



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
INSTITUTO DE FÍSICA

Estudos da produção do bóson  $Z^0$  decaindo num  
par de quarks bottom no experimento LHCb.

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Royer Edson Ticse Torres

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Orientador: Murilo Santana Rangel

Rio de Janeiro

Setembro/2013.

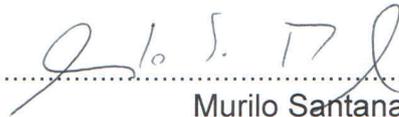
Estudos da Produção do Bóson  $Z^0$  Decaindo num Par de Quarks Bottom no Experimento LHCb

**ROYER EDSON TICSE TORRES**

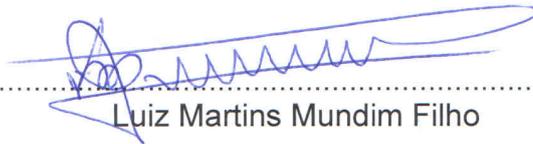
**Murilo Santana Rangel**

Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro – UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

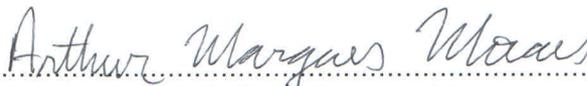
Aprovada por:



Murilo Santana Rangel  
(Presidente e Orientador)



Luiz Martins Mundim Filho



Arthur Marques Moraes



João Ramos Torres de Mello Neto

T555 Ticse Torres, Royer Edson

Estudos da produção do bóson  $Z^0$  decaindo num par de quarks bottom no experimento LHCb. Royer Edson Ticse Torres.- Rio de Janeiro : UFRJ / IF, 2013

xiv, 100f. : il. ;31cm.

Orientador: Prof. Murilo Santana Rangel

Dissertação (mestrado) - UFRJ / Instituto de Física / Programa de Pós-graduação em Física, 2013.

Referências Bibliográficas: f. 81-85.

1. O bóson  $Z^0$ . 2. O Experimento LHCb. 3. Jatos no LHCb. 4. Estudo do produção do bóson  $Z^0$  decaindo num par de quarks bottom. I. Rangel, Murilo. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro. Instituto de Física. Programa de Pós-graduação em Física. III. Estudos da produção do bóson  $Z^0$  decaindo num par de quarks bottom no experimento LHCb.

# RESUMO

Estudos da produção do bóson  $Z^0$  decaindo num par de quarks bottom no experimento LHCb.

Royer Edson Ticse Torres.

Orientador: Murilo Santana Rangel.

Resumo da Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-graduação em Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

O experimento LHCb foi projetado para estudar decaimentos de hádrons que contenham quarks bottom. A geometria do detector LHCb considera apenas processos na direção frontal ( $1,8 < \eta < 4,9$ ). As motivações para a medição do bóson  $Z^0$  decaindo num par de quarks bottom são que uma vez verificado que os jatos são atribuídos a partons-mãe, distribuições de massa de dois ou vários jatos podem ser usadas para procurar novas partículas, utilizando os parâmetros medidos do bóson  $Z^0$  como uma calibração.

Nesta dissertação, uma descrição de como os jatos são caracterizados pelo experimento LHCb é exposta. Utilizando essas ferramentas, realizamos um estudo exploratório para quatro seleções do bóson  $Z^0$  decaindo num par de quarks bottom: inclusiva, exclusiva, produção de diboson ( $VZ$ ) e  $Z^0$  de alto *momentum* transverso, usando simulações e  $1,0 \text{ fb}^{-1}$  de dados de colisões próton-próton com  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  registradas pelo detector LHCb durante o ano de 2011. Nenhum excesso significativo de sinal foi extraído nas produções inclusiva e  $Z^0$  de alto *momentum* transverso e fazemos uma estimativa de eventos esperados nas produções exclusiva e diboson.

Também é descrita uma contribuição ao upgrade do LHCb, na reconstrução de traços no detector *Vertex Locator*, desenvolvendo um novo algoritmo projetado para

uma arquitetura de muitos núcleos de processamento.

Palavras-chave: 1. Bóson  $Z^0$  2. Jatos no LHCb 3. Experimento LHCb

Rio de Janeiro

Setembro/2013.

## ABSTRACT

$Z^0$  boson production studies decaying into a pair of bottom quarks at the LHCb experiment.

Royer Edson Ticse Torres.

Orientador: Murilo Santana Rangel

*Abstract* da Dissertação de Mestrado submetida ao Programa de Pós-graduação em Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

The LHCb experiment is designed to study B hadron decay. The geometry of the LHCb detector considers only processes in the forward region ( $1.8 < \eta < 4.9$ ). The motivation for measuring the  $Z^0$  boson decaying into a pair of bottom quarks is that once certified that the jets are assigned to parent partons, mass distributions of two or more jets can be used to search for new particles, using the measured parameters of the  $Z^0$  boson as a calibration.

In this thesis, a description of how the jets are characterized by the LHCb experiment is exposed. Using these tools, we study four selections of  $Z^0$  boson decaying into a pair of bottom quarks: inclusive, exclusive, diboson production (VZ) and boosted  $Z^0$ , using simulations and  $1.0 \text{ fb}^{-1}$  of data from proton-proton collisions with  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  recorded by the LHCb detector during 2011. No significant excess is observed in the inclusive and boosted  $Z^0$  productions and we estimate the expected events for exclusive and diboson productions.

A contribution to the LHCb upgrade is also described, developing a new algorithm for track reconstruction in the Vertex Locator detector designed for many-core architectures.

Keywords: 1.  $Z^0$  boson 2. Jets 3. LHCb experiment

Rio de Janeiro

September/2013.

# Agradecimentos

Começo agradecendo ao meu orientador, Murilo Rangel, pela confiança e apoio constante no desenvolvimento deste trabalho e pela ajuda em consultas de toda índole.

Também não poderia deixar de agradecer ao pessoal do LAPE. Em especial ao grupo de jatos, Oscar e Valdir pela disposição a sempre ajudar.

Ao meu orientador no CERN, Daniel Cámpora, pela paciência e por todo o conhecimento passado sobre programação em arquiteturas de muitos núcleos de processamento. Ao Rainer Schwemmer, por ter-me ajudado no desenvolvimento do algoritmo. Tenho que agradecer também ao Niko Neufeld pelo apoio financeiro durante o período no CERN.

Esta dissertação foi financiada pela CAPES.

# Sumário

|  |          |
|--|----------|
| Conteúdo   | vii      |
| Lista de Figuras   | x        |
| Lista de Tabelas   | xiv      |
| <b>1 Introdução</b>  | <b>1</b> |
| <b>2 Aspectos Teóricos e Fenomenológicos</b>                         | <b>4</b> |
| 2.1 Modelo Padrão da Física de Partículas . . . . .                  | 4        |
| 2.1.1 Partículas elementares . . . . .                               | 5        |
| 2.1.2 Léptons . . . . .  | 5        |
| 2.1.3 Quarks e Hádrons . . . . .                                     | 6        |
| 2.1.4 Interações Fundamentais e bósons . . . . .                     | 7        |
| 2.2 Jatos . . . . .  | 9        |
| 2.2.1 Chuveiro partônico e hadronização . . . . .                    | 9        |
| 2.2.2 Algoritmo de jatos . . . . .                                   | 13       |
| 2.3 Produção do bóson $Z^0$ em colisões hadrônicas . . . . .         | 15       |
| 2.3.1 Produção do $Z^0$ decaindo em $b\bar{b}$ . . . . .             | 16       |
| 2.3.2 Produção exclusiva $pp \rightarrow pZ^0p$ . . . . .            | 18       |
| 2.3.3 Produção de diboson . . . . .                                  | 19       |
| 2.3.4 Produção do bóson $Z^0$ em associação com um quark b . . . . . | 20       |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>3</b> | <b>O Experimento LHCb</b>   | <b>22</b> |
| 3.1      | O LHC . . . . .   | 22        |
| 3.2      | O Detector LHCb . . . . .   | 24        |
| 3.2.1    | VELO . . . . .  | 25        |
| 3.2.2    | Estações de Traço . . . . .   | 26        |
| 3.2.3    | Magneto . . . . .   | 28        |
| 3.2.4    | RICH . . . . .  | 29        |
| 3.2.5    | Calorímetro . . . . .   | 30        |
| 3.2.6    | Sistema de múons . . . . .  | 32        |
| 3.3      | Trigger do LHCb . . . . .   | 34        |
| 3.4      | <i>Software</i> do LHCb . . . . .   | 36        |
| <b>4</b> | <b><i>Upgrade</i> do LHCb</b>   | <b>39</b> |
| 4.1      | Vetorização da implementação atual . . . . .  | 40        |
| 4.2      | O método <i>Global Track Reconstruction</i> . . . . .                                       | 43        |
| 4.3      | Conclusão . . . . .   | 45        |
| <b>5</b> | <b>Jatos no LHCb</b>  | <b>46</b> |
| 5.1      | Seleção de entrada . . . . .  | 47        |
| 5.2      | Reconstrução de jatos . . . . .   | 48        |
| 5.3      | Correções da energia dos jatos . . . . .  | 49        |
| 5.4      | <i>b-tagging</i> . . . . .  | 56        |
| <b>6</b> | <b>Estudo da produção do bóson <math>Z^0</math> decaindo num par de quarks bot-<br/>tom</b> | <b>60</b> |
| 6.1      | Seleção de eventos: <i>Trigger</i> e <i>Stripping</i> . . . . .                             | 60        |
| 6.2      | Estudo da produção $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ inclusiva . . . . .                           | 62        |
| 6.3      | Produção exclusiva do $Z^0$ . . . . .   | 69        |
| 6.4      | Produção de diboson VZ . . . . .  | 72        |
| 6.5      | $Z^0$ de alto <i>momentum</i> transverso ( <i>boosted</i> ) . . . . .                       | 76        |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>7</b> | <b>Conclusões</b>   | <b>79</b> |
| <b>8</b> | <b>Referências Bibliográficas</b>   | <b>81</b> |
| <b>A</b> | <b>An SIMD parallel version of the VELO Pixel track reconstruction for the LHCb upgrade</b> | <b>86</b> |
| A.1      | Introduction . . . . .  | 86        |
| A.2      | Vectorization of the current implementation . . . . .                                       | 87        |
| A.3      | A Global Track Reconstruction method . . . . .  | 91        |
| A.3.1    | Tracklet Construction . . . . .   | 92        |
| A.3.2    | Tracklet Grouping . . . . .   | 94        |
| A.3.3    | Track Formation . . . . .   | 95        |
| A.4      | Design improvements . . . . .   | 98        |
| A.5      | Conclusion . . . . .  | 99        |
| A.6      | Annex . . . . .   | 100       |

# Lista de Figuras

|      |   |    |
|------|---|----|
| 2.1  | Diagrama representando exemplos de interação eletromagnética. . . . .                             | 7  |
| 2.2  | Diagrama da interação forte. . . . .  | 8  |
| 2.3  | Diagrama da interação fraca. . . . .  | 9  |
| 2.4  | Ilustração de um cone para a reconstrução do jato. . . . .  | 10 |
| 2.5  | Visão esquemática da estrutura básica do processo após a colisão de hádrons. . . . .              | 11 |
| 2.6  | Chuveiro partônico com modelo de Hadronização: (a) cluster e (b) string. . . . .                  | 13 |
| 2.7  | Diagrama de Feynman para a produção do bóson $Z^0$ em $b\bar{b}$ . . . . .                        | 17 |
| 2.8  | Diagramas de Feynman para a produção inclusiva $b\bar{b}$ . . . . .                               | 17 |
| 2.9  | Fotoprodução exclusiva de um bóson $Z^0$ . . . . .  | 18 |
| 2.10 | Diagramas de Feynman para processos de diboson. . . . .   | 19 |
| 2.11 | Principais diagramas para a produção associada de um bóson $Z^0$ e um ou mais jatos de b. . . . . | 20 |
| 2.12 | Produção do bóson $Z^0$ em associação com dois quarks b. . . . .                                  | 21 |
| 3.1  | O complexo de aceleradores do CERN. . . . .   | 23 |
| 3.2  | O detector LHCb (Large Hadron Collider Beauty experiment). . . . .                                | 24 |
| 3.3  | Esquema da disposição das tiras de detecção do VELO. . . . .                                      | 26 |
| 3.4  | Estações Inner Tracker e Outer tracker. . . . .   | 27 |
| 3.5  | Tipos de traços reconstruídos num evento do LHCb. . . . .   | 28 |

|      |   |    |
|------|---|----|
| 3.6  | Ímã do LHCb. . . . .  | 29 |
| 3.7  | Representação do RICH1. . . . .   | 30 |
| 3.8  | Distribuição das células no SPD, PS, ECAL e HCAL. . . . .   | 31 |
| 3.9  | Visualização lateral do sistema de múons. . . . .   | 33 |
| 3.10 | Esquema do sistema de <i>trigger</i> do LHCb. . . . .   | 34 |
| 3.11 | Visão esquemática da estrutura das aplicações do LHCb. . . . .  | 38 |
| 4.1  | Módulo Pixel proposto para o <i>upgrade</i> do VELO. . . . .  | 40 |
| 4.2  | O algoritmo sequencial para VELOPix procura traços a partir do<br>último módulo pixel. . . . .  | 41 |
| 4.3  | Resultado do algoritmo pixel sequencial usando precisão <i>float</i> e SSE. . . . .   | 42 |
| 4.4  | Construção de <i>tracklets</i> . . . . .  | 43 |
| 4.5  | Formação de traços. . . . .   | 44 |
| 5.1  | JEC em função do <i>momentum</i> transverso do jato para eventos com<br>NVP = 1. O erro total da JEC é representado pela banda colorida. . . . .      | 52 |
| 5.2  | JEC em função do <i>momentum</i> transverso do jato para eventos com<br>NVP = 2. O erro total da JEC é representado pela banda colorida. . . . .      | 53 |
| 5.3  | JEC em função do <i>momentum</i> transverso do jato para eventos com<br>NVP $\geq$ 3. O erro total da JEC é representado pela banda colorida. . . . . | 54 |
| 5.4  | Resolução da energia do jato em algumas regiões do LHCb. . . . .  | 55 |
| 5.5  | Visualização do parâmetro de impacto, comprimento de decaimento<br>ou distância do voo e o eixo do jato. . . . .                                      | 56 |
| 5.6  | Massa para o candidato <i>B</i> a partir do decaimento $B \rightarrow k\pi\pi$ . . . . .  | 58 |
| 6.1  | Fator de eficiência pela seleção <i>Doubletopo</i> . . . . .  | 62 |
| 6.2  | Distribuições normalizadas à unidade de diversas variáveis cinemáti-<br>cas dos dois jatos de <i>b</i> , $j_1$ e $j_2$ . . . . .                      | 64 |
| 6.3  | Distribuição da massa do dijato de eventos de sinal MC ajustada com<br>uma função gaussiana. . . . .  | 65 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 6.4  | Distribuição da massa do dijato de eventos de MC de $b\bar{b}$ inclusivo ajustado com a função Pearson IV. . . . .   | 66 |
| 6.5  | Distribuição da massa do dijato após a seleção <i>offline</i> . . . . .  | 67 |
| 6.6  | Significância do sinal $S/\sqrt{S+B}$ e $\text{Log}(S/B)$ . . . . .  | 68 |
| 6.7  | Número de eventos após a seleção de dois jatos do <i>b-tagging</i> com $p_T > 10$ GeV e NPVs = 1 em função do número de traços na região para frente e o número de traços na região para trás. Todos os traços estão fora do cone do jato. . . . .   | 70 |
| 6.8  | Número de traços na região para frente fora do cone do jato com nenhum traço para trás. . . . .  | 70 |
| 6.9  | Distribuição da massa do dijato após a seleção: dois jatos do <i>b-tagging</i> com $p_T > 10$ GeV, NPVs = 1, máximo de três traços na região para frente fora do cone do jato e nenhum traço na região para trás. Também se mostra a estimativa a partir dos eventos de MC multiplicada por um fator 20. . . . . | 71 |
| 6.10 | Diagramas de Feynman do proceso do sinal. O bóson $Z^0$ é produzido em associação com outro bóson W ou $Z^0$ , o qual decai em um ou dois múons. . . . .   | 72 |
| 6.11 | Exemplos de diagramas de Feynman da produção de um evento W+jatos, $Z^0$ +jatos e $t\bar{t}$ . . . . .   | 72 |
| 6.12 | Distribuição do <i>momentum</i> transverso do múon após a seleção final. Os dados são representados por pontos sólidos e a simulação por histogramas empilhados. . . . .   | 75 |
| 6.13 | Distribuição da massa do dijato após a seleção final para dados e previsões a partir de eventos MC. . . . .  | 75 |
| 6.14 | Distribuição do <i>momentum</i> transverso do jato 1 e jato 2 após a seleção. . . . .  | 76 |
| 6.15 | Distribuições da distância $\Delta R$ e o ângulo azimutal entre os dois jatos. . . . .   | 77 |
| 6.16 | Distribuição da massa do dijato após a seleção <i>boosted</i> . . . . .  | 77 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 6.17 | Significância do sinal $S/\sqrt{S+B}$ e $\text{Log}(S/B)$ . . . . .                  | 78 |
| A.1  | Result for the pixel sequential algorithm using double precision and<br>SSE. . . . . | 89 |
| A.2  | Reducing operations with SIMD. . . . .   | 90 |
| A.3  | Result for the pixel sequential algorithm using single precision and SSE. . . . .    | 90 |
| A.4  | Tracklet construction. . . . .   | 93 |
| A.5  | Tracklets for one event. . . . .   | 95 |
| A.6  | Track formation. . . . .   | 96 |
| A.7  | Tracks reconstructed. . . . .  | 96 |
| A.8  | Cut distance. . . . .  | 97 |

# Lista de Tabelas

|     |   |    |
|-----|---|----|
| 2.1 | Quarks e léptons. . . . .   | 5  |
| 2.2 | Seção de choque total para a produção de $W^\pm Z$ e $ZZ$ no LHC para $\sqrt{s} = 7$ TeV e $\sqrt{s} = 14$ TeV. . . . .   | 19 |
| 4.1 | Tempo de execução utilizando um único <i>thread</i> do CPU. . . . .   | 42 |
| 4.2 | Eficiência e pureza de reconstrução de traços para diferentes números de <i>hits</i> utilizando um novo algoritmo paralelo. . . . .   | 43 |
| 6.1 | Número de eventos MC gerados para o estudo, dentro da aceitação do LHCb, após aplicação dos critérios de seleção inclusiva e após a seleção de <i>Stripping Doubletopo</i> . Temos três amostras sinal $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ , produção inclusiva de $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ . . . . . | 65 |
| 6.2 | Número de eventos MC gerados para o estudo, dentro da aceitação do LHCb e após dos critérios de seleção diboson. . . . .  | 73 |
| 6.3 | Número de eventos estimado de sinal e <i>background</i> após a seleção final para uma luminosidade integrada de $1,0fb^{-1}$ e o número de eventos a partir de dados. Os erros são apenas estatísticos. . . . .   | 74 |
| A.1 | Header files used for different SSE versions. . . . .   | 88 |
| A.2 | Time for one thread. . . . .  | 91 |
| A.3 | Tracklet information. . . . .   | 93 |
| A.4 | Results. . . . .  | 98 |

# Capítulo 1

## Introdução

O bóson vetorial  $Z^0$  decai predominantemente num par de quarks bottom que dão origem a jatos muito semelhantes aos provenientes de processos de cromodinâmica quântica.

Estudos da produção do bóson  $Z^0$  em colisões próton-próton são geralmente restritos a seus modos de decaimento leptônico fornecendo uma assinatura experimental mais limpa. As motivações para a medição do decaimento hadrônico do bóson  $Z^0$  são que uma vez verificado que os jatos são atribuídos a pártons-mãe, distribuições de massa de dois ou vários jatos podem ser usadas para procurar novas partículas, utilizando os parâmetros medidos do bóson  $Z^0$  como uma calibração.

O experimento LHCb é um dos quatro principais detectores do LHC (*Large Hadron Collider*) localizado no CERN *European Organization for Nuclear Research*. O LHCb foi projetado para estudar decaimentos de mésons que contenham quarks bottom ( $b$ ). A geometria do detector LHCb considera apenas processos na direção frontal  $1,8 < \eta < 4,9$ , onde  $\eta$  é definido como  $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$  e  $\theta$  é o ângulo polar com relação ao fiixe. Dessa forma o LHCb é capaz de fornecer valiosa informação sobre a produção de partículas nesta região do espaço de fase.

Assim, o bóson  $Z^0$  decaindo num par de quarks bottom-antibottom oferece um teste para a exequibilidade de estudos do decaimento de partículas massivas em

quarks bottom no experimento LHCb, tais como o bóson de Higgs. Os primeiros estudos da produção do bóson de Higgs no LHCb foram feitos na tese de doutorado por C. Currat (2001) [1], trabalho pioneiro na simulação e análise de jatos de alto *momentum* transverso e seleção de candidatos a Higgs no detector LHCb. Uma discussão sobre a reconstrução de jatos do quark b no LHCb foi realizada por L. Locatelli (2007) [2]. Uma terceira análise foi realizada no ambiente de trabalho de *software* do LHCb, utilizando o algoritmo de jatos anti- $k_t$  por V. Coco (2008) [3], e, mais recentemente, utilizando o algoritmo de cone e uma semente por C. Potterat (2010) [4].

Desde meados de 2011, o grupo de reconstrução de jatos do LHCb trabalha no estabelecimento de configurações e correções para os jatos [5]. Recentes trabalhos utilizando as ferramentas desenvolvidas pelo grupo de reconstrução de jatos do LHCb foram publicados em [6] e [7].

Esta dissertação está organizada da seguinte forma: os aspectos teóricos e fenomenológicos necessário para realizar os estudos da produção do bóson  $Z^0$  decaindo num par de quarks bottom são descritos no capítulo 2.

No capítulo 3 descrevo o experimento LHCb e seus subdetectores. Novas tecnologias são necessárias para atualização do experimento LHCb. Dedico o capítulo 4 à descrição de uma contribuição pessoal à atualização do LHCb, na reconstrução de traços no detector *Vertex Locator*, desenvolvendo um novo algoritmo projetado para uma arquitetura de muitos núcleos de processamento.

Parte da dissertação foi desenvolvida e discutida dentro do grupo de reconstrução de jatos do LHCb. Portanto, uma descrição de como jatos são caracterizados pelo experimento LHCb, a reconstrução, os requerimentos para identificação, a correção da energia dos jatos e identificação de jatos provenientes de quarks b são expostos no capítulo 5. Com as ferramentas já descritas, realizamos um estudo para diferentes produções do bóson  $Z^0$  decaindo num par de quarks bottom. Consideramos eventos com a massa invariante dos dois jatos consistente com a massa do  $Z^0$  e estudamos

cortes cinemáticos relacionados a esses jatos. As análises abrangem quatro seleções de  $Z^0$  decaindo em  $b\bar{b}$ : inclusiva, exclusiva, produção de diboson ( $VZ$ ) e  $Z^0$  de alto *momentum* transverso. Um estudo exploratório para cada uma dessas produções usando simulações e dados de colisões próton-próton com  $\sqrt{s} = 7$  TeV registradas pelo detector LHCb durante o ano de 2011 é apresentado no capítulo 6. As conclusões finais são apresentadas no capítulo 7.

# Capítulo 2

## Aspectos Teóricos e Fenomenológicos

### 2.1 Modelo Padrão da Física de Partículas

As propriedades e interações das partículas fundamentais conhecidas da Natureza são atualmente melhor explicadas por um quadro teórico conhecido como o Modelo Padrão. O Modelo Padrão é uma teoria quântica de campos relativística que reúne as teorias que descrevem as interações de partículas eletricamente carregadas com fótons (Eletrodinâmica Quântica), as interações fortes de quarks e glúons (cromodinâmica quântica) e as interações fracas mediadas por bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$  (teoria eletrofraca), sem incluir a gravidade que manifesta seus efeitos somente nas escalas astronômicas.

As partículas do Modelo Padrão, assim como cada uma das interações fundamentais, são brevemente examinadas nesta seção. Para uma descrição completa consulte a referência [8] ou [9].

### 2.1.1 Partículas elementares

Todas as partículas podem ser classificadas em dois grupos: férmions e bósons. Férmions têm momento angular intrínseco ou spin semi-inteiro, enquanto os bósons têm spin inteiro. Os férmions são ainda classificados em quarks e léptons. Os nomes destes, juntamente com a suas cargas elétricas são dados na Tabela 2.1. Todas estas partículas têm spin  $1/2$ . Para cada partícula da tabela existe uma antipartícula, com o valor oposto de carga elétrica e momento magnético, mas com massa e tempo de vida idênticos. Bósons atuam como mediadores nas interações entre partículas.

| símbolo | nome    | $Q/ e $ | símbolo    | nome             | $Q/ e $ |
|---------|---------|---------|------------|------------------|---------|
| u       | up      | +2/3    | $e$        | elétron          | -1      |
| d       | down    | -1/3    | $\nu_e$    | e-neutrino       | 0       |
| c       | charm   | +2/3    | $\mu$      | múon             | -1      |
| s       | strange | -1/3    | $\nu_\mu$  | $\mu$ -neutrino  | 0       |
| t       | top     | +2/3    | $\tau$     | tau              | -1      |
| b       | bottom  | -1/3    | $\nu_\tau$ | $\tau$ -neutrino | 0       |

Tabela 2.1: Quarks e léptons. Onde  $Q$  e  $e$  são a carga elétrica e a carga elétrica do elétron respectivamente.

### 2.1.2 Léptons

Há seis léptons e seis correspondentes antiléptons. Os léptons são organizados em três gerações, cada geração é composta de um par de léptons. Os pares são: o elétron e neutrino do elétron ( $e, \nu_e$ ), o múon e neutrino do múon ( $\mu, \nu_\mu$ ) e o tau e neutrino do tau ( $\tau, \nu_\tau$ ). O múon  $\mu$  e o tau  $\tau$  são mais pesados, versões altamente instáveis do elétron, com vida média de  $2,2 \times 10^{-6}$  s e  $2,9 \times 10^{-13}$  s, respectivamente.

As propriedades dos léptons carregados, suas massas, tempo de vida e momento magnético são muito bem medidos. Em particular, os momentos magnéticos estão em excelente acordo com as previsões da eletrodinâmica quântica, a nível de uma parte por milhão, ou melhor. Para os léptons neutros (neutrinos) as propriedades

são muito mais complicadas e menos bem compreendidas. Léptons carregados participam em interações eletromagnéticas e fracas enquanto léptons neutros apenas participam em interações fracas.

### 2.1.3 Quarks e Hádrons

Os quarks na Tabela 2.1 têm frações de cargas elétricas, de  $2|e|/3$  e  $-|e|/3$  onde  $|e|$  é o valor da carga do elétron. Além da carga e spin, os quarks, como os léptons, tem um grau interno de liberdade extra, chamado o sabor. Assim como para os léptons, os seis sabores de quark estão dispostos em três gerações, onde os componentes diferem por uma unidade de carga elétrica. Quarks têm um número quântico conhecido como carga de cor. Quarks podem transportar uma de três cores, vermelho, azul ou verde, enquanto antiquarks carregam anticor.

Enquanto os léptons existem como partículas livres, os quarks sempre são encontrados associados em grupos de quarks chamado hádrons. Isto é devido à liberdade assintótica que os quarks possuem, discutido em [9]. Quando dois quarks são espacialmente separados, o campo de cor aumenta até ter energia suficiente para criar um novo par quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ) do vácuo. Na prática, isso significa que requer-se uma quantidade infinita de energia para isolar um quark de um hádron. Essa previsão é até agora confirmada experimentalmente: nenhum quark ou glúon foi separado de um hádron para que possa ser examinado isoladamente. Por outro lado, em colisões de altas energias, os quarks e os glúons dentro do hádron se comportam como partículas livres. O conceito de hádrons como um grupo de quarks e glúons livres ou pártons é conhecido como o *Parton Model*.

Hádrons são de dois tipos: bárions que consistem de três quarks e os mésons que são compostos por um par quark-antiquark. Embora os quarks possuem carga de cor, hádrons são sempre incolores. Nos bárions (por exemplo prótons ou neutrons) consistindo de um quark vermelho, um azul e um verde, a combinação é branco (ou seja sem cor). Da mesma forma, um méson consistindo de um quark de uma cor

particular e um antiquark com anticor correspondente, também é sem cor.

A matéria comum observada no mundo é construída a partir de u e d quarks, formando os prótons e nêutrons dos núcleos atômicos, que, juntamente com os elétrons  $e^-$  formam átomos e moléculas. Os quarks mais pesados c, s, t, e b são também observados na composição de compostos bariônicos como  $sud$ ,  $sdc$ ,... e mésons como  $b\bar{b}$ ,  $c\bar{c}$ ,  $c\bar{b}$ ,..., mas estes hádrons pesados são altamente instáveis e decaem rapidamente para estados contendo quarks u e d apenas. Do mesmo modo os léptons mais pesados e carregados  $\mu$  e  $\tau$  decaem em elétrons e neutrinos, o  $\tau$  pode decair em hádrons.

#### 2.1.4 Interações Fundamentais e bósons

Os férmions, quarks e léptons, interagem através da troca de bósons mediadores. O bóson carrega *momentum* de um férmion para o outro. A taxa na qual o *momentum* é trocado fornece a força entre as partículas que interagem. Existem quatro tipos conhecidos de interação, cada uma com seu bóson de troca característico.

##### A interação eletromagnética

Pode ser atrativa ou repulsiva e ocorre entre todos os tipos de partículas carregadas. É provocada por troca de um fóton, com spin 1 e massa zero. A figura 2.1 (a) mostra a interação eletromagnética entre o múon  $\mu$  e próton  $p$ , através de troca de fóton.

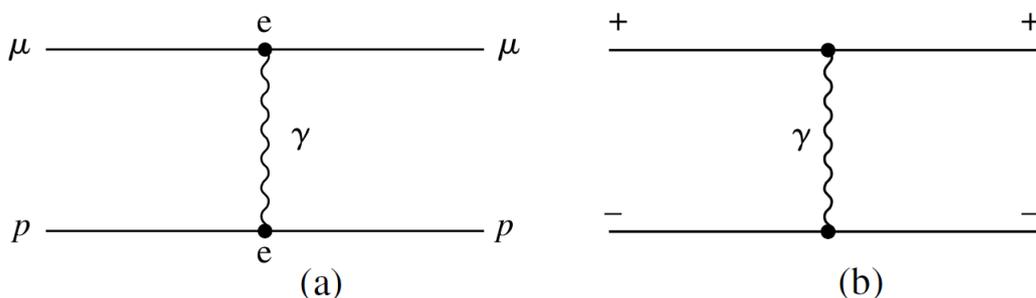


Figura 2.1: Diagrama representando exemplos de interação eletromagnética.

