

6

Seleção do canal $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$.

Neste capítulo descrevemos as principais características do decaimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ no experimento LHCb. Discutiremos tanto os aspectos da simulação, como a reconstrução e análise destes dados. Além disso, com a tomada dos primeiros dados reais, apresentaremos os resultados preliminares deste canal e suas implicações.

6.1

Simulação de dados no LHCb

Nos experimentos de altas energias, uma ferramenta fundamental é a simulação detalhada dos processos físicos envolvidos na colisão, como também a resposta do detetor. Antes de iniciarmos uma simulação, é necessário determinar as características e propriedades de interesse na interação. No caso do LHC, estamos lidando com colisões p-p a 7 TeV no centro de massa. A simulação de dados do LHCb é feita pelo pacote de software Gauss [65] escrito em C++. O Gauss é baseado em outros pacotes externos como: Pythia, pacote de Monte Carlo responsável por gerar eventos de uma grande variedade de processos físicos [66]; EvtGen, pacote de Monte Carlo utilizado especificamente para simulação de decaimentos do méson B [67]; e por fim, o pacote Geant que simula as interações das partículas com o material e a geometria do detetor [68].

A simulação de eventos no LHCb ocorre em dois estágios: a interação física das partículas e a resposta do detetor à ela. O primeiro passo corresponde à simulação da produção das partículas provenientes dos processos chamados duros. Quarks e glúons produzidos nos primeiros estágios da interação formam pártons que então se hadronizam em partículas de longa vida, que serão vistas no detetor. Como exemplo de produção de eventos, tomemos o caso da chamada amostra de minimum bias (colisão p-p genérica). Neste caso, o Pythia simula uma lista de processos característicos da interação próton-próton: processos de QCD duro, QCD leve (como difração e espalhamento elástico) e produção de sabores pesados. O EvtGen por sua vez tem como principal função reproduzir a produção das partículas filhas tanto da parte

cinemática como das interações de spin, com base em determinados modelos. O segundo momento é feito pelo Geant e consiste da descrição geométrica do detetor e da simulação dos traços que as partículas deixam na forma de “hits” ao passarem pelos vários subdetetores. A etapa seguinte da simulação é feita pelo Boole [69] e consiste em assegurar que o formato dos dados de simulação sejam da mesma forma que os dados reais coletados, sendo aplicado após a saída do Gauss. Basicamente ele é um programa de digitalização, ou seja, a partir dos “hits” do Gauss ele interpreta estes sinais gerados da mesma forma que o experimento (inclusive os efeitos das saídas eletrônicas).

Como a simulação neste momento possui a mesma característica de um evento real, as etapas seguintes são aplicadas tanto na simulação como nos dados reais. A próxima etapa é chamada de Moore [70] e é responsável pela aplicação do trigger. Paralelamente ao Moore, o programa Brunel [71] reconstrói as quantidades físicas do evento tais como: núvens nos calorímetros, medidas de energia do ECAL e do HCAL; hits de traços são interpretados como posição, momento e vértices; e a identificação das partículas é feita. Estes eventos já possuem um formato acessível (“Data Summary Tape”), o que serve de entrada para a última etapa: a análise de dados pelo DaVinci [72]. Este software tem como principal objetivo permitir a interface final do usuário com os dados. Ele disponibiliza as ferramentas para o estudo e validações das características físicas do decaimento de interesse, sendo de fundamental relevância no experimento. Na figura 6.1 observamos os diagramas de geração de dados do LHCb.

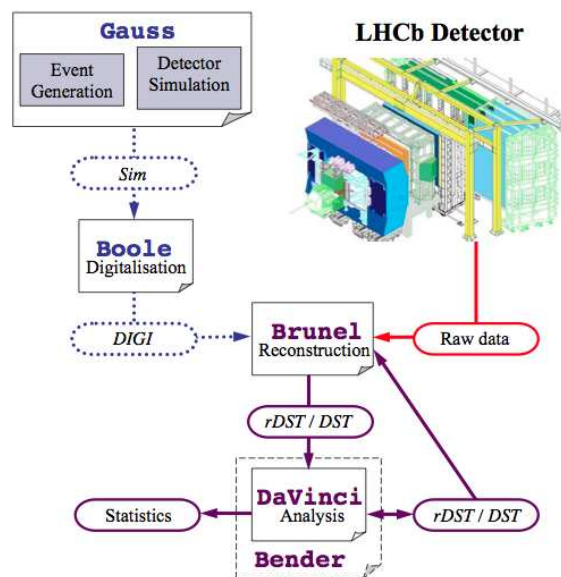


Figura 6.1: Sequência para simulação e tomada de dados pelo LHCb.

6.2

Amostras de Monte Carlo

Para iniciarmos nossa discussão sobre o canal de interesse, vamos definir as amostras de Monte Carlo que serão utilizadas¹:

- $1M$ de eventos Sinal $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$. Amostra gerada com polaridade do magneto para cima e com uma média de 2.5 interações p-p por cruzamento de núvem (inclui processos elásticos e difrativos).
- $2M$ de eventos Minimum Bias. Amostra gerada com metade da polaridade para cima e metade para baixo, e com uma média de 2.5 interações p-p por cruzamento de núvem.

A amostra de **sinal** corresponde à simulação com probabilidade de 100% de conter o decaimento específico $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$. A amostra de **minimum bias** (minbias) contém os eventos resultantes das colisões p-p sem restrições no nível de geração (como descrito na seção anterior), bem como sem restrições de trigger.

6.3

Critérios de Cortes

Como já foi discutido, apenas uma pequena quantidade dos eventos produzidos no LHCb são de interesse. Para interpretar os eventos decorrentes do decaimento do B , devemos definir variáveis que sejam boas discriminantes em separar sinal e background. O processo de seleção ocorre da seguinte forma: se observa a distribuição de uma dada variável tanto para o sinal como para background, e busca-se uma região que privilegie o sinal, para então, estabelecer um dado valor de corte. Este valor deve ser escolhido principalmente de forma a aumentar a razão sinal/background e que ao mesmo tempo não diminua significativamente o número de eventos de sinal. Aqui podemos identificar algumas categorias de cortes que serão exploradas nas seções seguintes.

A topologia do decaimento é uma das principais ferramentas para distinguir o sinal. Podemos observar na figura 6.2 a topologia típica do decaimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$.

O méson B é criado no ponto chamado vértice primário (VP), em seguida viaja uma dada distância (FD) e por fim decai no ponto chamado vértice secundário (VS). As partículas criadas, por sua vez, possuem certos atributos, como o seu momento (P) e sua projeção transversal P_T , o parâmetro de impacto

¹Versões de geração, digitalização e reconstrução: Gauss *v29r0*, Boole *v21r9*, Moore *v10r2*, Brunel *v37r8p5* e DaVinci *v26r3p2*

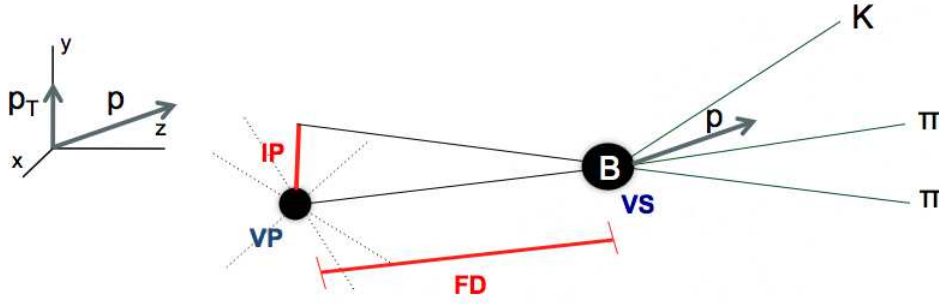


Figura 6.2: Topologia do decaimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ com suas principais características definidas.

(IP) e o quão bem as partículas apontam para o seu vértice. A idéia básica é utilizar variáveis relacionadas a estas características para identificar nosso sinal. Listamos abaixo as principais variáveis utilizadas na nossa seleção.

Janela de Massa (Δm): Ao selecionarmos nosso candidato, a primeira variável que podemos utilizar é a massa invariante de B (m), reconstruída a partir dos 4-momentos dos traços reconstruídos das partículas filhas. A proximidade da m com a massa nominal de B , m_B , é uma indicação de sua veracidade. Por isso, requisitamos que nosso candidato esteja contido em uma janela de massa $\Delta m = |m - m_B|$.

Momento Transverso de B (P_T de B): Esta é a medida do momento do méson B na direção perpendicular ao eixo z . Como B é uma partícula pesada, ela tende a carregar um alto P_T , assim utiliza-se um corte acima de um dado valor.

Parâmetro de Impacto de B (IP de B): Dado um traço originado na colisão p-p, definimos IP de B como sendo a menor distância entre a trajetória reconstruída do B e o vértice primário. Seguindo sua definição, aplicamos cortes que se aproximem de zero.

