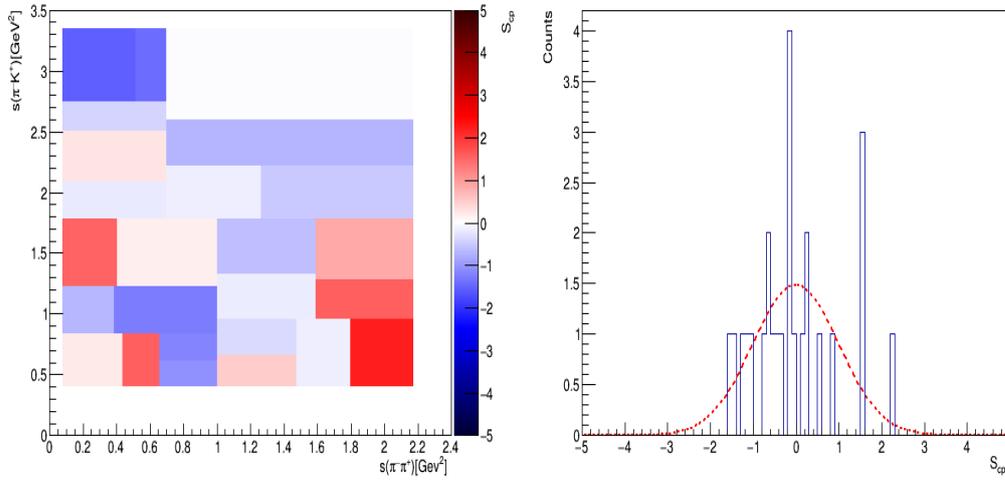


Figura 5.3: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 25 bins nos testes nulos de divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV.

variável	47 bins	124 bins
χ^2	29.2	122
graus de liberdade	46	124
<i>p-value</i>	0.96	0.49

Tabela 5.1: Resultados do estudo de Mirandizing aplicado a amostras com divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV para binagens uniforme.

variável	25 bins	50 bins	75 bins	100 bins
χ^2	23.8	34.7	78.9	108
graus de liberdade	24	49	74	99
<i>p-value</i>	0.47	0.94	0.33	0.25

Tabela 5.2: Resultados do estudo de Mirandizing aplicado a amostras com divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV para binagens adaptivas.

5.3

Estudo de Mirandizing para o *background* de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

Um entendimento sobre possíveis efeitos de assimetrias de carga devido ao *background* se faz necessário para descartar efeitos espúrios nos dados ao se estudar a região de sinal, considerando que a amostra tem pureza de cerca de 71%.

Para estudar o *background* tomam-se os eventos nas regiões de massa laterais à região de sinal, como mostrado na Tabela 5.3. São duas regiões: janela esquerda e janela direita, que serão estudadas juntas e também separadamente.

Janela esquerda	$1915 < \text{Massa}(\pi^- \pi^+ K^+) < 1935$ MeV
Janela Direita	$2005 < \text{Massa}(\pi^- \pi^+ K^+) < 2025$ MeV

Tabela 5.3: Regiões de massa($\pi^- \pi^+ K^+$) para estudo de *background*.

Para estudar tais regiões foi aplicado o método de Mirandizing em *Dalitz plot* separados por cargas ou seja, combinações $(\pi^- \pi^+ K^+)$ e $(\pi^+ \pi^- K^-)$. O número de eventos para cada uma dessas amostras, bem como os respectivos valores de α , podem ser visto na Tabela 5.3.

Região	α	eventos ($\pi^- \pi^+ K^+$)	eventos ($\pi^+ \pi^- K^-$)
Janela Esquerda	1.020	4.117.615	4.038.029
Janela Direita	1.020	3.694.672	3.621.143
Todo <i>background</i>	1.020	7.812.287	7.659.172

Tabela 5.4: Número de eventos e fator α para as amostras de *background*

5.3.1 Binagem uniforme

Em uma primeira abordagem se estudou a região de *background* através de binagem uniforme. O resultado apresentado nas Figuras 5.4, 5.5 e 5.6 são referentes a 46 *bins*, mas no apêndice A estão apresentados o resultado desse estudo para 124 *bins*. Assim como ocorreu nos testes nulos, a distribuição de valores de S_{CP} para essa binagem obedeceu uma distribuição Gaussiana, não caracterizando indícios de assimetria de carga. Os valores de *p-value*, χ^2 e do número de graus de liberdade para 46 e para 124 *bins* são apresentados nas Tabelas 5.5 e 5.6.

PUC-Rio - Certificação Digital N° 2012830/CA

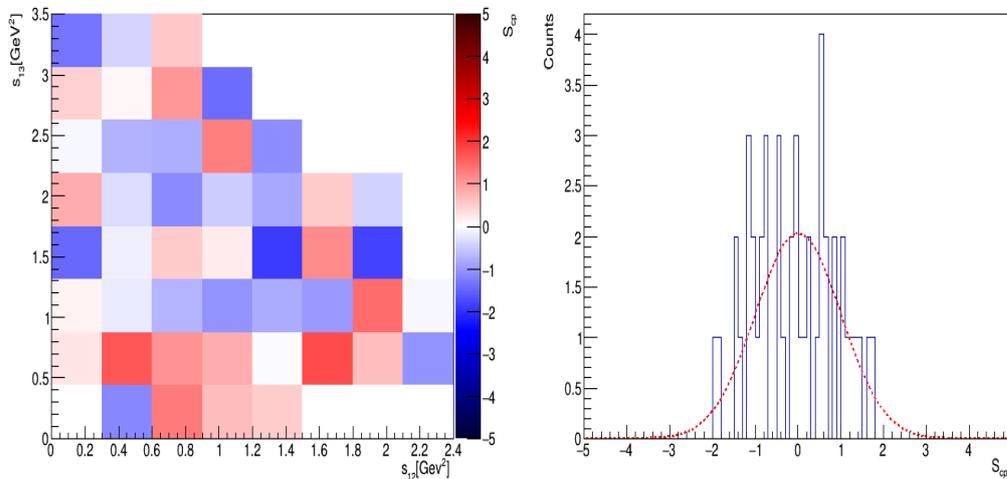


Figura 5.4: Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 46 *bins* para o *background* de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.

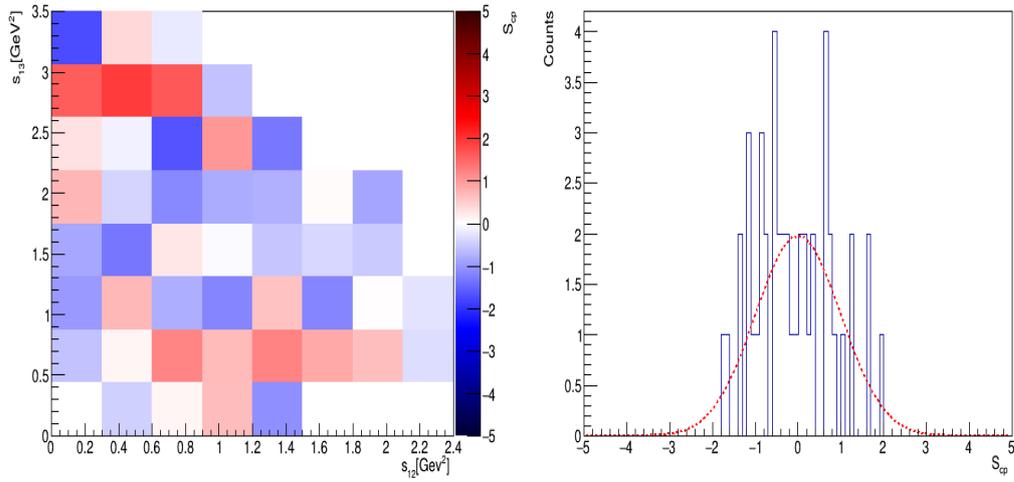


Figura 5.5: Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 46 bins para o background na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.

PUC-Rio - Certificação Digital N° 2012830/CA

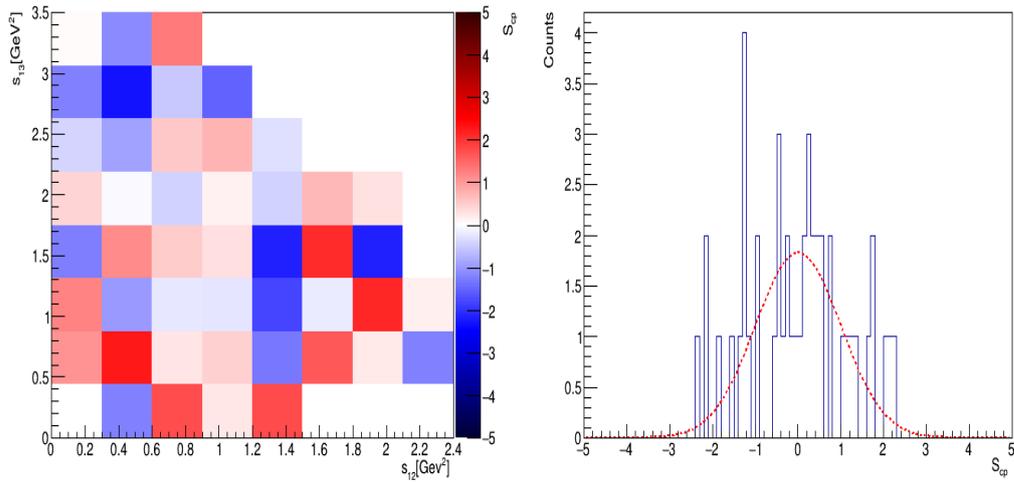


Figura 5.6: Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 46 bins para o background na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.

variável	Todo <i>background</i>	janela direita	janela esquerda
p -value	0.57	0.04	0.76
χ^2	42.6	63.5	37.9
graus de liberdade	46	46	46

Tabela 5.5: Resultado do estudo Mirandizing para a background de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ usando 46 bins.

variável	Todo <i>background</i>	janela direita	janela esquerda
p -value	0.77	0.13	0.51
χ^2	111	139	122
graus de liberdade	124	122	124

Tabela 5.6: Resultado do estudo Mirandizing para a background de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ usando 124 bins.

5.3.2 Binagem adaptiva

Além de binagens uniforme, esse trabalho também estudou aplicações do método de Mirandizing com o uso de binagens adaptativas de 25, 50, 75 e 100 *bins*, as mesmas usadas nos estudos de teste nulo. Nas distribuições apresentadas nas Figuras 5.7, 5.8 e 5.9 estão apresentados os resultados para 25 *bins*, os resultados para 50, 75 e 100 *bins* estão apresentados no Apêndice B. O estudo retornou valores de S_{CP} que obedecem uma distribuição Gaussiana em todos os casos. Com as distribuições apresentadas, ao se fazer separação de janelas esquerda e direita, entretanto, vemos que os resultados da janela direita apresentam alguns valores de p -value abaixo (mas próximos) de 1%. Ao analisar conjuntamente as janelas, esse efeito não é observado. Os valores de p -value, χ^2 e número de graus de liberdade são apresentados nas Tabelas 5.7, 5.9 e 5.8.