### As interações fortes

Ocorre entre os quarks, através da troca de glúons, novamente uma partícula com spin 1 e massa zero. Enquanto nas interações eletromagnéticas existem apenas dois tipos de carga elétrica, denotada pelos símbolos  $+$  e  $-$ , como na figura 2.1(b), as interações entre quarks envolvem seis tipos de carga forte (cor). Glúons, ao contrário de fótons, carregam uma carga de cor, que consiste de uma cor e uma anticor. Como um exemplo, a Figura 2.2

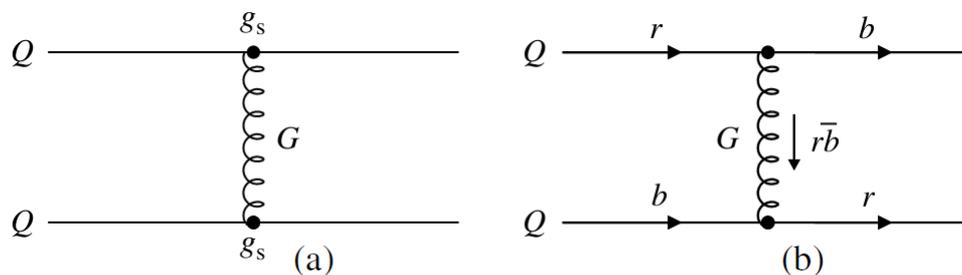


Figura 2.2: (a) A interação forte entre quarks via glúons. (b) A força interquark forte envolve seis tipos de carga de cor.

### As interações fracas

Atua sobre todos os tipos de quark e lépton. Elas são mediadas pela troca de bósons fracos,  $W^\pm$  e  $Z^0$ . Estas partículas são também de spin 1, mas têm massas de 80 e 91 GeV respectivamente. Interações fracas são responsáveis pelo decaimento beta radioativo de núcleos. O processo de troca  $W^\pm$  na figura 2.3 (a) envolve uma mudança na carga do lépton ou quark, e é, portanto, por vezes referido como uma “corrente carregada”, enquanto a troca de  $Z^0$  na figura 2.3 (b) não afeta as cargas das partículas e é chamada “corrente neutra”.

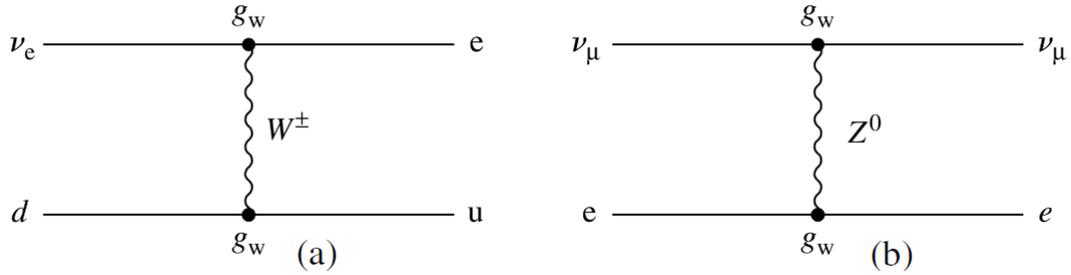


Figura 2.3: (a) A interação fraca envolvendo o bóson carregado  $W$ . (b) A interação fraca envolvendo o bóson neutro  $Z^0$ .

### As interações gravitacionais

Ocorre entre todas as formas de matéria ou radiação. Na maioria dos modelos além do Modelo Padrão, o responsável pela transmissão da força da gravidade é o “graviton”, partícula elementar hipotética de massa 0 e spin 2.

## 2.2 Jatos

O ponto de partida para uma descrição de um processo de espalhamento duro no LHC começa no nível partônico, os pártons envolvidos na colisão são espalhados com alto *momentum* transversa ( $p_T$ ) e formam um conjunto de hádrons muito bem colimados chamado jato, um chuveiro de hádrons. Uma descrição gráfica é dada na figura 2.4. Portanto, os jatos são uma ferramenta necessária para compreender melhor a física do modelo padrão e além dela.

### 2.2.1 Chuveiro partônico e hadronização

O desafio fundamental quando se tenta fazer previsões teóricas ou interpretar experimentalmente estados finais observados é que a teoria das interações fortes (QCD) é mais facilmente aplicada a graus de liberdade de curta distância ( $\ll 1$  fermi), ou seja, quarks e glúons carregados de cor, enquanto os graus de liberdade de longa distância visto nos detectores são estados singletos de cor.

O processo de dispersão é mostrado graficamente nas figuras 2.4 e 2.5. A evo-

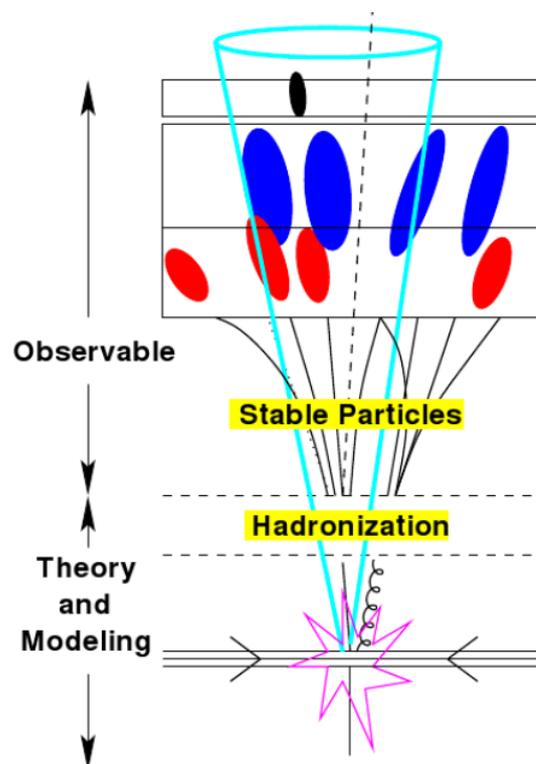


Figura 2.4: Ilustração de um cone para a reconstrução do jato. Partículas são criadas através de decaimentos e radiação após da colisão dando origem a um *spray* colimado de hádrons que chamamos de jato. Para a comparação de dados experimentais com a teoria, faz-se necessário o uso de modelos aproximados.

lução do processo de dispersão a curta distância para os estados finais a longas distâncias, ocorrem em várias etapas (aproximadamente) distintas. A separação, ou fatoração, dessas etapas é essencial tanto conceitualmente como para o cálculo. Isto é baseado nas distintas escalas de distância (ou *momentum*) inerente em cada etapa.

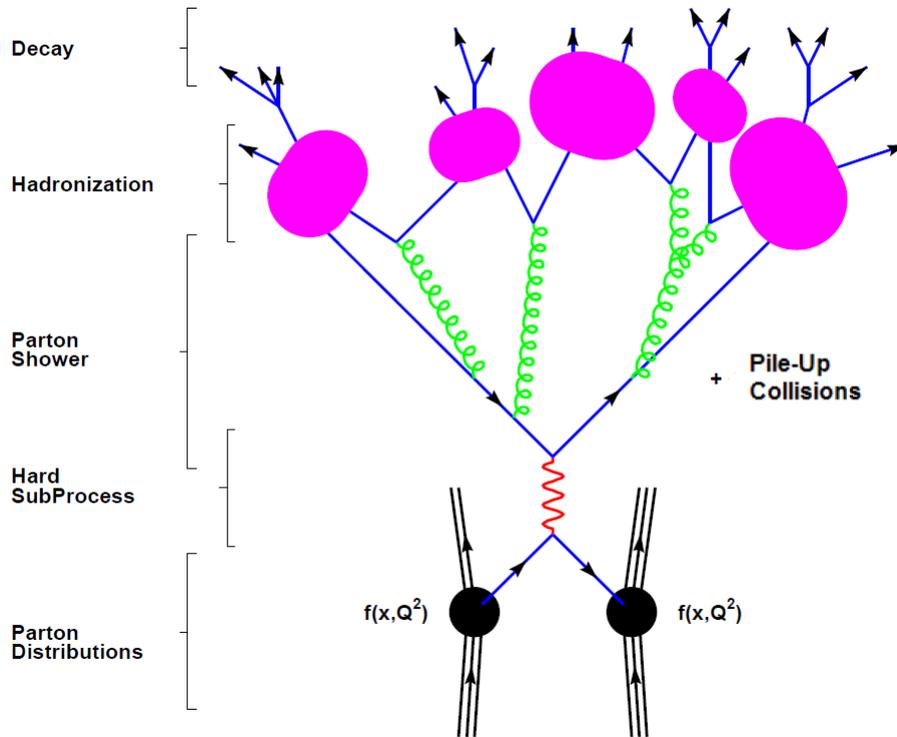


Figura 2.5: Visão esquemática da estrutura básica do processo após a colisão de hádrons.

No primeiro passo os pártons participam da dispersão de curta distância. A probabilidade relativa de encontrar os pártons dispersados nesta etapa é fornecida pelas funções de distribuição de pártons (pdfs), as quais são funções de cor e sabor dos pártons, das frações de impulso longitudinais ( $x_k$ ) transportada pelos pártons e da escala de fatoração ( $\mu$ ), todos os quais servem para definir unicamente os pártons desejados. As pdfs são determinadas a partir de ajustes globais a uma ampla variedade de dados, os quais podem ser analisados no contexto da QCD perturbativa (pQCD). A seção de choque para esta etapa é avaliada em ordem fixa na pQCD, *leading order* (LO), *next to leading order* (NLO) ou superior.

Depois deste ponto, a distância entre os pártons aumenta (diminui a transferência

de *momentum*) o que leva a um aumento de  $\alpha_S$ , a constante de acoplamento forte. Este é um regime onde o tratamento perturbativo começa a não ser mais válido e são substituídos por modelos aproximados. Dois desses modelos: chuva partônica e hadronização são agora descritos.

### Chuveiro partônico

No LHC, as correções de ordem superior dominantes surgem a partir da emissão de glúons, quarks e fótons das partículas de estado inicial e final. Para levar em conta estas emissões, estados iniciais e finais de chuviros partônicos são adicionados ao processo. Os chuviros são gerados permitindo-se que os pártons se ramifiquem em um párton de energia inferior com a emissão de um quark, glúon ou fóton. O conteúdo dos chuviros é determinado pelas razões de ramificação  $q \rightarrow q\gamma$ ,  $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow gg$ ,  $g \rightarrow q\bar{q}$ . O chuva partônico segue até que os quarks e glúons se aproximem a uma energia de corte e neste ponto o processo é interrompido. Por exemplo, no gerador Monte Carlo PYTHIA [10], um ponto de corte de 1 GeV é aplicado.

### Hadronização

A evolução dos chuviros partônicos leva a um estado final com cor de glúons e quarks. Os quarks, glúons e fótons em estado final devem ser convertidos em partículas hadrônicas observáveis. Dois modelos básicos estão em uso no momento, o modelo de agrupamento (*Cluster Model*) e o modelo de Cordas (*String Model*). Uma ilustração pode ser vista na Figura 2.6.

***Cluster Model.*** Após o chuva partônico, glúons são divididos em singletos de cor  $q\bar{q}$  que se combinam com outros singletos de cor em *clusters* incolores. Estes aglomerados decaem depois nos hádrons conhecidos. Este modelo tem poucos parâmetros e tem um mecanismo natural de gerar *momentum* transversa e a produção de partículas pesadas na hadronização é suprimida. O modelo de cluster para a

formação de hádrons é usado em HERWIG [11] (*Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons*).

**String Model.** Este modelo é descrito por um fluxo de cor entre os singletos de cor iniciais  $q\bar{q}$ . Quando os pártons se afastam uns dos outros a cadeia fica esticada. Devido ao campo de cor forte este se rompe através da produção de um par quark-antiquark quando a energia na sequência atinge um certo limite. Depois disso as partes restantes constroem os hádrons conhecidos. Este modelo é usado no PYTHIA [10].

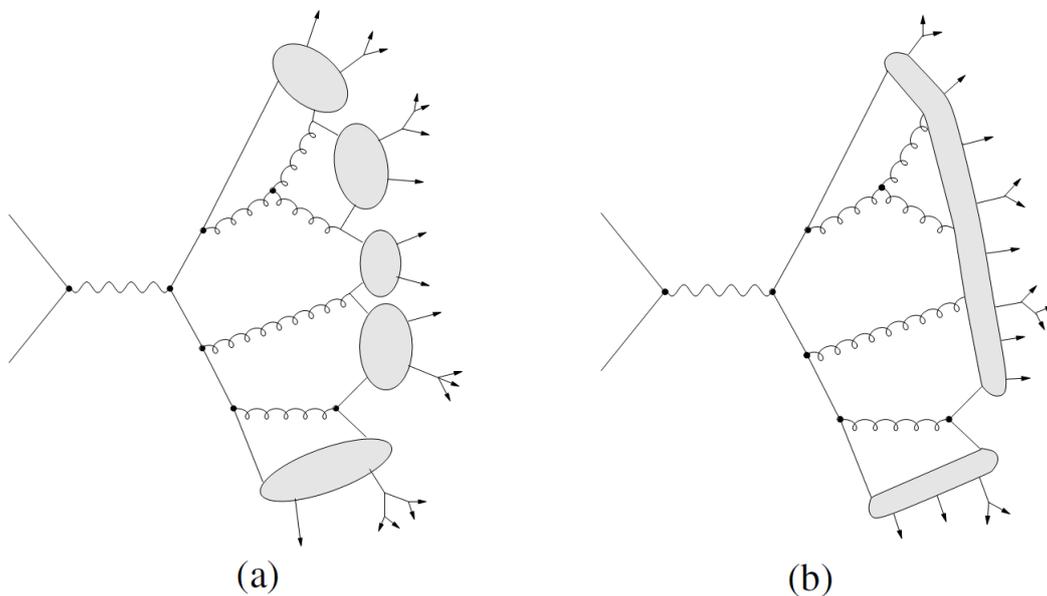


Figura 2.6: Chuveiro partônico com modelo de Hadronização: (a) cluster e (b) string. [12]

## 2.2.2 Algoritmo de jatos

Para reconstruir jatos deve-se fazer uso de alguns algoritmos, procedimentos bem definidos para a recolha de traços de detectores e células do calorímetro em quadri-*momentum* de jato. Existem muitos desses algoritmos, com cada um exibindo um diferente comportamento de agrupamento, ver referências [13] [14]. Alguns

algoritmos de agrupamento são baseadas na distância definida na equação 2.1,

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^{2n}, p_{Tj}^{2n}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (2.1)$$

Para:

$n = 0 \rightarrow$  algoritmo *Cambridge/Aachen*.

$n = 1 \rightarrow$  algoritmo  $k_t$ .

$n = -1 \rightarrow$  algoritmo anti- $k_t$ .

Onde  $R$  (raio do cone do jato) é um parâmetro constante e  $\Delta R_{ij}$  definido na equação 2.2 é a distância no espaço  $\eta-\phi$ . A pseudorapidez definida como  $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$ , onde  $\theta$  é o ângulo polar e  $\phi$  é o ângulo azimutal.

$$\Delta R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2} \quad (2.2)$$

Nesta dissertação usamos o pacote de software Fastjet [15] para reconstruir jatos com o algoritmo anti- $k_t$  [16] com parâmetro  $R = 0,5$ . O algoritmo anti- $k_t$  é um algoritmo baseado em agrupamento de objetos. O agrupamento se inicia com uma lista de objetos de entrada. Estas podem ser: partículas de eventos Monte Carlo ou células do calorímetro de dados ou de detectores simulados. Para cada objeto,  $i$ , e cada par de objetos,  $i, j$ , duas distâncias,  $d_i$  e  $d_{i,j}$  são calculadas, tal como consta nas equações 2.3 e 2.4.

$$d_i = (p_{Ti}^{-2}) \quad (2.3)$$

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^{-2}, p_{Tj}^{-2}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2} \quad (2.4)$$

O algoritmo procura o menor  $d_i$  ou  $d_{i,j}$ . Se o menor valor é um  $d_{i,j}$ , em seguida, os objetos  $i$  e  $j$  são unidos e reutilizados como objetos de entrada. Se o menor valor é  $d_i$ , o objeto  $i$  é removido da lista de objetos de entrada e definida como um jato.

Este procedimento é repetido até que todos os objetos sejam incluídos dentro do cone de um jato.

## 2.3 Produção do bóson $Z^0$ em colisões hadrônicas

A produção do bóson  $Z^0$  é agora descrita. Primeiramente um breve resumo dos estudos anteriores e atuais de produção do bóson  $Z^0$  é fornecido. Em segundo lugar, uma breve descrição do  $Z^0$  decaindo em  $b\bar{b}$ , produção exclusiva, produção de diboson e produção do bóson  $Z^0$  em associação com um quark b é apresentado.

O bóson  $Z^0$ , eletricamente neutro (spin igual a 1) com massa  $m_Z^0 \sim 91$  GeV e largura  $\Gamma \sim 2,5$  GeV, ocupa um lugar único na física. Este análogo pesado do fóton foi experimentalmente descoberto em 1983, praticamente simultâneo com as suas congêneres carregadas, os bósons  $W^\pm$ , com massa  $m_W \sim 80$  GeV e largura  $\Gamma \sim 2$  GeV [17]. A descoberta foi coroada com o prêmio Nobel para Carlo Rubbia (pelos bósons) e Simon Van der Meer em 1984 (pelo processo chamado do arrefecimento estocástico que realizou no colisor próton-antipróton no CERN, que foi especialmente construído para produzir bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$ ) [18]. Os bósons de vida extremamente curta ( $\tau = 10^{-25} s$ ) foram detectados pelo seu decaimento em léptons e hádrons. Após a descoberta dos bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$ , o passo seguinte no estudo de física eletrofraca foi em medidas de precisão a fim de testar a correção eletrofraca radiativa. Para tais medições colisores especiais elétron-pósitron SLC (no SLAC) e LEP-I (CERN), foram construídos começando a operar no outono de 1989. Em paralelo com a construção do LEP e SLC, equipes de teóricos realizavam os cálculos detalhados das correções radiativas necessárias. Estes cálculos foram discutidos e comparados em workshops e reuniões. O livro [19] resume os resultados destes estudos teóricos.

As produções que foram estudadas no LEP-I e SLC podem ser apresentadas na

forma:

$$e^- e^+ \rightarrow Z^0 \rightarrow f \bar{f} \quad (2.5)$$

onde  $f \bar{f}$  podem ser: léptons carregados ( $e\bar{e}, \mu\bar{\mu}, \tau\bar{\tau}$ ) ou quarks ( $u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}, c\bar{c}, b\bar{b}$ ).

Cerca de 20 milhões de bósons  $Z^0$  foram detectados no LEP-I e 550 mil no SLC. Uma precisão fantástica foi alcançada na medição da massa ( $m_Z^0$ ) e largura ( $\Gamma$ ) do bóson  $Z^0$  [20].

$$m_{Z^0} = 91,1876 \pm 0,0021 GeV \quad \Gamma = 2,4952 \pm 0,0023 GeV$$

$$m_{Z^0}|_{teorico} = 91,1874 GeV$$

Em colisores de hádrons, Os bósons  $Z^0$  foram estudados predominantemente usando seu decaimento leptônico. Os decaimentos hadrônicos são geralmente muito difíceis de separar do ruído de fundo produzidos pelas interações de cromodinâmica quântica (QCD).

No LHC, os bósons  $Z^0$  são produzidos em grandes quantidades nas colisões de prótons de alta energia. Estudos experimentais de produção do bóson  $Z^0$  estão em andamento. Testes precisos do Modelo Padrão e reduções em incertezas nas pdfs são as principais motivações. Medidas de seção de choque para  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  foram publicados no LHCb [21], ATLAS [22] e CMS [23].

### 2.3.1 Produção do $Z^0$ decaindo em $b\bar{b}$

Em ordem dominante, no LHC, um bóson  $Z^0$  é produzido através de aniquilação de um quark e um antiquark do mesmo sabor. Como o LHC é um colisor de prótons, nenhum antiquark de valência está presente numa colisão. O antiquark surge do mar (*sea*), a partir da divisão de gluons (*gluon splitting*) que são continuamente trocados entre os quarks de valência do próton. O outro quark que se aniquila para formar o  $Z^0$  pode ser um quark de valência ou um quark do mar. No LHC, as aniquilações

quark-antiquark surgirão principalmente de pares  $u\bar{u}$  e  $d\bar{d}$ , com o restante vindo de pares  $c\bar{c}$  e  $s\bar{s}$ . A figura 2.7 mostra a produção do bóson  $Z^0$  em  $b\bar{b}$ .

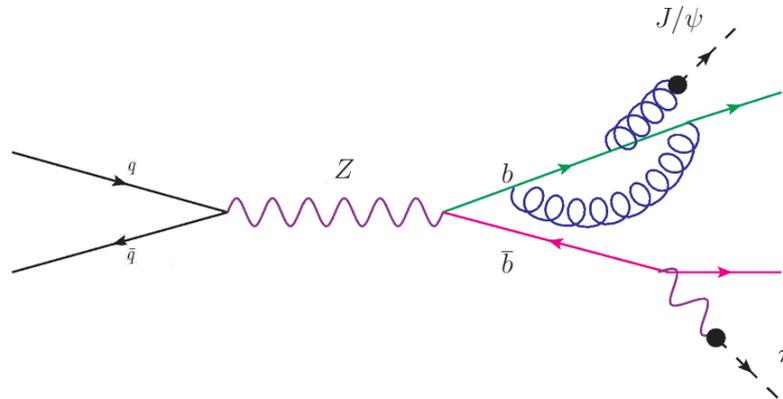


Figura 2.7: Diagrama de Feynman para a produção do bóson  $Z^0$  em  $b\bar{b}$ .

O canal  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ , poderia ser identificado pela presença de hádrons de alta energia  $B$  e  $\bar{B}$ , mas um par pode ser criado não só diretamente por um bóson  $Z^0$ , mas também por processos  $b\bar{b}$  de QCD. Veja figura 2.8

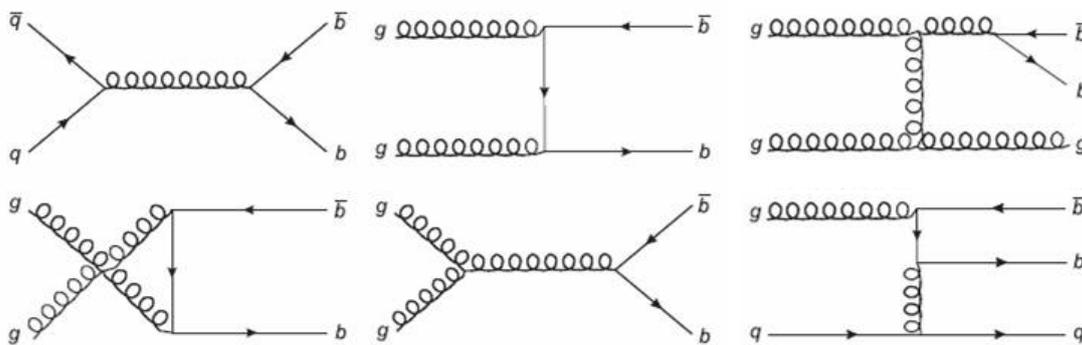


Figura 2.8: Diagramas de Feynman para a produção inclusiva  $b\bar{b}$ .

Examinando a estrutura de cor dos diagramas se percebe uma diferença entre  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  e  $g \rightarrow b\bar{b}$ . Nos processos de QCD há uma conexão de cor entre o estado inicial e final ausente na produção por  $Z^0$ . Esta consideração só pode nos levar a acreditar que QCD dá origem a processos com uma radiação de cor alta que acompanha os dois jatos de  $b$ , e além disso, o padrão de radiação é diferente.

A seção de choque do bóson  $Z^0$  para  $\sqrt{s} = 7$  TeV é calculada em *next-to-next-*

*leading order* (NNLO) [24], a qual dá  $\sigma_{Z^0} \times B(Z^0 \rightarrow l^+l^-) = 960$  pb. São usadas [20]  $B(Z^0 \rightarrow l^+l^-) = 0,033658$  e  $B(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) = 0,1512$  para obter  $\sigma_{Z^0} \times B(Z^0 \rightarrow b\bar{b}) = 4300$  pb.

### 2.3.2 Produção exclusiva $pp \rightarrow pZ^0p$

No LHC é possível produzir o bóson  $Z^0$  exclusivamente, em associação com nenhuma outra partícula exceto os prótons. Os prótons emergem intactos após a colisão com *momentum* transverso pequeno. O processo é previsto pelo Modelo Padrão via fotoprodução [25], uma radiação de fóton virtual flutua a um loop  $q\bar{q}$  o qual é dispersado por troca de dois glúons no próton e se materializa como um  $Z^0$ , como é mostrado na figura 2.9. O mesmo mecanismo fornece a fotoprodução dos mésons vetoriais  $J/\psi$  e  $\psi(2S)$  recentemente observado no LHCb [27].

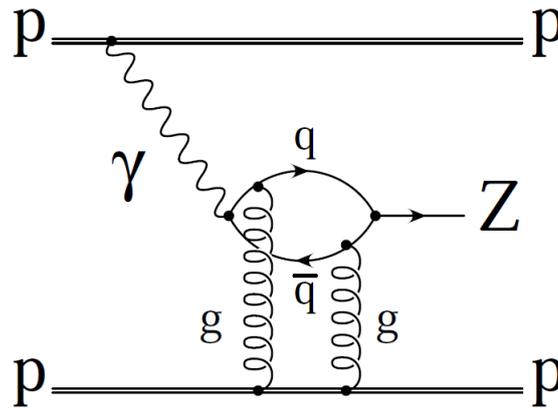


Figura 2.9: Fotoprodução exclusiva de um bóson  $Z^0$ .

A seção de choque prevista no LHC para a produção exclusiva de  $Z^0$  é  $\sigma_{excl}(Z^0) = 3,0$  fb [25], para  $\sqrt{s} = 7$  TeV. Uma teoria além do Modelo Padrão do pomeron prediz uma seção de choque muito maior, possivelmente de uma ordem de magnitude maior [26].

### 2.3.3 Produção de diboson

O estudo da produção de diboson em colisões próton-próton é um teste importante do Modelo Padrão. Qualquer desvio, que se pode manifestar como um aumento da seção de choque seria indicação de nova física além do Modelo Padrão e poderia dar algumas pistas sobre o mecanismo responsável pela quebra de simetria eletrofraca. Os diagramas de Feynman para os processos diboson são mostrados na figura 2.10.

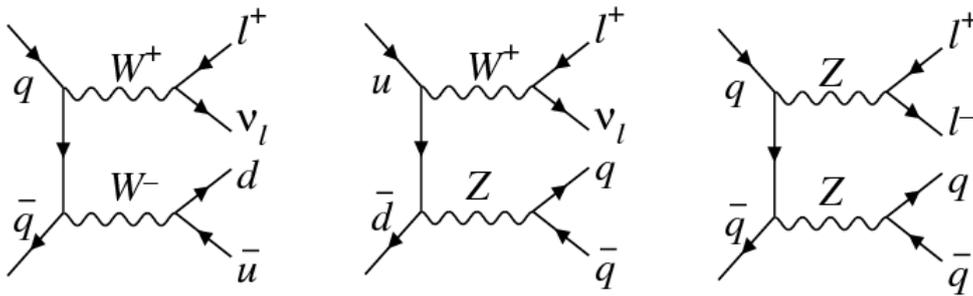


Figura 2.10: Diagramas de Feynman para processos de diboson.

Nesta dissertação estudamos a produção de eventos contendo o bóson  $Z^0$  decaindo em  $b\bar{b}$  em associação com um segundo bóson ( $W^\pm$  ou  $Z^0$ ) que decai leptonicamente ( $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$  ou  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ). Cálculos *Next to leading order* (NLO) da seção de choque para  $W^\pm Z$  e  $ZZ$  são mostrados na tabela 2.2.

|                                | $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [pb] | $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ [pb] |
|--------------------------------|---------------------------------|----------------------------------|
| $\sigma(pp \rightarrow W^+ Z)$ | 11,88                           | 31,50                            |
| $\sigma(pp \rightarrow W^- Z)$ | 6,69                            | 20,32                            |
| $\sigma(pp \rightarrow ZZ)$    | 6,46                            | 17,72                            |

Tabela 2.2: Seção de choque total para a produção de  $W^\pm Z$  e  $ZZ$  no LHC para  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  e  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  [28].

### 2.3.4 Produção do bóson $Z^0$ em associação com um quark b

A produção do bóson  $Z^0$  em associação com jatos em aceleradores de hádrons tem sido utilizada como um teste para os cálculos de QCD perturbativa (pQCD). No entanto, a produção de jatos de sabor pesado (b ou c) precisa ser melhor estudada. A produção de um ou mais jatos de b em associação com um bóson  $Z^0$  é um fundo significativo para muitas pesquisas importante no LHC, como o bóson de Higgs, procuras por super simetria (SUSY) e física além do Modelo Padrão. A figura 2.11 mostra os principais diagramas que contribuem para produções  $Z^0 + b$ . Os dois primeiros diagramas tem um quark b, enquanto nos dois diagramas abaixo, um par  $b\bar{b}$  é explicitamente produzido no estado final.

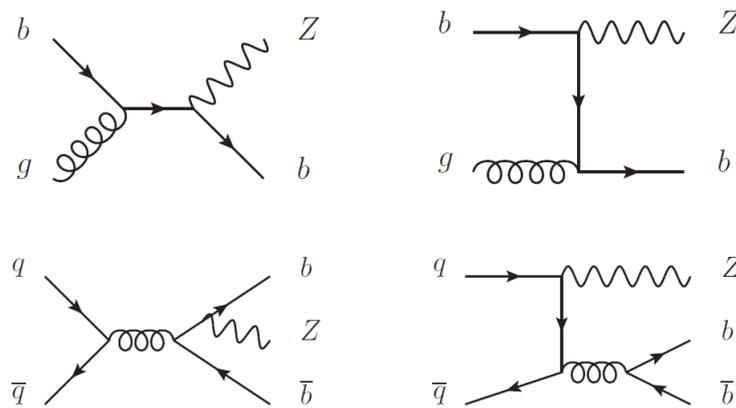


Figura 2.11: Principais diagramas para a produção associada de um bóson  $Z^0$  e um ou mais jatos de b.