Distância de vôo (FD): A distância entre o VP e o VS é chamada de FD, e sua informação é dada pelo VELO com uma excelente precisão. Uma variação deste corte que iremos utilizar é quando calculamos esta distância com relação a qualquer vértice primário reconstruído, que em alguns casos é mais eficiente na rejeição de background.

χ^2 da Distância de vôo (FD χ^2): Definimos como o quadrado da medida feita de FD, dividida pelo quadrado da incerteza combinada dos ajustes do VP e VS.

Cosseno do ângulo entre a direção de vôo e o momento de B (DIRA): Uma possível variável é construída a partir do ângulo que o vetor \vec{F} que

liga os dois vértices de B faz com o 3-momento reconstruído do méson B . Se tomarmos o produto entre eles e dividirmos pela suas magnitudes, acessamos a informação do cosseno deste ângulo. Como os dois vetores devem ser colineares, este valor tende a se aproximar de um.

χ^2 do ajuste do vértice secundário (χ^2 do VS): Em geral, as variáveis baseadas na qualidade do traço são de grande relevância em assegurar uma boa reconstrução do nosso evento. Neste caso, é requerido que a combinação dos traços das três filhas deva criar um bom vértice.

Momento transverso das filhas (P_T das filhas): O momento transverso de cada filha, em geral, é um excelente discriminante de background. No entanto, se recordarmos a definição do Dalitz plot do nosso evento, a região de baixo momento está localizada nas bordas, justamente onde se concentram uma grande quantidade de ressonâncias. Dessa maneira, devemos evitarmos cortes em todos os três traços. Para minimizar estes efeitos são utilizadas combinações destas variáveis, como a somatório dos momentos transversos das filhas ($\sum P_T$), corte na partícula que tenha maior momento transverso (máximo P_T das filhas) e na de segundo maior (P_T médio das filhas).

χ^2 do parâmetro de impacto das filhas (IP χ^2): As filhas reconstruídas não devem ser originárias do vértice primário, ou seja, seus IP χ^2 devem ser maiores do que um dado valor. No entanto, utilizaremos a soma do IP χ^2 ao invés de seus valores individuais, baseando-se no mesmo argumento dado para a soma de P_T . Além disso, exploramos o IP χ^2 da filha que possuir o maior P_T .

$\chi^2/ndof$ do ajuste dos traços das filhas (χ^2 do traço):

O ajuste de qualidade de cada traço da filha já é aplicado a nível de reconstrução, para garantir bons candidatos. Além disso, a soma do χ^2 ($\sum \chi^2/ndof$) deve ter boa qualidade, sendo também utilizado na seleção.

Distância de aproximação mínima entre dois traços (DOCA):

Dados dois traços, calcula-se a distância mínima entre eles. No caso de três partículas filhas, haverá três possibilidades de DOCA e aplicaremos um corte no maior deles.

Massa Corrigida (MCOR): Esta variável já foi definida com detalhes no capítulo anterior, equação 6-2, e representa a correção mínima à massa se estivermos perdendo uma das filhas.

Pointing: A partir da medida do momento de B e do seu ângulo em relação ao vetor \vec{F} de FD, e da soma de P_T das filhas, definimos:

$$\text{Pointing} = \frac{P \sin(\theta)}{P \sin(\theta) + \sum P_T} \quad (6-1)$$

Como o FD e \vec{F} são colineares e as partículas filhas carregam alto momento transversal, o Pointing tende a ser zero para candidatos verdadeiros. Estamos medindo, da mesma forma que o DIRA, o quanto o B reconstruído aponta para o vértice de origem.

Isolamento do Vértice: Considerando os traços que não foram utilizados para reconstruir o B , podemos definir uma variável que guarda o IP dos segundos traços mais próximos do vértice secundário. Esta variável se mostrou uma excelente discriminante na seleção.

Limite no número de traços: Para limitar o tempo de processamento da análise, utilizaremos um limite no número de traços no evento (corte da família dos GEC).

Identificação da Partícula (PID): Uma importante ferramenta na seleção do candidato é a qualidade de identificação das partículas filhas. Especificamente para o canal de interesse, temos que nos preocupar em identificar corretamente os píons e káons. Este papel é de responsabilidade dos RICH's, que associam a cada traço a probabilidade de ser um dos cinco tipos de traços carregados: pión, káon, próton, elétron e múon. Este cálculo é feito pela hipótese de verossimilhança para cada partícula. Para limitar o nível má identificação das partículas, é mais eficiente acessarmos a diferença dessa verossimilhança. Como exemplo, temos a separação de K/π , dada por $\ln \mathcal{L}(K) - \ln \mathcal{L}(\pi) = DLL(K - \pi)$, onde escolhemos um valor com um determinado grau de separação dos traços.

Os valores utilizados em cada etapa serão listados quando definirmos nossa seleção.

6.4

Efeitos de Reconstrução e Trigger no Dalitz Plot

Como descrito na seção 6.1, os eventos são totalmente reconstruídos após passarem pelo Trigger. No entanto, para que seja possível estudar os diferentes cenários de Trigger no Monte Carlo, sua aplicação na simulação ocorre apenas uma vez que os candidatos são reconstruídos. Com isso, vamos

discutir sequencialmente os efeitos da reconstrução e Trigger, no Dalitz plot do $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$.

6.4.1 Reconstrução

Na seção 4.4.4 apresentamos o algoritmo responsável por reconstruir os traços e vértices do LHCb, Brunel. Queremos ver o efeito da reconstrução sobre eventos verdadeiros de $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$. A reconstrução do Brunel já exige que o χ^2 de cada traço seja menor do que 5. Passamos nossa amostra de Monte Carlo pelo software de reconstrução, com a exigência extra que Δm seja menor que 200 MeV, $DIRA < 0$ e que os candidatos a B sejam “verdadeiros”. Para este último requerimento, nos aproveitamos de uma vantagem no estudo por Monte Carlo, em que podemos associar a informação das trajetórias geradas pela simulação, com os respectivos traços observados no detetor (tabela verdade). Dessa maneira, ilustramos na figura 6.3, os efeitos relacionados à reconstrução. Notamos uma deformação nas bordas do Dalitz plot, que se deve

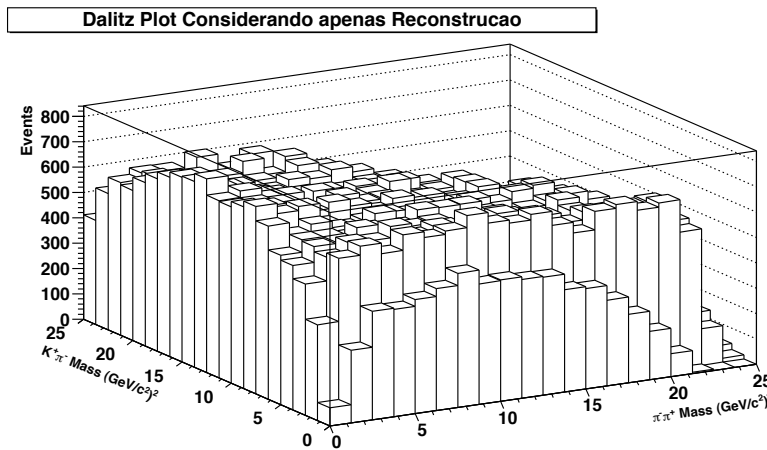


Figura 6.3: Dalitz Plot para o canal $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ considerando apenas os efeitos da reconstrução. As deformações nas suas bordas são decorrentes da ineficiência do LHCb em reconstruir traços de baixo momento.

à ineficiência do LHCb de reconstruir traços de baixos momentos (recordando a distribuição de momento no Dalitz plot na seção 3.3).

6.4.2 Efeitos do Trigger para o canal $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$

No capítulo anterior apresentamos as especificações do Trigger para este primeiro ano de tomada de dados. Uma vez apresentados a amostra de Monte Carlo e os efeitos de reconstrução, devemos discutir como os diferentes cenários de Trigger afetam nosso Dalitz plot.

6.4.3 L0

Considerando o conjunto de dados definidos para esta dissertação, devemos estudar os principais efeitos resultantes dos cortes listados na tabela 5.1 para o $L0$. Optamos por discutir o pior dos cenários apresentados, em que se requer uma multiplicidade no SPD inferior a 450, e uma energia transversa depositada no HCAL superior a 3600 MeV. Para implementação do $L0$, pedimos que nossos candidatos sejam “TOS” na alley $L0HadronDecision$. Podemos relembrar da discussão sobre as duas filosofias de $HLT1$, que a maior diferença entre elas é que a linha Hádron único ou duplo pede pela confirmação do $L0$, ou seja, ela confirma que o candidato a hádron foi responsável por disparar o Trigger. Como queremos trabalhar com uma amostra uniforme, estamos pedindo esta decisão do Trigger para a linha $HLT1TrackAllL0$ também.