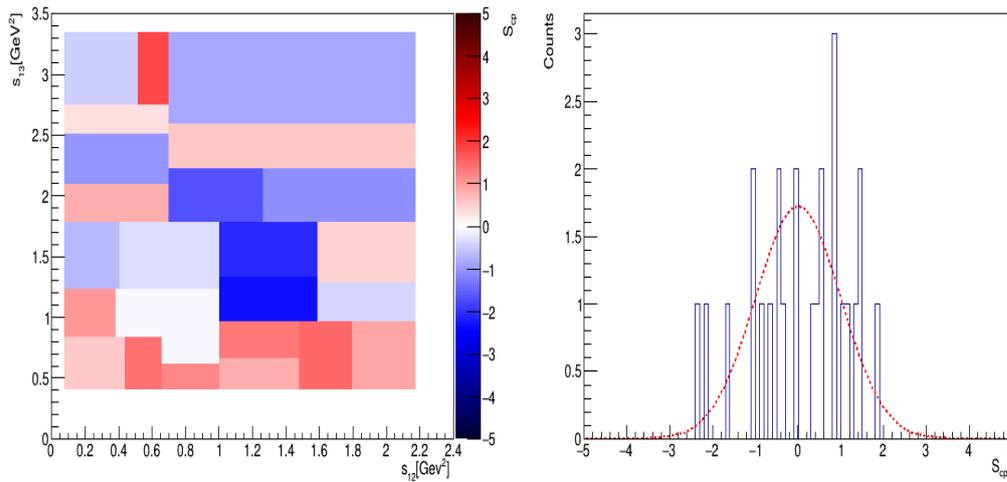


Figura 5.7: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptativa de 25 *bins* para o background $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.

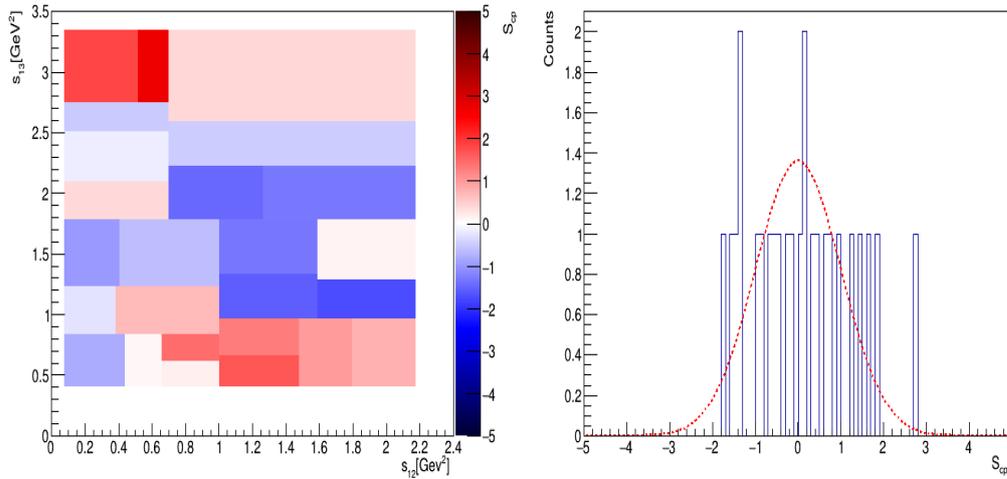


Figura 5.8: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 25 bins para o background na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.

variável	25 bins	50 bins	75 bins	100 bins
p -value	0.13	0.24	0.49	0.10
χ^2	31.5	55.7	73.5	119
graus de liberdade	24	49	75	100

Tabela 5.7: Resultado do estudo Mirandizing para o background de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.

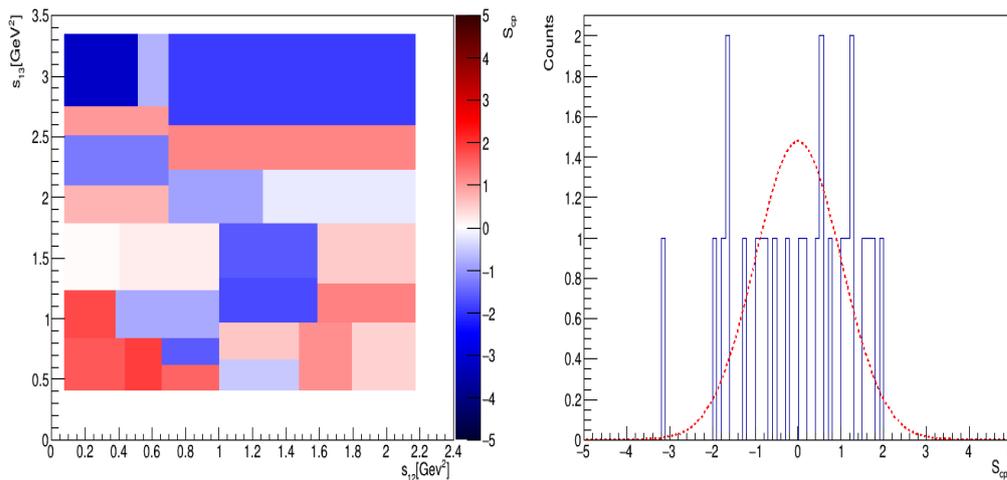


Figura 5.9: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 25 bins para o background na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.

variável	25 bins	50 bins	75 bins	100 bins
p -value	0.09	0.39	0.32	0.24
χ^2	33.6	51.0	79.3	108
graus de liberdade	24	49	74	99

Tabela 5.8: Resultado do estudo Mirandizing para o background na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.

variável	25 bins	50 bins	75 bins	100 bins
p -value	0.006	0.005	0.27	0.007
χ^2	44.9	78.0	80.9	136
graus de liberdade	24	49	74	99

Tabela 5.9: Resultado do estudo Mirandizing para a background na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.

5.3.3 Resultado do estudo de *background*

Os resultados aqui apresentados tanto para as binagens uniforme quanto para as binagens adaptativas são de que não há indicio de assimetria locais nas regiões de *background* definidas anteriormente.

5.4 Canais de controle

A fim de assegurar que não haja assimetrias de cargas espúrias devido a efeitos de produção e detecção, foi feito um estudo com dois canais de controle, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. Ambos os canais são favorecidos por Cabibbo, ou seja, não são esperados efeitos de violação de CP para os mesmos. Para esse estudo foram usadas amostras de 50 milhões de eventos de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e 40 milhões de eventos de $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, fazendo com que haja algo da ordem de 30 milhões de eventos após aplicados os cortes de seleção, um valor próximo ao número de candidatos de sinal da amostra de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$.

5.4.1 Canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

O canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ é um canal de controle interessante porque tem as mesmas partículas no estado final, apesar de com configuração de carga diferente. O canal apresenta dois píons idênticos em seu estado final e terá

um espaço de fase simetrizado, com isso todas as estruturas que são vistas na parte superior do *Dalitz plot* são equivalentes a inferior. Com isso se usa o chamado *Dalitz plot* "folded", com as variáveis $s_{low}(K^- \pi^+)$ e $s_{high}(K^- \pi^+)$ onde essas são, respectivamente, a menor e a maior entre os valores $s_{12}(K^- \pi^+)$ e $s_{13}(K^- \pi^+)$ para cada evento.

Para essa análise se usou a janela de sinal aqui definida como $1850 < \text{massa}(K^- \pi^+ \pi^+) < 1890$ MeV, apresentando um $\alpha=0.971$ e tendo 15,7 milhões de eventos para candidatos ($K^- \pi^+ \pi^+$) e 16,1 milhões de candidatos ($K^+ \pi^- \pi^-$). O Dalitz plot para a amostra conjunta de D^+ e D^- está apresentado na Figura 5.10.

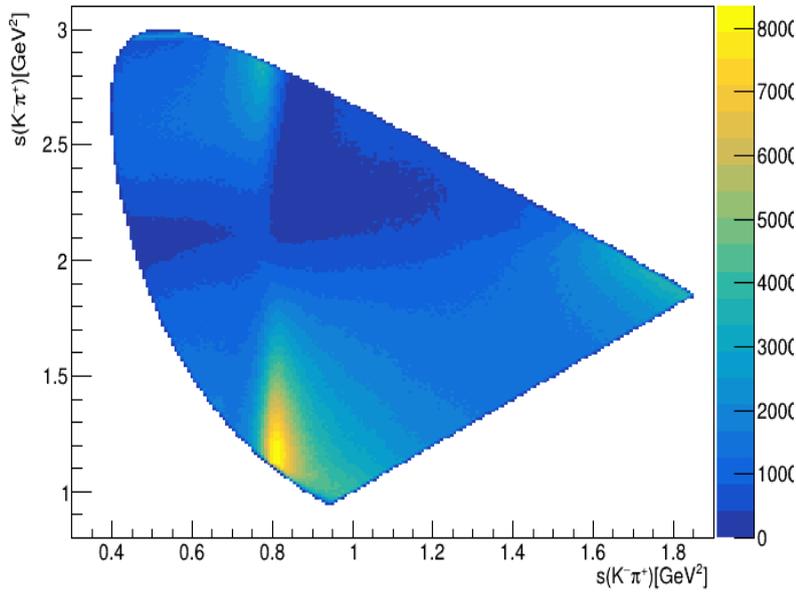


Figura 5.10: Dalitz *plot* para a amostra conjunta de D^+ e D^- no canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.

Para a binagem uniforme foram usadas divisões de 8×8 bins e 14×14 , ou 45 e 122 bins, tal como usado para análise do canal de interesse. Na Figura 5.11 é apresentada a distribuição de S_{CP} desse canal para caso de 45 bins, sendo ela e a binagem de 122 (apresentada no apêndice C) compatíveis com distribuições Gaussianas com *p-values* de 43% e 69%, respectivamente. Os valores de χ^2 e o número de graus de liberdade podem ser conferidos na Tabela 5.10.

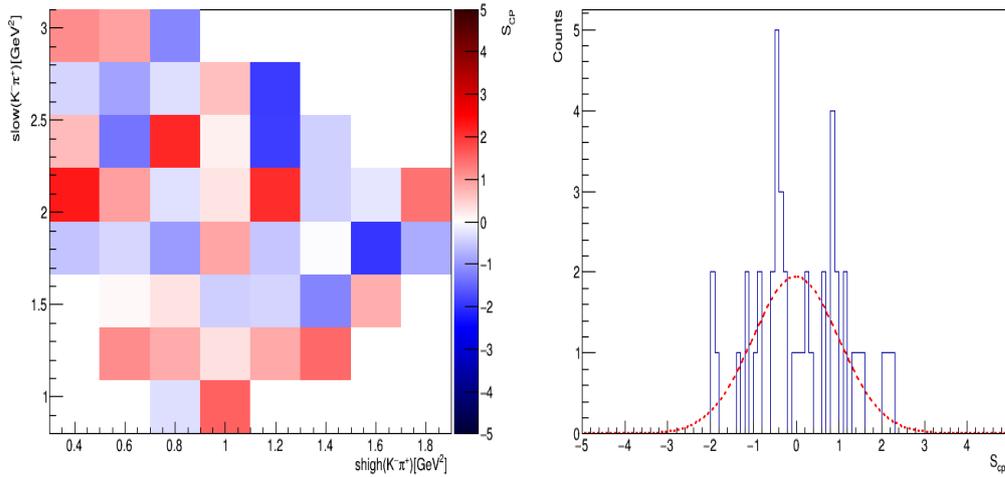


Figura 5.11: Distribuição de S_{cp} para binagem uniforme de 45 bins para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.

variável	47 bins	124 bins
p -value	0.43	0.69
χ^2	42.8	104
graus de liberdade	45	122

Tabela 5.10: Resultado para binagem uniforme para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal de controle $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.