No LHC, o bóson  $Z^0$  pode ser produzido em associação com dois quarks b, como mostra a figura 2.12, que é referenciada como  $b(b)Z^0$ . Este processo foi visto pela primeira vez no LHC. A seção de choque da produção de um bóson  $Z^0$  em associação com exatamente um ou pelo menos dois quarks b foi recentemente medido no CMS [29].

A produção do bóson  $Z^0$ , em associação com jatos no LHCb é estudada na ref [30], onde o bóson  $Z^0$  decai em múons. Nessa análise 53 182 eventos são selecionados como  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Uma análise em progresso de produção de jatos de b em associação

com um bóson  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  seleciona 127 eventos. Considerando essas proporções e esperando 88 672 eventos do  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ , podemos estimar 211 eventos de  $Z^0 \rightarrow b\bar{b} +$  jatos de b no LHCb.

Nenhum estudo de  $Z^0 \rightarrow b\bar{b} +$  jatos de b é apresentado nesta dissertação, dentre algumas razões, a falta de simulação apropriada desse processo. Porém, acreditamos que em estudos futuros essa produção possa ser considerada.

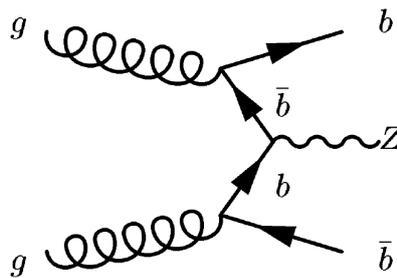


Figura 2.12: Produção do bóson  $Z^0$  em associação com dois quarks b.

# Capítulo 3

## O Experimento LHCb

### 3.1 O LHC

O CERN, *European Organization for Nuclear Research*, é uma organização internacional com o objetivo de apoiar estudos de Física de Partículas. Sendo o maior laboratório do mundo, milhares de físicos e engenheiros colaboram em seus experimentos, explorando o que conhecemos de mais fundamental sobre a matéria.

Entre todas as experiências realizadas no CERN, muitas delas dependem da existência de aceleradores de alta tecnologia. O complexo de aceleradores do CERN consiste numa série de aceleradores lineares e circulares, construídos com o objetivo de impulsionar prótons e íons pesados em todo o caminho para o *Large Hadron Collider* (LHC). Como mostra a figura 3.1, o complexo de aceleradores do CERN está longe de ser uma configuração simples, composto por diversos tipos diferentes de aceleradores que servem para fins específicos. O processo de aceleração se inicia no LINAC 21, seguido por três aceleradores circulares, o Booster, PS e SPS, para acabar no LHC.

O *Large Hadron Collider* é um acelerador circular de 27 km de comprimento, que fica a 100 metros de profundidade da superfície, localizado em Genebra, Suíça. Após a injeção, dois feixes são acelerados em ambas as direções por cavidades de rádio

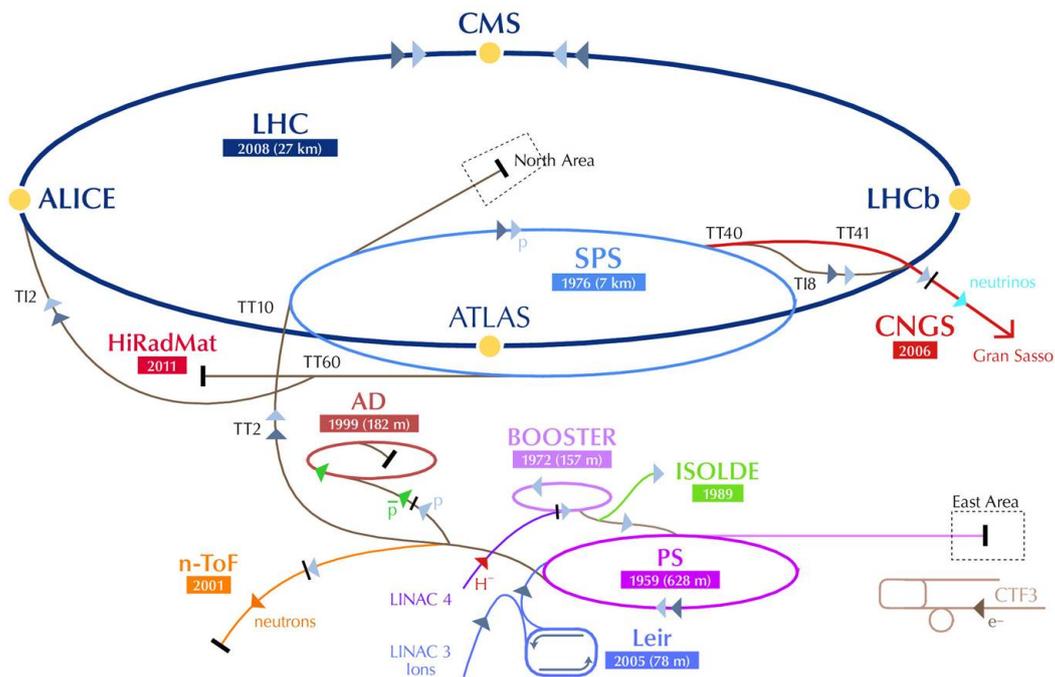


Figura 3.1: O complexo de aceleradores do CERN.

frequência (RF), onde a variação em tempo do campo elétrico acelera as partículas. Estas cavidades aceleram os prótons em 0,5 MeV por turno. Os prótons são acelerados em torno do anel, muitas vezes, a fim de atingir a energia de 4 TeV em 2012 (3,5 TeV em 2011). Ímãs supercondutores dipolo são utilizados para desviar os prótons ao redor do anel. A fim de manter o raio da trajetória das partículas em aceleração constante, a magnitude do campo magnético deve aumentar à medida que a energia das partículas aumenta. O campo máximo é de 8,33 T. Ímãs quadropolo são usadas também para manter os dois feixes juntos.

Quando os dois feixes colidem, apenas uma pequena fração das partículas colide para produzir eventos com a presença de fenômenos. O acelerador foi projetado para operar feixes de prótons com até 2808 núvens de  $1,15 \times 10^{11}$  prótons cada e uma luminosidade instantânea de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . As núvens de partículas se cruzam em quatro pontos de colisão, em que os detectores estão localizados, com a finalidade de detectar as assinaturas das partículas.

ATLAS e CMS, os detectores usados na recente descoberta do bóson Higgs,

são detectores de propósito geral. ALICE é um detector focado no estudo de íons pesados. Finalmente, o detector LHCb, dedicada ao estudo dos eventos de estados finais com quark b.

### 3.2 O Detector LHCb

O *Large Hadron Collider beauty* (LHCb) [31] foi projetado para estudar com alta precisão a violação de CP (carga-paridade), decaimentos raros do B hádron e procura por indícios de física nova além do Modelo Padrão no setor dos quarks *bottom* e *charm*.

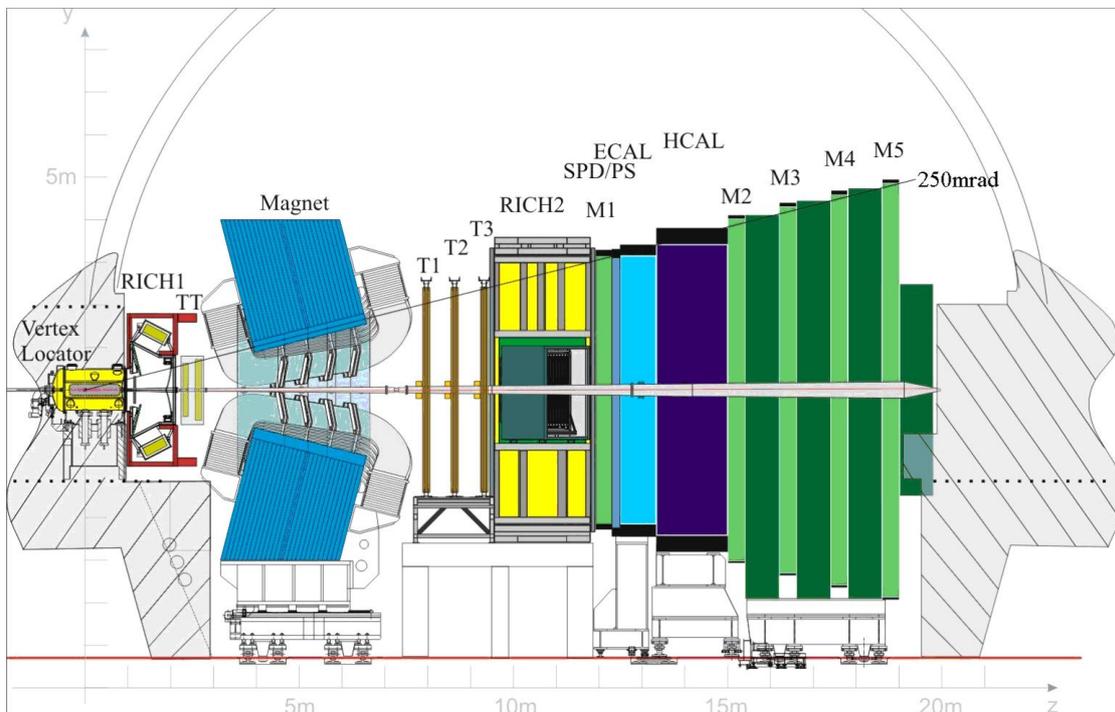


Figura 3.2: O detector LHCb (*Large Hadron Collider Beauty experiment*).

O LHCb é um experimento que tem como objetivo estudar os decaimentos de hádrons contendo quarks b. Em contraste com os dois detectores de propósito geral, ATLAS e CMS, LHCb fornece uma melhor resolução no seu sistema de trajetória. Sua alta precisão de localização do vértice primário e secundário, são cruciais para que decaimentos dos mésons B e D sejam identificados com precisão. Devido a seus

sistemas de identificação de partículas, ele também pode detectar diferenças entre os tipos de partículas que atravessam o detector.

A figura 3.2 mostra uma seção lateral do detector, no plano  $yz$ . LHCb é um espectrômetro, com uma cobertura angular para a frente a partir de, aproximadamente, de 10 mrad a 250 mrad . A lógica por trás dessa pequena cobertura angular, justifica-se pelo fato de que os hádrons B de interesse para o LHCb são produzidos a partir da interação dos pártons que compõem os prótons da colisão e que carregam parte de seu *momentum*. Parte desse *momentum* é transferido, fazendo com que a partícula seja impulsionada, propagando-se preferencialmente na direção do feixe.

O detector LHCb, como qualquer detector em física de partículas, é formado por várias partes ou subdetectores diferentes, como é mostrado na figura 3.2. Cada um destes subdetectores existe para explicar um aspecto específico da detecção das partículas resultantes da colisão. Uma breve descrição dos subdetectores é apresentada nas subseções a seguir.

### 3.2.1 VELO

VELO ou *Vertex Locator*, é um conjunto de 48 unidades de tiras (*strip*) de detecção, colocado sobre o plano Z em torno do ponto de colisão, veja figura 3.3. O principal objetivo do VELO é detectar a localização dos vértices primários e secundários da colisão em cada evento. O VELO é uma parte crucial do sistema de trajetória. É o único detector que pode obter os dados sobre o que acontece no lado do eixo Z negativo da colisão, isto é, as partículas que viajam no sentido oposto ao local onde o detector é colocado, com estes dados pode-se localizar os vértices da colisão. As tiras são colocadas na parte mais à esquerda da figura 3.2, que cobre a área onde as colisões acontecem no LHCb.

Durante a operação do detector, os sensores de silício são posicionados a 8 mm do feixe. Para preservar o detector, ele é mantido a 3 cm de sua posição de operação enquanto os prótons estão sendo acelerados.

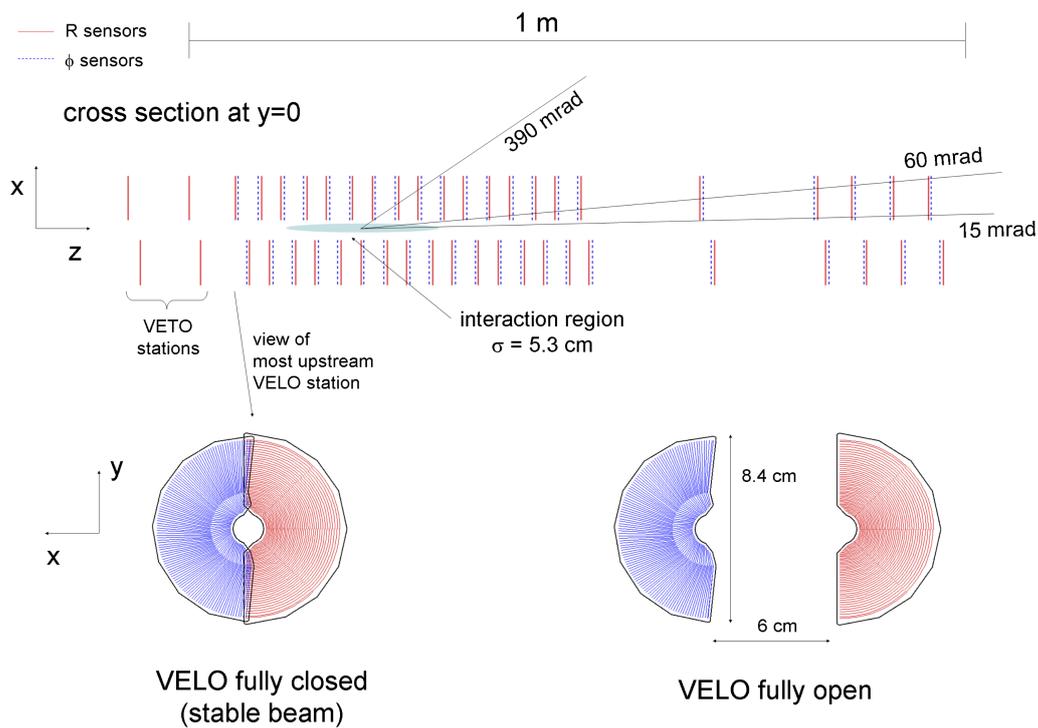


Figura 3.3: Esquema da disposição das tiras de detecção do VELO.

### 3.2.2 Estações de Traço

Quando duas partículas colidem, os decaimentos das partículas produzidas se propagam e interagem com o detector, deixando sinais em seu caminho. Uma reconstrução destas trajetórias é, portanto, necessária, e que pode produzir informações valiosas para nossos estudos, tais como o ponto de vértice da colisão, ou sugestões sobre a massa e a energia das partículas produzidas e como elas são curvadas pelo ímã do LHCb. O sistema de trajetórias do LHCb é composto pelo *Vertex Locator*, o *Inner Tracker* e o *Outer tracker*.

#### *Inner Tracker*

O sistema de trajetórias interno é composto pela estação *Tracker Turicensis* (TT) e da seção interior das estações T1, T2 e T3. Também chamado de *Silicon Tracker* devido à tecnologia que usa, microtiras de silício, para a reconstrução de trajetórias de partículas carregadas. As estações são colocadas em ambos os lados do ímã, para

levar em conta as medições de posição, antes e após os efeitos de flexão. As estações são colocadas próximo ao tubo de feixe, onde o maior fluxos das partículas é esperado.

### ***Outer tracker***

O sistema de trajetórias externo consiste em três estações, atrás do ímã e cobre a parte da aceitação do LHCb que não é coberto pelo *Inner Tracker*. Este *tracker* é feito de milhares de *straw tubes*, tecnologia mais barata que a de silício e por isso cobre a maior região do sistema de trajetórias. Os *straw tubes* são pequenos cilindros de 5 mm de diâmetro preenchidos com uma mistura gasiosa (Ar(75%), CF<sub>4</sub>(15%) e CO<sub>2</sub>(10%)) e fio comum que passa pelo centro do cilindro. Entre o fio e as paredes do cilindro é mantida uma diferença de potencial. Desta forma, quando uma partícula carregada passa pelo cilindro, ioniza o gás em seu interior, os íons são acelerados em direção à parede e os elétrons em direção ao fio iniciando uma avalanche, e em seguida, o sinal é coletado pelo fio no interior do tubo. A Figura 3.4 mostra as regiões ocupadas pelas estações *Inner Tracker* e *Outer tracker*.

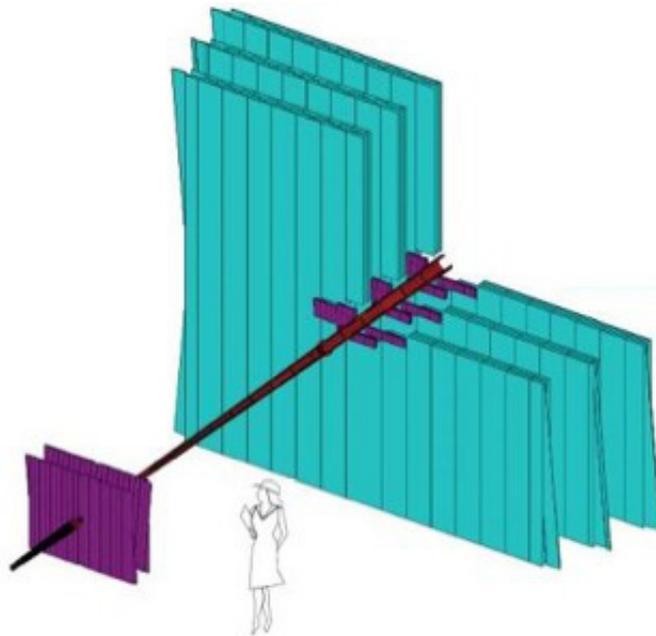


Figura 3.4: Estações Inner Tracker e Outer tracker.

Os traços podem ser classificados em quatro grupos distintos:

- *Long tracks*, traços que passam através de todas as partes do sistema de trajetória, a partir do VELO, através do TT até as estações exteriores T.
- *Upstream tracks*, traços que apenas atravessam as estações VELO e TT.
- *Downstream tracks*, traços que só passam as estações TT e T.
- *VELO tracks*, traços que apenas passam pelo VELO.
- *T tracks*, traços que apenas atravessam as estações T.

Cada um destes tipos de traços é mostrado na figura 3.5

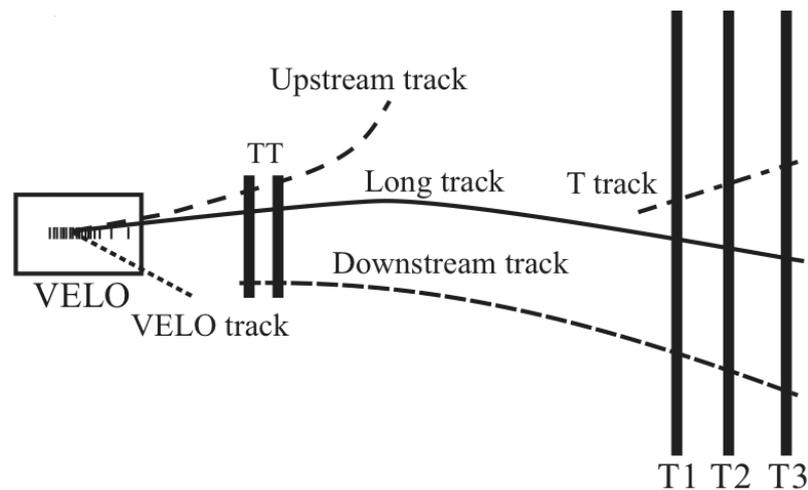


Figura 3.5: Tipos de traços reconstruídos num evento do LHCb.

### 3.2.3 Magneto

O detector LHCb faz uso de um dipolo magnético após o posicionamento do primeiro detector RICH. O objetivo do magneto é gerar um campo magnético forte o suficiente para curvar a trajetória das partículas carregadas criadas na colisão. As partículas carregadas sentem o campo magnético, e como efeito, sua trajetória é curvada, permitindo assim a medição de seu *momentum*. Esta medição cobre uma

aceitação para a frente de,  $\pm 250$  mrad em relação ao plano vertical, e de  $\pm 300$  mrad em relação ao plano horizontal.

O campo magnético necessário é de 4 Tm para traços de comprimento de 10 m, inferior a 2 mT para a área dentro do envoltório do RICH. Além disso, o magneto tem que ser capaz de manter o campo magnético uniforme para garantir uma boa medida do *momentum* favorecendo a identificação das partículas. Durante a coleta de dados, o campo magnético tem duas polaridades (*up* e *down*). A figura 3.6 mostra uma vista da concepção final do ímã no interior da estrutura que o mantém unido.

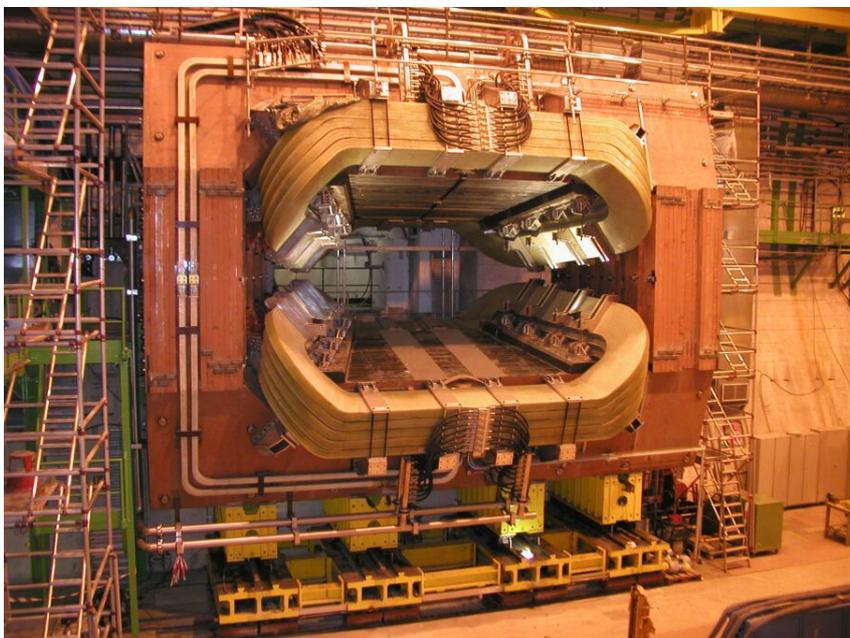


Figura 3.6: Ímã do LHCb.

### 3.2.4 RICH

Dois detectores RICH (*Ring Imaging Cherenkov Counter*) foram construídos para a identificação de partículas carregadas com *momentum* na faixa de 1 GeV até 150 GeV. Os detectores estão posicionados para interceptar as partículas em vôo a diferentes velocidades e ângulos. O RICH 1 localizado após o VELO tem como objetivo medir partículas com *momentum* da ordem de 1 GeV até 65 GeV e é composto de aerogel de sílica e preenchido por gás  $C_4F_{10}$ . O RICH 2, localizado à

frente dos calorímetros, tem por objetivo identificar principalmente partículas com *momentum* da ordem de 15 GeV até 150 GeV.

Detectores RICH trabalham medindo as emissões de radiação Cherenkov. Este fenômeno ocorre quando uma partícula carregada que passa através de um determinado meio (neste caso, um gás denso) vai mais rápida do que a luz no meio. A partícula emite um cone de luz, que os detectores RICH refletem no conjunto de sensores que utilizam espelhos. A forma do cone de luz depende da velocidade da partícula, permitindo que o detector determine sua velocidade. Combinando as informações obtidas no RICH com um registro de sua trajetória, podemos calcular a massa, carga, e, assim, a sua identidade.

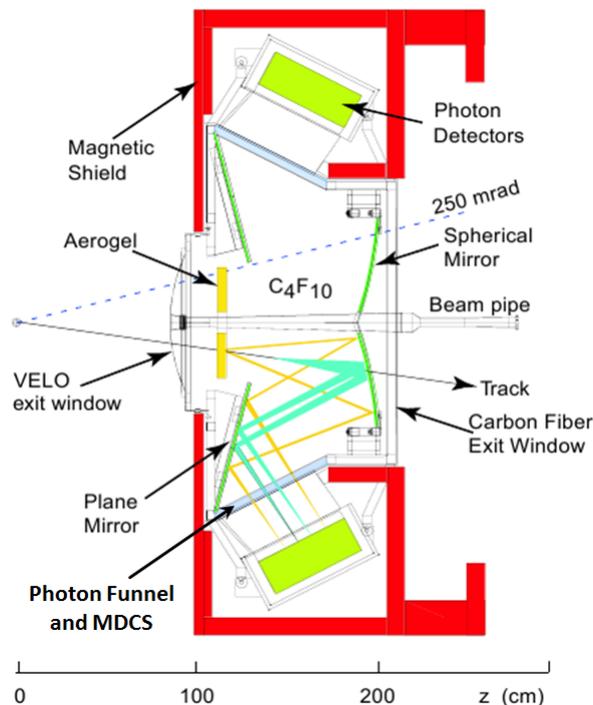


Figura 3.7: Representação do RICH1.

### 3.2.5 Calorímetro

O sistema de calorímetro do LHCb é composta de quatro subdetectores: um calorímetro electromagnético (ECAL), seguido por um calorímetro hadrônico (HCAL) e na frente deles o *Scintillating Pad Detector* (SPD) e *Pre-Shower* (PS). Os caloríme-

tros auxiliam na identificação das partículas como elétrons, fótons e hádrons, através da medida da energia que é depositada quando as partículas são desaceleradas ao entrarem em contato com o material que compõe os calorímetros. As partículas decaem em outras menos massivas e estas seguem decaindo, criando um efeito cascata dentro do detector. Todas essas partículas acabam entrando em contato com um cintilador, que emite fótons com energia proporcional da partícula incidente. A estrutura do calorímetro varia de acordo com seu componente. O SPD, PS e ECAL são compostos por células organizadas em uma mesma estrutura. O tamanho de cada célula é de  $4 \times 4$  cm na parte interna do detector,  $6 \times 6$  cm na parte intermediária e  $12 \times 12$  cm na parte externa. O HCAL possui duas regiões distintas como é ilustrado na figura 3.8.

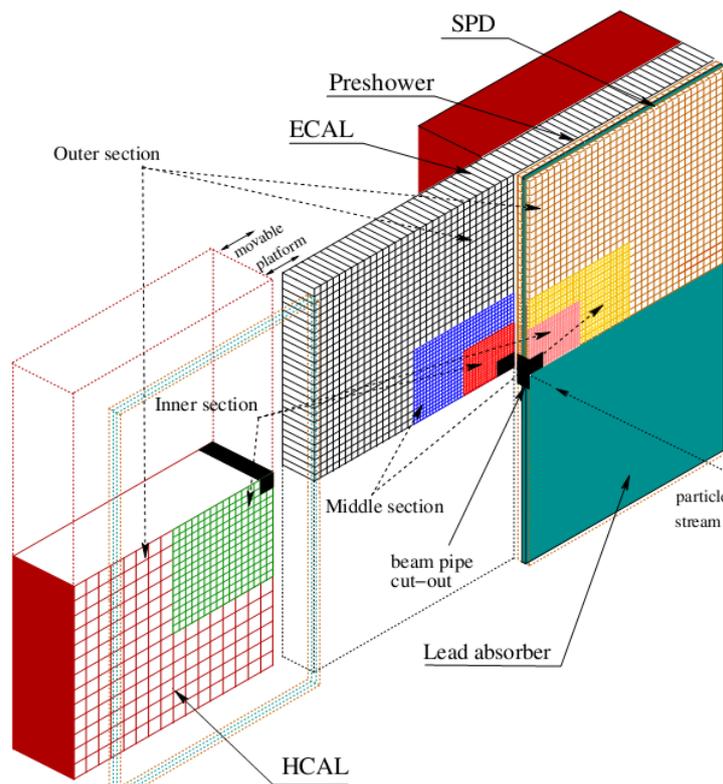


Figura 3.8: Distribuição das células no SPD, PS, ECAL e HCAL.

### SPD e PS

O SPD está diretamente relacionado com a identificação de partículas neutras ou carregadas enquanto que o PS faz a distinção entre elétrons (carregada) e fótons

(neutra). Ambos SPD e PS são fundamentais para o início da filtragem (*trigger*) das partículas geradas durante as colisões. O estágio final de identificação de partículas vem no ECAL e no HCAL.

### ECAL

O ECAL é composto por módulos. Cada módulo possui 66 camadas de placas cintiladoras de 4 mm de espessura e placas de chumbo de 2 mm de espessura totalizando  $25 X_0$  ou cerca de 42 cm de profundidade. A resolução na energia é de

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%. \quad (3.1)$$

O ECAL auxilia na identificação de partículas leves como elétrons e fótons, também auxilia na identificação de píons neutros.

### HCAL

O calorímetro hadrônico tem como função principal medir a energia depositada pelos hádrons, identificá-los e participar do sistema de *trigger* separando os hádrons de mais alta energia em cada evento. O HCAL alterna placas cintiladoras de 4 mm de espessura com placas de ferro de 16 mm de espessura, totalizando 1,2 comprimentos de interação ( $\lambda_I$ ). A resolução do HCAL é

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{69\%}{\sqrt{E}} \oplus 9\%. \quad (3.2)$$

## 3.2.6 Sistema de múons

Finalmente, o detector LHCb conta com cinco detectores de múons. Múons não perdem tanto o *momentum* com interações com o detector quanto as outras partículas que estamos interessados no LHCb, e por isso, que o sistema de detecção está localizado na extremidade direita da figura 3.2.

Estas partículas são de especial interesse para a colaboração do LHCb, por causa de sua produção nos estados finais de vários eventos relacionados com a assimetria

CP. O sistema de múons é composto por cinco estações retangulares (M1, M2, M3, M4 e M5), aumentando gradualmente em tamanho com 1380 câmaras cobrindo uma área total de  $435m^2$ , veja figura 3.9. A primeira estação foi criada utilizando duas tecnologias, MWPC (*Multi-Wired Proportional Chamber*) e detector GEM (*Gas Electron Multiplier*). Enquanto que as outras estações (M2-M5) foram contruídas apenas com detectores MWPC. Cada câmara MWPC é preenchida por uma mistura gasosa ( $Ar(40\%)CO_2(50\%)CF_4(10\%)$ ) com uma espessura de 5 mm e possui um conjunto de fios paralelos em seu interior com uma distância de 2 mm entre eles. Quando partículas carregadas passam pelo detector ionizam o gás. Os elétrons livres são acelerados pela diferença de potencial até os fios localizados no centro da câmara. Próximo aos fios o campo elétrico é mais intenso, então, os elétrons iniciam uma avalanche que é coletada.