Na figura 6.4 mostramos como este TCK afeta o Dalitz Plot do decaimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$. Para facilitar a visualização dos efeitos exclusivamente destes cortes na nossa aceitância, dividimos cada distribuição pela superfície resultante da reconstrução.

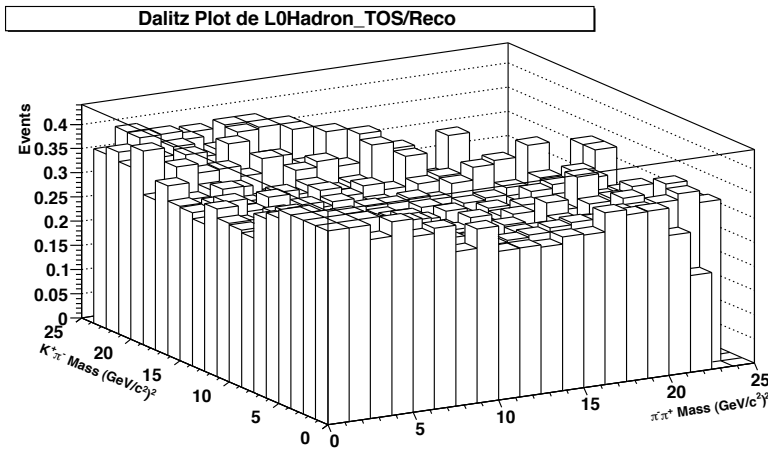


Figura 6.4: Divisão do Dalitz Plot aplicando-se a decisão $L0Hadron$ para um dado TCK pela superfície resultante da reconstrução.

Como fica evidente, a aplicação do Trigger $L0$ afeta o Dalitz plot de forma uniforme, não causando ineficiências em sua superfície.

6.4.4 HLT1

Da mesma forma que para o $L0$, vamos estudar os efeitos que o $HLT1$ causa no Dalitz plot, dividindo o resultado de sua aplicação pela

superfície resultante do $L0$. Iremos apresentar exclusivamente os efeitos da linha $HLT1TrackAllL0$, uma vez que esta condiz com o cenário mais destrutivo. Na figura 6.5 temos os o Dalitz plot para esta situação de interesse.

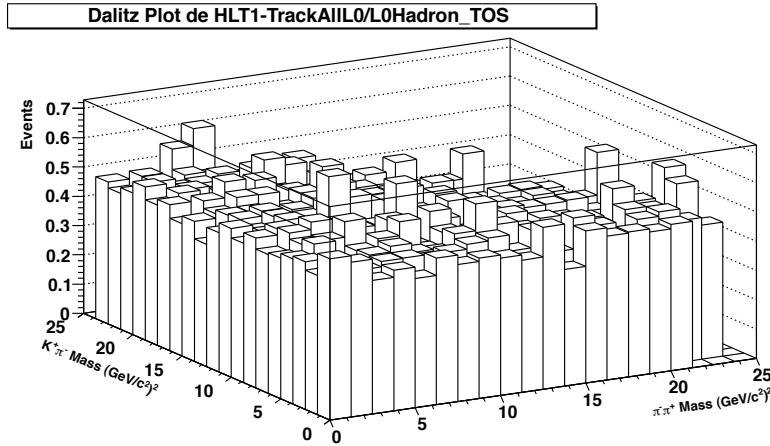


Figura 6.5: Divisão do Dalitz Plot aplicando-se a decisão $HLT1TrackAllL0$ pela decisão do $L0$

Fica claro que sua distribuição não gera deformações nas bordas do Dalitz plot, afetando-o como um todo.

6.4.5 HLT2

Como foi introduzido no capítulo anterior, em relação ao Trigger Topológico, além da linha de 3 corpos, a linha de trigger de 2 corpos é vital para nossa análise. A questão básica é que no Topológico são aplicados cortes como momento transverso e parâmetro de impacto em todos os traços, o que afeta diretamente os cantos do Dalitz Plot. Entretanto, ainda que estejamos perdendo os eventos de baixo P_T e IP na linha de três corpos, eles podem ser recuperados pela linha de dois corpos do trigger. Para isso, devemos ser capazes de alguma maneira relacionar o traço perdido na linha 3, com a de 2. Isso é feito por meio do corte previamente definido, chamado de MCOR, em que consideramos a correção mínima à massa caso estejamos perdendo um traço. A forma que esta recuperação de eventos é implementada pode ser vista na figura 6.6.

Considerando apenas a linha de 3 corpos, é visível a ineficiência nas bordas do Dalitz Plot. Se pedimos apenas a linha de 2 corpos, fica evidente que passam apenas os eventos que foram perdidos. Isso pode ser comprovado ao pedirmos ambas as decisões, o que deixa o efeito uniforme no Dalitz Plot.

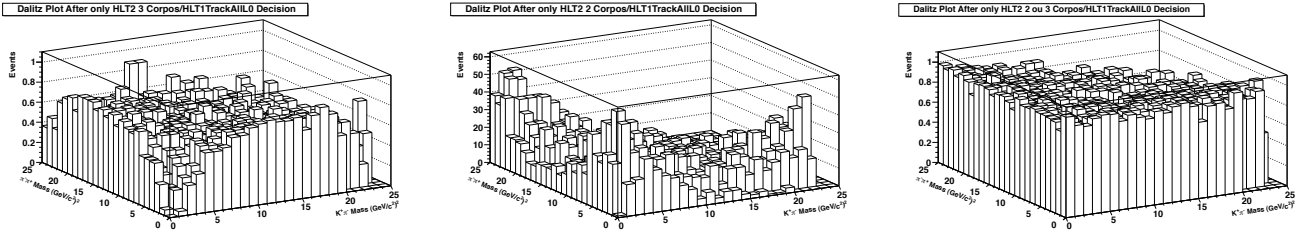


Figura 6.6: Efeito do Trigger Topológico no sinal do nosso candidato. Na primeira figura temos o efeito exclusivamente da linha de 3 corpos. Na segunda figura os eventos que são recuperados pela linha de 2. E por fim se pedirmos as duas linhas como verdadeiras no trigger.

Podemos resumir que o Trigger afeta a aceitação do Dalitz plot como um todo, não causando ineficiências significativas em suas bordas. Com base nesses resultados, podemos agora definir nossa análise para o canal $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$.

6.5

Seleção inclusiva StrippingBu2hh para o canal $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$

Nesta seção, discutiremos as etapas preliminares envolvidas na obtenção da amostra do decaimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ no experimento LHCb utilizando análise de Monte Carlo. Apresentaremos nossa seleção chamada StrippingBu2hhh [73] e seus resultados de performance e possíveis efeitos na aceitação. O estudo das possíveis fontes de background será discutido na seção 6.6.

Os dados que foram processados pelas etapas do Trigger tiveram como objetivo uma taxa média de alguns KHz . Entretanto, este valor é ainda considerado alto e de difícil acessibilidade para se trabalhar no ambiente offline. Dessa forma, foi requisitado pela colaboração que os grupos de análise desenvolvessem critérios de seleção que tivessem uma redução bastante significativa da original, processo este chamado genericamente de *Stripping*. Foram implementadas 350 seleções para as diferentes análises, que tiveram como objetivo atingir uma retenção da ordem de 0.05%, além de um tempo médio de processamento menor que 1 ms por evento.

Ao longo do ano de 2010, houve mudanças e atualizações do processo de *Stripping*, de forma a se adequar às condições de colisão do feixe. Esta dissertação trata da amostra correspondente ao último processamento, chamado de *Stripping12*.

O grupo do LHCb-Rio², do qual faço parte, foi responsável de implementar uma análise inclusiva para o decaimento $B^\pm \rightarrow h^\pm h^\pm h^\mp$ em que

²Grupo formado pelos pesquisadores envolvidos no LHCb das instituições CBPF, PUC-Rio e UFRJ.

h^\pm pode ser um káon, pión ou um próton. A idéia básica é que podemos estudar seis possíveis decaimentos ($B^\pm \rightarrow p\bar{p}K^\pm$, $B^\pm \rightarrow p\bar{p}\pi^\pm$, $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$, $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ \pi^-$, $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ e $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$) que possuem uma topologia muito parecida. Com isso, temos a vantagem que a seleção é simplificada tanto em termos de análise como técnico.

O procedimento padrão para nossa seleção consiste na reconstrução dos seis canais, associando a identidade do píon às três filhas. Neste caso, o $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ estaria na região de massa de B^\pm , enquanto os outros decaimentos se distribuiriam para a região de menor massa. Por exemplo, o $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$, ao associar a massa do pión ao káon, terá a distribuição deformada e deslocada para massas menores. Ilustramos na figura 6.7 este comportamento para os seis canais, em que normalizamos suas distribuições de acordo com suas taxas de decaimento.