Para o estudo com binagem adaptiva foram usados 4 conjuntos 25, 50, 75 e 100 bins. Para 25 bins o resultado é apresentado na Figura 5.12 para sua distribuição de S_{CP} , outras distribuições estão disponíveis no apêndice A. Novamente as distribuições obedecem uma distribuição Gaussiana.

Dos resultados aqui apresentados é possível então garantir que não se é sensível a nenhum efeito de assimetria vista nesse canal de controle, nem na binagem adaptiva e nem na uniforme. Os resultados de p -value, χ^2 e número de graus de liberdade para binagem adaptiva podem ser conferido na Tabela 5.11.

variável	25 bins	50 bins	75 bins	100 bins
p -value	0.86	0.86	0.55	0.22
χ^2	16.8	38.6	73.0	111
graus de liberdade	24	49	75	100

Tabela 5.11: Resultados para binagens adaptivas para a região de sinal 1850-1890 MeV para o canal de controle $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.

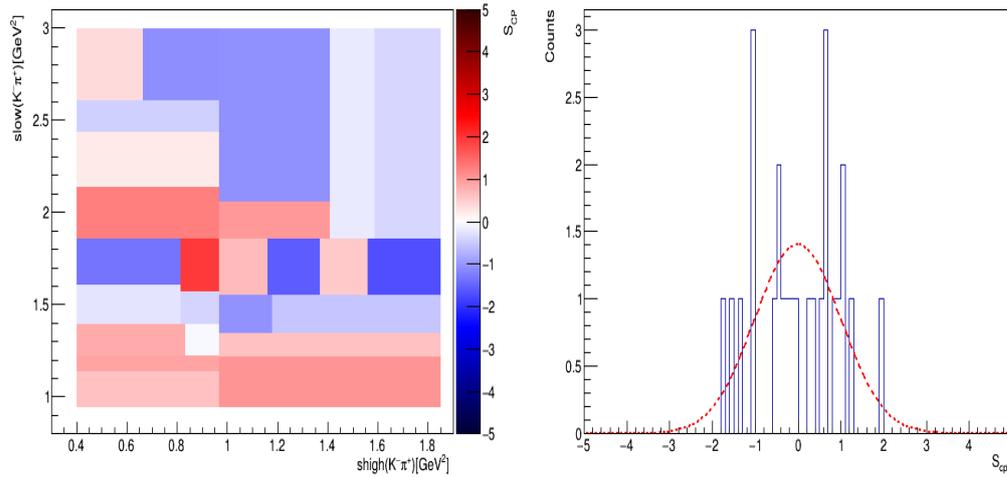


Figura 5.12: Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 25 bins para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$.

5.4.2

O canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

O canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$ nessa análise foi escolhido como canal de controle por compartilhar a mesma partícula mãe que o canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. A amostra pós seleção conta com aproximadamente 30 milhões de eventos, e foi-se usada 1949.5 - 1988.1 MeV como região de sinal para análise. Nela tem-se que 12,7 milhões de eventos são $(K^- K^+ \pi^+)$ e 12,8 milhões de eventos são $(K^+ K^- \pi^-)$, dando um $\alpha = 0.992$. O *Dalitz plot* pode ser visto na Figura 5.13.

Assim como feito para o outro canal de controle, foi feita uma análise de Mirandizing em uma binagem uniforme com 8×8 bins e 14×14 bins totalizando um total de 45 e 118 bins a serem analisados. As distribuições de S_{CP} nessa binagem são compatíveis com distribuições normais, aqui apresentados na Figuras 5.14 para 45 bins e o resultado para 118 bins pode ser conferido no Apêndice A. Os resultados indicam que também não existem assimetrias nesse canal mensuráveis nessa binagem. Os valores de *p-value*, χ^2 e número de graus de liberdade dessa análise podem ser conferidos na Tabela 5.12.

variável	45 bins	118 bins
<i>p-value</i>	0.011	0.028
χ^2	68.4	147.9
graus de liberdade	45	118

Tabela 5.12: Resultados para binagens uniforme para a região de sinal 1949.5 - 1988.1 MeV no canal de controle $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.

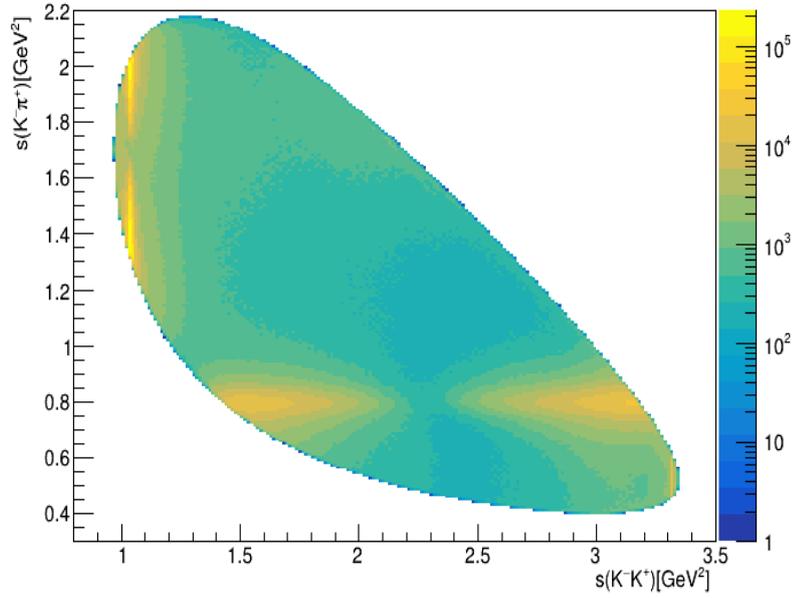


Figura 5.13: *Dalitz plot* para a amostra conjunta de D_s^+ e D_s^- no canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.

PUC-Rio - Certificação Digital N° 2012830/CA

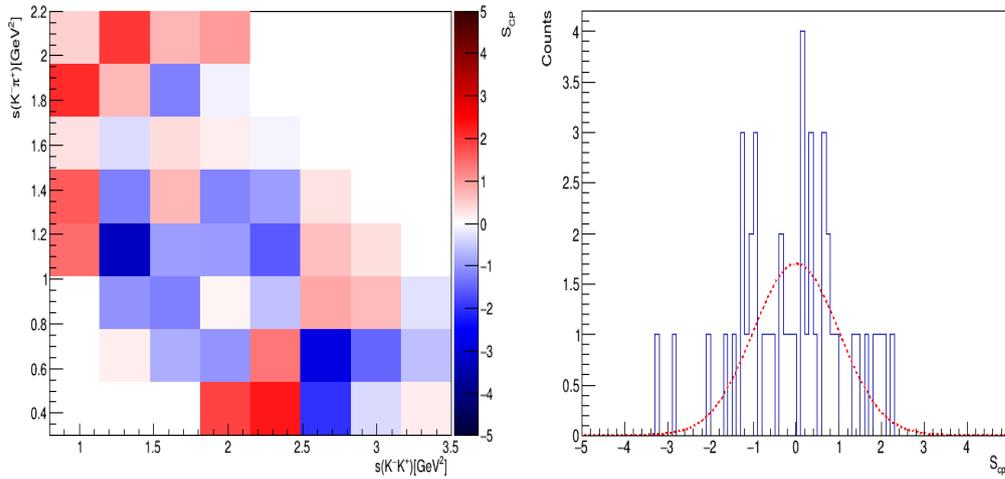


Figura 5.14: Distribuição de S_{cp} para binagem uniforme com 45 *bins* para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.

Nesse canal ainda foram conduzidos estudos usando binagens adaptivas com 25, 50, 75 e 100 *bins*. As distribuição de binagens foram obtidos para mesma região de sinal usada na análise. Os resultados desse estudo para todas as 4 binagens conforme pode ser visto na Figura 5.15 e nas demais distribuições presentes no Apêndice A, sendo mais um resultado que não indica assimetrias nesse canal. Os valores de *p-value*, χ^2 e dos números de graus de liberdade de todos os resultados podem ser conferidos na Tabela 5.13.

variável	25 bins	50 bins	75 bins	100 bins
p -value	0.005	0.010	0.195	0.161
χ^2	45.8	76.1	84.2	114
graus de liberdade	24	50	74	100

Tabela 5.13: Resultados para binagens uniforme para a região de sinal 1949.5 - 1988.1 MeV no canal de controle $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.

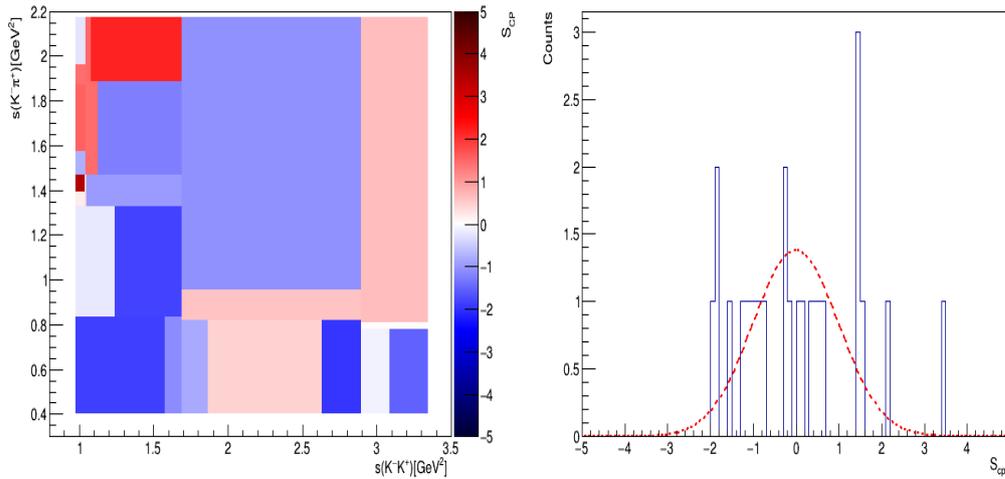


Figura 5.15: Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 25 bins para região de sinal 1949.5 - 1988.1 MeV para o canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$.

Por fim, tanto a análise do Mirandizing uniforme quanto a análise do Mirandizing adaptivo para ambos os canais de controle não parecem revelar assimetrias espúrias de produção ou detecção.