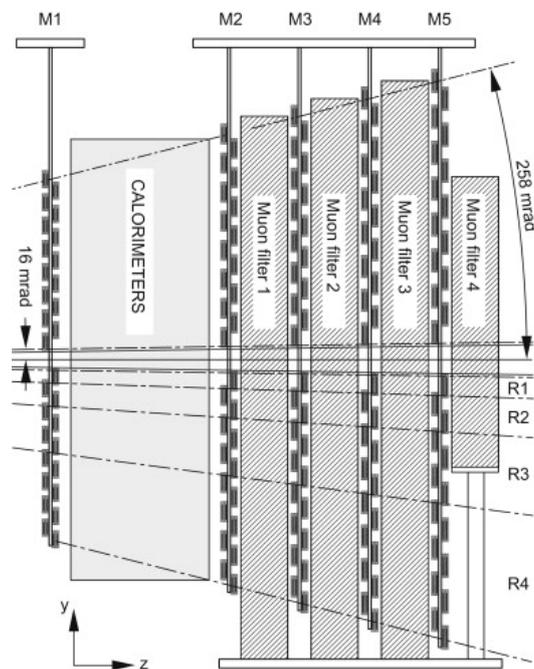


Figura 3.9: Visualização lateral do sistema de múons. A área entre M1 e M2 representa a região ocupada pelos calorímetros.

### 3.3 Trigger do LHCb

O sistema de seleção em tempo real (*trigger*) do LHCb usa todos os sub-sistemas acima. Sua arquitetura é composta por dois níveis, o primeiro nível de *trigger* (L0) e o *trigger* de Alto Nível (HLT). O L0 é implementado em *hardware* e usa a entrada do sistemas de múons e do calorímetro para fornecer candidatos de alta energia transversa ( $E_T$ ) e alto *momentum* transverso ( $p_T$ ). O L0 reduz a taxa de passagem com pelo menos uma interação próton-próton inelástica para menos de 1,1 MHz, na qual todo o detector pode ser lido. Esta taxa máxima é imposta pelo sistema eletrônico *front-end* (FE). O L0 está dividido em três *trigger* independentes, o *trigger* do L0-Calorímetro, o *trigger* L0-Múon e o *trigger* L0-PileUp. O último destes auxilia a determinação da luminosidade.

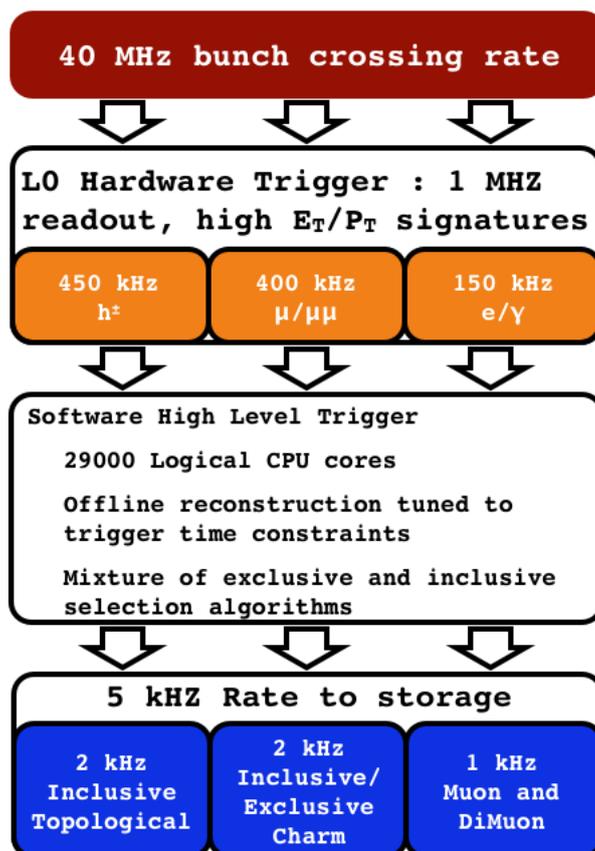


Figura 3.10: Esquema do sistema de *trigger* do LHCb.

O HLT tem acesso a informações de todo o detector. No entanto, a reconstrução

de um evento completo não é viável a 1,1 MHz. O primeiro nível do HLT (HLT1) é uma etapa em *software*, reconstruindo regiões de interesse definidas pelos candidatos do L0. Sequências de reconstrução diferentes com diferentes algoritmos e cortes de seleção são aplicados de acordo com o tipo de candidato L0. A tarefa do HLT1 é rapidamente confirmar ou rejeitar a decisão do L0 pela reconstrução parcial do evento em uma região em torno do candidato L0. O HLT1 seleciona cerca de 30KHz de eventos, nos quais o algoritmo de HLT2 é executado. Um esquema do *trigger* do LHCb pode ser visto na figura 3.10. No HLT2, os eventos são reconstruídos, aplicando-se um dos seguintes critérios:

- Vértices deslocados formados por dois, três ou quatro traços. Essas seleções é chamado linhas topológicas, usadas nesta dissertação.
- Múons individuais com alto  $p_T$  e alto parâmetro de impacto ( $IP$ ).
- Pares de léptons (múons e elétrons) com moderado  $p_T$  e  $IP$  e formando um bom vértice.
- léptons (múons e elétrons), formando um vértice secundário com um traço adicional.
- Um *cluster* de fótons no calorímetro e um par de traços formando um vértice secundário, para selecionar decaimento B radiativo.
- Várias seleções procurando decaimentos exclusivos.

O HLT2 reduz a taxa de eventos até  $\sim 2$  kHz, e todos esses eventos são gravados. Os eventos gravados são processados com um alinhamento e calibração dos sub-detectors muito mais precisos, e com *software* de reconstrução que é mais elaborado e permite mais redundância do que é possível no HLT2. Esta parte da reconstrução e subsequente seleção dos eventos será daqui em diante referida como a reconstrução e seleção *off-line*.

## 3.4 *Software* do LHCb

Aplicações de processamento de dados são coleções de pacotes de *software*, que realizam etapas particulares do fluxo de trabalho. As aplicações do LHCb (Gauss, Boole, Brunel e Davinci) são construídas no âmbito Gaudi e podem ser executadas em um ambiente padrão. A figura 3.11 mostra as principais aplicações com suas respectivas funções dentro do LHCb. Em seguida, apresentamos uma breve descrição dessas aplicações:

### **Gauss**

Aplicação de simulação do detector LHCb é chamada Gauss e é o primeiro passo na simulação de dados. Gauss é utilizado para avaliar o desempenho e o comportamento do detector em resposta a eventos de colisão próton-próton. Dentro de Gauss há duas fases independentes: fase de gerador e fase simulação. A fase de gerador é dividido em duas partes. A geração de eventos das colisões próton-próton usa diversos geradores, tais como PYTHIA [10] para as colisões próton-próton ou HIJING [32] para o gás do feixe, enquanto as partícula que decaem em B usam o gerador EvtGen [33]. A fase de simulação usa Geant4 [34] para simular a resposta do detector de partículas produzidas pela fase de gerador.

### **Boole**

A finalidade de Boole é fornecer uma simulação da resposta do detector LHCb para o evento simulado. Boole simula a digitalização do detector usando hits gerados pela aplicação Gauss. O passo de Boole inclui simulação da resposta do detector e do sistema eletrônico de leitura, bem como o *trigger* L0. A saída produzida pelo Boole é no mesmo formato de dados reais provenientes do detector depois do *trigger* L0.

### **Brunel**

A aplicação Brunel reconstrói a saída digitalizada a partir da aplicação Boole ou

dados reais a partir do detector LHCb. Brunel integra reconhecimento de padrões completo e executa a identificação de partículas. A aplicação Brunel consiste de um conjunto de fase sequenciais (Inicialização, Finalização e Reconstrução), e uma série independente de fase de processamento (Reconstrução, Relações e Monitoramento). As fases sequenciais são usadas para o sequenciamento de algoritmos de reconstrução. Cada fase sequencial pode conter sequências de algoritmos de subdetector. As fases de processamento usam algoritmos que podem ser executados em dados ou simulação. A fase de reconstrução começa com agrupamentos nos detectores do sistema de trajetórias. O reconhecimento padrão de trajetórias prossegue em várias etapas e utiliza os agrupamentos como entrada. Para os dados simulados, a fase de reconstrução é seguida pela fase de relação em agrupamentos.

### **Moore**

A aplicação Moore é responsável pelo trigger de *software* (HLT) e pode ser utilizado tanto nos computadores responsáveis pela coleta imediata dos eventos que estão sendo obtidos em tempo real quanto nos resultados obtidos pela geração de colisões e digitalização realizadas nas etapas anteriores por Gauss e Boole.

### **Davinci**

Davinci é a aplicação de análise que permite a seleção de eventos e análise em dados reais e simulados. A seleção de eventos pode ser especificada através de opções de trabalho (*jobs*) ou algoritmos predefinidos. Esses algoritmos manipulam eventos que são descritos em termos de partículas e vértices. Davinci é configurável para utilizar vários formatos de saída, contendo objetos físicos para processamento posterior.

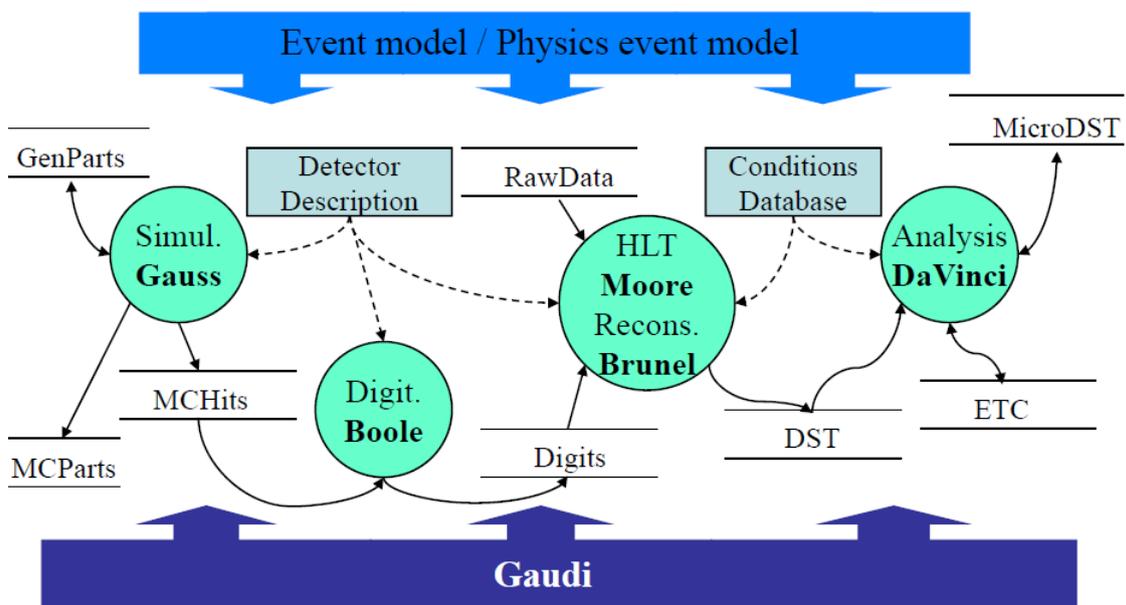


Figura 3.11: Visão esquemática da estrutura das aplicações do LHCb.

# Capítulo 4

## *Upgrade* do LHCb

A atualização do experimento, prevista para 2018, trará excelentes oportunidades para realizar estudos em tópicos além da física de sabor (*flavour physics*). O LHCb será o experimento para fazer uma melhor determinação do ângulo de mistura efetiva eletrofraca, e será capaz de reduzir as incertezas sistemáticas das funções de distribuição de pártons contribuindo com os esforços de ATLAS e CMS para medir a massa do bóson W. O LHCb terá alta sensibilidade na busca de novas partículas com longos tempos de vida, e será capaz de fazer estudos de QCD complementares à região central.

A atualização do experimento LHCb vai aumentar a luminosidade até  $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , atingindo  $10 \text{ fb}^{-1}$  por ano. Após a atualização, todos os detectores terão leitura a 40 MHz, fornecendo dados com um *trigger* de *software* totalmente flexível, que irá selecionar os eventos de interesse de acordo com as informações dos vértices reconstruídos. Este sistema de *trigger* irá aumentar a tomada de dados por um factor de 40. Isto implica que toda a eletrônica de it front-end deve ser redesenhada ou adaptada para lidar com as novas exigências de taxa de dados. Um sensor de silício tipo pixel da família Timepix/Medipix [35] está sendo desenvolvido para satisfazer as exigências da atualização do VELO. Um módulo proposto é mostrado na figura 4.1.

Uma primeira implementação da geometria do detector de pixels do VELO cha-

mado VeloPix está disponível, e tem uma matriz de  $256 \times 256$  pixels de  $55 \times 55 \mu m^2$  cada. Especificações mais detalhadas do VeloPix são dadas em [36].

Neste capítulo, irei descrever uma contribuição dada ao *upgrade* do LHCb durante o período de fevereiro a abril de 2013, trabalho feito com o grupo do *LHCb online* no CERN.

Primeiro, descrevemos alguns estudos preliminares sobre a paralelização do algoritmo sequencial atual adaptado para o VeloPix. Analisamos o impacto da utilização de operações com vetores no código existente, aplicando as nossas mudanças para uma seção crítica do código base do *trigger*. Em seguida, descrevemos um novo projeto, compatível com arquiteturas de múltiplos núcleos. Nós estudamos um método global para a reconstrução de trajetórias no VELO e vamos mostrar a eficiência e a pureza dos nossos traços reconstruídos utilizando o método.

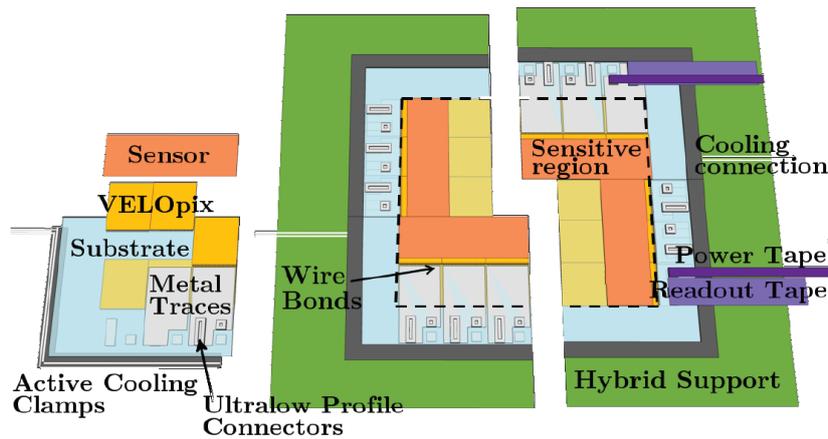


Figura 4.1: Módulo Pixel proposto para o *upgrade* do VELO.

## 4.1 Vetorização da implementação atual

O algoritmo de reconstrução de traços para o VELO pixel é baseado no algoritmo FastVelo [37] que é atualmente usado no experimento. A reconstrução de traços começa no último sensor do VELO, ver figura 4.2, procurando pares de *hits* (interação de uma partícula numa região sensível do detector) em sensores vizinhos

compatíveis com a inclinação de um traço, este traço semente é então extrapolado em direção ao *hit* mais próximo dentro de uma janela de procura em torno da posição prevista, um *hit* é adicionado se ele passa um corte em  $\chi^2$ . *Hits* com grandes  $\chi^2$  são posteriormente removidos e os traços candidatos com menos de três *hits* são também removidos.

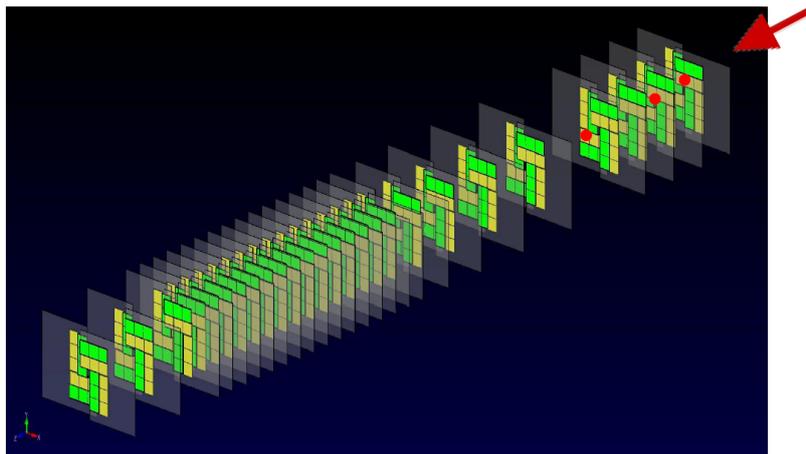


Figura 4.2: O algoritmo sequencial para VELOPix procura traços a partir do último módulo pixel.

A CPU (unidade central de processamento) tem a capacidade de processar múltiplos valores usando uma arquitetura SIMD (*Single Instruction Multiple Data*), uma única instrução específica de operação pode ser executada simultaneamente em mais de um valor (*vectorization*). O SSE (*Streaming SIMD Extensions*) é um conjunto de registros vetoriais de 128-bit. Como o tamanho dos *floats* é de 32 bits, portanto, podemos usar quatro números *floats* num registro e reduzir o número de operações.

O projeto pixel sequencial, desenvolvido por Daniel Cámpora, tem como objetivo estudar a viabilidade de paralelismo no algoritmo. Este permite a reconstrução de traços em paralelo, utilizando integralmente os recursos da CPU.

Fazendo uso do projeto pixel sequencial e da extensão vetorial SSE desenvolvemos uma solução através de operações com floats para melhorar o tempo de execução na reconstrução dos traços no VELO. A nossa estratégia consiste em reduzir o número de operações numa seção crítica, executados para cada cálculo do  $\chi^2$  no processo

de reconstrução de traços. Os resultados da velocidade de execução em função do número de *threads* (sequências) são mostrados na figura 4.3. Os resultados mostram uma diminuição na velocidade em comparação com a implementação atual. Atribuímos isso à preparação de memória inexistente, que indica que mudanças mais profundas têm que ser feitas no código.

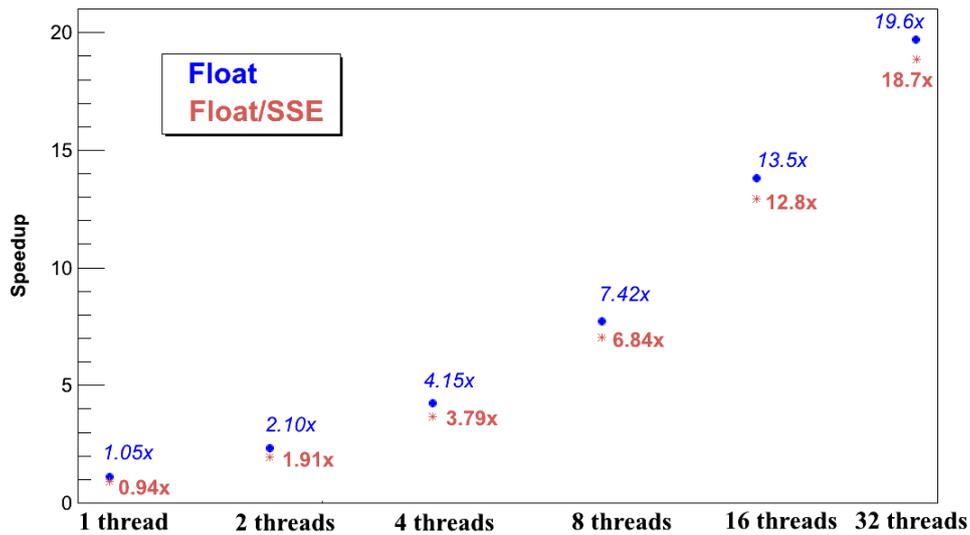


Figura 4.3: Resultado do algoritmo pixel seqüencial usando precisão *float* e SSE (*Streaming SIMD Extensions*).

A Tabela 4.1 mostra os tempos de execução para processar 200 eventos Monte Carlo em um único *thread*, com diferentes estratégias de implementação e formatos de precisão. Os melhores tempos de execução são obtidos usando a precisão de *float*.

| Precisão         | Tempo de execução (s) |
|------------------|-----------------------|
| Double           | 0,088                 |
| Double using SSE | 0,564                 |
| Float            | 0,053                 |
| Float using SSE  | 0,061                 |

Tabela 4.1: Tempo de execução utilizando um único *thread* do CPU.

## 4.2 O método *Global Track Reconstruction*

O algoritmo anterior não é adequado para uma arquitetura de múltiplos núcleos, devido ao fato de existir dependências de dados. Nesta seção vamos propor um novo método baseada na criação de grupos de *tracklets* (pares de *hits*) ver figura 4.4.

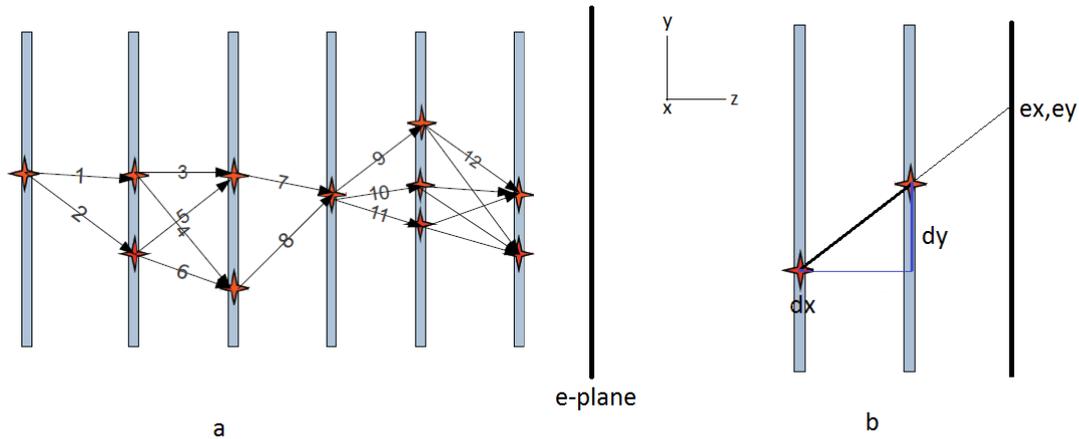


Figura 4.4: (a) Construção de *tracklets*, todas as combinações possíveis entre dois *hits* em sensores contínuos. (b) Cada *tracklet* tem quatro variáveis  $dx$ ,  $dy$  e a projeção sobre o plane "e"  $ex, ey$ .

O projeto do algoritmo pode ser subdividido em três fases distintas: construção de *tracklets*, agrupamento de *tracklets* e formação de traços. Cada uma das etapas é descrita como um algoritmo paralelo por não apresentar nenhuma dependência. A figura 4.5 mostra como reconstruir traços a partir das informações dos *tracklets*.

| # Hits | # Traços | Eficiência de reconstrução (%) | Pureza (%) |
|--------|----------|--------------------------------|------------|
| 55     | 8        | 88                             | 88         |
| 143    | 23       | 87                             | 87         |
| 462    | 67       | 82                             | 48         |
| 623    | 91       | 76                             | 22         |
| 968    | 119      | 69                             | 3          |
| 1187   | 143      | 55                             | 3          |

Tabela 4.2: Eficiência e pureza de reconstrução de traços para diferentes números de *hits* utilizando um novo algoritmo paralelo.

Nosso método funciona bem com baixas densidades de *hits* com um pico de 88%

de eficiência na reconstrução de traços, usando um método paralelizável simples. Ver tabela 4.2.

Melhorias ao nosso algoritmo foram propostas e informações detalhadas estão disponíveis no Apêndice A ou na ref [38].

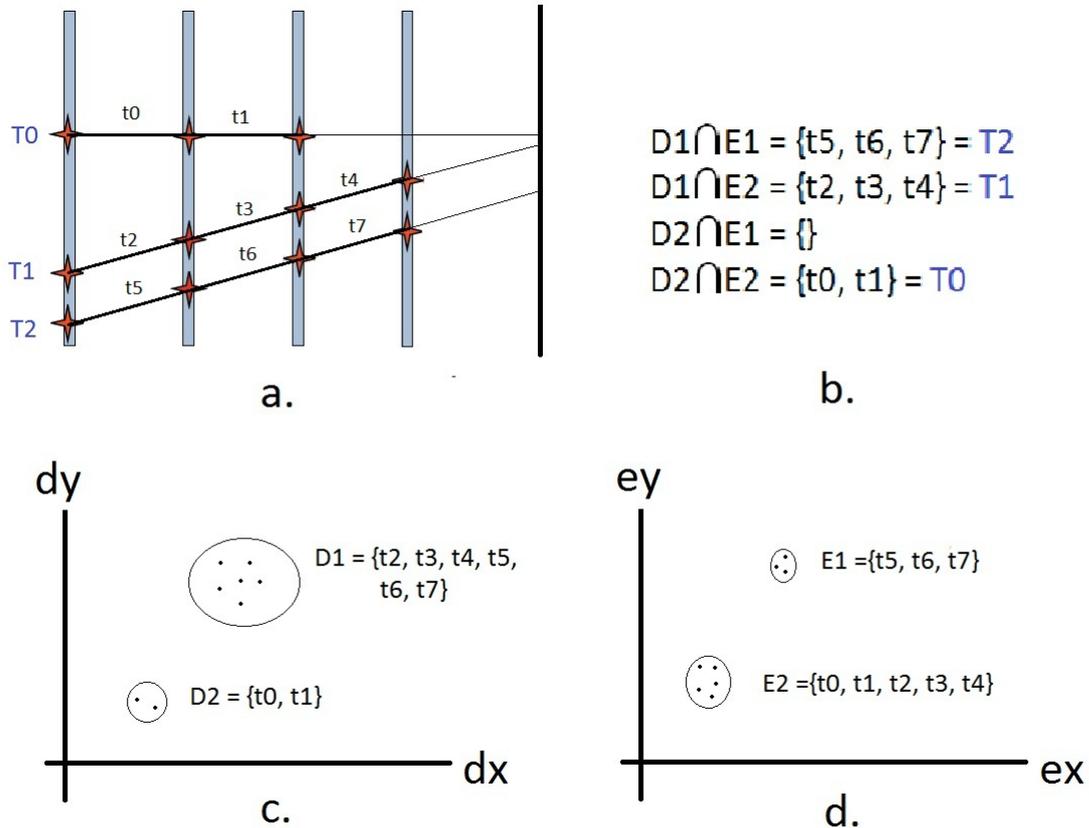


Figura 4.5: Exemplo de formação de traços. a. Três traços e seus respectivos *hits* nos sensores, formando oito *tracklets*. b. Utilizando a informação em cada plano, interceptando os possíveis candidatos, temos os traços. c. Os *tracklets* são agrupados de acordo com uma distância mínima no plano dx-dy. d. No plano de projeção, *tracklets* são agrupados de acordo com uma distância mínima.

## 4.3 Conclusão

Efetuamos um estudo de paralelização na reconstrução de traços para a proposta de Velopix.

Uma aceleração SIMD para uma seção crítica da implementação atual mostrou um desempenho menor. Uma Preparação de dados seria necessária em fases anteriores do código a fim de carregar eficientemente os dados em unidades vetoriais.

Um estudo de um projeto paralelo, utilizando um novo método global para a reconstrução de traços foi feito. Uma arquitetura de múltiplos núcleos poderia aproveitar essa implementação, podendo acelerar o tempo de execução na reconstrução de traços no VELO.

# Capítulo 5

## Jatos no LHCb

Em experimentos como ATLAS e CMS, jatos são geralmente reconstruídos a partir de informação do calorímetro. O calorímetro do LHCb não permite reconstruir jatos por sua baixa resolução. Os calorímetros foram projetados para medições de  $\gamma$  e  $\pi_0$ , com uma resolução de  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$  para as células do calorímetro electromagnético. O calorímetro de hádrons, com uma resolução projetada de  $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{69\%}{\sqrt{E}} \oplus 9\%$ , é usado principalmente para o *trigger* de hádrons de alto  $p_T$ , mas não permite a medição precisa da energia dos hádrons.

Por outro lado, o desempenho do sistema de trajetórias é excelente e proporciona uma eficiência global de cerca de 97% para os traços com mais de 5 GeV de *momentum*. A resolução do *momentum* destes traços é aproximadamente de 0,5%.

Dada a fração da energia do jato levada pelos hádrons carregados e o equilíbrio entre os desempenhos do sistema de trajetórias e o calorímetro para a reconstrução dos hádrons, optamos por basear a nossa seleção de entrada em trajetórias de partículas carregadas e informações do calorímetro para partículas neutras, ao invés de uma reconstrução baseada apenas em informação do calorímetro.

Um algoritmo do tipo *Particle Flow* (PF) foi projetado para ter as melhores partículas entre as várias fontes de entrada. Este produz uma lista de partículas que podem ser utilizadas como entrada no algoritmo de jato.

A ideia do PF é usar informações de todos os detectores para reconstruir partículas individuais. Este fornece listas de partículas (e,  $\mu$ ,  $\gamma$  e hádrons carregados e neutros), aproveitando o melhor de cada subdetector.

## 5.1 Seleção de entrada

As partículas de entrada são selecionadas para serem agrupadas em jatos. O algoritmo PF usa informações de traços, sempre que for possível, e só utiliza informações do calorímetro onde não há informações sobre os traços (por exemplo, para contribuição de nêutrons e fótons). As seguintes partículas de entrada são utilizadas:

- Partículas carregadas, traços *long* apontando para o mesmo vértice primário (PV) e traços *downstream*. Ver seção 3.2.2, para uma descrição dos tipos de traços reconstruídos no LHCb.
- Partículas ECAL, fótons e  $\pi^0$  encontrados no ECAL.
- Partículas HCAL, obtidas a partir de um grupo de células (*clusters*) do HCAL.
- $V0_s$  ( $K_s$  ou  $\Lambda$ ) reconstruídos do mesmo PV.