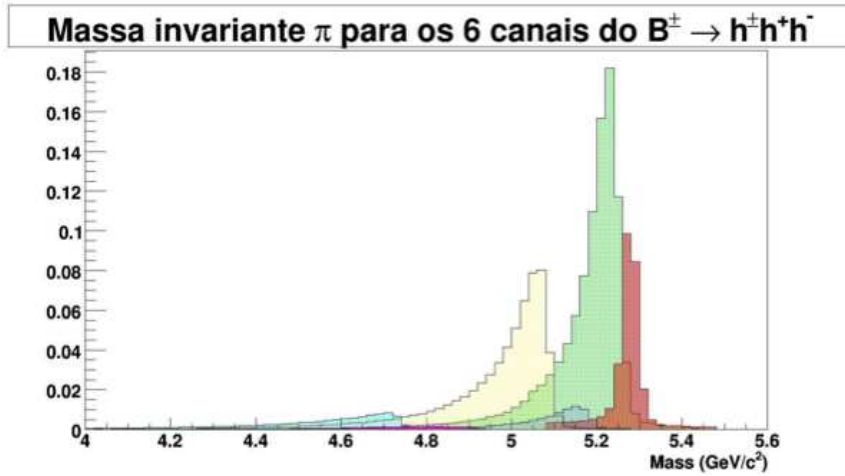


Figura 6.7: Distribuição de massa para os seis canais na *StrippingBu2hhh*. Seguindo da esquerda para a direita temos $B^\pm \rightarrow p\bar{p}K^\pm$, $B^\pm \rightarrow p\bar{p}\pi^\pm$, $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$, $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ \pi^-$, $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ e $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$, como hipóteses de massa $B^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$. As distribuições estão normalizadas pelas suas taxas de decaimento.

6.5.1 Critérios de Otimização

Como estratégia para definir nossa análise, optamos por otimizar a *StrippingBu2hhh* com base no decaimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$, uma vez que representa o canal de maior taxa de ramificação (BR) e onde é esperada uma grande assimetria de CP, como descrito no capítulo 3. Seguindo as características descritas na seção 6.3, a seleção para $K\pi\pi$ segue a seguinte metodologia e filosofia:

1. O processo de otimização de cortes considera as amostras após passaram pelo trigger e pelas decisões descritas na seção 6.4.2.

2. As distribuições do sinal que iremos considerar são de candidatos ditos verdadeiros em associação à tabela verdade.
3. A primeira etapa da análise é estabelecer as melhores variáveis no processo de discriminação do sinal e background, que então serão usadas na otimização.
4. O procedimento de otimização é recursivo e se baseia em maximizar duas características: a eficiência (rejeição) do sinal (minbias) e a significância estatística. A eficiência é calculada pelo número de eventos da amostra de sinal de MC $K\pi\pi$ mantidos com a aplicação do corte e a rejeição pelo número de eventos rejeitados pelo corte para a amostra de minbias. A significância mede a sensibilidade de um corte pela comparação das distribuições de sinal e background. Esta é definida como:

$$\mathcal{S} = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (6-2)$$

onde S e B são as quantidades de eventos de sinal e background para um determinado valor de corte.

5. Como estratégia de análise, optamos por aplicar cortes relativamente suaves e com uma eficiência alta em um grande número de variáveis ao invés de cortarmos forte em um número pequeno. Com isso restringimos a dependência de alguma variável que poderia não estar bem representada pelo Monte Carlo, quando comparada aos dados reais.
6. No momento de escolha dos valores de corte, uma fundamental preocupação é qual deformação ele causa no Dalitz Plot, principalmente no que diz respeito aos cantos do mesmo. Em particular, evitamos cortar significativamente nas variáveis de momento transverso e parâmetro de impacto de todas as filhas, mas sim na combinação delas.
7. Uma vez que estamos propondo uma análise inclusiva e sem cortes de momento transverso em todos os traços, o número de traços para reconstruir nosso candidato é muito elevado. Como consequência, o tempo de processamento é maior, fazendo com que tenhamos que introduzir cortes em variáveis que otimizem nosso tempo computacional.
8. Para evitarmos introduzir mais fontes de erros sistemáticos no nosso conjunto de cortes, sempre que necessário utilizamos variáveis usadas no *HLT1* e *HLT2*.

9. Neste primeiro momento, utilizamos como padrão de estudo, $\Delta \ln \mathcal{L}(K - \pi) > -5$ para o káon e nenhum requerimento de $\Delta \ln \mathcal{L}(K - \pi)$ para o pión no caso do sinal, e da mesma forma nenhum requerimento de $\Delta \ln \mathcal{L}(K - \pi)$ para os traços no minbias. Quando analisarmos os dados reais utilizaremos estas variáveis também como discriminantes.

As distribuições das variáveis utilizadas na nossa seleção podem ser vistas na figura 6.8.

Os valores escolhidos para estas variáveis estão apresentados na tabela 6.1, e suas definições e justificativas foram apresentadas na seção 6.3.

Cortes	Valores
Janela de massa do espectro $\pi\pi\pi$	$> 4 \text{ GeV}$ e $< 6 \text{ GeV}$
P_T de B	$> 1000 \text{ MeV}$
IP de B	$< 0.04 \text{ mm}$
χ^2 do VS	< 8
Distância entre o VS e qualquer VP	$> 3 \text{ mm}$
DIRA	> 0.99998
Σ de P_T	$> 4500 \text{ MeV}$
Maior P_T das três Filhas	$> 1500 \text{ MeV}$
Médio P_T das três Filhas	$> 900 \text{ MeV}$
IP da Filha de maior P_T	$> 0.05 \text{ mm}$
$\Sigma IP \chi^2$	> 200
Pointing	< 0.1
DOCA Máximo	$< 0.3 \text{ mm}$
Limite no número de traços	< 240

Tabela 6.1: Valores de cortes utilizados na seleção da *StrippingBu2hhh*

6.5.2

Considerações sobre a *StrippingBu2hhh*

Com este cenário de cortes definidos, podemos retirar alguns resultados da nossa análise. A primeira preocupação é como estes cortes de análise afetam a distribuição de eventos no Dalitz plot, ou seja, a aceitação. Para isso, utilizamos o mesmo procedimento definido anteriormente, dividindo a superfície do Dalitz plot após a aplicação dos cortes, pela superfície resultante do *HLT1*. A figura 6.10 ilustra o resultado deste método.

Como fica evidente, não é adicionado nenhum efeito significativo nas bordas do Dalitz plot, e sim, este é afetado uniformemente.

Em termos de especificações, tanto a retenção como o tempo de processamento são dependentes da condição do feixe. Considerando o valor médio deste ano de tomada de dados, $\mu = 2.5$, para este conjunto de cortes,