5.5 Protocolos de Análise do LHCb: Estudo às cegas

Seguindo o protocolo de análise feito pelo LHCb, esse trabalho se limita apenas a análise da região de *background* e canais de controle, por hora. Essa é uma análise ainda em curso. Antes de efetivamente começar a análise da região de sinal é necessário apresentar e discutir todo o estudo feito até agora dentro do *Charm Working Group* do LHCb. Esse é o começo de um processo que envolve várias etapas de escrutínio, até eventualmente a aprovação da análise para estudo da região de sinal.

6

Conclusão

O objetivo desse trabalho foi fazer os estudos preliminares necessários para a busca de violação de CP no canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ com os dados do RunII do experimento LHCb. A amostra inicial contava com algo da ordem de 630 milhões de candidatos, mas com alta contaminação de *background*. Devido a isso foi feita uma seleção de eventos com cortes em algumas de suas variáveis e então foi realizada uma análise multivariada a fim de produzir um conjunto de dados com maior significância estatística. Após essa seleção, a nova amostra contava com 32 milhões de candidatos de sinal e pureza de 71%, dentro da região de 1949.5 a 1988.1 MeV de massa. É para esses candidatos que a busca de violação de CP será realizada. Entretanto, a análise é feita às cegas: não se deve fazer estudo até que haja garantias de que não há efeitos de assimetrias de carga induzidas por outros fatores que violação de CP. Esses possíveis efeitos espúrios podem ser devidos à diferença de produção de mésons D_s^+ e D_s^- nas colisões de próton-próton, ou efeitos de assimetrias de carga na detecção das trajetórias de partículas carregadas.

Os estudos aqui apresentados foram feitos de duas maneiras: estudando as regiões de *background* nas laterais de massa do canal $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$ e analisando canais de controle $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$. Os estudos são feitos através da técnica de Mirandizing, que busca verificar se existem diferenças estatisticamente significantes entre a distribuição de eventos de partícula e antipartícula ao longo do *Dalitz plot*. Esses estudos com *background* e com canais de controle não mostraram nenhum efeito significativo de assimetria.

Devido ao valor de pureza apresentado na seleção dessa amostra, pode ser interessante revisar a estratégia com o método de Mirandizing adaptado para uma variação desse método: o Mirandizing feito através ajuste de massa por *bin*. Essa estratégia já vem sendo utilizada em outros canais e foi elaborada devido ao fato de que o fator α , que é usado para remover assimetrias globais, pode acabar introduzindo assimetrias locais em amostras grandes e com baixa pureza. A proposta é, através da ajustes da massa ($\pi^- \pi^+ K^+$) de cada *bin* no *Dalitz Plot*, encontrar o número de candidatos de D_s^+ e D_s^- , e suas respectivas incertezas e assim calcular S_{CP} [57].

É interessante comentar que a observação de violação de CP em *charm* em 2019 foi feita em amostras de $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ e $D^0 \rightarrow K^- K^+$ que tinham dezenas de milhões de eventos - estatística similar a essa amostra. Esse canal, bem como os canais $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$ e $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$, são os mais promissores para observar violação de CP ainda com dados do RunII.

A

Apêndice: Resultados das Distribuições de S_{CP} no método Mirandizing

A.1

Resultados das Distribuições de S_{CP} no método Mirandizing para o teste nulo de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

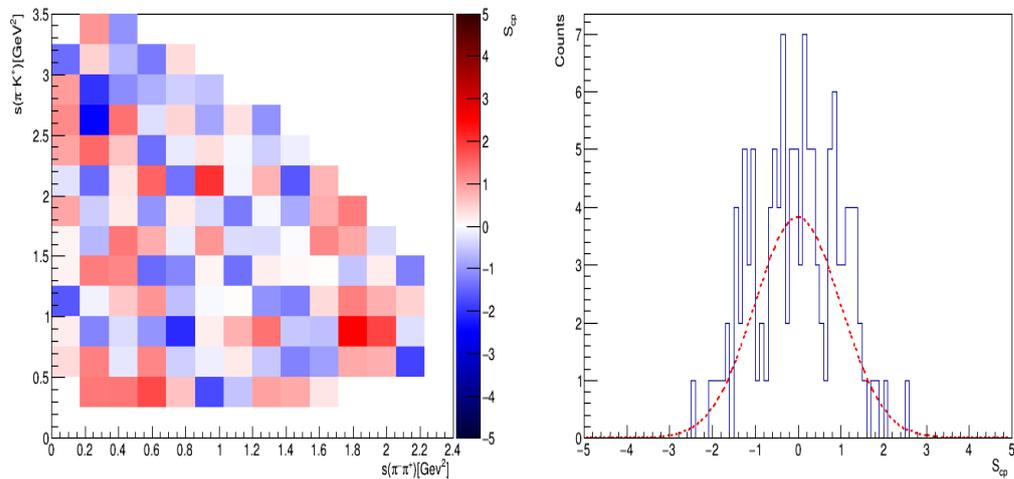


Figura A.1: Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 124 *bins* nos testes nulos de divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV.

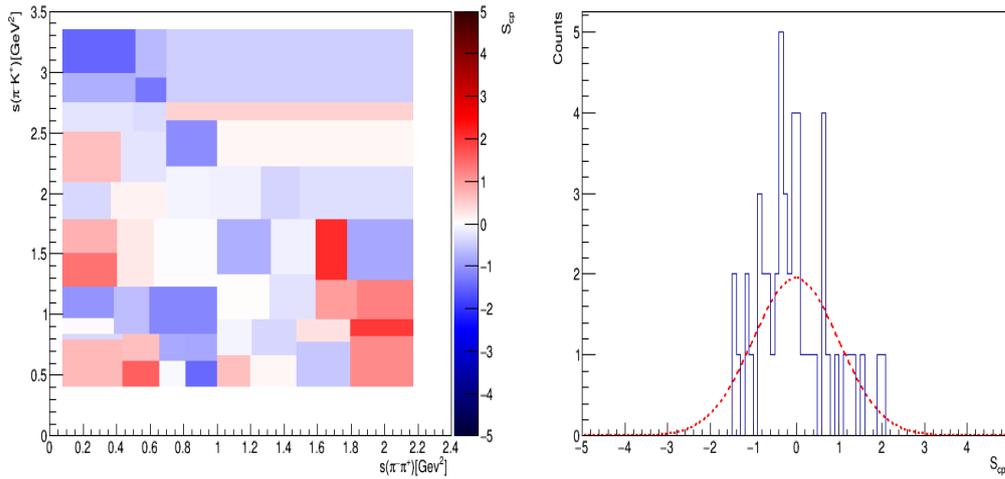


Figura A.2: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 50 *bins* nos testes nulos de divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV.

PUC-Rio - Certificação Digital N° 2012830/CA

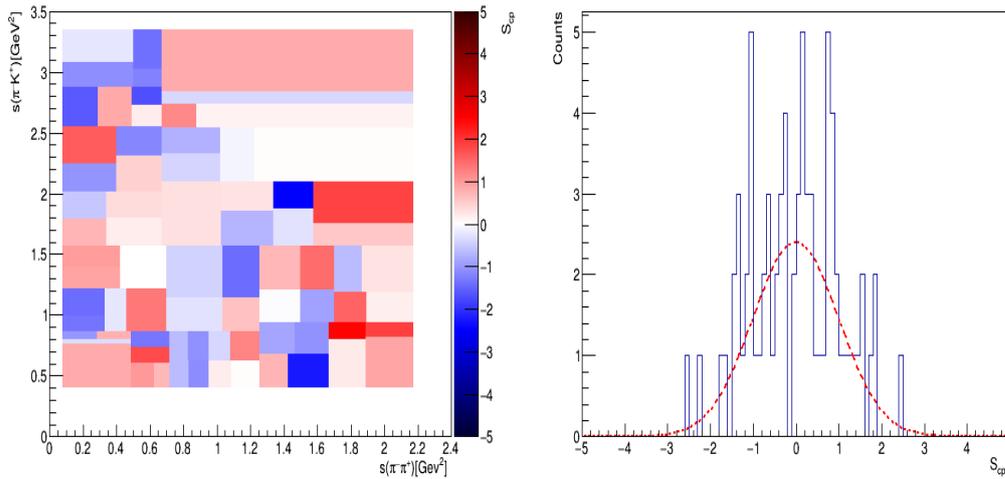


Figura A.3: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 75 *bins* nos testes nulos de divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV.

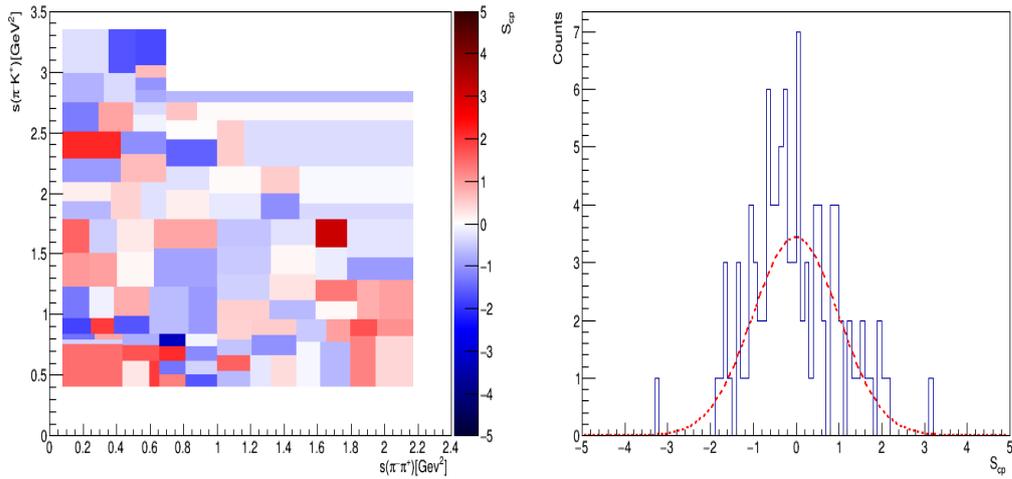


Figura A.4: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 100 *bins* nos testes nulos de divisão aleatória dos dados de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$, para eventos na região de massa 1949.5 - 1988.1 MeV.