Além disso, os traços *upstream* do mesmo PV também são utilizados como entradas, mas são definidas para não ter *momentum* (mas ainda tem uma direção definida). Isto é porque a resolução do *momentum* para traços *upstream* é baixa. Como o algoritmo anti- $k_t$  usado para reconstruir os jatos é insensível à divergência infravermelha, ou seja, insensível a radiações de glúons de baixo *momentum* transversal, a presença de partículas com *momentum* zero na lista de entradas não altera o número de jatos ou a energia do jato. Se for considerado um  $V0$ , então os traços filhos não são incluídos na lista de entrada. Onde vários  $V0_s$  são reconstruídos a partir dos mesmos traços, o  $V0$  com o melhor vértice e melhor  $\chi^2$  é usado.

## 5.2 Reconstrução de jatos

Jatos são reconstruídos no LHCb usando o algoritmo anti- $k_t$  com o parâmetro  $R = 0,5$  (ver seção 2.2.2), a partir de partículas selecionadas como é descrito na seção anterior.

Após a reconstrução, os jatos são obrigados a passar requisitos de identificação, a fim de rejeitar o máximo possível os falsos jatos mantendo uma alta eficiência de bons jatos. Jatos falsos podem ser originados pelo ruído do detector ou léptons isolados. Há três variáveis que usamos para estes cortes:

- $mtf$ : maior fração de *momentum* transverso transportada por uma partícula carregada.
- $n_{pointing}$ : número de partículas que apontam para o PV.
- $mpt$ : maior *momentum* transverso de uma partícula no jato.

Três requisitos de identificação de jato são aplicadas a todos os jatos reconstruídos no LHCb.

- $mtf < 0,75$ , nenhuma partícula carregada transporta mais do que 75% do *momentum* do jato.
- $n_{pointing} \geq 2$ , deve haver pelo menos duas partículas no jato apontando para o PV.
- $mpt > 1,8$  GeV, o jato deve conter uma partícula carregada com  $p_T > 1,8$  GeV.

A primeira versão de reconstrução de jatos no LHCb está documentada na ref [5]. Várias melhorias foram implementadas desde essa nota, incluindo *neutral recovery* em [39].

### 5.3 Correções da energia dos jatos

Medição da energia dos jatos é afetada por uma variedade de efeitos instrumentais e físicos. Os efeitos incluem: calorímetro não uniforme, os efeitos de resolução devido às flutuações no chuveiro de partículas no calorímetro, resposta não linear do calorímetro, especialmente para hádrons, partículas com baixo *momentum* que não atingem o calorímetro devido aos materiais na frente do mesmo e do campo magnético.

A energia proveniente de interações próton-próton adicionais que ocorrem no mesmo cruzamento do feixe (*pile-up*) registrados como parte do mesmo evento afeta a reconstrução e a medição da energia do jato. A situação é ainda mais complicada devido ao fato de que múltiplas interações párton-párton na mesma colisão próton-próton (*underlying event*) contribuem com energia dentro do cone do jato e o cone do jato não contém toda a energia do párton mãe por causa dos efeitos do chuveiro partônico e hadronização. Todos estes efeitos têm de ser tomados em conta quando se comparam os dados experimentais com as previsões teóricas ou quando se extraem quantidades físicas de interesse a partir de dados experimentais.

A correção da energia de jatos (JEC) é determinada usando o *momentum* transverso do jato medido ( $p_T^{jet}$ ) e o “verdadeiro”  $p_T^{MCjet}$  de simulações Monte Carlo (MC). Os jatos utilizados para obter a correção de energia (JEC) são obrigados a passar as seguintes requisitos:

- O vértice primário deve ser o vértice de espalhamento duro. Isto evita jatos de vértices *pile-up* que também são simuladas no MC.
- Um jato MC com  $\Delta R(jet, MCjet) < 0,5$  como candidato ao verdadeiro jato.
- Apenas um jato MC com  $\Delta R(jet, MCjet) < 1,0$ , para evitar identificação errada entre o jato e o jato MC.
- O jato MC deve ter mais de 50% de seu *momentum* originado de um quark ou

glúon (quark *top* não incluído).

JEC tem dependência não trivial, isso pode ser compreendida já que estamos usando um algoritmo PF, incluindo entradas com diferentes resoluções de energia e eficiências. Espera-se que quatro dependências desempenhem um papel importante.

- O número de vértices primários (NPVs): a energia das interações *pile-up* irá contribuir mais com o aumento de NPVs. A dependência não é trivial, devido ao método *particle flow*.
- O *momentum* transverso do jato ( $p_T^{jet}$ ): altos  $p_T^{jet}$  são melhor medidos, pois mais das suas partículas são reconstruídas. Mas as células do calorímetro se saturam a baixa energia (1GeV), então em algum ponto, esperamos uma tendência oposta.
- O pseudorapidez do jato ( $\eta^{jet}$ ): contribuição do *pile-up* muda com  $\eta$ , e a geometria do detector também tem características diferentes com  $\eta$ .
- A fração de *momentum* transverso pertencente a partículas carregadas ( $cpf^{jet}$ ): se o *momentum* do jato é dominado por traços, isso significa que vai precisar de menos correção devido à baixa resposta do calorímetro.

Embora os diferentes efeitos precisem de correções especiais, nós corrigimos a energia do jato por um único fator  $k_{JEC}$ , veja eq 5.1, que depende das variáveis mencionadas.

$$p_T^{MCjet} - p_T^{jet} \times k_{JEC} = 0 \quad (5.1)$$

A correção é calculada usando uma técnica de regressão multivariada baseada em árvores de decisão (TMVA *Boosted Decision Tree*) [40]. A regressão é treinada com as quatro variáveis:  $p_T^{MCjet}$ ,  $\eta^{jet}$ ,  $cpf^{jet}$  e NPVs.

Uma vez que a correção é uma função do  $p_T^{MCjet}$ , é necessário avaliar a correção com respeito ao  $p_T^{jet}$ . Para isto dividimos a JEC em várias regiões de  $p_T^{MCjet}$ ,  $\eta^{jet}$ ,

$\text{cpf}^{jet}$  e NPVs. Em cada região, foi utilizado o método numérico de Newton para encontrar a raiz da equação 5.1, então  $k_{JEC}$  é determinada para um determinado valor de  $p_T^{jet}$ .

As árvores de decisão tendem a depender das flutuações estatísticas da amostra de treino, portanto,  $k_{JEC}$  como função de  $p_T^{jet}$  é ajustado com um polinômio de segunda ordem até 90 GeV. Acima de 90 GeV, a extrapolação do ajuste é usada até 500 GeV, acima de 500 GeV,  $k_{JEC}$  é tomada como constante.

No final,  $k_{JEC}$  é derivada em 500 *bins* de  $p_T^{jet}$  de 4 GeV a 504 GeV, 30 *bins* de  $\eta^{jet}$  de 1,9 a 4,9, 22 *bins* de  $\text{cpf}^{jet}$  de -0,005 a 1,05 e 3 *bins* de NPVs ( $=1$ ,  $=2$  e  $\geq 3$ ).

A amostra total é dividida aleatoriamente em 4 sub-amostras, JEC é derivada usando as quatro sub-amostras como amostras de treino. A média dos quatro resultados são tomadas como valor nominal de JEC e o valor quadrático médio é tomado como a incerteza estatística. Nas figuras 5.1, 5.2, 5.3 pode-se ver o JEC para diferentes regiões do  $\eta^{jet}$ ,  $\text{cpf}^{jet}$  e NPVs. Para uma descrição das incertezas sistemáticas veja ref [41].

## Resolução da energia

A resolução da energia dos jatos (JER) é muito importante para medidas de precisão. Estimamos a resolução da energia usando o valor  $\sigma$  do ajuste gaussiano de  $\frac{p_T^{jet} - p_T^{MCjet}}{p_T^{MCjet}}$  em diferentes regiões do LHCb.

A resolução da energia em função do *momentum* transverso dos jatos é ilustrada na figura 5.4.

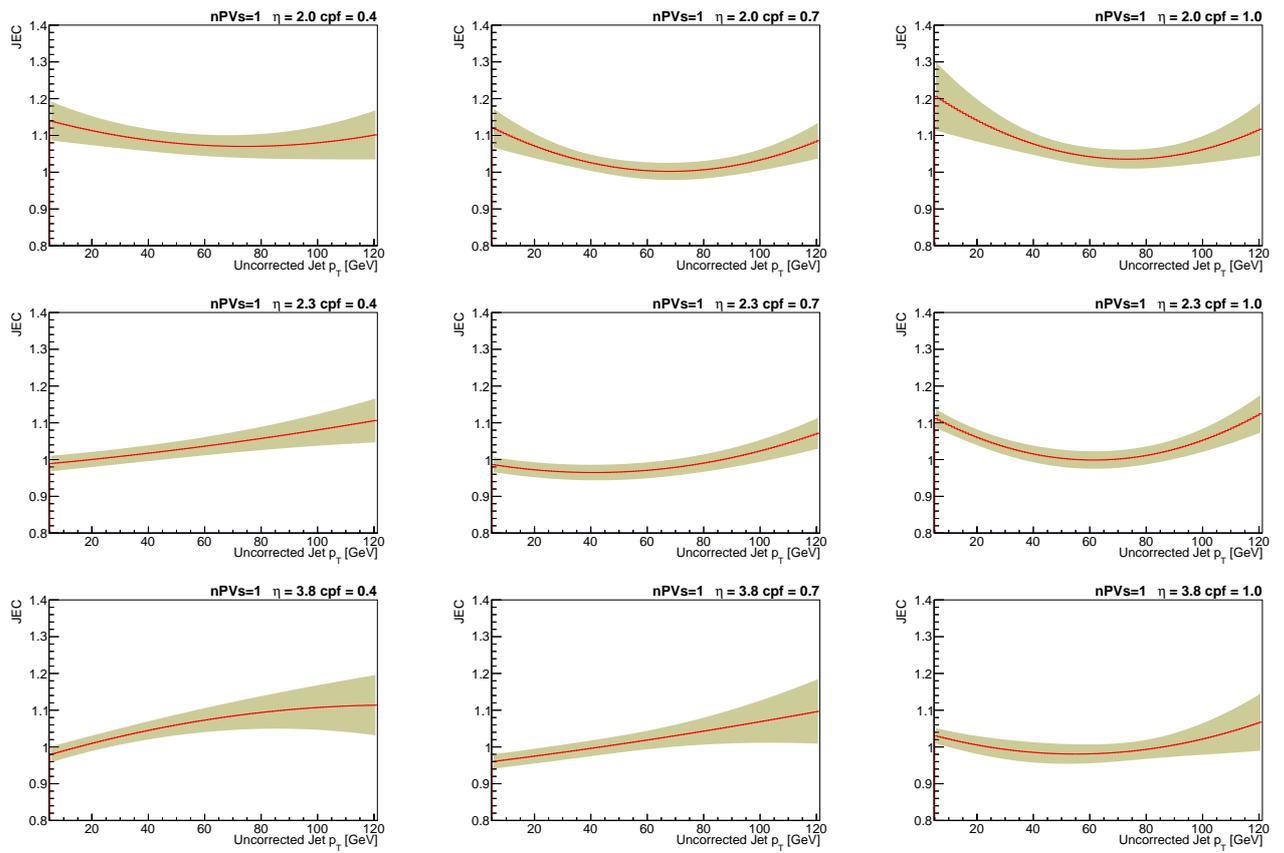


Figura 5.1: JEC em função do *momentum* transverso do jato para eventos com  $NVP = 1$ . O erro total da JEC é representado pela banda colorida.

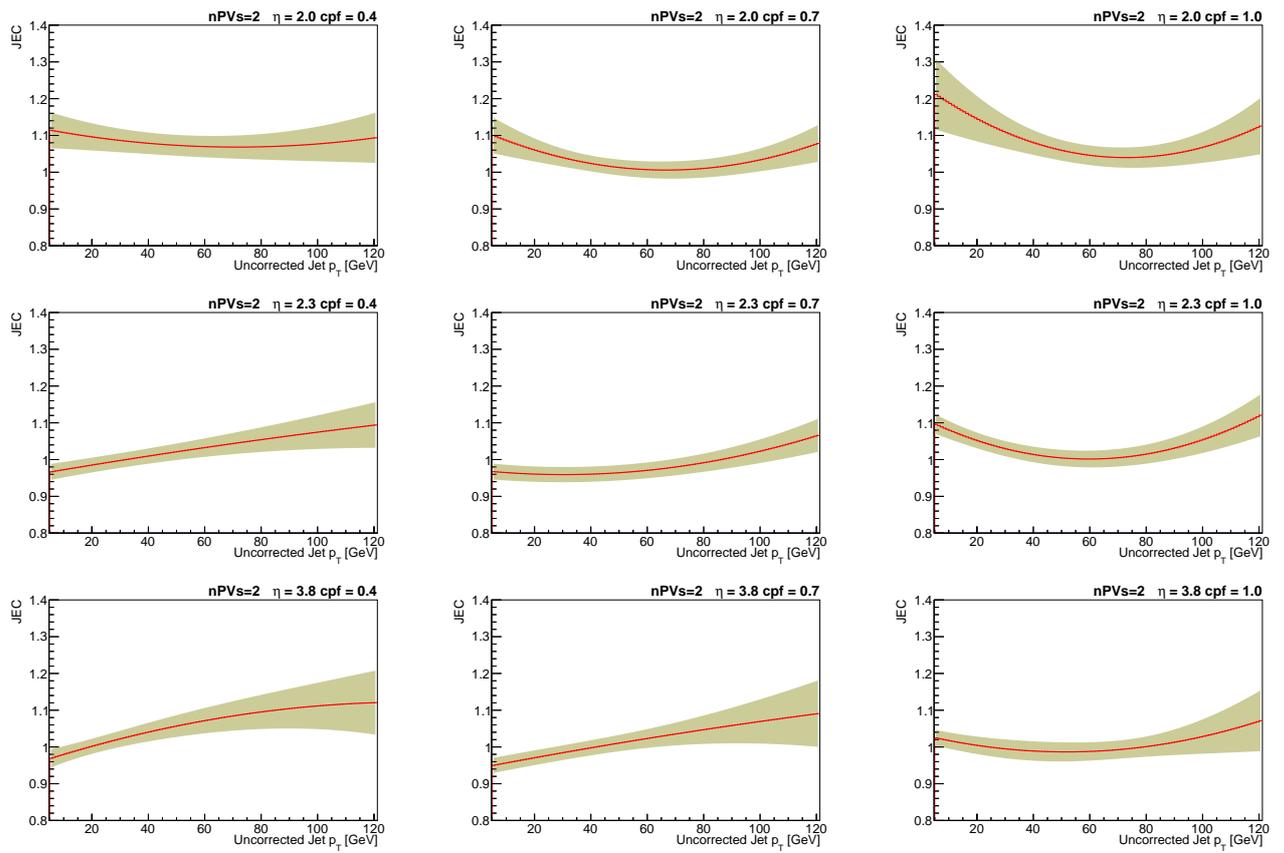


Figura 5.2: JEC em função do *momentum* transverso do jato para eventos com NVP = 2. O erro total da JEC é representado pela banda colorida.

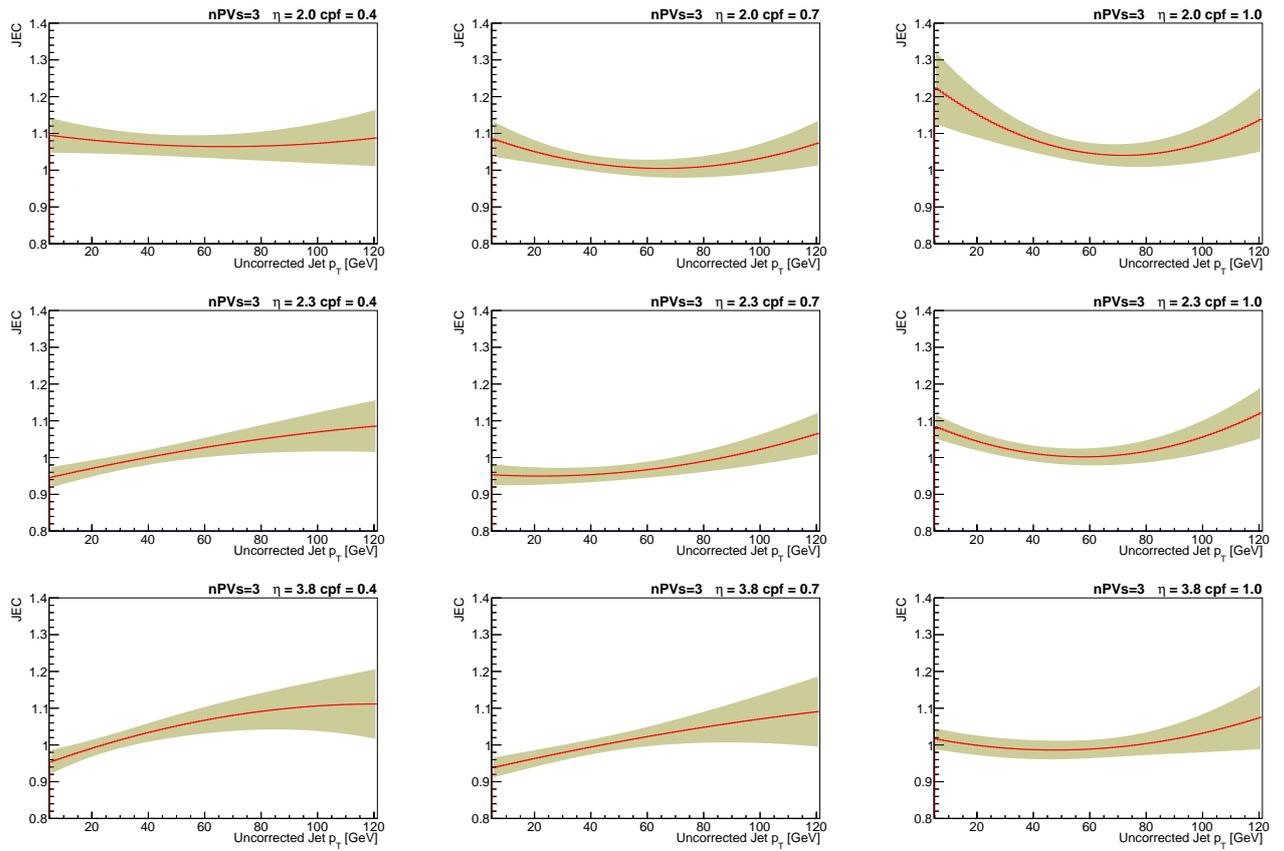


Figura 5.3: JEC em função do *momentum* transverso do jato para eventos com  $NVP \geq 3$ . O erro total da JEC é representado pela banda colorida.

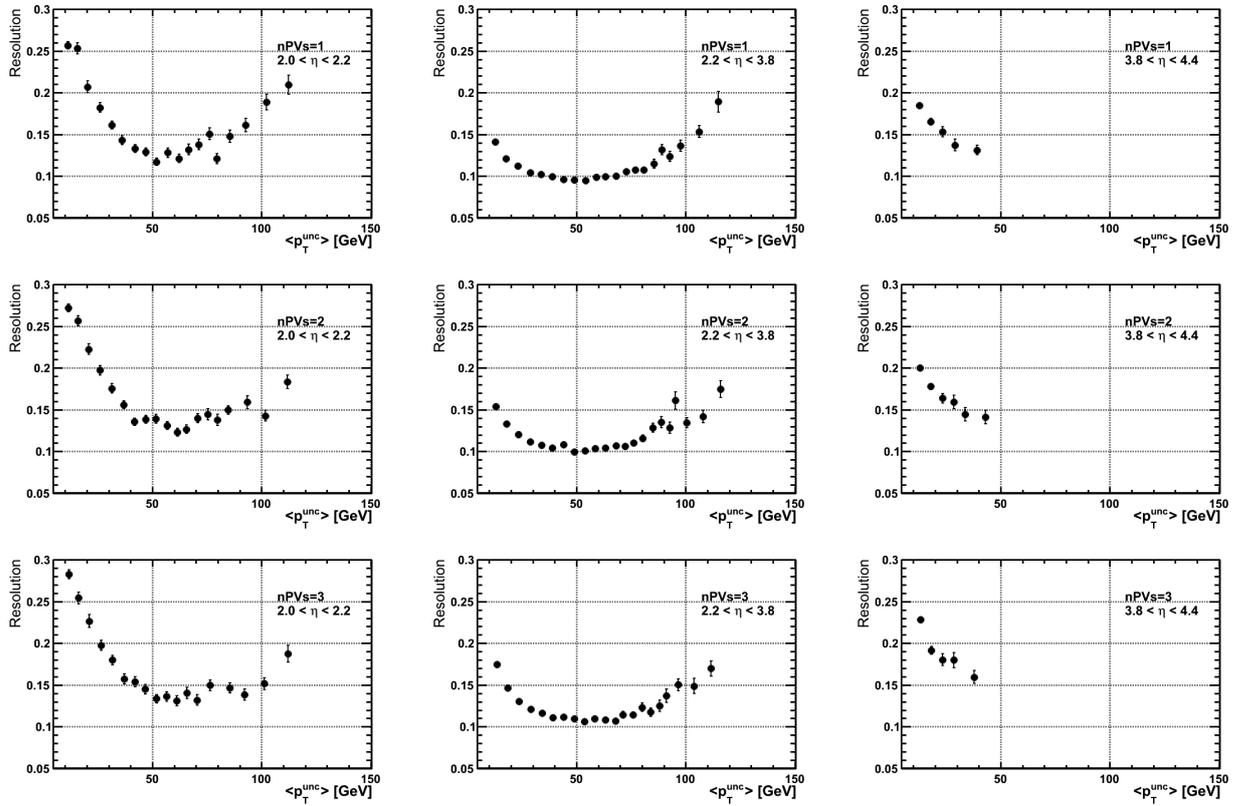


Figura 5.4: Resolução da energia do jato em algumas regiões do LHCb.

## 5.4 *b-tagging*

A fim de identificar com sucesso o estado final dos eventos  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ , os jatos provenientes de quarks b devem ser diferenciados de outros jatos. Essa identificação explora as propriedades características dos hádrons B. Essas incluem grandes tempos de vida, grandes massas, presença de vértices de decaimentos secundários deslocados e, portanto, altas multiplicidades de traços carregados não compatíveis com o vértice primário. A figura 5.5 mostra algumas propriedades características utilizadas no *b-tagging*. Nesta seção é apresentado um algoritmo usado para identificar jatos proveniente de quark b, baseado em reconstrução do candidato *topo* (qualquer decaimento do hádron B).

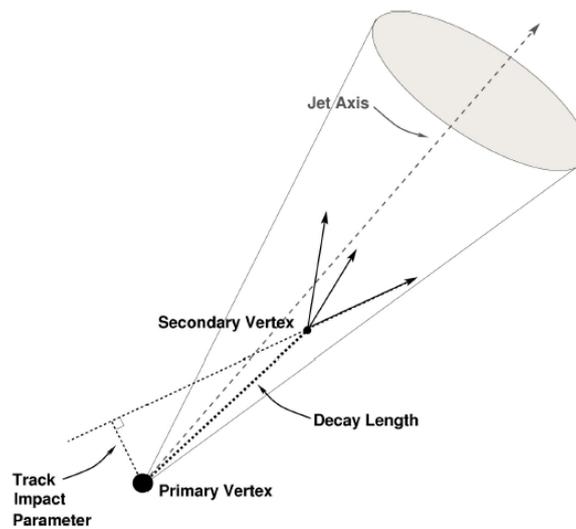


Figura 5.5: Visualização do parâmetro de impacto, comprimento de decaimento ou distância do voo e o eixo do jato.

É possível a reconstrução do hádron B utilizando critérios de seleção, estes critérios são os mesmos feitos nas linhas topológicas do HLT2 [42]. Não é possível cortar em quantidades como massa do candidato B ou direção de seu *momentum* definido pelo vértice primário e secundário, mas cortes em quantidades que proporcionem grandes fatores de rejeição de fundo devem ser utilizados.

Primeiro, vamos discutir os cortes feitos sobre as partículas de entrada, apenas traços com  $p_T > 500$  MeV e traços com *momentum*  $p > 5$  GeV são utilizados. Para

reduzir a taxa do fundo devido a partículas rápidas, todas os traços são obrigados a ter um  $\chi^2$  do parâmetro de impacto maior que 16. Para reduzir o fundo devido a traços falsos, todos os traços são obrigados a ter um  $\chi^2$  do traço inferior a 5.

A massa das partículas filhas não é muito importante para este estudo, devido ao fato que a diferença de massa entre elétrons, múons, píons, káons e prótons é pequena em comparação com a massa do B, assim, simplesmente é designado a cada partícula de entrada a massa do káon.

Os candidatos são classificados em 2, 3 e 4 corpos: duas partículas de entrada são combinadas para formar um objeto de 2-corpos; outra partícula de entrada é adicionada ao objeto acima (que, neste momento, é tratado como uma única partícula) para formar um objeto de três corpos; uma quarta partícula de entrada é adicionada ao objeto de três corpos (que agora é tratada como uma partícula única) para formar um candidato de 4-corpos. Assim, um candidato n-corpos é formado por uma combinação de candidato (n-1)-corpos e uma partícula, e não pela combinação de n partículas.

Quando um objeto de 2-corpos é reconstruído, um corte em DOCA (*Distance Of Closest Approach*)  $< 15\text{mm}$ , é imposta para o objeto tornar-se um candidato de 2-corpos ou entrada (combinada com outra partícula) para um candidato de 3-corpos. Quando um objeto de 3-corpos é feito através da combinação de um objeto de 2-corpos e outra partícula, outro corte de DOCA  $< 15\text{mm}$  é imposta para o objeto tornar-se um candidato de 3-corpos ou entrada para um candidato de 4-corpos. Este DOCA é do objeto de 2-corpos e a partícula adicional, não o DOCA máximo das três partículas. Isto aumenta a eficiência no decaimento  $B \rightarrow DX$ . Um procedimento similar é seguido ao fazer o candidato de 4-corpos de um objeto de 3-corpos e uma partícula adicional.

Se o candidato contém apenas um subconjunto das partículas filhas, então, a massa do candidato será menor do que a massa do B. Deste modo é melhor não cortar na massa, mas, corrigir a massa do candidato para dar conta das filhas desaparecidas.

É claro que não é possível fazer isto exatamente porque nunca se pode saber quantas filhas estão ausentes ou o tipo de partículas que são, no entanto, é possível obter uma boa aproximação para a correção utilizando a seguinte equação 5.2

$$m_{\text{corrigida}} = \sqrt{m^2 + |p'_{T\text{faltando}}|^2 + |p'_{T\text{faltando}}|^2} \quad (5.2)$$

Onde  $p'_{T\text{faltando}}$  é o *momentum* transverso faltando à direção de voo do candidato (obtido a partir dos vértices primário e secundário). A quantidade  $m_{\text{corrigida}}$  seria a massa da partícula pai se uma partícula sem massa fosse omitida, ou seja, é a correção mínima para a massa do candidato.

A figura 5.6 demonstra o desempenho da  $m_{\text{corrigida}}$ . Assim, exigimos  $4 < m_{\text{corrigida}} < 7$  GeV.

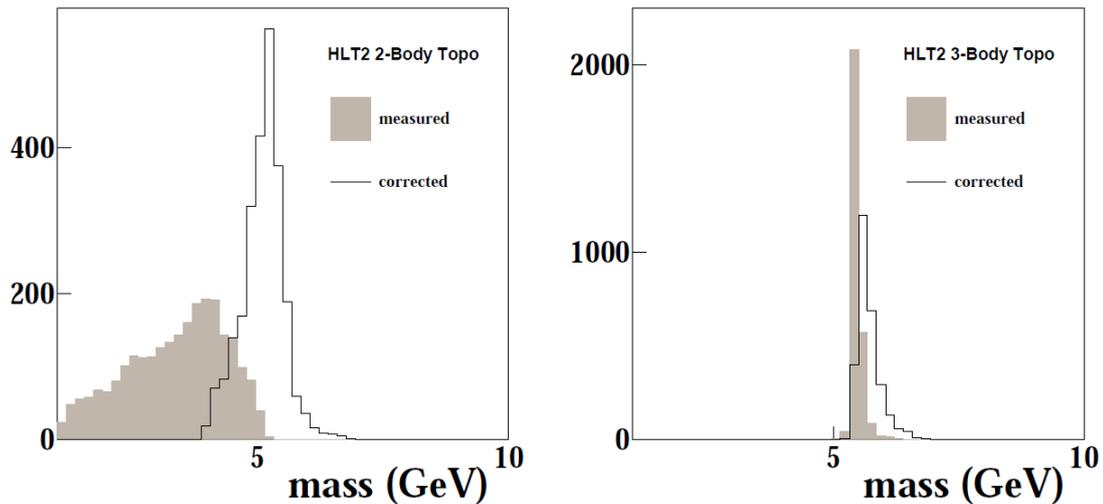


Figura 5.6: Massa para o candidato  $B$  a partir do decaimento  $B \rightarrow k\pi\pi$ .

Devido à grande massa dos  $B$ , as filhas tendem a ter grandes valores de  $p_T$ . Exigimos que o  $p_T$  da partícula filha mais dura seja superior a 1,5 GeV e também que a soma dos valores de  $p_T$  das partículas filhas seja superior a 4 GeV, 4.25 GeV e 4.5 GeV para os de 2-corpos, de 3-corpos, e de 4-corpos, respectivamente.

Hádrons  $B$  são partículas de vida longa, sua distância média de voo no detector LHCb é  $O(1\text{cm})$ . Para explorar esse fato, exigimos que o  $\chi^2$  da distância do candidato seja maior que 64. Também é necessário que a soma dos valores de  $\text{IP}\chi^2$

das partículas filhas sejam maior que 100, 150 e 200 para os 2-corpos, 3-corpos e 4-corpos respectivamente.

Então, uma distância de voo grande combinada com uma massa alta da partícula pai e as partículas filhas com grande parâmetro de impacto, são usadas em uma BDT (*Boosted Decision Tree*) para a reconstrução dos candidato *Topo*.

A ideia do *b tagging* é procurar o melhor candidato *Topo* (melhor BDT resposta) dentro do jato, para isso fazemos os seguintes cortes:

- Jato e os candidatos apontando para o mesmo PV.
- $\Delta R < 0,5$  entre *momentum* do jato e a direção de voo do candidato *Topo*.

Se existe um ou mais candidatos *Topo* com os requerimentos anteriores o jato é considerado proveniente do quark b, e para o candidato *Topo* com maior resposta BDT se salva informação adicional como: valor da saída do BDT, distância de voo do *Topo*,  $\Delta R$ ,  $p_T$ ,  $m$ , etc.