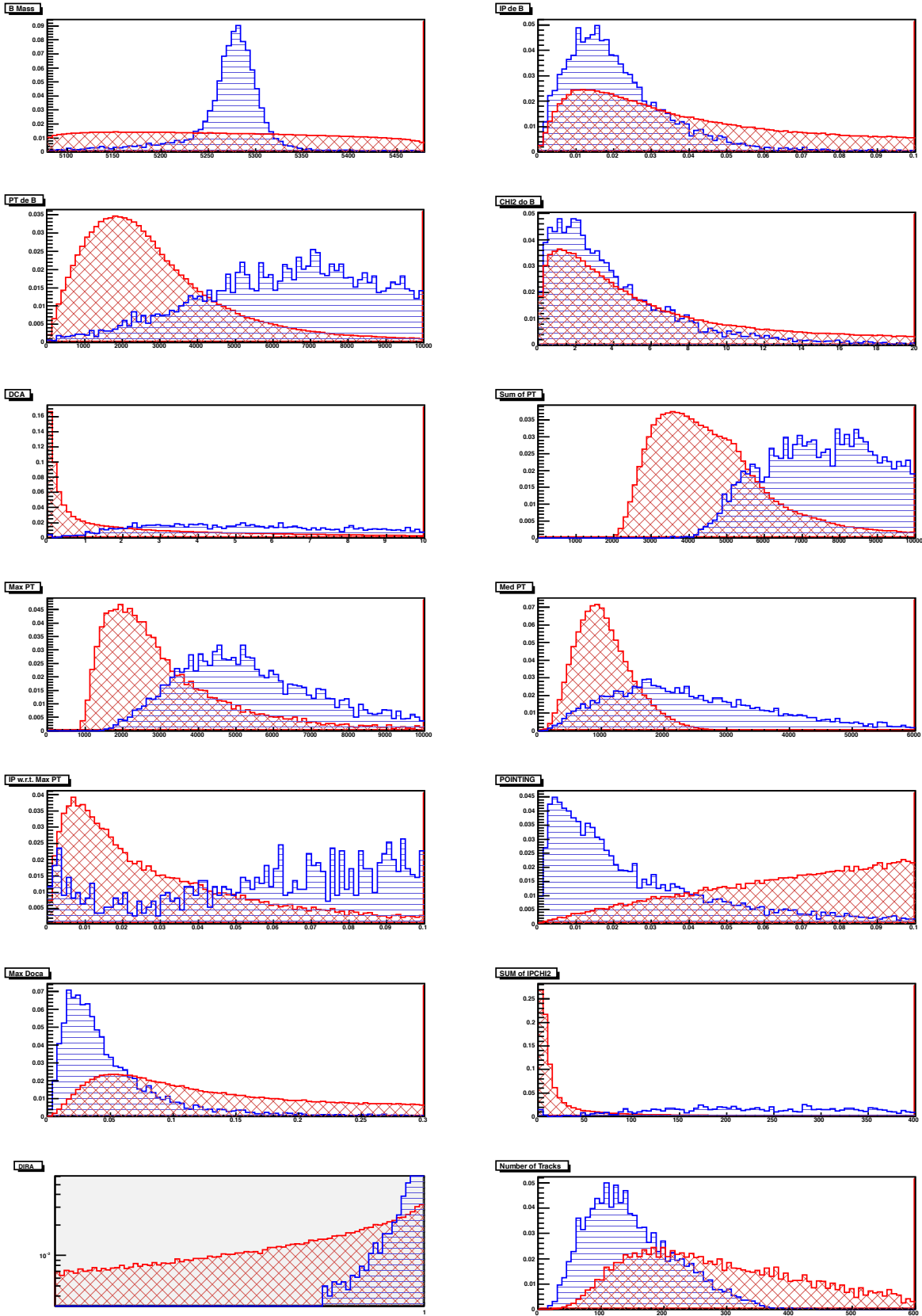


Figura 6.8: Distribuição das variáveis utilizadas na *StrippingBu2hhh*. As linhas em azul representam o comportamento do sinal enquanto que a linha vermelha o minbias.

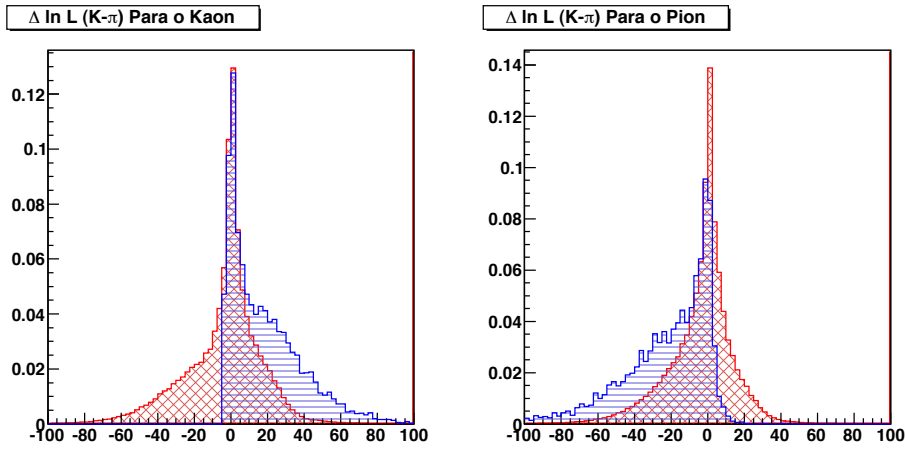


Figura 6.9: Distribuição de $\Delta \ln \mathcal{L}(K - \pi)$ para o káon e o pión. Em azul está representado o comportamento do sinal e a distribuição em vermelho o minbias.

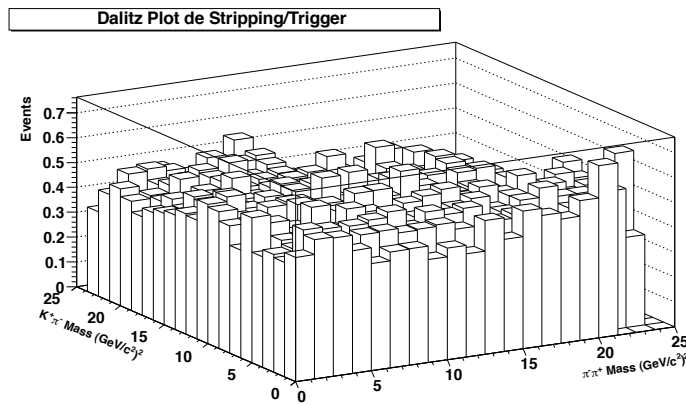


Figura 6.10: Aceptância do nosso sinal após cortes da *StrippingBu2hhh* dividida pela da saída do *HLT2*.

temos uma taxa de 0.005% e um tempo de 3.5 ms. Esta retenção está dentro dos parâmetros estabelecidos, porém, nosso tempo é superior ao esperado de 1 ms. A figura 6.11 ilustra a distribuição típica do tempo de processamento em função de cada evento.

Como nossa análise era de caráter inclusivo, foi decidido que o valor era satisfatório para 2010. Todavia, como existe a possibilidade de condições mais severas no próximo ano, a filosofia da *StrippingBu2hhh* tem sido repensada com intuito de diminuir o tempo de processamento.

6.6

Resultados para *StrippingBu2hhh* Dados 2010

Ao longo desta seção, apresentaremos os primeiros resultados provenientes da *StrippingBu2hhh* para o decaimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ com os dados tomados em 2010. Discutiremos as possíveis contribuições de background

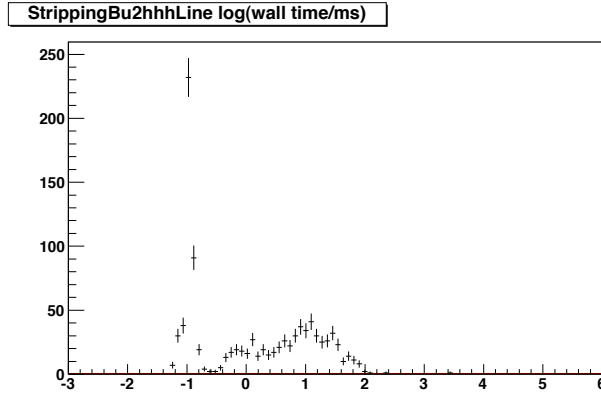


Figura 6.11: Histograma com a medida de tempo tomado para analisar cada evento na escala logarítma.

e suas implicações. Por fim, iremos comparar as distribuições de Monte Carlo com os dados reais no que diz respeito a eficiência, aceitação e número de eventos esperado.

6.6.1 Considerações Iniciais

Nesta seção iremos discutir os primeiros resultados e um novo nível de seleção para a amostra de $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ contida na *StrippingBu2hhh*. A amostra analisada corresponde a 34 pb^{-1} , sendo composta de 16 pb^{-1} de eventos tomados com a polaridade do magneto no sentido para cima e 17 pb^{-1} para o magneto no sentido contrário.

A escolha de um candidato $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ a partir da *StrippingBu2hhh* foi feita por uma combinação de janela de massa e escolha pela melhor identificação. Como mencionado antes, a *StrippingBu2hhh* salva os candidatos genéricos $B^\pm \rightarrow h^\pm h^\pm h^\mp$ com a hipótese de massa $\pi\pi\pi$. Assim, devemos, a partir dos 3-momento reconstruído das filhas, recalculamos a massa invariante fazendo associação ao $K\pi\pi$. Como o estado final de B^+ , por exemplo, há um π^+ e um K^+ , deve-se saber a qual associar a identidade de káon e pión. Em princípio, portanto, o candidato pode ter duas hipóteses de massa, sendo representado por $B^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^-$ (1,2,3) ou $B^+ \rightarrow \pi^+ K^+ \pi^-$ (1,2,3). Nessa situação, o único traço que temos certeza de associar corretamente a identidade é o pión de carga oposta. Nesta análise, optamos por escolher nosso candidato pela comparação de $\Delta \ln \mathcal{L}(K - \pi)$, sendo escolhido aquele que tiver uma maior probabilidade do traço ser um káon³. Desta escolha podemos verificar

³Uma outra possível escolha, seria considerarmos todas as hipóteses de massa. Caso possuíssemos uma eficiente seleção offline, em princípio teríamos apenas um candidato ao final da seleção.

que sempre teremos apenas um candidato calculado pela hipótese de massa. Após esta escolha aplicamos um corte na janela de massa de ± 200 MeV. Para 0.5% dos eventos observa-se que esta escolha não foi correta e estes dados são perdidos. Porém, justifica-se frente à grande rejeição de background que fornece.

Na figura 6.12 apresentamos o espectro de massa do $K\pi\pi$ como resultado desta escolha, requerendo também que as decisões do $L0$ e $HLT1$ sejam “TOS” (para ambas as filosofias). A distribuição é ajustada usando o MINUIT[74] com o método de Máxima Verossimilhança evento a evento. Neste caso, utilizamos uma função gaussiana para ajustar o sinal, enquanto para o background ajustamos uma exponencial.