A.2

Resultados das Distribuições de S_{CP} no metodo Mirandizing no estudo do *Background* de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

A.2.1

Distribuições das binagem uniforme

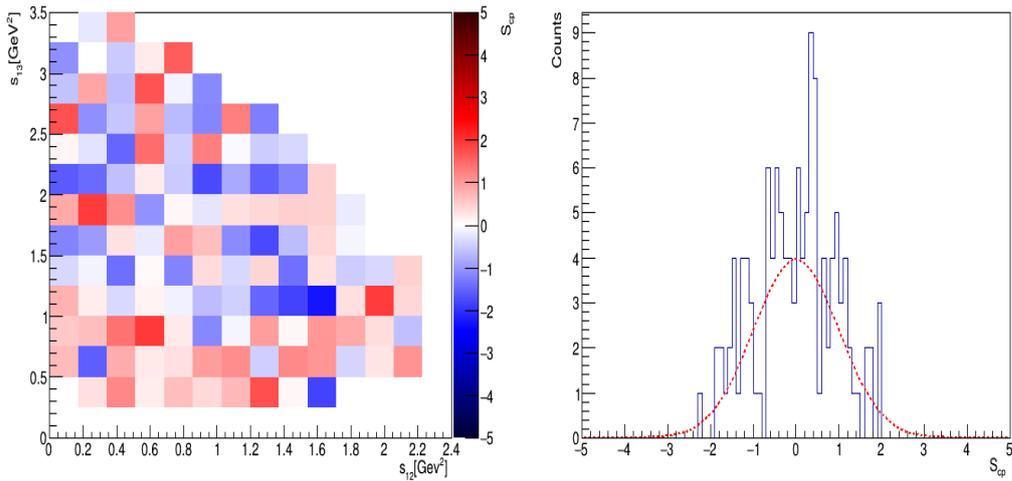


Figura A.5: Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 124 *bins* para o background $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

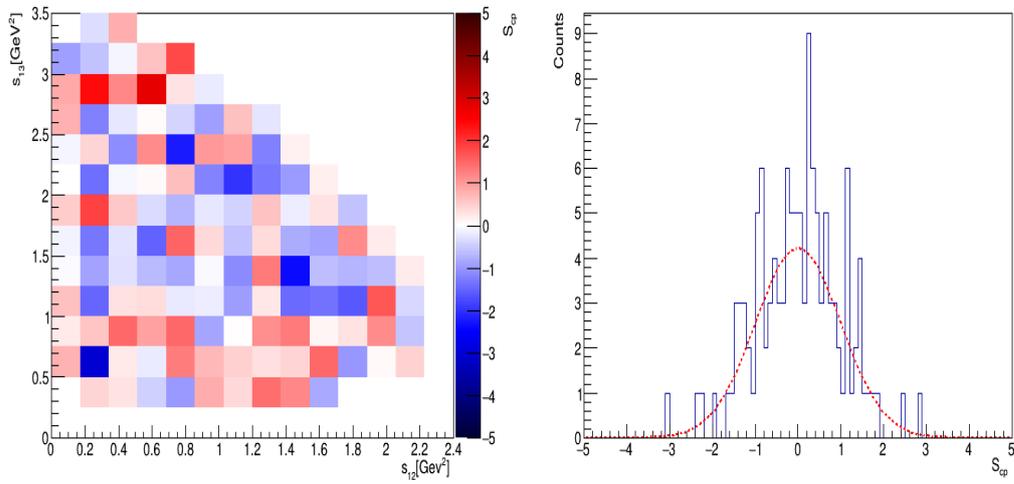


Figura A.6: Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 124 *bins* para o background na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

PUC-Rio - Certificação Digital N° 2012830/CA

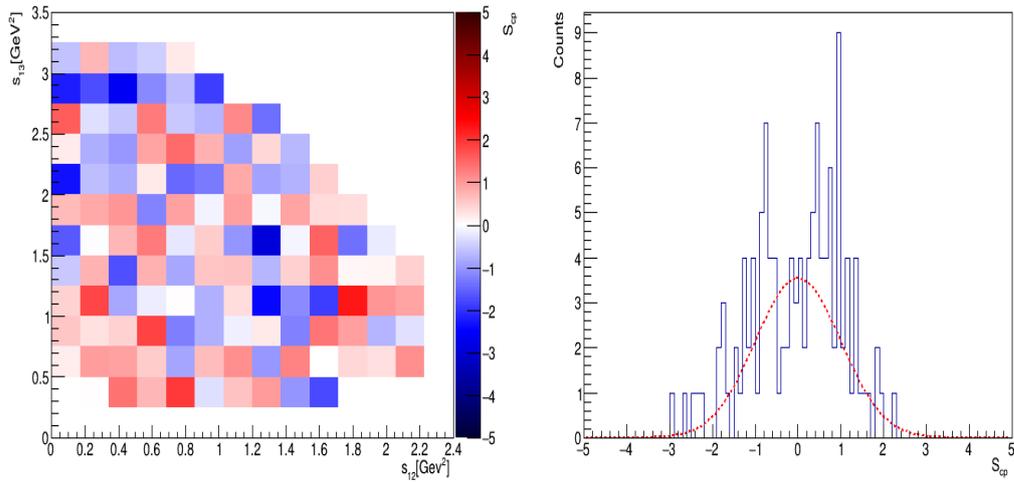


Figura A.7: Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 124 *bins* para o background na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

A.2.2 Distribuições das binagens adaptivas

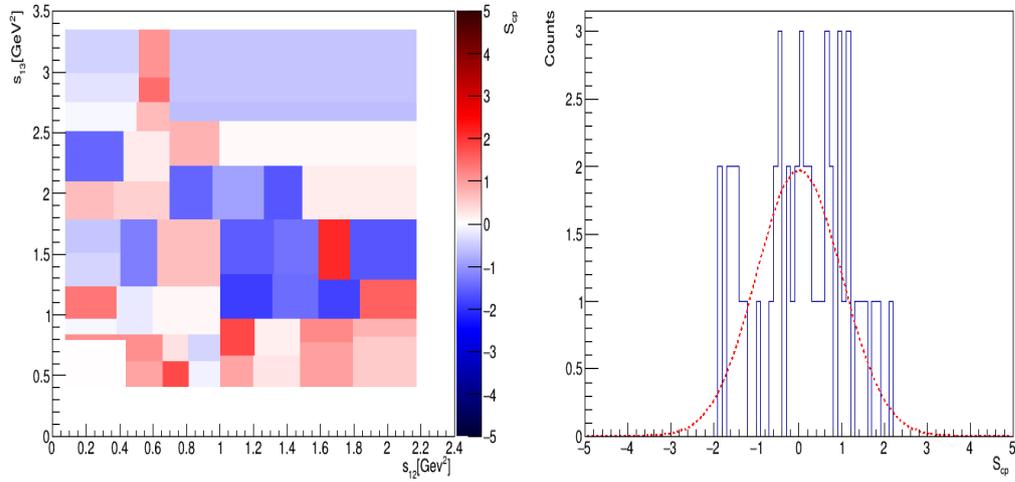


Figura A.8: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 50 *bins* para o background $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

PUC-Rio - Certificação Digital N° 2012830/CA

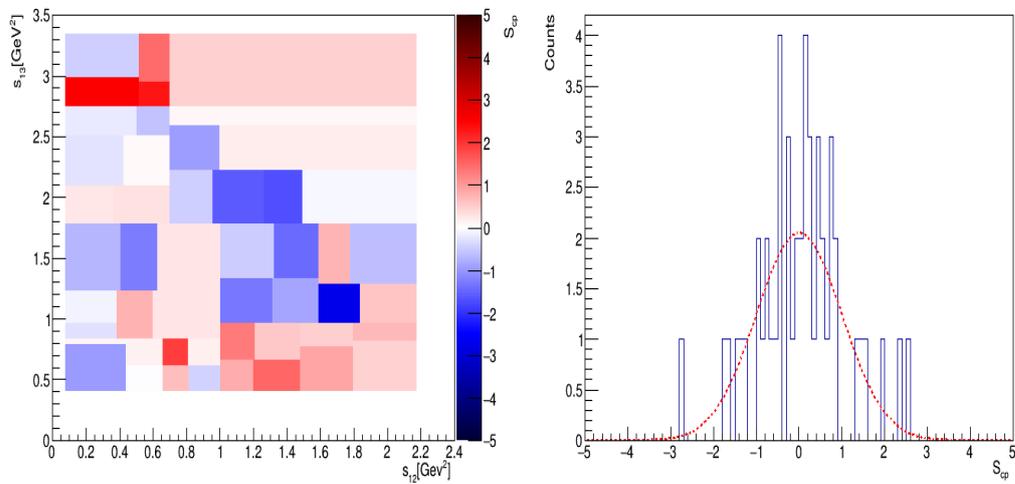


Figura A.9: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 50 *bins* para o *background* na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

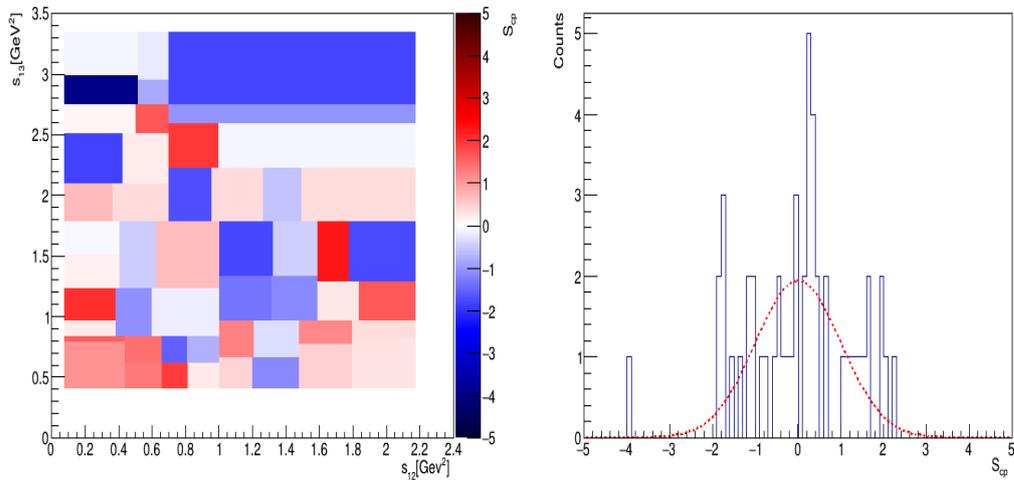


Figura A.10: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 50 *bins* para o *background* na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

PUC-Rio - Certificação Digital N° 2012830/CA

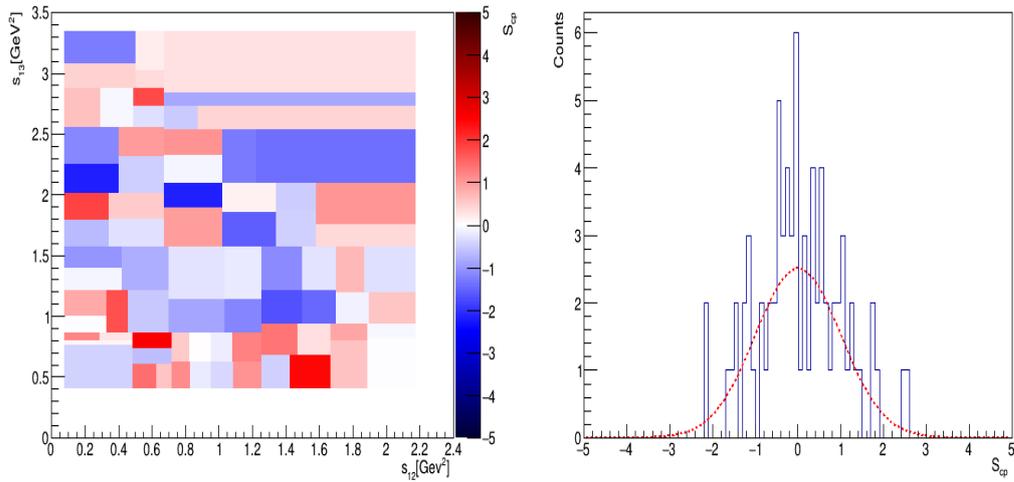


Figura A.11: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 75 *bins* para o *background* $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