A fim de usar o *b-tagging* nas análises, a eficiência com a qual um jato proveniente de um quark b é selecionado por um algoritmo de *b-tagging* precisa ser medida. As primeiras medidas utilizando vários métodos no LHCb mostram uma eficiência de *b-tagging* de 50% para jatos com  $p_T > 20$  GeV e rejeição de 88% (98%) para jatos provenientes de quark *charm* (quarks leves ou glúon).

# Capítulo 6

## Estudo da produção do bóson $Z^0$ decaindo num par de quarks bottom

Neste capítulo, descrevemos a análise dos dados coletados pela colaboração do LHCb durante o ano 2011. A análise abrange quatro seleções de  $Z^0$  decaindo em  $b\bar{b}$ : inclusiva, exclusiva, produção de diboson ( $VZ$ ) e  $Z^0$  de alto *momentum* transverso.

Descrevemos primeiramente a seleção do *trigger* e *stripping* utilizadas na amostra de dados. Em seguida um estudo exploratório para cada uma das produções, com uma estimativa de quantos eventos são esperados de sinal e ruído de fundo (*background*) e da sensibilidade da medida são realizados para uma luminosidade integrada de  $1,0fb^{-1}$ .

### 6.1 Seleção de eventos: *Trigger* e *Stripping*

Na última etapa do *trigger*, a reconstrução completa do evento é realizada pelas chamadas seleções HLT2 do *trigger*, embora mais rápido do que *offline* e consequentemente um pouco pior em qualidade. A seleção HLT2 para a análise nesta dissertação requer vértices deslocados formado por dois, três ou quatro traços, essas

seleções são chamadas linhas topológicas.

Nessas linhas de *trigger* requer-se dois, três ou quatro traços apontando para o vértice secundário, com uma alta soma do *momentum* transverso,  $p_T$ , dos traços e um significativo deslocamento dos vértices primários (PVs). Pelo menos um traço deve ter  $p_T > 1,7$  GeV e  $\chi_{IP}^2$  com respeito a qualquer interação primária superior a 16, onde  $\chi_{IP}^2$  é definida como a diferença entre o  $\chi^2$  de um dado PV reconstruído com e sem considerar o traço. Um algoritmo multivariável BDT (Boosted Decision Tree) é usado para a identificação dos vértices secundários consistentes com o decaimento do hádron B. Eventos que passam essas seleções são finalmente armazenados.

As amostras resultantes são, então, processadas *offline* com tempo suficiente para executar a reconstrução total, a fim de reduzir a quantidade de dados a serem analisados. O LHCb possui um sistema de seleção unificado para os dados armazenados, chamado de *Stripping*, submetidos também a seleções após o armazenamento permanente. Nesta dissertação é usada a linha de *Stripping Doubletopo*. Essa linha requer dois candidatos de hádron B com a massa invariante  $> 19$  GeV.

Para estimar a eficiência dos requerimentos do *trigger* e da linha de *Stripping*, usamos eventos que passaram pela seleção inclusiva e por qualquer linha de *Stripping* e *Trigger* contidas na *Stream BHadron* (conjunto de linhas para selecionar um hádron B em decaimentos exclusivos). O fator de eficiência foi determinado como um valor constante a partir da região de sinal superior a 60 GeV, ver figuras 6.1. O valor calculado é de 0,91 para a eficiência pela seleção *Doubletopo*, que iremos utilizar nos eventos de simulação.

Claramente essa estimativa pode resultar numa eficiência mais alta do que a verdadeira já que a seleção depende da presença de um hádron B. Para calculá-la corretamente será necessário atualizar os resultados para outra versão de reconstrução do LHCb, não incluída nesta dissertação, a qual possui eventos que passaram tanto por um *trigger* aleatório quanto pela linha de *Stripping DoubleTopo*.

Finalmente, após a *Stripping*, critérios de seleção adicionais foram aplicados aos

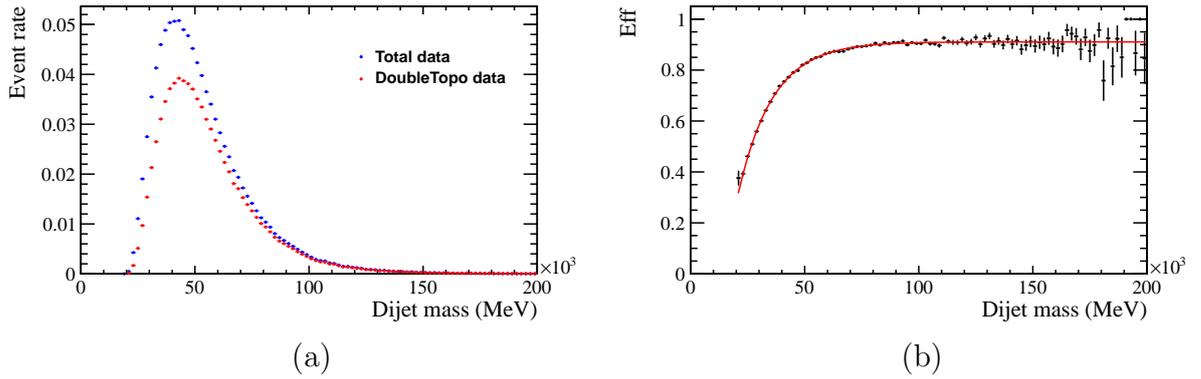


Figura 6.1: (a) Distribuições da massa do dijato com e sem seleção *Doubletopo*. (b) Fator de eficiência pela seleção *Doubletopo*, usamos o valor constante acima de 60 GeV igual a 0,91.

dados com o objetivo de reduzir o nível de *background* em nossa análise.

## 6.2 Estudo da produção $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ inclusiva

A análise *offline* faz uso da sequência de reconstrução de jatos, descritos no capítulo 5. Os jatos utilizados na análise são reconstruídos por agrupamento das partículas reconstruídas pelo algoritmo de *particle flow* PF com o algoritmo anti-kt com o parâmetro de distância  $R = 0,5$ . Critérios de identificação do jato também são aplicados para rejeitar jatos falsos, ver seção 5.2.

Os jatos reconstruídos requerem uma correção adicional da energia que é aplicada como um fator multiplicativo para o vetor de quadri-*momentum* do jato, ver seção 5.3. A identificação de jatos que se originam da hadronização de quarks b é feita com o *b-tagging*, descrito na seção 5.4.

No final, temos um conjunto de jatos reconstruídos, escolhemos os dois jatos com maior *momentum* transverso para construir um dijato. A massa do dijato será utilizada para procurar um sinal compatível com a massa do bóson  $Z^0$  na amostra de dados. Realizamos um corte em  $p_T > 10$  GeV para os jatos devido à baixa eficiência de reconstrução e identificação do jato de b para baixo *momentum* transverso.

Eventos Monte Carlo (MC) de sinal  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$  são utilizados para estudar o sinal

esperado e amostras da produção inclusiva de  $b\bar{b}$  e  $c\bar{c}$  foram também gerados para estudar o *background* da mostra de dados. Esses eventos MC utilizam o mesmo procedimento descrito acima para a reconstrução de jatos de b e o fator de eficiência para a seleção *Doubletopo*, descrita na seção anterior.

A seleção dos bósons  $Z^0$  que decaem em quarks b produzindo jatos e sua discriminação do enorme fundo de QCD é um problema experimental difícil. Eventos de *background* diferem apenas ligeiramente do sinal por: apresentarem uma maior probabilidade de radiação de glúon a partir do estado inicial, uma configuração de cores diferentes no estado final e, claro, nenhuma estrutura ressonante na massa invariante.

Estudamos variáveis cinemáticas que poderiam, em princípio, ser sensíveis a estas diferenças. Uma comparação de dados e de Monte Carlo para diferentes variáveis é mostrado na Fig 6.2. Nota-se que há uma separação grande nas distribuições de  $p_T$  dos jatos fortemente correlacionada com a massa invariante, portanto decidimos não aplicar nenhum corte no *momentum* transversos dos jatos. A variável  $\Delta R_{(dijet,j1)}$  possui também boa discriminação, porém correlacionada com a variável  $\Delta\phi_{j1,j2}$ , a qual escolhemos para aplicar um corte. Por conseguinte, para remover os eventos de QCD é necessário satisfazer o corte  $\Delta\phi > 2,5$  rad, a fim de aumentar a significância de eventos  $Z^0$ .

A tabela 6.1 detalha o número de eventos MC gerados, dentro da aceitação do LHCb, que passam pela seleção de dois jatos de b com os cortes cinemáticos:  $p_T > 10$  GeV e  $\Delta\phi > 2.5$  rad e depois de multiplicar o fator de eficiência *Doubletopo*.

Para calcular o número esperado de eventos candidatos, previsões teóricas assim como os efeitos e eficiência do detector têm que ser tomadas em conta. Em geral, o número esperados de eventos  $N_{esp}$  pode ser estimada com:

$$N_{esp} = \sigma \epsilon_{evt} \mathcal{L}_{int} \quad (6.1)$$

Onde  $\sigma$  representa a seção de choque do processo previsto teoricamente,  $\epsilon_{evt}$  a

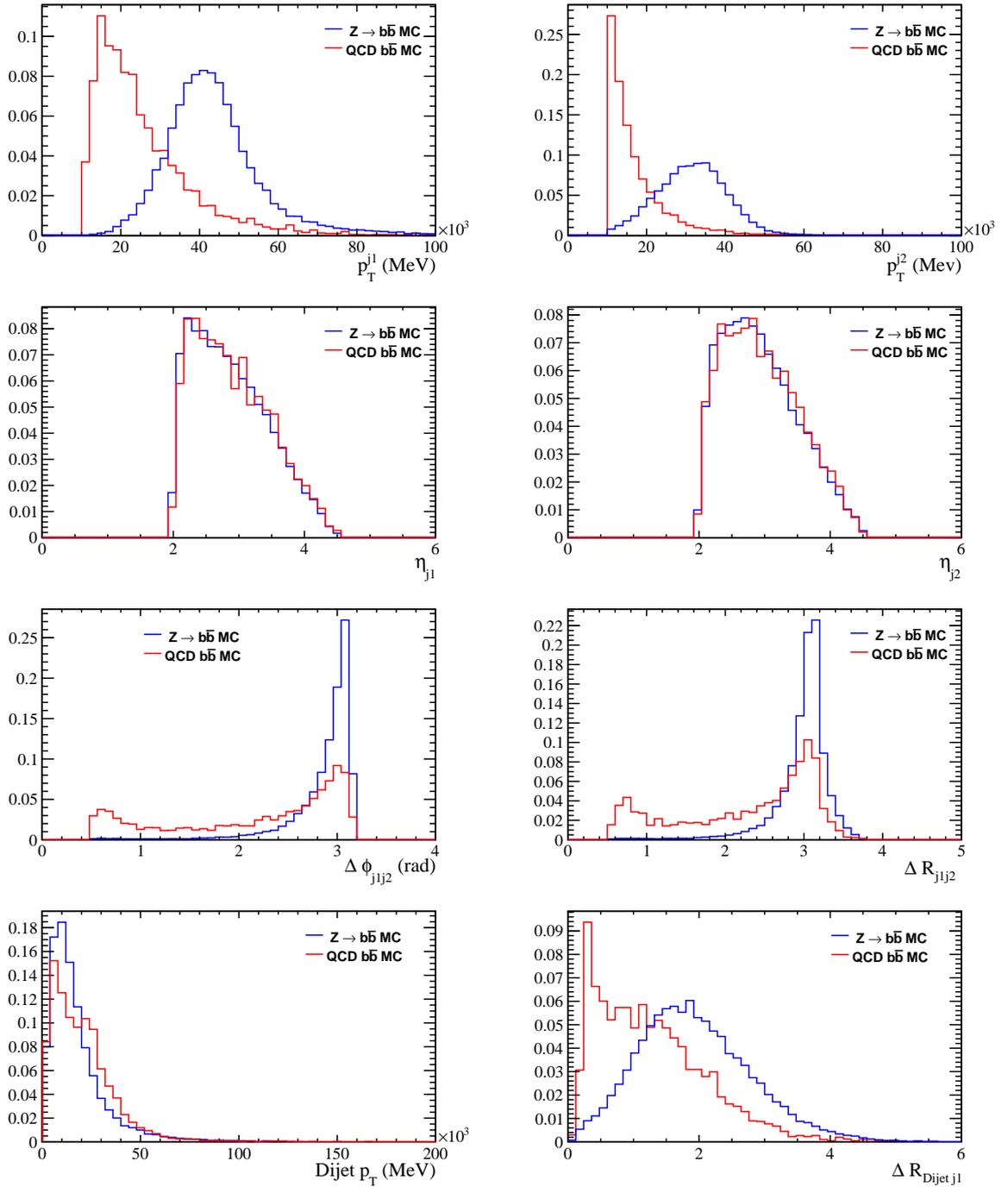


Figura 6.2: Distribuições normalizadas à unidade de diversas variáveis cinemáticas dos dois jatos de  $b$ ,  $j1$  e  $j2$ , a partir de eventos MC. O *momentum* transverso do jato ( $p_T$ ), o  $\eta = -\ln(\tan\frac{\theta}{2})$  do jato, o ângulo azimutal entre os dois jatos ( $\Delta\phi_{j1j2}$ ), a distância  $\Delta R_{j1j2} = \sqrt{(\Delta\eta_{j1j2})^2 + (\Delta\phi_{j1j2})^2}$ , o *momentum* transverso do dijato e a distância  $\Delta R$  entre dijato e o jato 1.

| Eventos  | sinal MC. | $b\bar{b}$ QCD MC. | $c\bar{c}$ QCD MC |
|--|-----------|--------------------|-------------------|
| Gerados  | 2 288 718 | 21 311 335         | 38 278 075        |
| LHCb aceitação   | 324 998   | 5 029 475          | 9 148 460         |
| 2 jatos b-tag(PV),<br>$p_T > 10$ GeV, $\Delta\phi > 2.5$ | 46 451    | 2 208              | 379               |
| DoubleTopo   | 42 227    | 2 009              | 345               |

Tabela 6.1: Número de eventos MC gerados para o estudo, dentro da aceitação do LHCb, após aplicação dos critérios de seleção inclusiva e após a seleção de *Stripping Doubletopo*. Temos três amostras sinal  $Z^0 \rightarrow b\bar{b}$ , produção inclusiva de  $b\bar{b}$  e  $c\bar{c}$ .

eficiência de detecção do evento e  $\mathcal{L}_{int}$  é a luminosidade integrada. Utilizando a seção de choque NNLO,  $\sigma_{Z \rightarrow b\bar{b}} = 4300$  pb, uma eficiência de detecção de eventos dentro da aceitação do LHCb de 14,42%, determinada a partir eventos de sinal MC, e a luminosidade integrada total de  $1,0 fb^{-1}$ , obtêm-se uma estimativa de 88 672 eventos de sinal com dois jatos de b que passam a seleção cinemática. A figura 6.3 mostra a distribuição de massa dos eventos de sinal esperados ajustada com uma gaussiana ( $\sigma = 15,32$  GeV e  $\mu = 78,94$  GeV ).

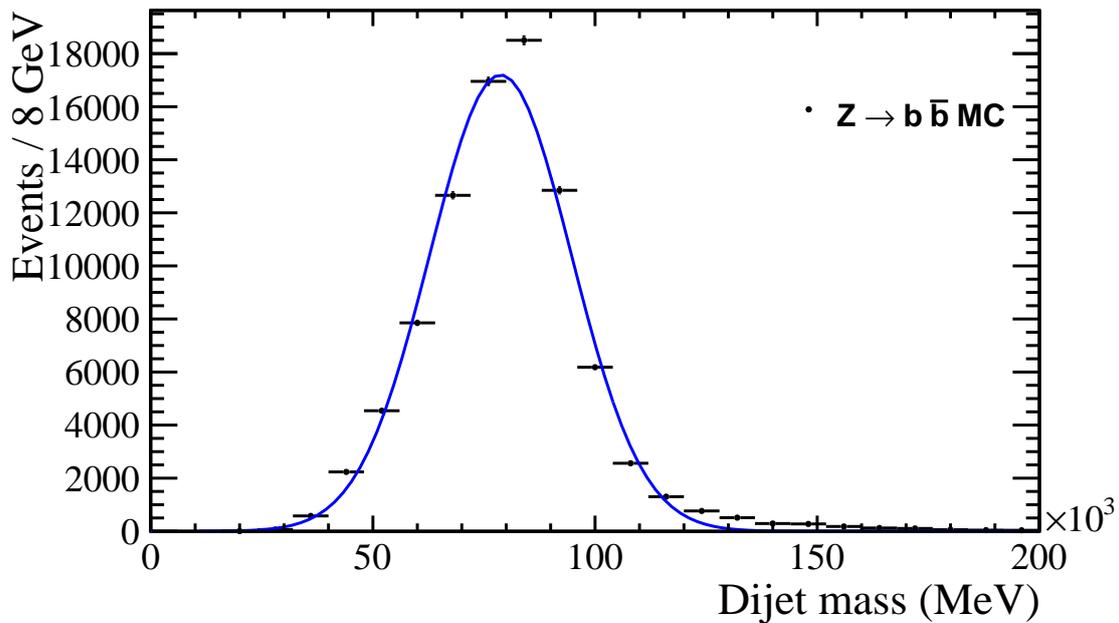


Figura 6.3: Distribuição da massa do dijato de eventos de sinal MC ajustada com uma função gaussiana.

Enquanto o número de eventos selecionados com dois jatos de  $b$ , com os mesmos cortes cinemáticos, obtidos a partir de dados experimentais foi de 3 399 873. Uma vez que nenhum pico de sinal na distribuição de massa do dijato pode ser extraído do *background*, a forma do fundo deve ser conhecida com alta precisão para ser capaz de extrair o sinal. Note que o número de eventos de MC gerados para a produção inclusiva de  $b\bar{b}$  e  $c\bar{c}$  não são suficientes para obter um modelo do *background*.

O método utilizado aqui é usar a função Pearson IV, definida na eq 6.2 e utilizada numa análise similar na ref. [43], para modelar o *background*. Nota-se que essa função descreve o MC inclusivo  $b\bar{b}$ , ver figura 6.4.

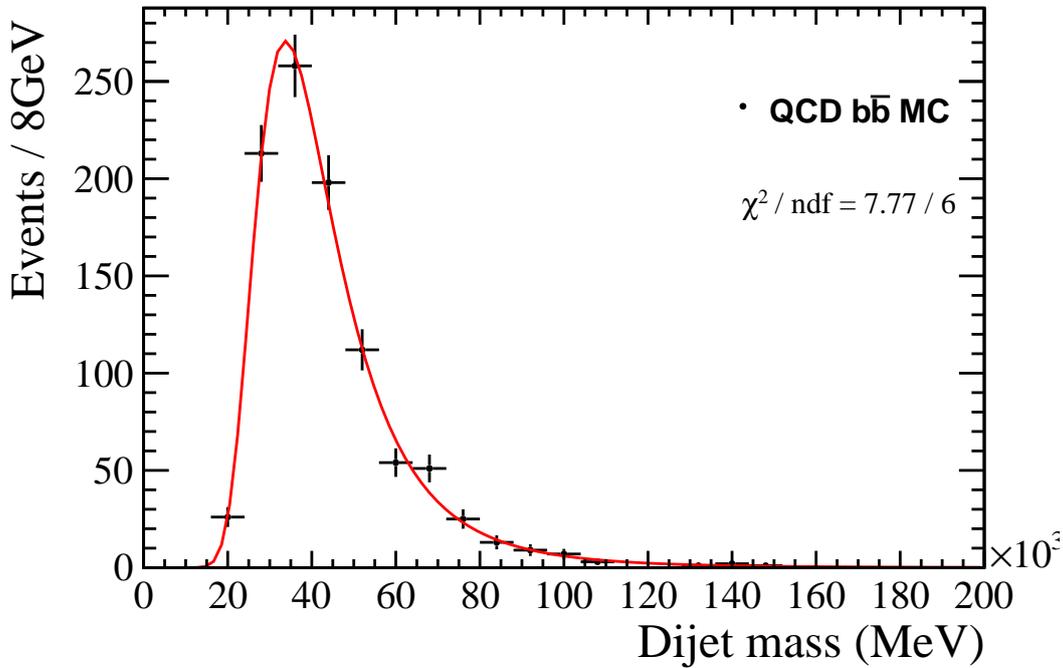


Figura 6.4: Distribuição da massa do dijato de eventos de MC de  $b\bar{b}$  inclusivo ajustado com a função Pearson IV.

Num primeiro passo, ajustamos os dados assumindo uma hipótese de somente *background* e em uma segunda etapa, se ajusta os dados, assumindo *background* + sinal, onde o sinal é a distribuição gaussiana da amostra de MC com parâmetros fixos. Pode-se obter um melhor  $\chi^2/ndf$  quando incluímos a hipótese de sinal:  $\chi^2/ndf = 180,5$  para *background* somente e  $\chi^2/ndf = 77,5$  quando é incluída a hipótese de

sinal no ajuste, ver figura 6.5.

$$P(m_{jj}) = a_0 \left[ 1 + \left( \frac{m_{jj} - a_1}{a_2} \right)^2 \right]^{-a_3} \exp^{-a_4 \tan^{-1} \left( \frac{m_{jj} - a_1}{a_2} \right)} \quad (6.2)$$

Este método ainda não é robusto o suficiente, para isolar eventos de sinal, porém precisa ser estudado em mais detalhes. Um método para extrair a forma de fundo a partir dos dados é obrigatória para esta análise. A figura 6.6 mostramos a sensibilidade da medida, consideramos sinal (S) os eventos esperados do MC e *background* (B), a amostra de dados que passam pelos cortes subtraindo o sinal.

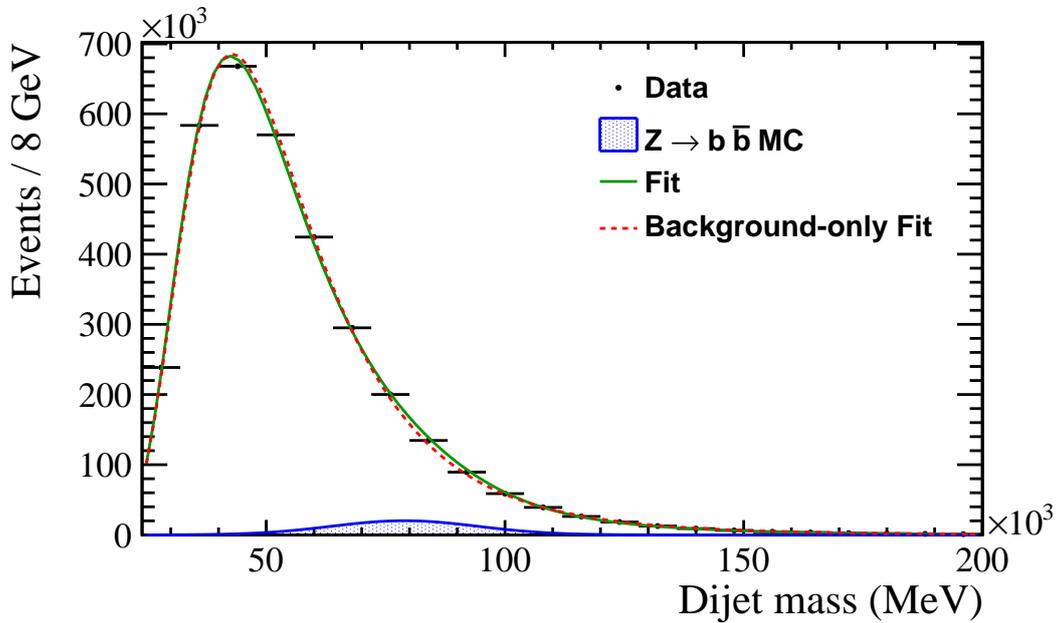


Figura 6.5: Distribuição da massa do dijato após a seleção *offline* ajustado a duas hipóteses de apenas *background* e *background* + sinal. Também é mostrado distribuição da massa do dijato de eventos de sinal MC.

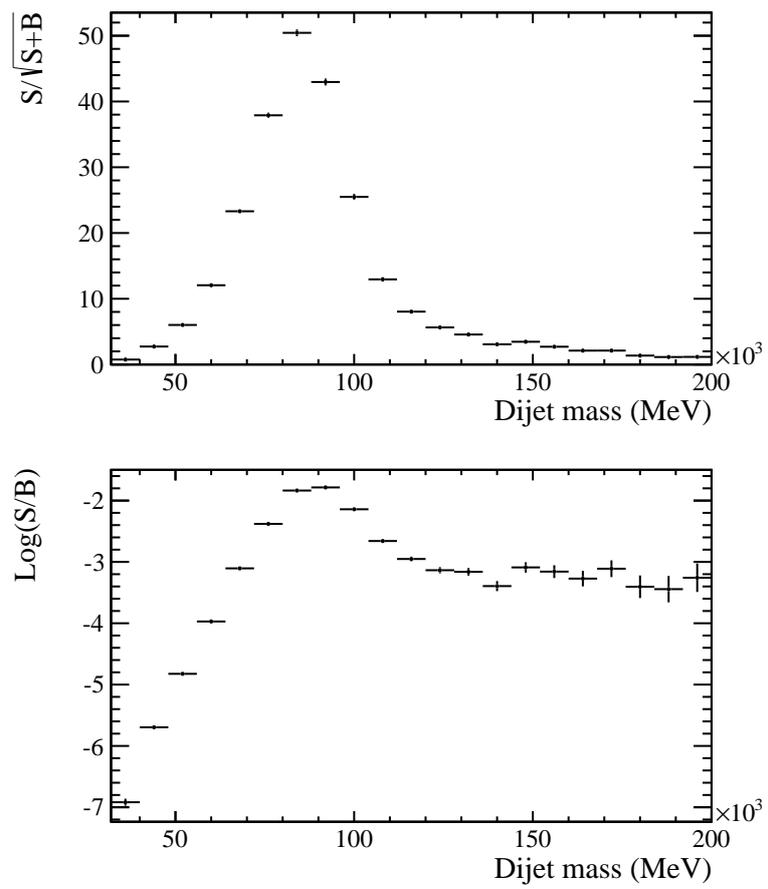


Figura 6.6: Significância do sinal  $S/\sqrt{S+B}$  e  $\text{Log}(S/B)$ .

### 6.3 Produção exclusiva do $Z^0$

Uma breve introdução ao processo de produção exclusiva do  $Z^0$  no LHC é descrita na seção 2.3.2. Nesta seção descreve-se o estudo da produção exclusiva do  $Z^0$  decaindo em  $b\bar{b}$  no experimento LHCb. Usamos uma estratégia similar à do estudo da produção do  $J/\psi$  no LHCb [27].

O processo exclusivo tem uma pequena seção de choque  $\sigma_{excl}(Z^0) = 0.6$  fb dentro da aceitação do LHCb para  $\sqrt{s} = 7$  TeV [25], portanto, inferior ao limite de detecção para uma luminosidade integrada de  $1,0 fb^{-1}$ , uma observação no LHCb seria, portanto, evidência de física nova.

A produção exclusiva tem a vantagem de que os prótons emergem intactos com *momentum* transverso pequeno e permanecem dentro do tubo do feixe. Portanto, a assinatura exclusiva de produção do bóson  $Z^0$  é um evento contendo dois jatos de b e nenhuma outra atividade.

A seleção de eventos exclusivos começa com a exigência de dois jatos do *b-tagging* com  $p_T > 10$  GeV, com o mesmo procedimento que na seção anterior. A fim de identificar os candidatos exclusivos, a análise é restrita a eventos com uma única interação (NPVs = 1), que possui uma eficiência de 75%.

O VELO é capaz de reconstruir traços na direção do evento com  $\eta < -1,5$  (*backward tracks*), e pode ser utilizado como um veto para a existencia de traços nessa região. A figura 6.7 mostra o número de eventos como função de traços na direção para trás e os traços na direção para frente (*forward tracks*) fora do cone dos dois jatos de b, e a figura 6.8 mostra a distribuição de *forward tracks* fora do cone do jato para eventos com nenhum traço para trás. Pode-se observar que com zero traços em ambas as regiões, trás e frente, temos zero eventos candidatos para a produção exclusiva.

Se exigimos no máximo três traços na região para frente fora do cone do jato temos 3 eventos. Para estimar o número de eventos de sinal, usamos os eventos gerados com a produção inclusiva  $Z^0$  (essa amostra não contém produção exclusiva)

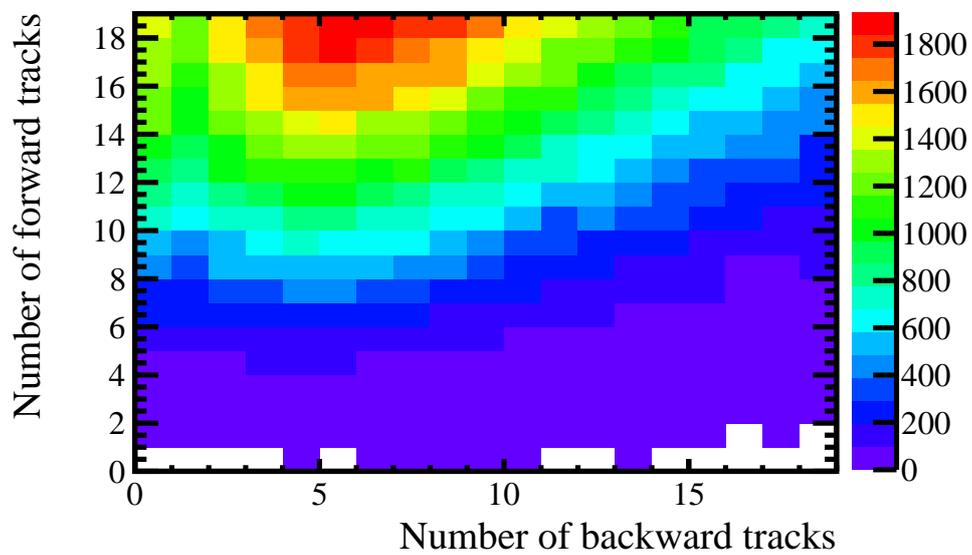


Figura 6.7: Número de eventos após a seleção de dois jatos do *b-tagging* com  $p_T > 10$  GeV e NPVs = 1 em função do número de traços na região para frente e o número de traços na região para trás. Todos os traços estão fora do cone do jato.