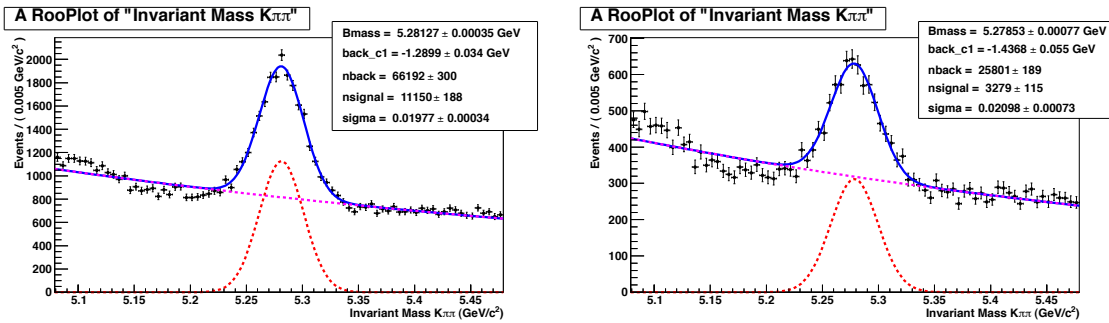


Figura 6.12: A figura à esquerda ilustra a saída da Stripping aplicando corte de Tight Káon e Píon, enquanto que na direita requeremos “TOS” de $L0HadronDecision$ e $Hlt1TraclAllL0Decision$ ou de Hádron único/duplo.

Os primeiros resultados que podemos extrair deste ajuste são os valores da massa e da largura (resolução de massa do LHCb) encontrados, 5.2785 ± 0.0008 GeV/c² e 0.021 ± 0.001 GeV/c². A massa nominal dada pelo PDG, corresponde a 5.279 ± 0.0004 GeV/c². Do Monte Carlo, encontramos para esta seleção final, a massa de 5.2807 ± 0.0002 GeV/c² e largura de 0.0160 ± 0.0002 GeV/c². Dessa forma, tanto a saída da *Stripping12*, como após aplicarmos “TOS”, encontramos valores que condizem com o esperado para a massa. No entanto, este resultado ainda não corresponde ao “pico” de eventos do nosso candidato, uma vez que ele está contaminado por algumas reflexões, que influenciam diretamente nesta medida. Na próxima seção, discutiremos especificamente este comportamento e como podemos tratá-lo. No caso da largura, os valores estão bem acima do projetado do Monte Carlo. Esse resultado está muito relacionado à reconstrução, o que tem sido motivo de estudos, e sendo aprimorado gradualmente.

Uma das questões principais que notamos destes resultados é a grande contribuição de background para o sinal. Em ambos os cenários, os eventos de background dentro da janela da gaussiana possuem a mesma ordem de

grandeza do sinal. Este comportamento nos remete a propor na próxima seção, a uma nova otimização, em que possamos melhorar significativamente a relação sinal/background.

Por fim, vale comentar que ao pedirmos “TOS” nestes eventos, a relação S/B se manteve na mesma ordem, não sendo mais efetivo em cortar eventos fora da janela de massa. Podemos interpretar este resultado recordando a discussão feita acerca da filosofia *HLT1TrackAllL0*. Esta linha inclui todas as alleys do *L0*, ou seja, o sinal não é resultado exclusivamente da linha hadrônica. Ao requerermos “TOS” na linha *L0HadronDecision*, estamos automaticamente vetando eventos que, como indicado, estão competindo no nosso “pico” de sinal. Com isso, a proporção se mantém constante, como mostram os gráficos.

6.6.2 Background

Para o entendimento do espectro de massa $K\pi\pi$, devemos estabelecer as possíveis fontes de background. Em estudos anteriores, por meio da análise da amostra de Minbias após nossa seleção, foram identificadas algumas categorias de background [75]: $c\bar{c}$ inclusivo; $b\bar{b}$ inclusivo; e combinatórios, tais como quarks leves, eventos de reconstrução parcial, reconstrução com algum traço fantasma e combinações aleatórias de traços reais. Estas possibilidades, em geral, se manifestam de duas formas no espectro de $K\pi\pi$: eventos que se espalham por todo o espectro de massa do B e eventos que, por possuírem características em comum com o estado final de interesse, decaem na mesma janela de massa do nosso sinal – chamados de reflexões. Em nosso estudo, vamos adotar duas estratégias. Definiremos um novo conjunto de cortes em que nos preocupamos exclusivamente em maximizar o sinal, sem estabelecer quais são as fontes de background influenciando em nossa medida. Em um segundo momento, discutiremos como rejeitar especificamente algumas reflexões, que por possuírem a mesma topologia, não foram excluídas até então.

6.6.3 Seleção Final $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$

Como primeira etapa da seleção final do nosso sinal, iremos definir um conjunto de cortes que maximize o sinal na janela de massa do $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$, sem nos preocuparmos especificamente com sua fonte. Para isto não excluiremos as reflexões que decaem exatamente na janela de massa invariante de B, pois como discutiremos nas duas próximas seções, elas se comportam de maneira muito parecida com o sinal.

Utilizaremos a amostra na região de massa do B ($5.22 < m_{K\pi\pi} < 5.35$ GeV – ver figura 6.12) e os eventos fora da janela (“wings”) da região de sinal como nosso background (definido como a região de $5.22 > m_{K\pi\pi} > 5.35$ GeV/ c^2), além da nossa amostra de Monte Carlo do sinal de $K\pi\pi$ para validação. O procedimento de otimização consiste das seguintes etapas:

- Como a região do sinal possui também background, adotamos a técnica de subtração de background para limpar nossas distribuições. O primeiro passo é estimar a razão de background dentro e fora da janela de massa, o que é feito pelo ajuste descrito anteriormente. Em seguida subtraímos da amostra a distribuição das wings multiplicada pela razão encontrada.
- A próxima etapa consiste na comparação das distribuições do sinal e do Monte Carlo do $K\pi\pi$ para determinar quais variáveis são mais bem representadas de forma a serem utilizadas como discriminantes.
- Dando prosseguimento ao processo, é feito um estudo de significância e eficiência para determinar o conjunto de cortes.
- O processo caracteriza-se como recursivo pois para cada valor de corte escolhido é redefinida a razão para subtração das wings.

Na figura 6.13 ilustramos as distribuições das variáveis utilizadas nesta otimização, e na tabela 6.2 seus valores. Os cortes com um asterisco indicam as variáveis que já haviam sido utilizadas e que tiveram seus cortes apertados.

	Valores
MCOR	> 5180 MeV
Distância de vôo	> 5 mm
χ^2 da Distância de vôo	> 1000
ΣP_T	> 5000 MeV
$\Sigma IP\chi^2$	> 900
Σ do χ^2 do traço	< 6
DOCA Máximo	< 0.1
Pointing	< 0.05
Isolamento do Vértice	> 0.2

Tabela 6.2: Valores de cortes utilizados na seleção Offline.

O espectro de massa $K\pi\pi$ após esta seleção está mostrado na figura 6.14. Ainda que seja necessário rejeitar as reflexões que influenciam na nossa medida, podemos observar que a relação S/B aumentou significativamente na região de sinal.

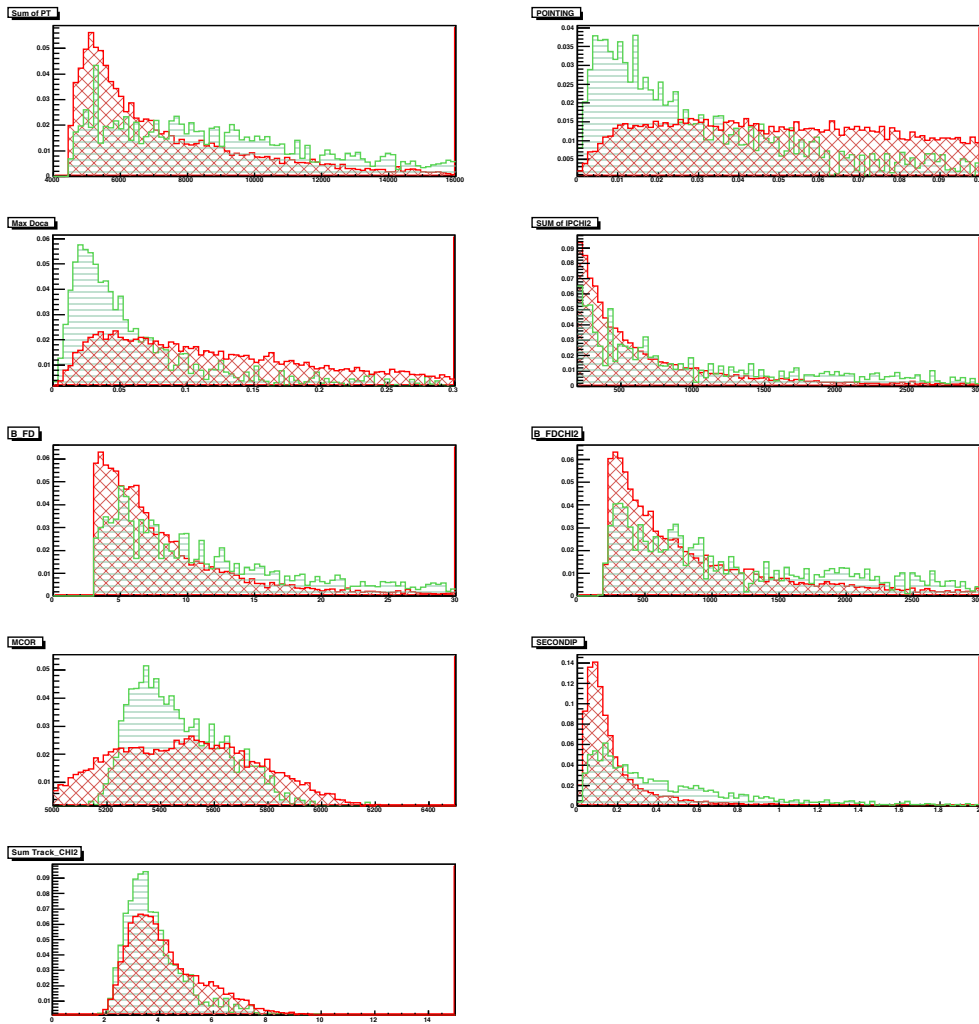


Figura 6.13: Distribuições das variáveis utilizadas na seleção final. As linhas em hachuradas em verde representam o comportamento do sinal, enquanto as em vermelho das wings.