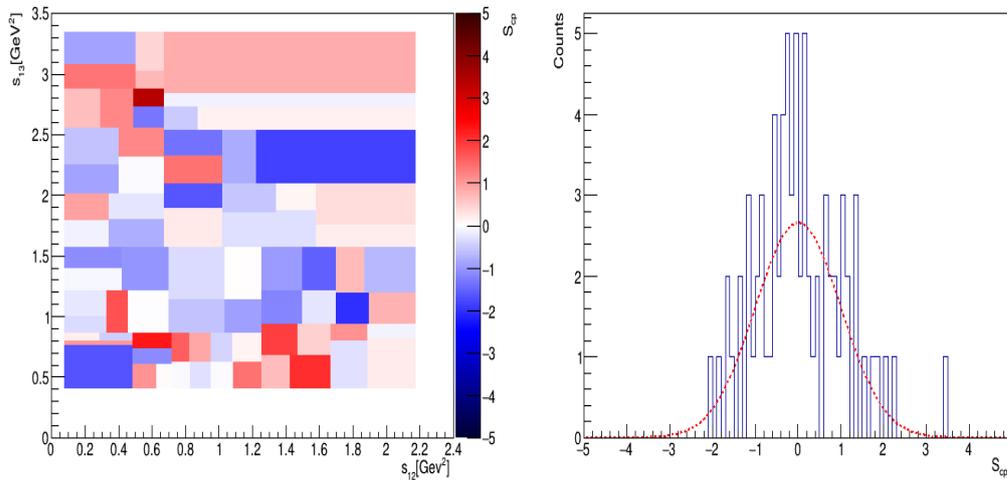


Figura A.12: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 75 bins para o *background* na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

PUC-Rio - Certificação Digital N° 2012830/CA

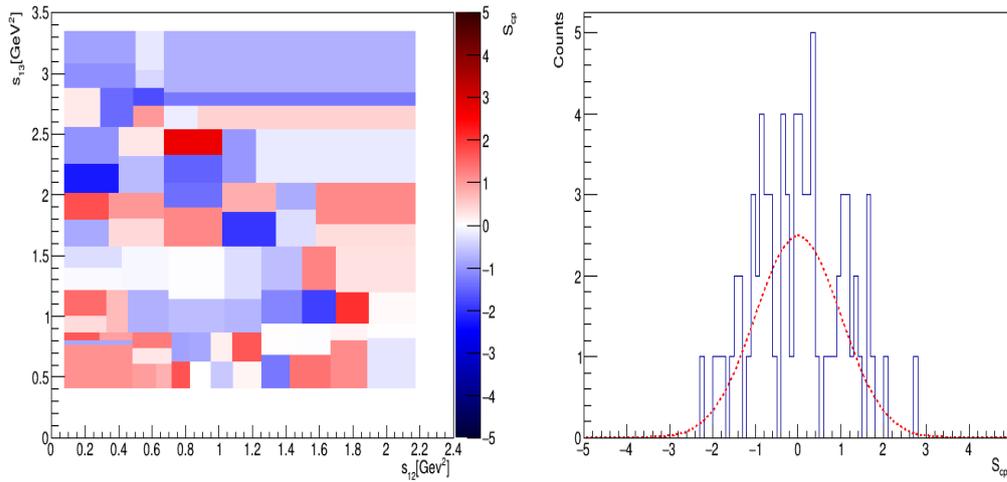


Figura A.13: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 75 bins para o *background* na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

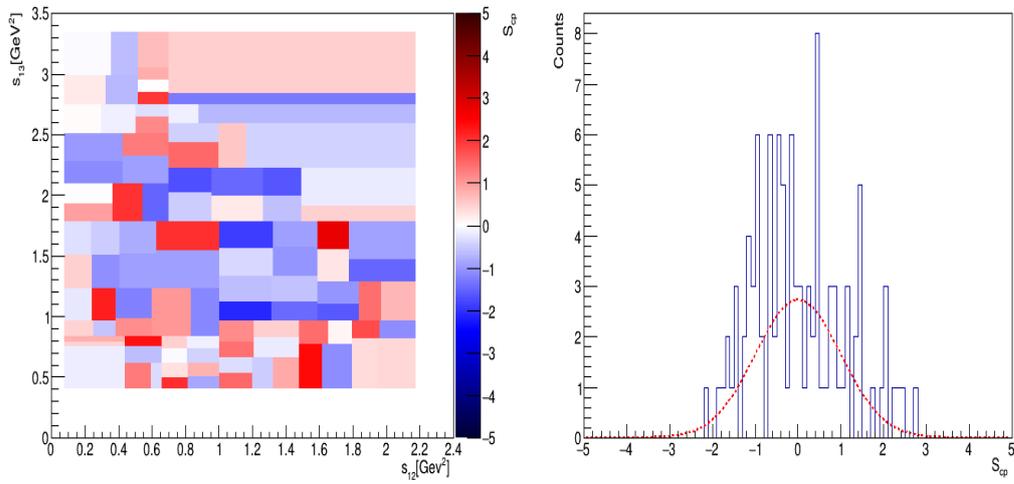


Figura A.14: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 100 *bins* para o background $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

PUC-Rio - Certificação Digital N° 2012830/CA

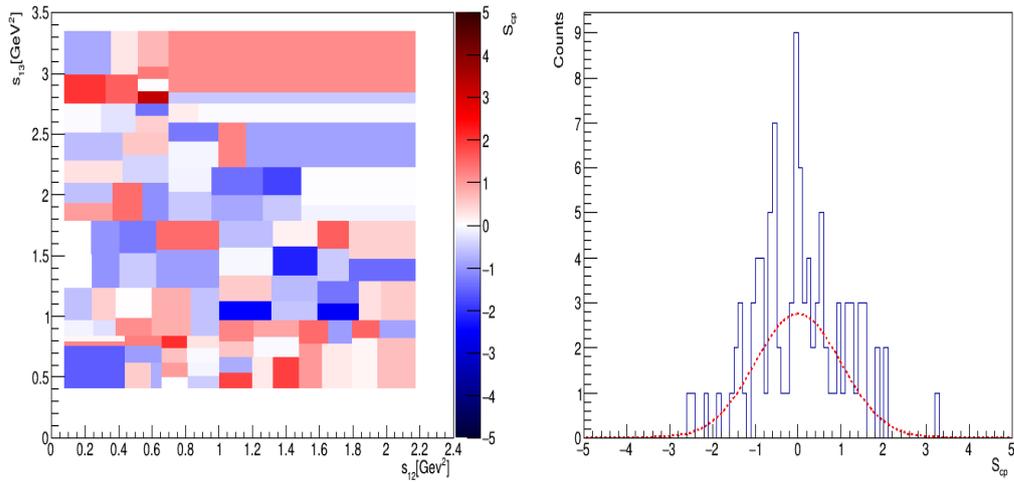


Figura A.15: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 75 *bins* para o *background* na janela esquerda de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

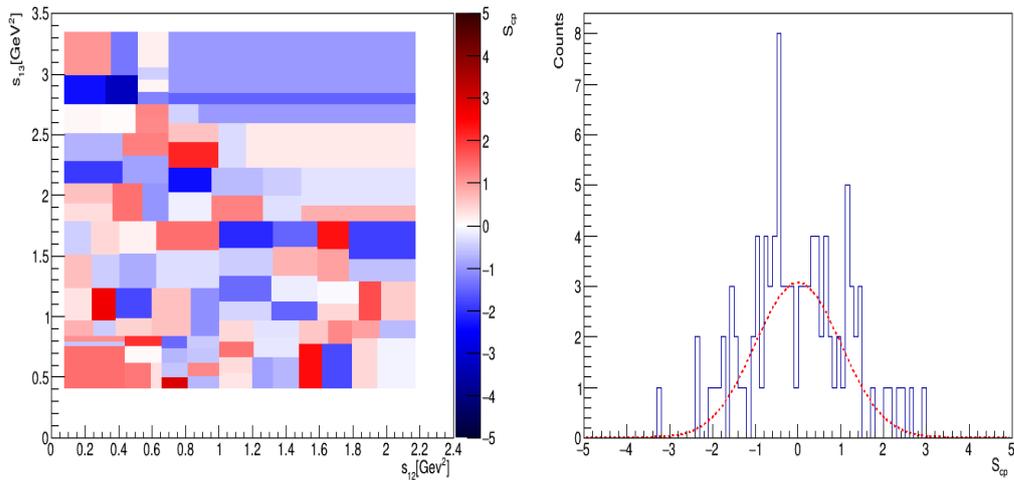


Figura A.16: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva de 100 *bins* para o *background* na janela direita de $D_s^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ K^+$

A.3

Resultados das Distribuições de S_{CP} no método Mirandizing para os canais de controle

A.3.1

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

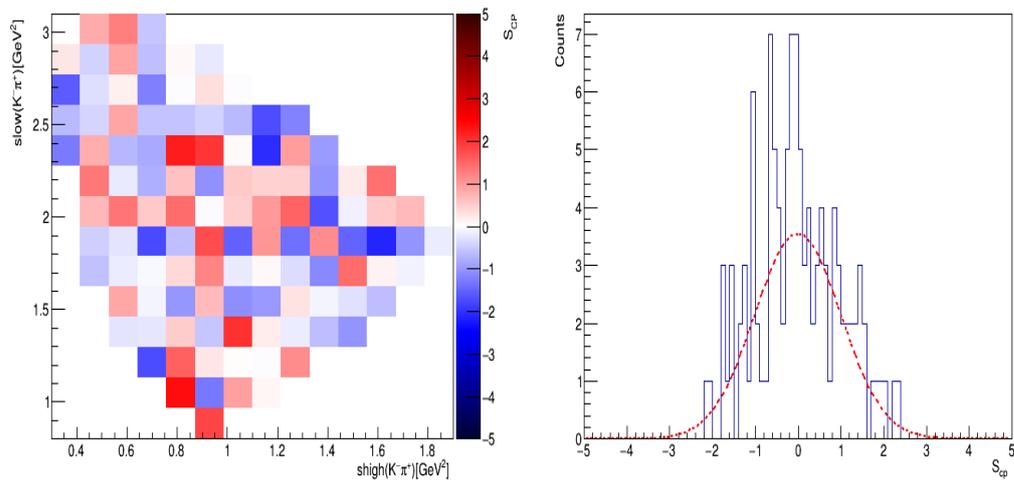


Figura A.17: Distribuição de S_{CP} para binagem uniforme de 122 *bins* para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