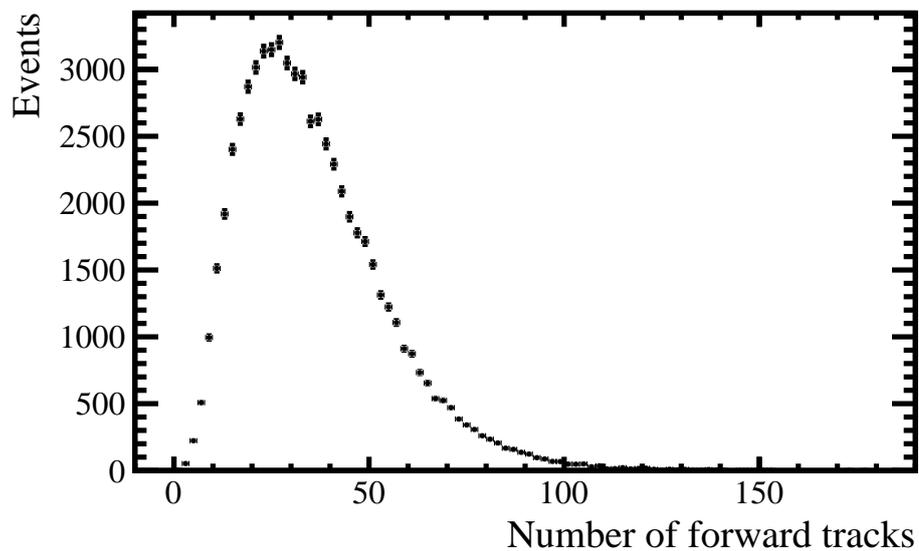


Figura 6.8: Número de traços na região para frente fora do cone do jato com nenhum traço para trás.

com um fator de escala correspondente à seção de choque da produção exclusiva para  $1,0fb^{-1}$ . Nós assumimos então que a eficiência de detecção de  $Z^0$  é a mesma para ambas as produções e que os cortes de exclusividade têm eficiência de 100%. Portanto, sabemos que a estimativa de eventos para a produção exclusiva do  $Z^0$  está superestimada. O número de eventos de sinal estimado é 0,03.

Na figura 6.9, mostramos a distribuição de massa do dijetato para os eventos que passaram os cortes de exclusividade nos dados e nossa estimativa multiplicada por um fator 20.

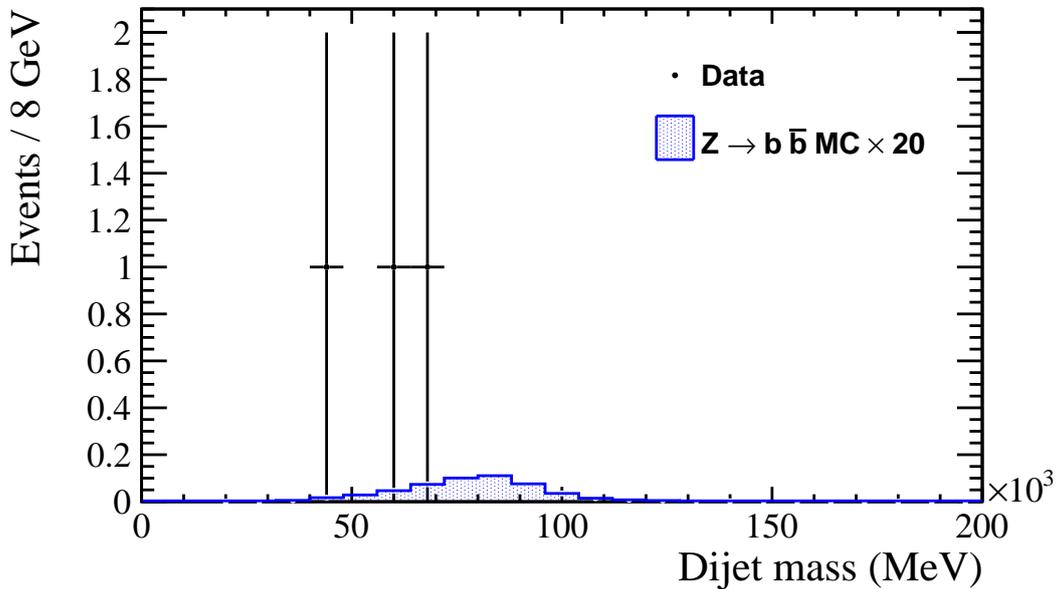


Figura 6.9: Distribuição da massa do dijetato após a seleção: dois jatos do  $b$ -tagging com  $p_T > 10$  GeV, NPVs = 1, máximo de três traços na região para frente fora do cone do jato e nenhum traço na região para trás. Também se mostra a estimativa a partir dos eventos de MC multiplicada por um fator 20.

## 6.4 Produção de diboson VZ

Medidas de seção de choque da produção inclusiva  $W^\pm$  e  $Z^0$  no LHCb para  $\sqrt{s} = 7$  TeV usando estados finais contendo múons são apresentados na ref [44]. Baseados na análise da referência podemos procurar o bóson  $Z \rightarrow b\bar{b}$  produzido através do proceso de diboson VZ ( $V \equiv W^+, W^-$  ou  $Z$ ). Onde o bóson V é exigido a decair leptonicamente em  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$  ou  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , portanto, os canais  $W^\pm Z \rightarrow \mu^\pm \nu b\bar{b}$  e  $Z Z \rightarrow \mu^+ \mu^- b\bar{b}$  são considerados como sinal. O *background* dominante são as produções associadas do W ( $W^+$  ou  $W^-$ ) ou  $Z^0$  com jatos (V+jatos) e a produção de  $t\bar{t}$ . A produção de V+jatos ocorre através da aniquilação quark-antiquark e devido à radiação de glúon, em ambos, surgem jatos leves e pesados. Para eventos  $t\bar{t}$ , a fusão de glúons é o modo de produção principal no LHC. As figuras 6.10 e 6.11 mostram os digramas de Feynman para os eventos sinal e *background* respectivamente.

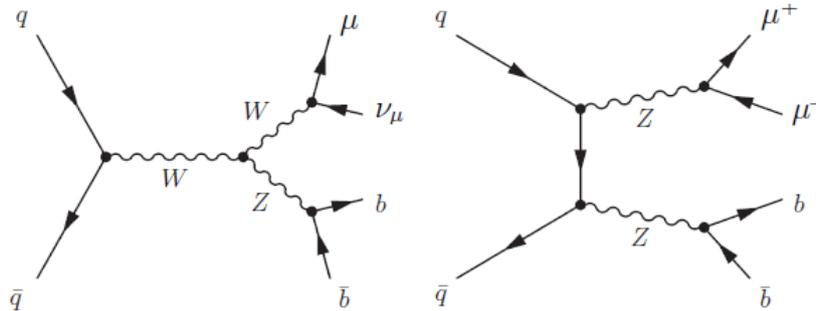


Figura 6.10: Diagramas de Feynman do proceso do sinal. O bóson  $Z^0$  é produzido em associação com outro bóson W ou  $Z^0$ , o qual decaei em um ou dois múons.

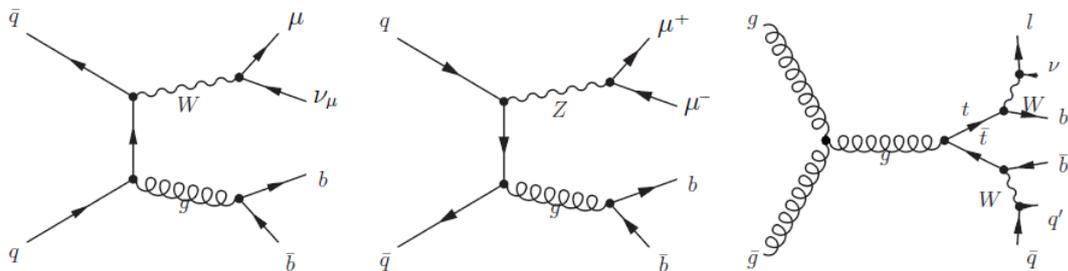


Figura 6.11: Exemplos de diagramas de Feynman da produção de um evento W+jatos,  $Z^0$  +jatos e  $t\bar{t}$ .

Amostras simuladas são usadas para desenvolver a seleção de eventos e estimar os eventos de sinal e *background*, após a reconstrução dos jatos de b, com  $p_T > 10$  GeV, com o mesmo procedimento da análise inclusiva da seção 6.2.

Os seguintes cortes cinemáticos são aplicados para aumentar a proporção de eventos de sinal sobre o *background* na análise de amostras MC:

- Múons de alto *momentum* transverso,  $p_T^\mu > 30$  GeV, para rejeitar múons de decaimento de hádrons.
- Ângulo azimutal entre os dois jatos de b,  $\Delta\phi_{j_1j_2} > 1,5$ , que apresenta boa capacidade de discriminação entre  $Z \rightarrow b\bar{b}$  e  $g \rightarrow b\bar{b}$ .
- Múons podem se originar a partir de processos de decaimentos de hádrons de sabores pesados ou como erro de identificação de píons e káons. Em todos esses casos o múon é geralmente produzido na mesma direção dos outros produtos de fragmentação, em contraste com múons de W ou Z que tendem a ser isolados. O isolamento do múon é garantido usando  $\Delta R_{\mu j_1} > 0,4$  e  $\Delta R_{\mu j_2} > 0,4$ .

Na tabela 6.2 se detalha o número de eventos MC gerados, dentro da aceitação do LHCb e que passam as seleções com os cortes cinemáticos.

| Eventos        | $W^\pm Z$ MC. | $ZZ$ MC.  | $t\bar{t}$ MC | W+jatos    | Z+jatos    |
|----------------|---------------|-----------|---------------|------------|------------|
| Gerados        | 2 706 653     | 2 311 089 | 56 611 000    | 20 393 900 | 13 617 508 |
| LHCb aceitação | 202 999       | 207 998   | 509 499       | 5 098 475  | 5 038 478  |
| Após a seleção | 1 312         | 1 338     | 2 108         | 23         | 59         |

Tabela 6.2: Número de eventos MC gerados para o estudo, dentro da aceitação do LHCb e após dos critérios de seleção diboson: 2 jatos de b com mesmo PV,  $p_T^\mu > 30$  GeV,  $\Delta\phi > 1,5$ ,  $\Delta R_{\mu j_1} > 0,4$  e  $\Delta R_{\mu j_2} > 0,4$

Para calcular uma estimativa para o número de eventos esperados na mostra de dados utilizamos a Eq 6.1, onde a seção de choque é multiplicada pelas razões de ramificação (*branching ratios*) correspondentes, como é mostrado nas equações 6.3

$$\begin{aligned}
\sigma(pp \rightarrow WZ) \times BR(W \rightarrow \mu\nu) \times BR(Z \rightarrow b\bar{b}) &= 0.2968 \text{ [pb]} \\
\sigma(pp \rightarrow ZZ) \times BR(Z \rightarrow \mu^+\mu^-) \times BR(Z \rightarrow b\bar{b}) &= 0.0329 \text{ [pb]} \\
\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}) \times BR(W \rightarrow \mu\nu) &= 17.229 \text{ [pb]} \\
\sigma(pp \rightarrow W + jets) \times BR(W \rightarrow \mu\nu) &= 10400 \text{ [pb]} \\
\sigma(pp \rightarrow Z + jets) \times BR(Z \rightarrow \mu^+\mu^-) &= 1500 \text{ [pb]} \tag{6.3}
\end{aligned}$$

O número de eventos observados e esperados em  $1,0fb^{-1}$ , após a aplicação de todos os critérios de seleção são apresentados na tabela 6.3

| Processo                      | $\sigma$ [pb] | Eff (%) | Eventos           |
|-------------------------------|---------------|---------|-------------------|
| WZ                            | 18,57         | 9       | $0,153 \pm 0,004$ |
| ZZ                            | 6,47          | 7,5     | $0,015 \pm 0,001$ |
| Previsão total de sinal       |               |         | $0,168 \pm 0,004$ |
| $t\bar{t}$                    | 163           | 0,9     | $0,616 \pm 0,014$ |
| W + jets                      | 98 000        | 25      | $1,1 \pm 0,2$     |
| Z + jets                      | 44 000        | 37      | $0,581 \pm 0,076$ |
| Previsão total de bkg + sinal |               |         | $2,4 \pm 0,2$     |
| Dados                         |               |         | 7                 |

Tabela 6.3: Número de eventos estimado de sinal e *background* após a seleção final para uma luminosidade integrada de  $1,0fb^{-1}$  e o número de eventos a partir de dados. Os erros são apenas estatísticos.

As distribuições do *momentum* transversa do múon e a massa do dijetto são mostradas nas figuras 6.12 e 6.13. Nota-se um excesso dos dados com relação ao MC, o qual pode ser explicado pelo *background* de hádrons, não considerado nesta análise.

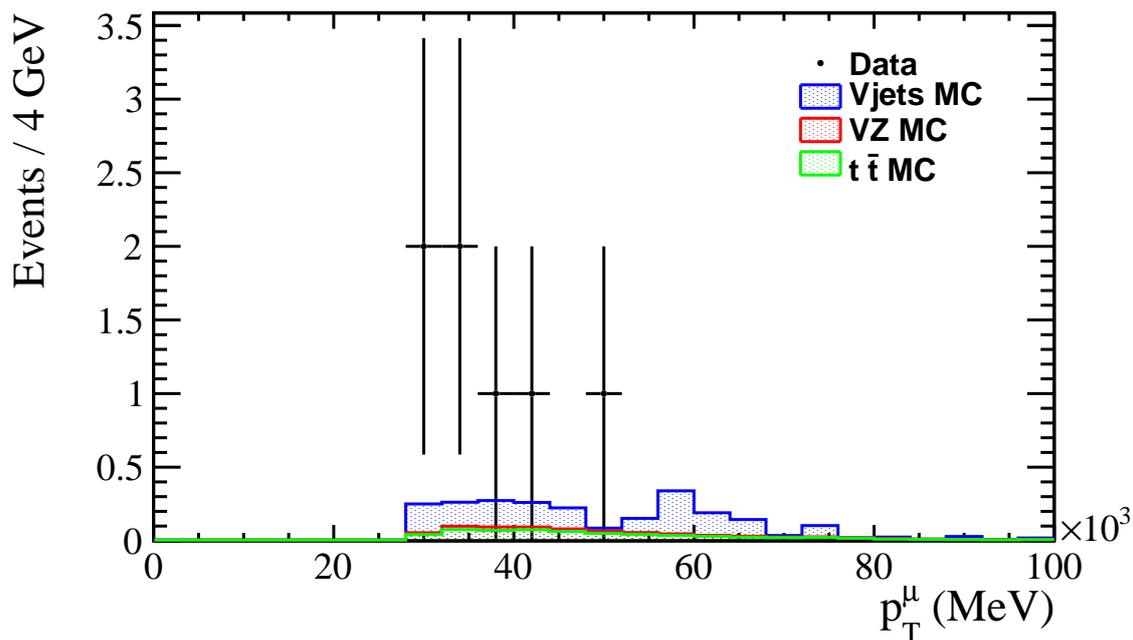


Figura 6.12: Distribuição do *momentum* transverso do múon após a seleção final. Os dados são representados por pontos sólidos e a simulação por histogramas empilhados.

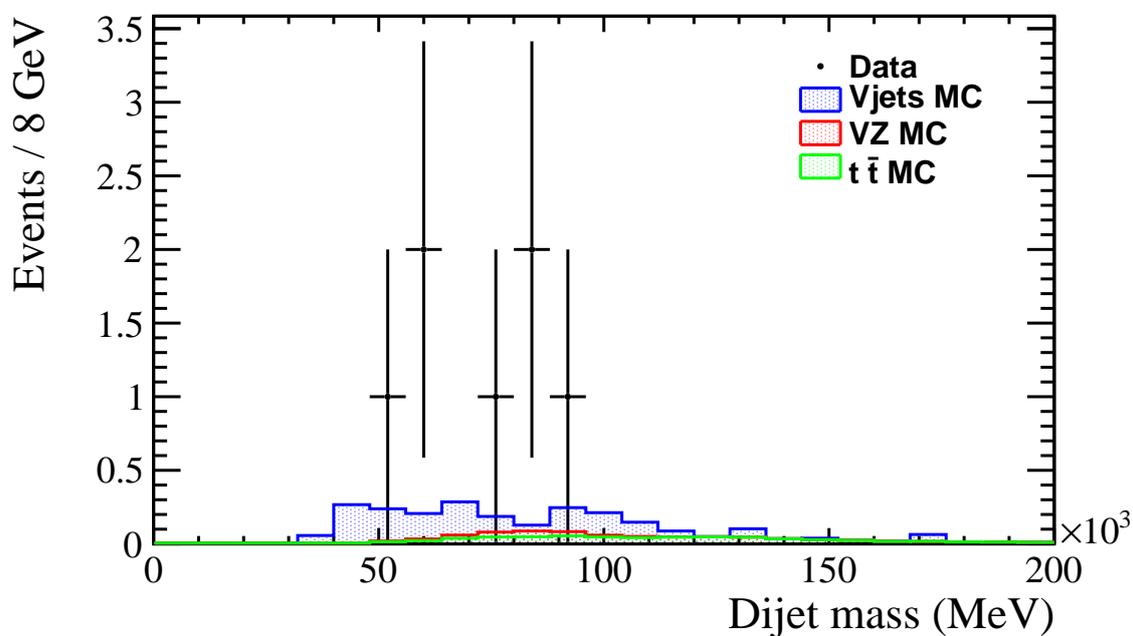


Figura 6.13: Distribuição da massa do dijato após a seleção final para dados e previsões a partir de eventos MC.

## 6.5 $Z^0$ de alto *momentum* transverso (*boosted*)

Em geral o decaimento hadrônico do bóson  $Z^0$  é caracterizado por dois quarks muito bem separados, que são reconstruídos como um sistema dijato. Para alto *momentum* transverso (*boosted*) do dijato os quarks do decaimento do bóson  $Z^0$  estão muito próximos e podem ser reconstruídos como um único jato.

Nesta seção procuramos o proceso  $Z \rightarrow b\bar{b}$  num regime ligeiramente *boosted* ( $p_T^{dijato} > 50$  GeV), devido à performance de reconstrução de jatos no LHCb, não é possível ter um corte em  $p_T$  maior.

A seleção de eventos segue o mesmo procedimento da produção inclusiva, exigir dois jatos de b com  $p_T > 10$  GeV. Adicionalmente, os eventos passam critérios de seleção *boosted*:

- $p_T^{Dijato} > 50$  GeV, ligeiramente *boosted*.
- $p_T^{j1} > 1.2 \times p_T^{j2}$ , a fim de evitar uma assimetria entre  $p_T^{j1}$  e  $p_T^{j2}$ .

A figura 6.14 mostra o *momentum* transverso do jato 1 e o jato 2 após a seleção.

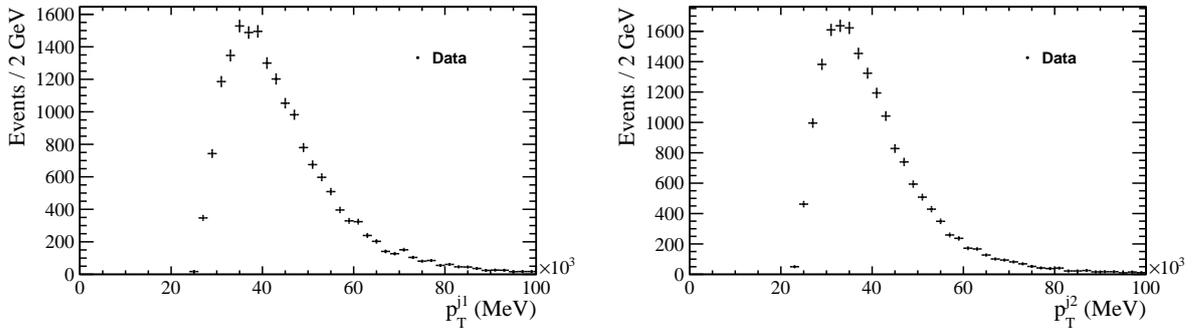


Figura 6.14: Distribuição do *momentum* transverso do jato 1 e jato 2 após a seleção.

A figura 6.15 mostra a separação dos jatos de b no espaço  $\eta - \phi$  sendo ela menor que no caso inclusivo, porém razoavelmente maior do que o cone do jato.

Obtêm-se uma estimativa de 441 eventos sinal após a seleção *boosted* para uma luminosidade integrada total de  $1,0 fb^{-1}$ . A massa reconstruída do dijato depois da seleção a partir de dados experimentais e MC é mostrado na figura 6.16. Ajustamos

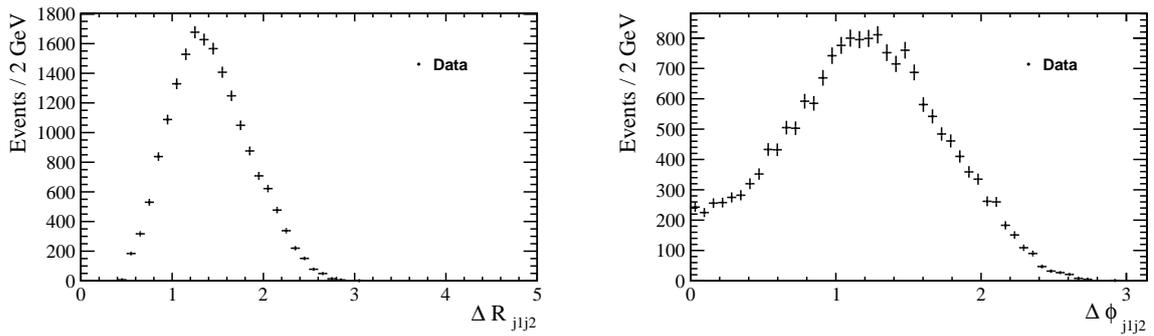


Figura 6.15: Distribuições da distância  $\Delta R$  e o ângulo azimutal entre os dois jatos.

a distribuição usando a mesma técnica utilizada no  $Z^0$  inclusivo. Pode-se obter um  $\chi^2/ndf = 1,38$  para *background* somente e  $\chi^2/ndf = 1,22$  quando a hipótese de sinal é incluída no ajuste. Da figura 6.17 podemos ver que a sensibilidade é parecida do caso inclusivo.

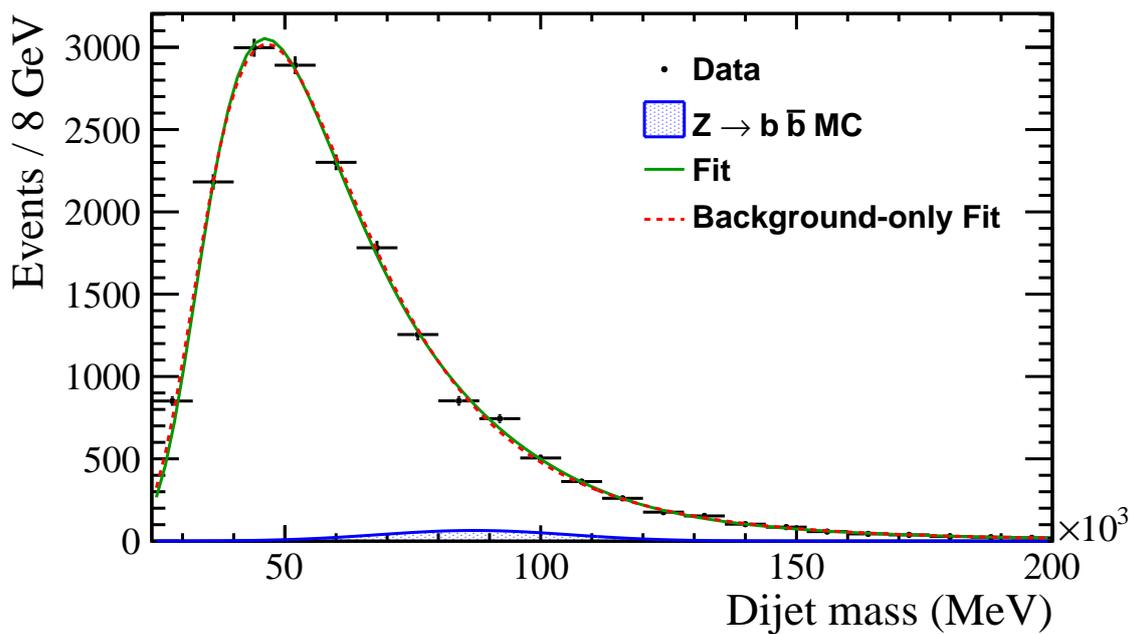


Figura 6.16: Distribuição da massa do dijato após a seleção final ajustada a duas hipóteses de apenas *background* e *background* + sinal. Também é mostrada a distribuição da massa do dijato de eventos sinal MC.

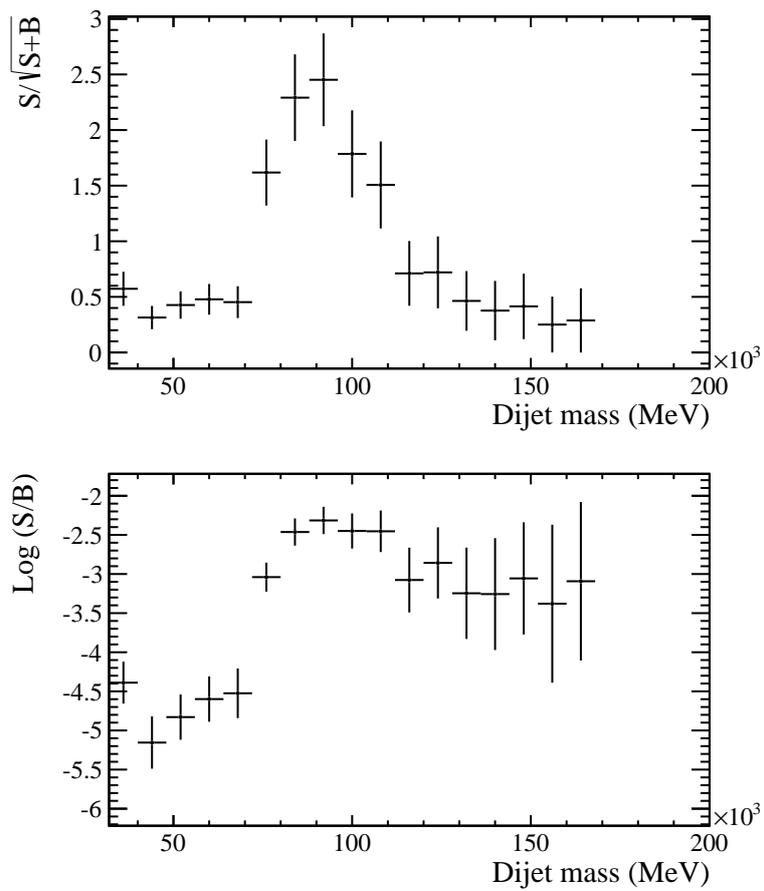


Figura 6.17: Significância do sinal  $S/\sqrt{S+B}$  e  $\text{Log}(S/B)$ .

# Capítulo 7

## Conclusões

Uma primeira análise de  $1,0 \text{ fb}^{-1}$  de dados de colisões próton-próton, coletados em 2011 com  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  usando o detector LHCb para procurar quatro diferentes produções do bóson  $Z^0$  decaindo num par de quarks bottom-antibottom foi apresentada. Podemos fazer uma estimativa para futuras análises sabendo que durante 2012 foi registrado  $2,1 \text{ fb}^{-1}$  de dados com  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ , no período 2015-2017 é esperado  $\sim 5 \text{ fb}^{-1}$  com  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  e após as atualizações do detector, no período 2020-2030 o LHCb será capaz de armazenar  $\sim 50 \text{ fb}^{-1}$  com  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ .

Na produção inclusiva nenhum excesso significativo de sinal pode ser extraído. Um método para extrair a forma do *background* desde os dados é obrigatória para esta análise. Mas encontrando uma maneira de remover o *background* por métodos mais refinados como análise multivariada ou melhorar a reconstrução de jatos de b a fim de aumentar a resolução da massa, seria possível extrair o sinal.

A produção exclusiva mostra que é necessário muito mais dados a fim de encontrar eventos candidatos. Nossa estimativa foi de 0,03 eventos de sinal. Se considerarmos que a seção de choque aumenta por um fator de 4 a  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ , portanto, só será possível uma observação do processo com os dados 2020-2030.

Para a produção de diboson fizemos previsões de sinal + *background* encontrando-se um excesso nos dados, que pode ser explicado pelo *background* de hádrons, não

considerado nesta análise. Se aplicamos um corte menor no *momentum* transverso do múon a fim de aumentar a amostra de eventos e considerando o *background* de hádrons poderíamos ter eventos candidatos de sinal nos dados 2015-2017.

Similar à produção inclusiva, podemos ver que o *boosted*  $Z^0$  pode ser observado nos dados já coletados com um melhor estudo do modelo de ajuste do *background*.

# Capítulo 8

## Referências Bibliográficas

- [1] C. Currat, Direct search for Higgs boson in LHCb. Universite de Lausanne, IPHE, 2001, 122p, PhD thesis.
- [2] L. Locatelli, Direct search for Higgs boson in LHCb and Contribution to the Development of the Vertex Detector. Lausanne, EPFL, 2007, 164p, PhD thesis.
- [3] V. Coco, Reconstruction et identification de jets beaux dans l'expérience LHCb en vue d'étudier sa sensibilité à un boson de Higgs standard se désintégrant en paires  $b\bar{b}$ . Annecy, Université de Savoie, 2008, 155p, PhD thesis.
- [4] C. Potterat, Direct search for Standard Model Like Higgs Boson and Software Integration of Data Acquisition Cards. Lausanne, EPFL, 2010, 169p, PhD thesis.
- [5] William Barter, Albert Bursche, Victor Coco, Oscar Francisco, Cedric Potterat, and Murilo Rangel, Jets reconstruction and performances at LHCb. LHCb-INT-2012-015, 2012.
- [6] LHCb collaboration, Measurement of jet production in  $Z^0/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$  events at LHCb in  $\sqrt{s} = 7$  TeV pp collisions. LHCb-CONF-2012-2016, 2012.