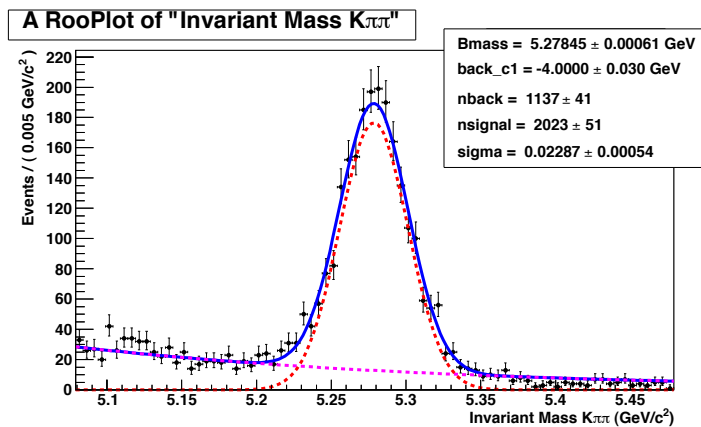


Figura 6.14: Espectro de massa para o canal $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$ após a primeira etapa da Seleção Final.

A próxima etapa na nossa análise é estudar as reflexões que afetam nosso sinal. Na figura 6.15 está representado o Dalitz Plot para a região de $5.22 < m_{K\pi\pi} < 5.35$ GeV após o conjunto de cortes apresentado. Podemos observar duas faixas de distribuição (eixo $\pi^+\pi^-$ e eixo $K^+\pi^-$) com uma maior população de eventos no Dalitz plot, correspondendo a $m_{K\pi} \approx 1.86$ GeV e $m_{\pi\pi} \approx 3.10$ GeV. Se recordarmos nossa descrição do Dalitz plot, iremos notar que este comportamento não é característico do decaimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$, onde nenhuma ressonância poderia ser responsável por este efeito. Nesse sentido, estes eventos são devido a outras fontes, ou seja, são reflexões. Nas próximas duas seções, discutiremos como estas reflexões são definidas e seus possíveis cenários de rejeição.

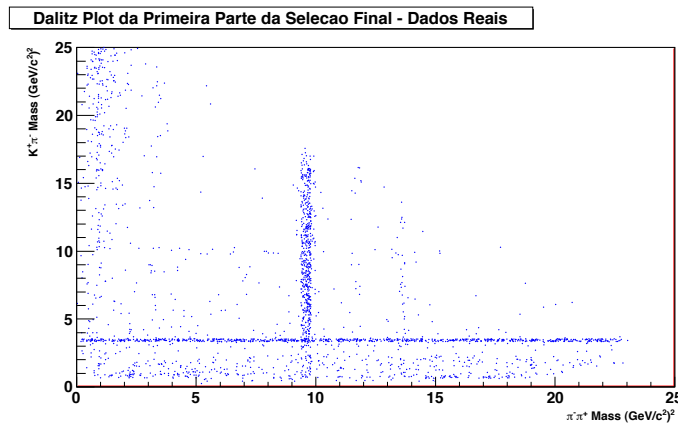


Figura 6.15: Dalitz Plot após a seleção offline e aplicação do Trigger.

Background de $B^\pm \rightarrow \bar{D}^0(D^0)\pi^\pm$, $\bar{D}^0(D^0) \rightarrow K^\pm \pi^\mp$

Uma das mais significativas contribuições de background para a região de sinal, decorre do decaimento $B^\pm \rightarrow \bar{D}^0(D^0)\pi^\pm$ em que $\bar{D}^0(D^0) \rightarrow K^\pm \pi^\mp$. A razão de ramificação é $BR(B^\pm \rightarrow \bar{D}^0(D^0)\pi^\pm) \times BR(\bar{D}^0(D^0) \rightarrow K^\pm \pi^\mp) = 1.88 \times 10^{-4}$, o que é maior que o nosso de $BR(B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^\pm \pi^\mp) = (5.10 \pm 0.29) \times 10^{-5}$. Notamos que o estado final é composto de $K^\pm \pi^\pm \pi^\mp$, ou seja, o mesmo de interesse desta dissertação. Isso resulta que sua distribuição no Dalitz plot seja bem identificada, o que pode ser comprovado ao analisarmos que sua largura e massa estão bem definidos. Projetando a massa invariante de $K^\pm \pi^\mp$, podemos identificar claramente esta contribuição charmosa. A massa retirada do PDG é de $m = 1.86$ GeV o que está de acordo com o que encontramos ao passarmos nossa seleção de Stripping por uma amostra de MC10 de $B^\pm \rightarrow \bar{D}^0(D^0)\pi^\pm$, $\bar{D}^0(D^0) \rightarrow K^\pm \pi^\mp$. Nossa escolha para rejeitar estes eventos foi de retirar a região de sinal do $\bar{D}^0(D^0)$, dada por $1.844 < m_{K\pi} < 1.884$ GeV/ c^2 , para limpar nossa amostra como mostrado na figura 6.16.

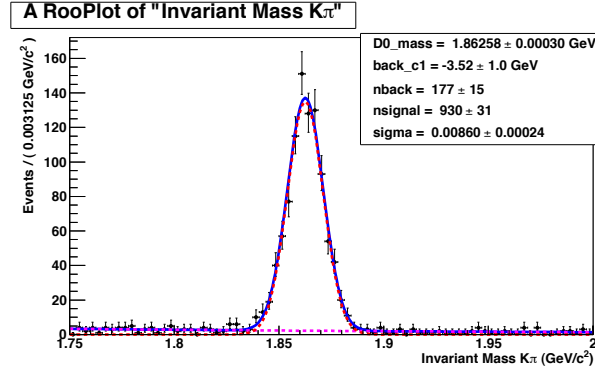


Figura 6.16: Distribuição de \bar{D}^0 na massa invariante $K^+\pi^-$ após a primeira etapa da Seleção Final.

Background Muônico

Ao contrário da contribuição charmosa, outra forma de contaminação ocorre quando o estado final é identificado de maneira errada. Particularmente estaremos interessados no caso em que os múons são identificados como píons. Este é o caso do decaimento $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$, em que $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. A razão de ramificação é de $BR(B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm) \times BR(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-) = 6.01 \times 10^{-5}$, cujo valor é da mesma ordem de grandeza da taxa de decaimento do nosso canal de interesse. Uma característica que podemos notar é que, devido à associação incorreta de píons aos múons, sua distribuição no Dalitz plot é bem mais larga se compararmos com o caso da seção anterior. Dessa forma, se optássemos por excluir esta reflexão cortando diretamente na janela de massa invariante de $\pi\pi$ (ainda que cortássemos na massa invariante do $\mu\mu$), estaríamos perdendo muitos eventos verdadeiros.

Para evitar esta fonte de background, utilizamos a variável de identificação de múons do LHCb, conhecida como *isMuon*. Por possuir uma excelente performance, podemos de maneira eficiente não associarmos nosso traço ao múon. No processo de otimização, foi observado que esta ferramenta é muito útil na medida que identificamos o traço de carga oposta.

Além da contribuição do J/ψ , estamos sujeitos a outro background, proveniente de $B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm$, em que $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($BR(B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm) \times BR(\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-) = 4.97 \times 10^{-6}$). Como a ferramenta *isMuon* não é suficiente para sua rejeição, a melhor maneira encontrada para vetar esta reflexão foi cortar na $\Delta \ln L(\mu - \pi) < 5$ do traço de mesma carga do Káon. A distribuição destes decaimentos no espectro $\pi^+\pi^-$ pode ser visto na figura 6.17.