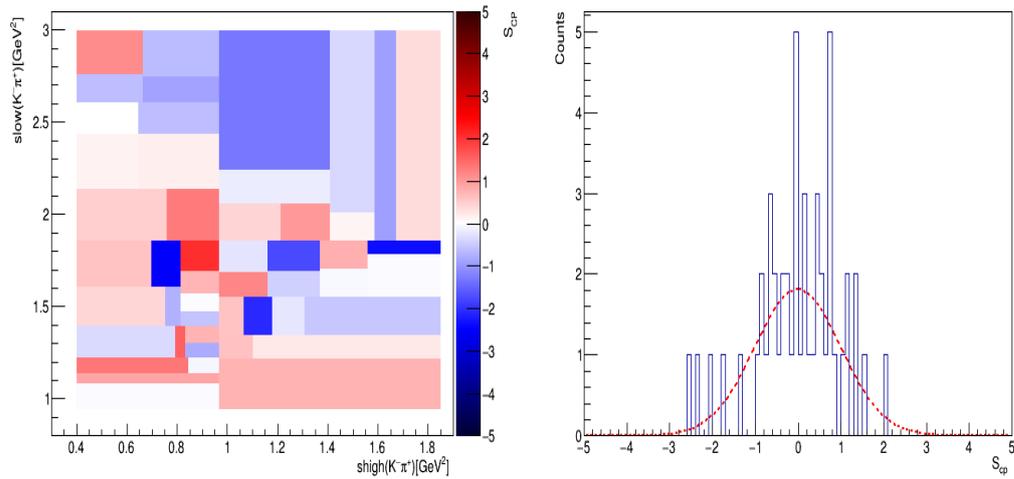


Figura A.18: Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 50 *bins* para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

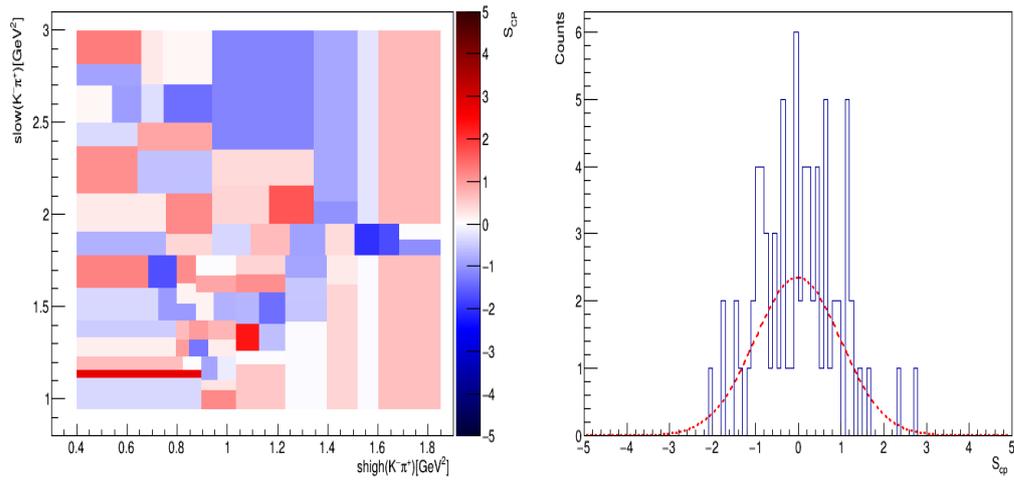


Figura A.19: Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 75 *bins* para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

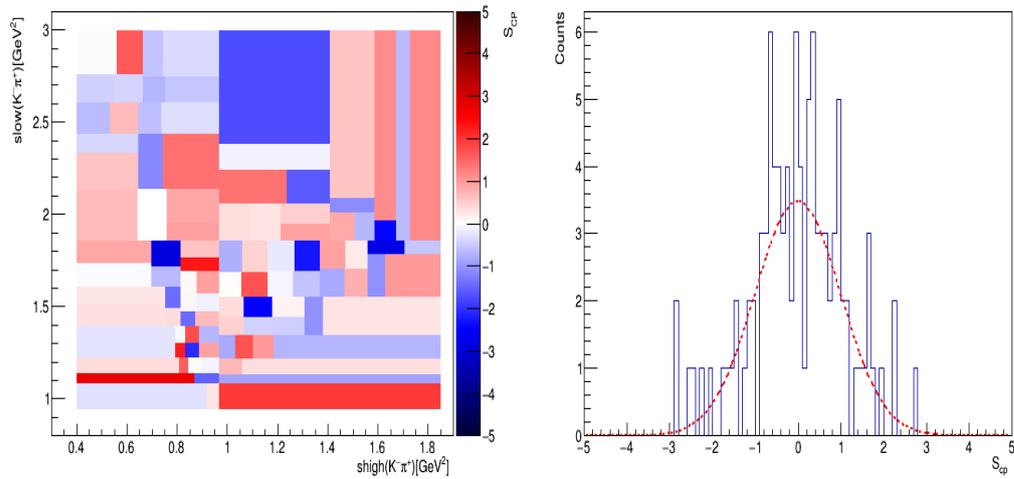


Figura A.20: Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 100 *bins* para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

A.3.2

canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

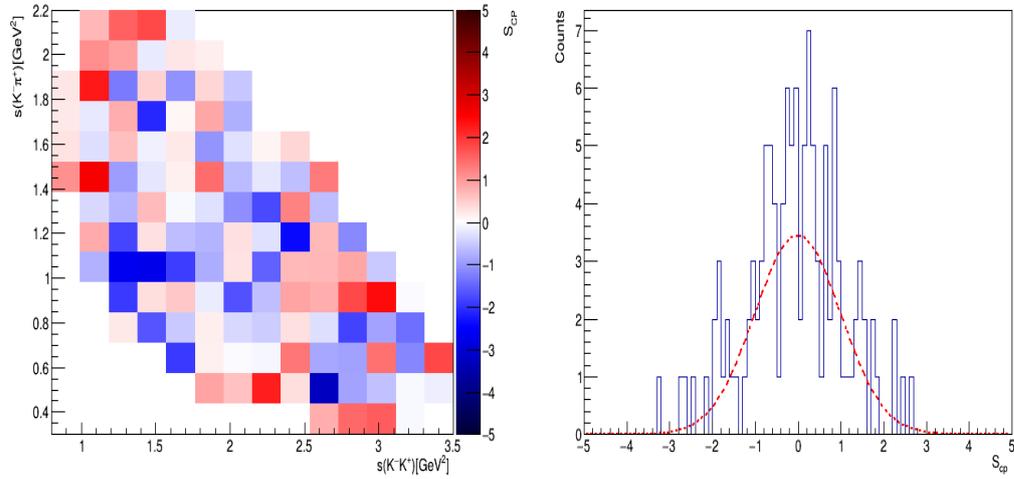


Figura A.21: Distribuição de S_{cp} para binagem uniforme com 122 *bins* para região de sinal 1850-1890 MeV para o canal $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$

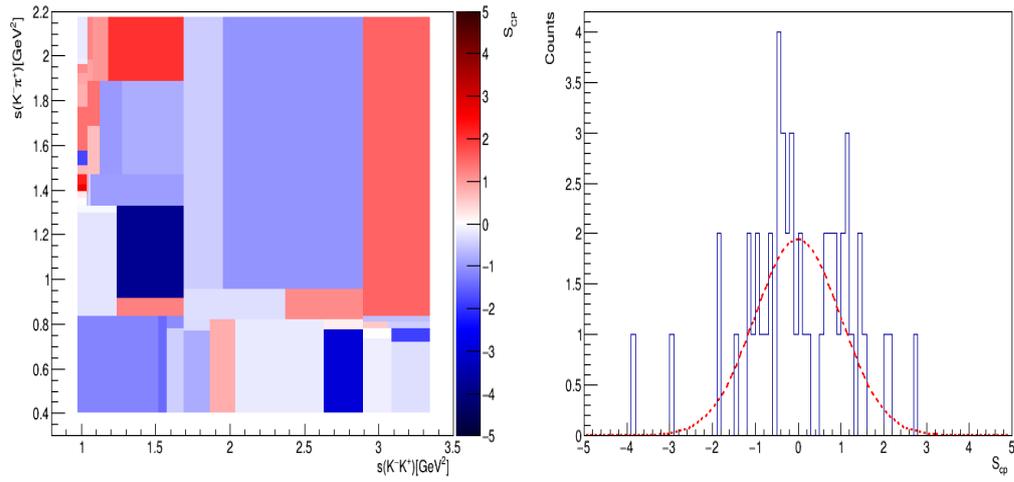


Figura A.22: Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 50 *bins* para região de sinal 1949.5 - 1988.1 MeV para o canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

PUC-Rio - Certificação Digital N° 2012830/CA

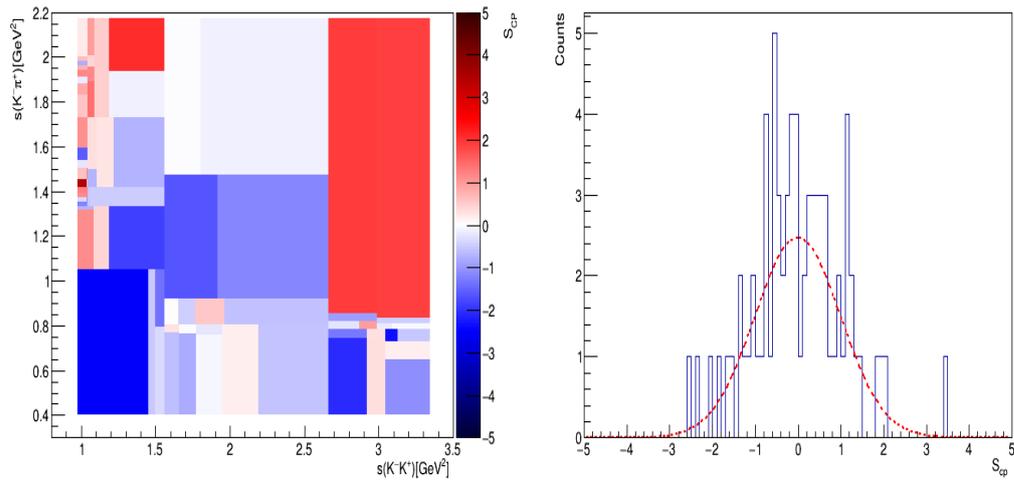


Figura A.23: Distribuição de S_{cp} para binagem adaptiva com 75 *bins* para região de sinal 1949.5 - 1988.1 MeV para o canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