6.6.4

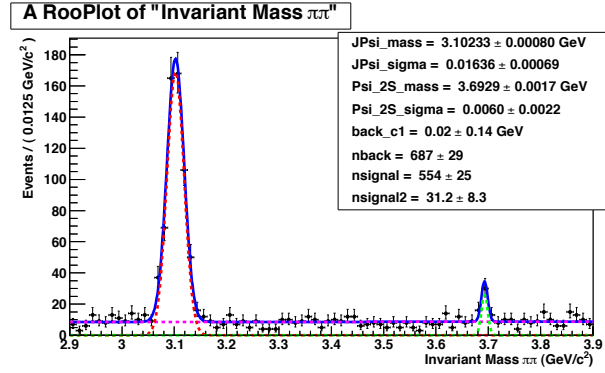


Figura 6.17: Distribuição de J/ψ e $\psi(2S)$ na massa invariante $\pi^+\pi^-$ após a primeira etapa da Seleção Final.

Eficiências, Número de Eventos e S/B

Com posse destes estudos apresentados, podemos discutir e definir o cenário final de nossa seleção para o decaimento $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$. Na figura 6.18 apresentamos a distribuição final para nosso canal e na figura 6.19 a distribuição destes eventos no Dalitz Plot após a seleção, na região de massa $5.22 < m_{K\pi\pi} < 5.35$ GeV.

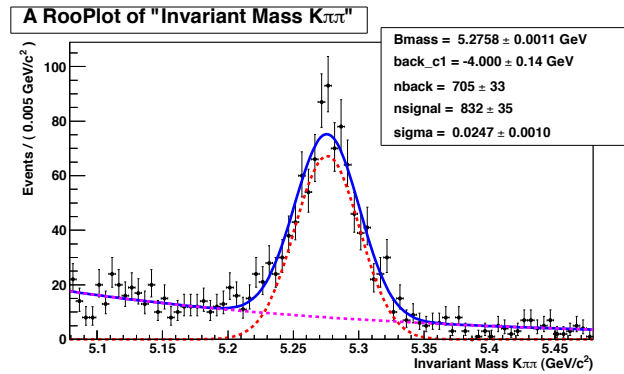


Figura 6.18: Distribuição da massa final da seleção para $K^\pm \pi^+ \pi^-$.

A primeira característica que observamos é o valor encontrado da massa e largura. Notamos que para ambas as grandezas o valor não condiz com o esperado do Monte Carlo e do PDG. Como discutido, este comportamento não foi observado exclusivamente neste canal, e vem sendo motivo de estudo pela colaboração. O ajuste da massa foi de 5.276 ± 0.001 GeV/ c^2 , abaixo do seu valor nominal. No caso da largura, encontramos $\sigma = 0.025 \pm 0.001$ GeV/ c^2 , o que é acima do esperado de Monte Carlo. A razão sinal/background encontrada, considerando apenas a região de $5.22 < m_{K\pi\pi} < 5.35$ MeV foi de $S/B = 4.33 \pm 0.368$. Neste caso estamos assumindo que a distribuição do background é parametrizada por uma reta. Como estamos interessados

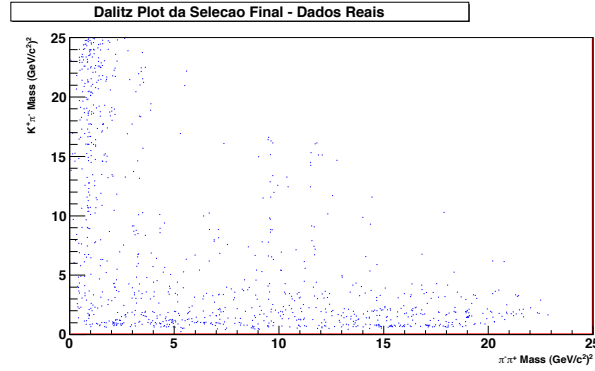


Figura 6.19: Dalitz Plot após a seleção final, na região de massa $5.22 < m_{K\pi\pi} < 5.35$ GeV.

em aplicar o método Anisotropia do Dalitz plot, poderíamos considerar que embora iremos analisar uma amostra que inclui uma fonte de background, a razão S/B encontrada é satisfatória.

A próxima etapa na nossa discussão é o estudo de consistência do número de eventos selecionados no ano de 2010 com a previsão dada pelos nossos estudos de Monte Carlo. Foram encontrados um total de 832 ± 35 eventos para este primeiro ano de tomada de dados. Com isso, vamos estimar o número de eventos esperados do Monte Carlo para compararmos com este valor. Utilizando nossa amostra de sinal de Monte Carlo, aplicamos cada passo de nossa análise, em que a eficiência de cada etapa é dada pelo o número de eventos resultantes, dividido pela etapa anterior. Na tabela 6.3 estão apresentados as eficiências para todas as etapas da nossa seleção: em que ϵ_{Geo} é eficiência

Eficiências	Valores para $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$
$\epsilon_{Geo}(\%)$	15.42 ± 0.4642
$\epsilon_{Strip}(\%)$	9.134 ± 0.3150
$\epsilon_{Trigger}(\%)$	30.84 ± 0.2105
$\epsilon_{Final}(\%)$	71.37 ± 0.6589
$\epsilon_{TOTAL}(\%)$	0.3215 ± 0.01458

Tabela 6.3: Valores de cortes utilizados na seleção da Stripping

de geração que leva em conta a geometria do detetor, ϵ_{Strip} a eficiência da *StrippingBu2hhh*, $\epsilon_{Trigger}$ é a eficiência do Trigger e ϵ_{Final} a eficiência da Seleção final. O próximo passo é calcular qual o número de eventos esperados com esta luminosidade (N_{esp}) e compararmos com os valores encontrados nos dados. Para calcular a N_{esp} utilizamos a seguinte equação:

$$N_{esp} = \mathcal{L} \times \sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times f(B_\mu) \times BR(B^\pm \rightarrow hhh) \times \epsilon_{TOTAL} \quad (6-3)$$

Neste caso \mathcal{L} é a luminosidade, $\sigma_{b\bar{b}} = (284 \pm 20 \pm 49 \mu b)$ é a seção de choque retirada recentemente do experimento [76], $f(B_\mu) = (41 \pm 2\%)$ é a probabilidade de hadronização, $BR(B^\pm \rightarrow hhh)$ é o fator de ramificação igual $(5.10 \pm 0.29) \times 10^{-5}$ e ϵ_{TOTAL} a eficiência dos cortes. Na tabela 6.4 estão os valores encontrados para a luminosidade de 2010 e considerando 2010/11:

	$N_{esp}(34 pb^{-1})$	$N_{esp}(1 fb^{-1})$	$N_{data}(34 pb^{-1})$	$N_{data}(1 fb^{-1})$
Valor	1317 ± 74	38184 ± 2145	832 ± 35	$\sim 24 K$

Tabela 6.4: Número de eventos esperados pelo Monte Carlo e encontrados nos dados.

Como fica evidente, o número de eventos esperados pelo Monte Carlo é quase duas vezes o valor encontrado. Este comportamento torna necessário um estudo criterioso de possíveis fontes de ineficiência que não estão sendo levadas em conta na discussão. Este é um assunto que ainda deve ser mais bem explorado, porém, algumas fontes já foram estudadas. Dentre elas, podemos citar: ineficiência na reconstrução, fato este rejeitado visto que o Brunel é aplicado tanto nos dados como no Monte Carlo; performance dos cortes, o que após a validação das variáveis da simulação com os dados também pode ser ignorado; eficiência da identificação das partículas pelo RICH, o que apresentamos no capítulo anterior; e a própria estimativa da luminosidade que sofre de incertezas em sua medida.

Um dos itens que aparentemente possa causar este efeito é o Trigger. Neste estudo apresentamos sua eficiência a partir do DaVinci, o que difere dos dados, uma vez que o Moore é o responsável pela sua aplicação. Em princípio, não deveria haver discrepâncias, no entanto, tem sido motivo de discussão na colaboração o quanto o Monte Carlo representa a performance do Trigger nos dados. Com isso, é esperado uma melhor interpretação desta eficiência quando houver uma maior disponibilidade de dados neste próximo ano.

6.6.5

Considerações Finais

Neste capítulo foi apresentada a análise do canal $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ incluindo as etapas de trigger, reconstrução e seleção final, em termos de Monte Carlo e dados reais. Obtivemos um total de 832 ± 35 eventos de $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ para $34 pb^{-1}$. Estima-se que para 2011, com $1 fb^{-1}$, sejam coletados da ordem de 24 mil eventos, o que será uma ordem de grandeza maior em estatística do que as fábricas de B (BaBar e Belle) analisaram, permitindo, assim, medidas com uma maior precisão. No próximo capítulo, como esforço

inicial para aplicarmos o método das Anisotropias nos dados que iremos coletar, discutiremos alguns estudos preliminares das sistemáticas envolvidas no processo, como também sua implementação no sinal resultante da nossa seleção. Por fim, faremos uma estimativa do número de eventos necessários para observação de Violação de CP com este canal, para compararmos com a expectativa para o ano de 2011.