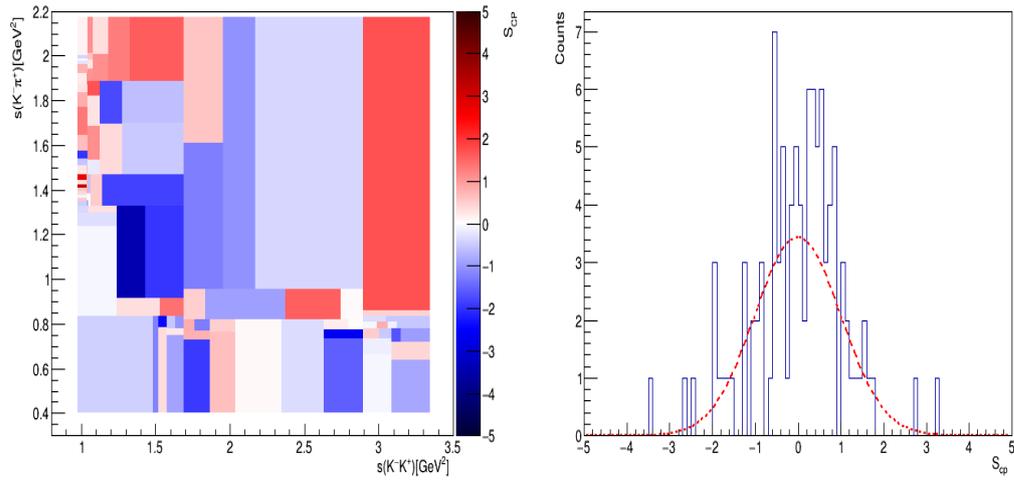


Figura A.24: Distribuição de S_{CP} para binagem adaptiva com 100 *bins* para região de sinal 1949.5 - 1988.1 MeV para o canal $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ \pi^+$

Referências bibliográficas

- [1] CHRISTENSON, J. H.; CRONIN, J. W.; FITCH, V. L. ; TURLAY, R.. **Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson.** Phys. Rev. Lett., 13:138–140, Jul 1964.
- [2] BEDIAGA, I.; GÖBEL, C.. **Direct CP violation in beauty and charm hadron decays.** Progress in Particle and Nuclear Physics, 114:103808, 2020.
- [3] AAIJ, R. *ET AL.* (LHCb COLLABORATION).. **Observation of CP Violation in Charm Decays.** Phys. Rev. Lett., 122:211803, May 2019.
- [4] MILNITSKY, R.. **A circulação de ideias sobre as interações fundamentais como a síntese embrionária do modelo padrão da física de partículas elementares.** Em Construção, 05 2020.
- [5] MARCASTEL, F. C.. **CERN's accelerator complex.** Technical report, 2013.
- [6] ALVES JR, A. A.; ANDRADE FILHO, L.; BARBOSA, A.; BEDIAGA, I.; CERNICCHIARO, G.; GUERRER, G.; LIMA JR, H.; MACHADO, A.; MAGNIN, J.; MARUJO, F. ; OTHERS. **The LHCb Detector at the LHC.** Journal of instrumentation, 3(08):S08005, 2008.
- [7] OLLOQUI, E. P.; COLLABORATION, L. ; OTHERS. **LHCb preshower (ps) and scintillating pad detector (SPD): Commissioning, calibration, and monitoring.** In: JOURNAL OF PHYSICS: CONFERENCE SERIES, volumen 160, p. 012046. IOP Publishing, 2009.
- [8] FEYNMAN, R. P.; LEIGHTON, R. B. ; SANDS, M.. **The Feynman lectures on physics; vol. i.** American Journal of Physics, 33(9):750–752, 1965.
- [9] KOBAYASHI, M.; MASKAWA, T.. **CP violation in the renormalizable theory of weak interaction.** Prog. Theor. Phys., 49:652–657, 1973.
- [10] ABE, K.; ABE, R.; ADACHI, I.; AHN, B. S.; AIHARA, H.; AKATSU, M.; ALIMONTI, G.; ASAI, K.; ASAI, M.; ASANO, Y. ; OTHERS. **Observation**

- of large CP violation in the neutral B meson system. Physical review letters, 87(9):091802, 2001.
- [11] LEES, J. *ET AL.* (BABAR COLLABORATION).. **Observation of time-reversal violation in the B^0 meson system.** Phys. Rev. Lett., 109:211801, 2012.
- [12] BEDIAGA, I.; BIGI, I. I.; GOMES, A.; GUERRER, G.; MIRANDA, J. ; DOS REIS, A. C.. **On a CP anisotropy measurement in the Dalitz plot.** Phys. Rev. D, 80:096006, Nov 2009.
- [13] PESKIN, M. E.. **An introduction to quantum field theory.** CRC press, 2018.
- [14] DIRAC, P. A. M.. **The quantum theory of the electron.** Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 117(778):610–624, 1928.
- [15] DAS, A.; FERBEL, T.. **Introduction to nuclear and particle physics.** World Scientific, 2003.
- [16] LIU, Y.-R.; CHEN, H.-X.; CHEN, W.; LIU, X. ; ZHU, S.-L.. **Pentaquark and tetraquark states.** Progress in Particle and Nuclear Physics, 107:237–320, 2019.
- [17] FEYNMAN, R. P.. **Space-time approach to quantum electrodynamics.** Physical Review, 76(6):769, 1949.
- [18] SCHWINGER, J.. **Quantum electrodynamics. i. a covariant formulation.** Physical Review, 74(10):1439, 1948.
- [19] TOMONAGA, S.-I.; OPPENHEIMER, J. R.. **On infinite field reactions in quantum field theory.** Physical Review, 74(2):224, 1948.
- [20] WU, C. S.; AMBLER, E.; HAYWARD, R. W.; HOPPES, D. D. ; HUDSON, R. P.. **Experimental test of parity conservation in beta decay.** Phys. Rev., 105:1413–1415, Feb 1957.
- [21] LEE, T. D.; OEHME, R. ; YANG, C. N.. **Remarks on possible noninvariance under time reversal and charge conjugation.** Phys. Rev., 106:340–345, Apr 1957.
- [22] CABIBBO, N.; GATTO, R.. **Structure of weak interactions and unwanted processes.** Physical Review, 116(5):1334, 1959.

- [23] GLASHOW, S. L.; ILIOPOULOS, J. ; MAIANI, L.. **Weak interactions with lepton-hadron symmetry.** Phys. Rev. D, 2:1285–1292, Oct 1970.
- [24] BERINGER, J.; OTHERS. **Particle data group.** Phys. Rev. D, 86(010001), 2012.
- [25] WOLFENSTEIN, L.. **Parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix.** Phys. Rev. Lett., 51:1945–1947, Nov 1983.
- [26] BIGI, I. I.; SANDA, A. I.. **CP violation.** Cambridge University Press, 2001.
- [27] ET. AL (LHCb COLLABORATION). **Observation of CP violation in charm decays.** Physical review letters, 122(21):211803, 2019.
- [28] BYCKLING, E.; KAJANTIE, K.. **Particle kinematics.** Wiley London, New York, 1973.
- [29] ET. AL (FOCUS COLLABORATION). **Study of the doubly and singly cabibbo suppressed decays $D^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$ and $D_s^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$.** Physics Letters B, 601(1-2):10–19, 2004.
- [30] COLLABORATION, A.. **Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc.** Physics Letters B, 716:1–29, 2012.
- [31] AAD, G. *ET AL.* (ATLAS COLLABORATION).. **The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider.** Journal of Instrumentation, 3(08):S08003–S08003, aug 2008.
- [32] COLLABORATION, C.; OTHERS. **A new boson with a mass of 125 gev observed with the cms experiment at the large hadron collider.** American Association for the Advancement of Science, 2012.
- [33] CHATRCHYAN, S. *ET AL.* (CMS COLLABORATION).. **The CMS Experiment at the CERN LHC.** JINST, 3:S08004, 2008.
- [34] AAMODT, K. . *ET AL.* (ALICE COLLABORATION).. **The ALICE experiment at the CERN LHC.** Journal of Instrumentation, 3(08):S08002–S08002, aug 2008.
- [35] *ET AL* (LHCb COLLABORATION). **Framework TDR for the LHCb upgrade: technical design report.** Technical report, LHCb-TDR-012, 2012.
- [36] AAIJ, R. *ET AL.*. **Performance of the lhcb vertex locator.** Journal of Instrumentation, 9(9), Sept. 2014.

- [37] AAIJ, R. *ET AL.* L. C.. **Measurement of the track reconstruction efficiency at LHCb.** Journal of Instrumentation, 10:23. P02007, 2015.
- [38] LHCb COLLABORATION. **LHCb: RICH technical design report.** 2000. CERN-LHCC-2000-037.
- [39] LHCb COLLABORATION. **LHCb calorimeters: Technical design report.** 2000. CERN-LHCC-2000-036.
- [40] LHCb COLLABORATION. **LHCb muon system technical design report.** 2001. CERN-LHCC-2001-010.
- [41] LHCb COLLABORATION. **LHCb: Inner tracker technical design report,** 2002. CERN-LHCC-2002-029.
- [42] LHCb COLLABORATION. **LHCb: Outer tracker technical design report.** 2001. CERN-LHCC-2001-024.
- [43] LHCb COLLABORATION. **LHCb magnet: Technical design report.** 2000. CERN-LHCC-2000-007.
- [44] MATEV, R. *ET AL.*. **The LHCb Trigger in Run II.** Technical report, 2016.
- [45] ALFONSO ALBERO, *ET AL.*. **Upgrade trigger selection studies.** Technical report, 2019.
- [46] HÖCKER, A. *ET AL.*. **TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis.** 2007. <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00158246>, CERN-OPEN-2007-007, LAL 07-75.
- [47] PIVK, M.; LE DIBERDER, F. R.. **SPlot: A Statistical tool to unfold data distributions.** Nucl. Instrum. Meth. A, 555:356–369, 2005.
- [48] BREIMANN, L.; FRIEDMAN, J. H.; OLSHEN, R. A. ; STONE, C. J.. **Classification and regression trees.** Pacific Grove, Wadsworth, 1984.
- [49] VERKERKE, W.; KIRKBY, D. P.. **The RooFit toolkit for data modeling.** eConf, C0303241:MOLT007, 2003. physics/0306116, CHEP-2003-MOLT007.
- [50] JARLSKOG, C.. **Commutator of the quark mass matrices in the standard electroweak model and a measure of maximal CP nonconservation.** Phys. Rev. Lett., 55:1039–1042, Sep 1985.

- [51] CORTI, G. *ET AL.*. **How the monte carlo production of a wide variety of different samples is centrally handled in the lhcb experiment.** In: JOURNAL OF PHYSICS: CONFERENCE SERIES, volumen 664, p. 072014. IOP Publishing, 2015.
- [52] SJÖSTRAND, T.; MRENNNA, S. ; SKANDS, P.. **A brief introduction to pythia 8.1.** Computer Physics Communications, 178(11):852–867, 2008.
- [53] LANGE, D. J.. **The evtgen particle decay simulation package.** Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 462(1-2):152–155, 2001.
- [54] ALLISON, *ET AL.*. **Geant4 developments and applications.** 53(1):270–278, 2006.
- [55] COWAN, G.. **Statistical data analysis.** Oxford university press, 1998.
- [56] LYONS, L.. **Statistics for Nuclear and Particle Physicists.** Cambridge University Press, 1986.
- [57] BOLOGNANI, C. S.. **Search for CP violation in the decays $D_s^+ \rightarrow K^- K^+ K^+$ e $D^+ \rightarrow K^- K^+ K^+$ in LHCb experement.** PhD thesis, PUC-Rio, 2021.