- [7] LHCb collaboration, Measurement of the forward-central  $b\bar{b}$  production asymmetry. LHCb-CONF-2013-001, 2013.
- [8] D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Cambridge University Press, 2000.
- [9] I. Aitchison, A. Hey, Gauge theories in particle physics, Taylor & Francis, 2002.
- [10] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, PYTHIA 6.4 physics and manual. JHEP 05 026, 2006. arXiv:hep-ph/0603175.
- [11] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M.H. Seymour and B.R. Webber, HERWIG 6.5 Release Note. 2005. arXiv:hep-ph/0210213.
- [12] Ellis, Strirling, Webber, QCD and Collider Physics. Cambridge University press, 1996.
- [13] S.D. Ellis, J. Huston, K. Hatakeyama, P. Loch and M. Tonnesmann, Jets in hadron-hadron collisions. Prog. Part. Nucl. Phys 60 484, 2008.
- [14] G.P. Salam, Towards Jetography. CTEQ/MCNET school, Hungary, 2008. arXiv:0906.1833.
- [15] M Cacciari, G.P. Salam and G. Soyez, <http://www.fastjet.fr>
- [16] M Cacciari, G.P. Salam and G. Soyez, The anti- $k_t$  jet clustering algorithm. JHEP 0804:063, 2008. arXiv:hep-ph/08021189.
- [17] G. Arnison *et al.* UA1 Collaboration, Further Evidence for Charged Intermediate Vector Bosons at the SPS Collider. Phys. Lett. 129B: 273-282, 1983;  
G. Arnison *et al.* UA1 Collaboration, Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass around 95 GeV/ $c^2$  at the CERN SPS Collider. Phys. Lett. 126B: 398-410, 1983;

- G. Arnison *et al.* UA1 Collaboration, Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at  $\sqrt{s} = 540$  GeV. Phys. Lett. 122B: 103-116, 1983;
- [18] S. Van der Meer, Stochastic cooling and the accumulation of antiprotons. Rev. Mod. Phys. 57: 689-697, 1985;
- C. Rubbia, Experimental Observation of the Intermediate Vector Bosons  $W^+$ ,  $W^-$  and  $Z^0$ . Rev. Mod. Phys. 57: 699-722, 1985.
- [19] D. Bardin, G. Passarino, The Standard Model in the Making: Precision Study of the Electroweak Interactions. Clarendon Press Oxford, 1999.
- [20] J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D86, 01001, 2012.
- [21] The LHCb collaboration, Measurement of the cross-section for  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  production with 1  $fb^{-1}$  of pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. LHCb-CONF-2013-007, 2013
- [22] The ATLAS collaboration, Measurement of the inclusive  $W^\pm$  and  $Z^0$  cross section in the e and  $mu$  decay channels in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. Phys. Rev. D85, 072004, 2012. arXiv:1109.5141.
- [23] The CMS collaboration, Measurement of the inclusive  $W$  and  $Z$  cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. JHEP 01 080, 2011. arXiv:1012.2466.
- [24] R. Gavin, Y. Li, F. Petriello, S. Quackenbush. FEWZ 2.0: A code for hadronic  $Z$  production at NNLO. Comput. Phys. Commun. 182:2388-2403, 2011
- [25] V. P. Gonçalves, M. V. T. Machado, Diffractive photoproduction of  $Z^0$  bosons in coherent interactions at CERN-LHC. Eur. Phys. J. C 56, 33-38, 2008.
- [26] A. R. White, Physics of a sextet quark sector. Phys. Rev. D72, 036007, 2005.

- [27] The LHCb collaboration, Exclusive  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  production in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. J.Phys. G 40 045001, 2013.
- [28] J. M. Campbell, R. K. Ellis and C. Williams, Vector boson pair production at the LHC. JHEP 07 018, 2011. arXiv:1105.002.
- [29] The CMS collaboration, Measurement of the  $Z/\gamma^*+bb$ -jets cross section in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the CMS detector. CMS-PAS-SMP-12-003, 2012.
- [30] W. Barter, A. Bursche, D.R. Ward, Measurement of jet production in  $Z^0/\gamma^*(\rightarrow \mu^+\mu^-)$  events at LHCb in  $\sqrt{s} = 7$  TeV  $pp$  collisions. LHCb-ANA-2013-056, 2013.
- [31] LHCb collaboration, A. A. Alves Jr. et al., The LHCb detector at the LHC. JINST 3 S08005, 2008.
- [32] X. Wang and M. Gyulassy, HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in  $p p$ ,  $pA$  and  $A A$  collisions. Phys. Rev. D44, 3501, 1991.
- [33] David J. Lange, The EvtGen particle decay simulation package. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A462 152-155, 2001.
- [34] GEANT4 collaboration, S. Agostinelli et al., GEANT4: A simulation toolkit. Nucl. Instrum. Meth. A506 250-303, 2003.
- [35] R. Ballabriga, M. Campbell, E. Heijne, X. Llopart, L. Tlustos, W. Wong, Medipix3: A 64 k pixel detector readout chip working in single photon counting mode with improved spectrometric performance. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A633 S15-S18, 2011.
- [36] LHCb VELO Upgrade Group, LHCb VELO Upgrade Technology Review Support Document. Internal Note LHCb-INT-2013-025, 2013.
- [37] O. Callot, FastVelo, a fast and efficient pattern recognition package for the Velo. Public Note LHCb-PUB-2011-001, 2011.

- [38] R. Ticse, D. Campora, R. Schwemmer, N. Neufeld, An SIMD parallel version of the VELO Pixel track reconstruction for the LHCb upgrade. Public Note LHCb-PUB-2013-007, 2013.
- [39] V. Salustino Guimarães, M. Rangel, V. Coco, C. Potterat. Energy-Momentum ratio of charged particles at LHCb. LHCb-INT-2013-034, 2013.
- [40] A. Hoecker, P. Speckmayer, J. Stelzer et al. TMVA: Toolkit for Multivariate Data Analysis, PoS ACAT 040, 2007. arXiv:physics/0703039.
- [41] M. Rangel, R. Ticse, V. Coco, C. Potterat, Jet energy studies for RunI simulation. LHCb-INT-2013-036, 2013.
- [42] M. Williams, V. Gligorov, C. Thomas et al. The HLT2 Topological Lines. Public Note LHCb-2011-002, 2011.
- [43] J. Donini, T. Dorigo, K. Hatakeyama et al. Energy Calibration of b-Quark Jet with  $Z \rightarrow b\bar{b}$  Decays at the Tevatron Collider. Nucl. Instrum. Meth. A596 354-367, 2008. arXiv:0801.3906.
- [44] LHCb collaboration, Inclusive W and Z production in the forward region at  $\sqrt{s} = 7$  TEV. JHEP 06 058, 2012. arXiv:1204.1620.
- [45] LHCb collaboration, Framework TDR for the LHCb upgrade. Technical Report CERN-LHCC-2012-007, LHCb-TDR-012, 2012.
- [46] Intel C++ Intrinsic Reference. Intel Corporation, 2007.
- [47] Global method documentation and repositories,  
*[http://lbonupgrade.cern.ch/wiki/index.php/Global\\_method\\_approach](http://lbonupgrade.cern.ch/wiki/index.php/Global_method_approach)*.
- [48] Pixel-sequential project,  
*<http://lbonupgrade.cern.ch/wiki/index.php/Pixel-sequential>*.

# Apêndice A

## An SIMD parallel version of the VELO Pixel track reconstruction for the LHCb upgrade

This note describes a new algorithm for the VELO Pixel track reconstruction for the LHCb upgrade. Our tracking algorithm implementation was designed with parallelism in mind for an easy adoption in many-core architectures, like GPGPUs. First, CPU vectorization units are explored as an attempt to speed up a critical section of the current implementation. Then, studies on a parallel processing technique are presented, with a draft design for many-core architectures.

### A.1 Introduction

The LHCb experiment has planned an upgrade in 2018 to allow operation at higher luminosity  $L \approx 2 \times 10^{33} \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , with a very flexible software-based trigger. In order to improve the trigger efficiencies, the whole detector will be read out at the full bunch-crossing rate of 40 MHz (currently operating at  $L = 2 - 4 \times 10^{32} \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ , with a readout at 1.1 MHz).

Track reconstruction in the VELO is a crucial ingredient to the first software

level trigger. A new kind of VERTex LOcator detector, based upon the use of pixel detectors with the Medipix / TimePix family of chips, in contrast to the current  $\phi$  and  $R$  strips, is being considered. A first geometry implementation of the VELO pixel detector named VeloPix is available, and it has a matrix of  $256 \times 256$  pixels of  $55 \times 55 \mu m^2$  each. It will provide simultaneously information about the deposited energy and the timestamp, reaching an output rate at the hottest chip of more than 12 Gbit/s. More detailed VeloPix specifications are given in [45].

In this note, we present some preliminary studies on parallelizing the current sequential algorithm for VeloPix. We analyze the impact of using vector operations in the existing code, applying our changes to a critical section of the triggering codebase.

Then we focus on drafting a new design, compatible with state-of-the-art many-core architectures. We study a global method for tracking in the VELO, and we show the reconstruction efficiency and purity of our reconstructed tracks using such a method.

## A.2 Vectorization of the current implementation

Even before multi-core CPUs became the mainstream, CPUs had the ability to process multiple values by using a Single Instruction Multiple Data (SIMD) architecture. The Streaming SIMD Extensions (SSE) are a set of 128-bit vector registers and an extension to the x86 Instruction Set Architecture (ISA) making use of these registers, introduced by Intel in 1999.

Most modern compilers expose a set of vector types and intrinsics to manipulate them. Here, we use the intrinsics defined by Intel, well documented in [46]. The intrinsics are enabled by including the correct header file. The name of the header file depends on the SSE version being targeted, see Table A.1.

The performance boost usually seen in programs using vector operations, comes

| Header File  | Extension name                                 | Abbrev. |
|--------------|--|---------|
| xmmintrin.h  | Streaming SIMD Extensions                      | SSE     |
| emmintrin.h  | Streaming SIMD Extensions 2                    | SSE2    |
| pmmmintrin.h | Streaming SIMD Extensions 3                    | SSE3    |
| tmmintrin.h  | Supplemental Streaming SIMD Extensions 3       | SSSE3   |
| smmintrin.h  | Streaming SIMD Extensions 4 (Vector math)      | SSE4.1  |
| nmmintrin.h  | Streaming SIMD Extensions 4(String processing) | SSE4.2  |
| gmmmintrin.h | Advanced Vector Extensions Instructions        | AVX     |

Tabela A.1: Header files used for different Streaming SIMD Extensions versions. We use SSE3.

from the reduction in the overhead of issuing the functional units in the CPU, and the capability of storing data in additional XMM 128-bit wide registers. The abbreviation SIMD describes how the instructions are issued, a single instruction specifies the operation that is to be executed simultaneously on more than one value.

In the SSE vector extension, instructions come in two flavours, aligned and unaligned, which refer to the indirection method to access memory. In PCs, as a generalization memory is accessed by 32 or 64-bit pointers, which identify one-byte-wide cells. The data contained in memory is said to be aligned to some width if the pointer to its starting location is a multiple of the width. If alignment cannot be guaranteed, some part of the performance gain achieved by processing multiple data elements in parallel would be lost, because either the compiler or assembly programmer would have to use unaligned move instructions.

In our codebase, double floating point numbers (doubles) are used to perform the calculations. The data-width of doubles is 64-bit, therefore fitting an XMM register with only two numbers. The translation from our codebase to SSE instructions is shown in Figure A.1 which shows the speed up obtained by using SSE instructions.

The results show a decrease in the performance by using SSE instructions. Memory alignment is an important feature to allow for efficient data loading and store on SSE registers, and in our implementation, data has not been prepared beforehand

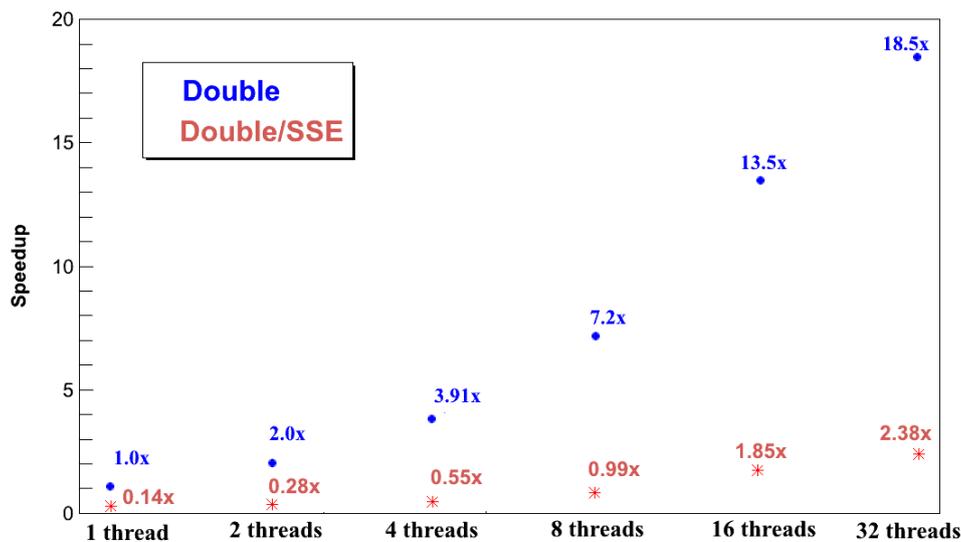


Figura A.1: Result for the pixel sequential algorithm using double floating point and Streaming SIMD Extensions.

to be parallelized in vectors, causing the need for a data preparation stage and a decrease in the performance as a consequence of it.

The data preparation stage would potentially be faster if single point instructions were used instead of double floating point precision.

The sequential pixel project, developed by Daniel Cámpora, is an analysis of the current implementation of the VELO pixel subdetector tracking algorithm (by Olivier Callot, under the package *Rec/Tf/PatPixel v1r1*). The aim of this project was to study the feasibility of parallelism in the algorithm at a level of events, focusing on using single floating point precision and enabling parallelization in the algorithm. It allows the execution of parallel track processing, fully utilizing the CPU resources on the reconstruction of tracks. Further documentation on this project is available [48].

Making use of this project, we have implemented a solution using single floating point operations. Our implementation strategy consists in reducing the number of operations in a critical section, executed for each  $\chi^2$  calculation in the process of reconstructing tracks. As shown in figure A.2, using the SIMD programming model

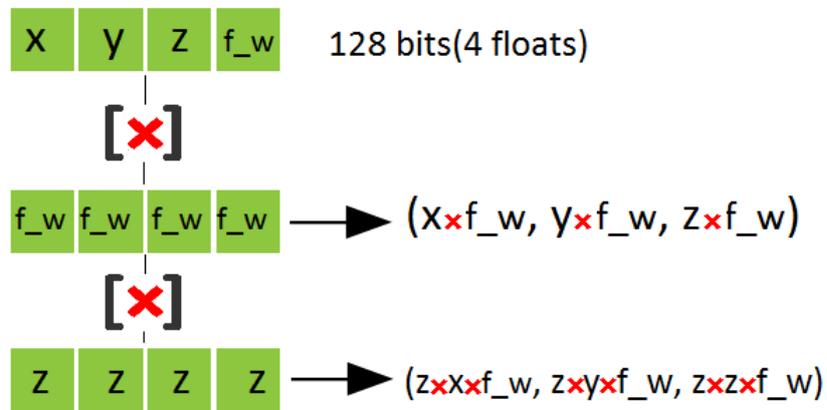


Figure A.2: Reducing operations with SIMD. Our strategy was to use three vector units (registers) to reduce recurring operations for each reconstructed track.

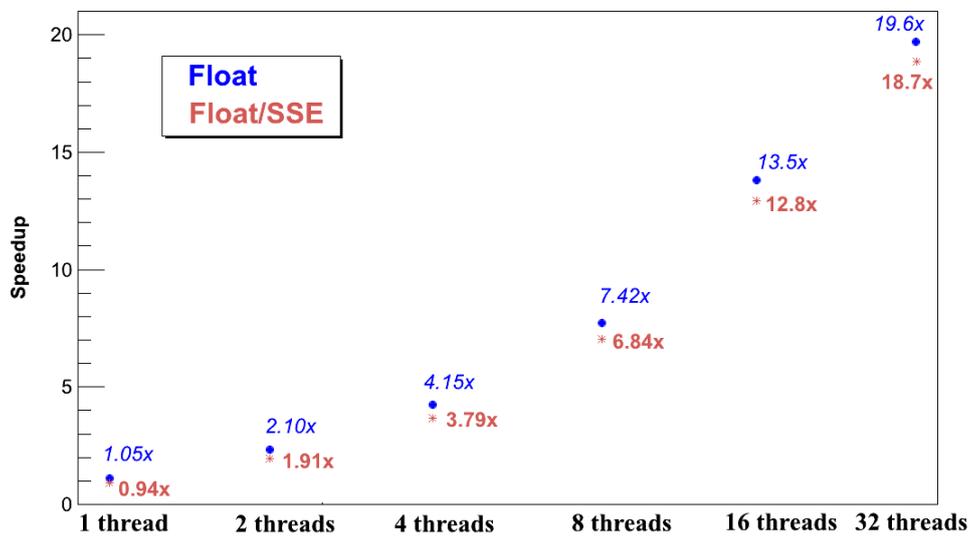


Figure A.3: Result for the pixel sequential algorithm using single precision and Streaming SIMD Extensions.

nine multiplication operations are reduced to two instructions. The implementation details are shown in algorithm 1, in page A.6. Figure A.3 shows the new speedup, against the number of threads used to process in parallel. The results show a decrease in the speed, in comparison to the existing implementation. We attribute this to the inexisting memory alignment preparation, which indicate deeper changes would have to be made to the existing codebase in order to account for vectorization speedups.

Table A.3 shows the execution time to run 200 Montecarlo events in a single thread with different implementation strategies and precision formats. The best execution time are obtained using single floating point precision.

| Precision        | Execution time ( <i>s</i> ) |
|------------------|-----------------------------|
| Double           | 0.088                       |
| Double using SSE | 0.564                       |
| Float            | 0.053                       |
| Float using SSE  | 0.061                       |

Tabela A.2: Execution times for one thread using different implementation strategies and precisions.

### A.3 A Global Track Reconstruction method

Many-core architectures, like General Purpose Graphics Processing Units (GPGPUs) or the recent Intel MIC, are built around the philosophy of delivering a larger raw computing power, exploiting a larger density of Arithmetic Logic Units (ALUs) in detriment of control and cache units, on a per-processor basis. As a consequence, they exhibit a different programming model, where functional units are grouped (controlled) in bigger groups, issuing the same instruction to the whole group in each cycle.

In order to take full advantage of their computing power, divergent branches should be avoided, and data must be processed avoiding dependencies (like Read After Write). Therefore, in the creation of parallel software, the factors which have

an impact on the design of an algorithm change from conventional software development techniques. The algorithm under study in the previous section, makes use of a forward tracking method upon performing the VELO tracking. In surface, it produces tracks by starting on hits on the farthest Z sensor, and sequentially computes hits on previous sensors, forming initially tracklets (or track segments) and potentially tracks. Then, it applies the same criteria on hits of the following sensors, partially excluding the hits already assigned to other tracks.

This approach is not suitable for a many-core architecture, due to the fact that data dependencies exist. In this section we propose a global method based upon the creation of tracklet groups, with a further exclusion based on meeting certain criteria.

The algorithm design can be subdivided in three separate stages, Tracklet Construction, Tracklet Grouping and Track Formation. For each of the stages, we outline how a parallel algorithm would not present any dependencies, and thus process it concurrently. We also discuss design improvements for obtaining better tracking efficiency.

The source files for this project and documentation is available [47]. In our current setup, an input file containing event informations, generated by a modification on the Brunel Sequencer, is being used. The implementation is done in C++.

### **A.3.1 Tracklet Construction**

Our tracking algorithm starts with a combinatorial search for tracklets. We define neighbour sensors as every pair of adjacent sensors on the same side. A tracklet is then a pair of hits of any two neighbouring sensors. In order to keep the multiplicity low, all the possible combinations are required to have a maximum acceptable slope in the (x,y) axis of (300, 400) mrad. [37], according to the angular coverage of VELO.

We also define a virtual plane E, parallel to the sensors, and placed after the last

sensor on the Z+ end. The use of this virtual plane will become clear in the Tracklet Selection stage.

In figure A.4a, tracklets are formed from pairs of hits in neighbouring sensors. Then, for each tracklet we define four parameters, as per table A.3. The pair  $(dx, dy)$  identifies the gradient in the X and Y plane, and  $(ex, ey)$  is the extrapolation of the tracklet into the E plane. This is depicted in figure A.4b.

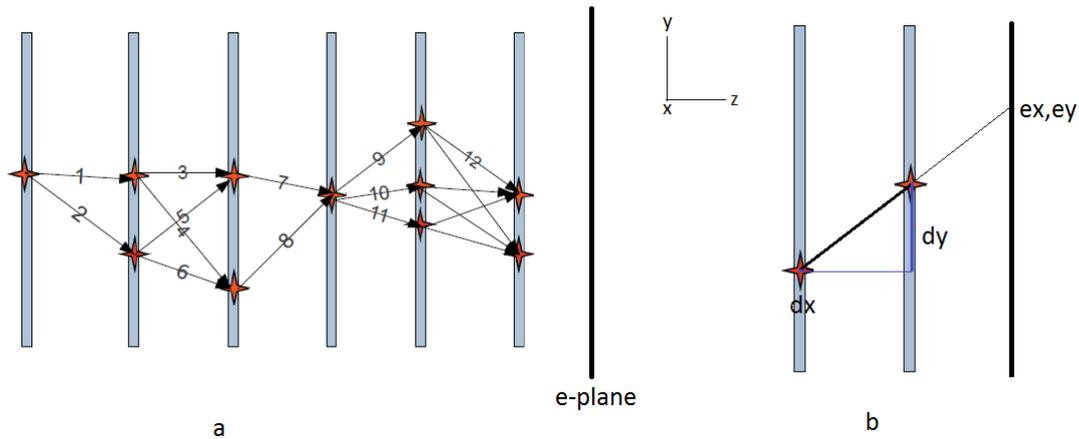


Figura A.4: a. Tracklet construction, all possible combinations between two hits in continuous sensors. b. Each tracklet has four variables  $dx$ ,  $dy$  and the projection on the e-plane,  $ex$ ,  $ey$ .

The process of creation of tracklets is independent from one another, and has no data dependencies. Therefore, it can be carried out in parallel. The average multiplicity ( $\text{hit} \times \text{hit}$ ) per event is around 800 for the Monte Carlo dataset we are considering, and this can be processed on a thread-by-hit-pair basis.

| Information. |   |
|--------------|---|
| $(dx, dy)$   | Gradient in X and Y.                      |
| $(ex, ey)$   | Extrapolation of tracklet in the E plane. |

Tabela A.3: Tracklet information. Each tracklet has four variables  $dx$ ,  $dy$ ,  $ex$  and  $ey$ .

### A.3.2 Tracklet Grouping

The Tracklet Grouping stage takes care of grouping the tracklets in sets, according to their distance on a gradient and projection 2D plots.

As formula A.1 states, given two tracklets  $t_m$  and  $t_n$ , the gradient distance is an application from  $\mathbb{R}^2$  in  $\mathbb{R}$ , defined as the euclidean distance in the XY plane for their (dx, dy) values.

$$g : \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}, \quad g(dx, dy) = \sqrt{(dx_m - dx_n)^2 + (dy_m - dy_n)^2} \quad (\text{A.1})$$

The projection distance, given two tracklets  $t_m$  and  $t_n$ , is the euclidean distance in the XY plane for their (ex, ey) coordinates. These are then normalized in relation to the distance to the central point of the E plane, as depicted in formula A.2.

$$p : \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}, \quad p(ex, ey) = \frac{\sqrt{(ex_m - ex_n)^2 + (ey_m - ey_n)^2}}{\text{normalization distance}} \quad (\text{A.2})$$

The gradient distance relates to the straightforward conception for which the gradient in any segment within a track should be constant, with an error  $e$  proportional to the sensors' resolution. Therefore, we consider two segments to be part of the same track the closer they are in the gradient norm. A similar principle applies to the projection distance. Any foreseeable track should present a minimal distance between any two tracklets composing it.

Figure A.5 shows a dy VS dx plane, for all tracklets on a Monte Carlo generated event. The density of points on the E plane is bigger around the origin (0, 0), due to the collision point. The normalization applied gets rid of this effect, normalizing the distance between tracklet projections.

The calculation of the gradient and projection distances is independent for each track, and can thus be processed in parallel. For each tracklet, the distance to the rest could be processed independently, storing a list of neighbours for each.

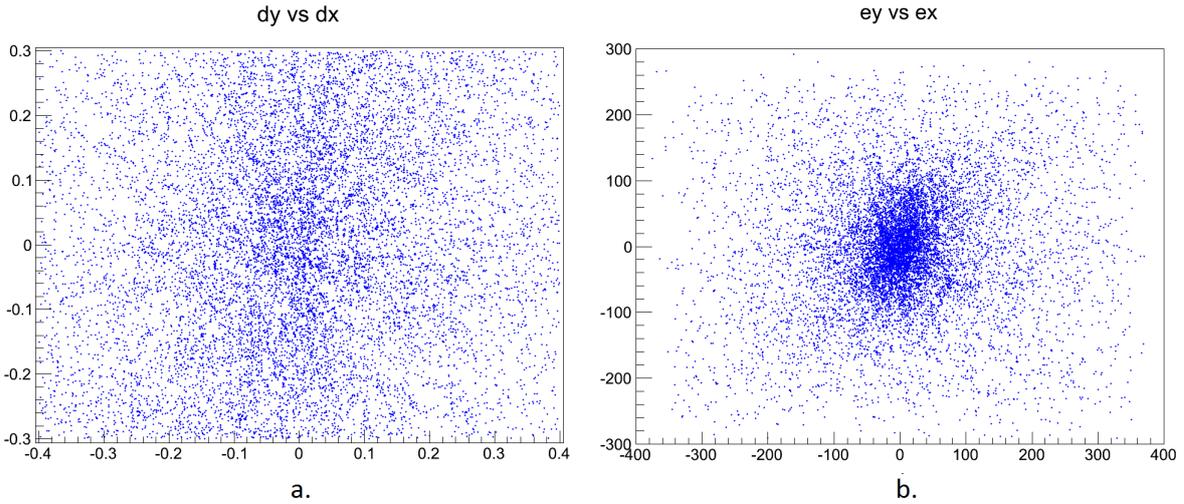


Figura A.5: All tracklets formed for one Monte Carlo generated event. a.  $dy$  vs  $dx$  plane, b.  $ey$  vs  $ex$  plane.

### A.3.3 Track Formation

The procedure to create tracks is based on the following: the tracklets formed by its hits must be close to each other, in their projection and gradient distance.

As figure A.6 shows, a minimum distance is determined for grouping tracklets, forming sets of tracklets. Two sets are formed in this example, D1 and D2, using distances in the DXDY plane, and two other sets come from the EXEY plane. T1 and T2 would be indistinguishable by only using information from their gradient, since it is similar, in the same way T0 and T1 are indistinguishable by their projection distance. However, by combining these two methods via the intersection of the sets, figure A.6b, we can identify the tracks. Figure A.7 shows a comparison between our method of finding tracklet, and the tracklets from the tracks reconstructed by the algorithm developed by O. Callot. The output from our code (blue) and the existing codebase (red) presents similarities.

The reconstruction efficiency and purity of this method varies upon the normalization distance for the projection plane, and the density of hits in the event. Fixing the normalization distance to the distance to the center, as formula A.3 shows,

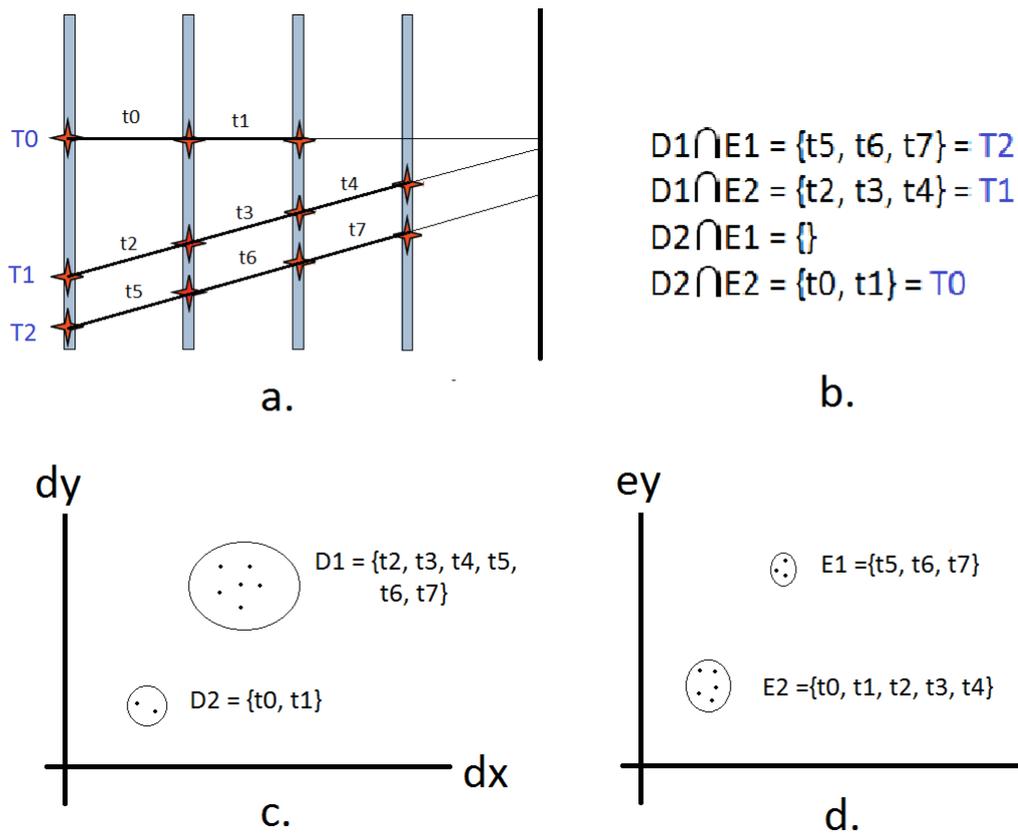


Figure A.6: Example. a. Three tracks and their respective hits on the sensors, forming eight tracklets. b. Using the information in each plane, intersecting the possible candidates, we have the tracks. c. The tracklets are grouped according to minimum gradient distance. d. Also in the projection E-plane, tracklets are grouped according to minimum projection distance.

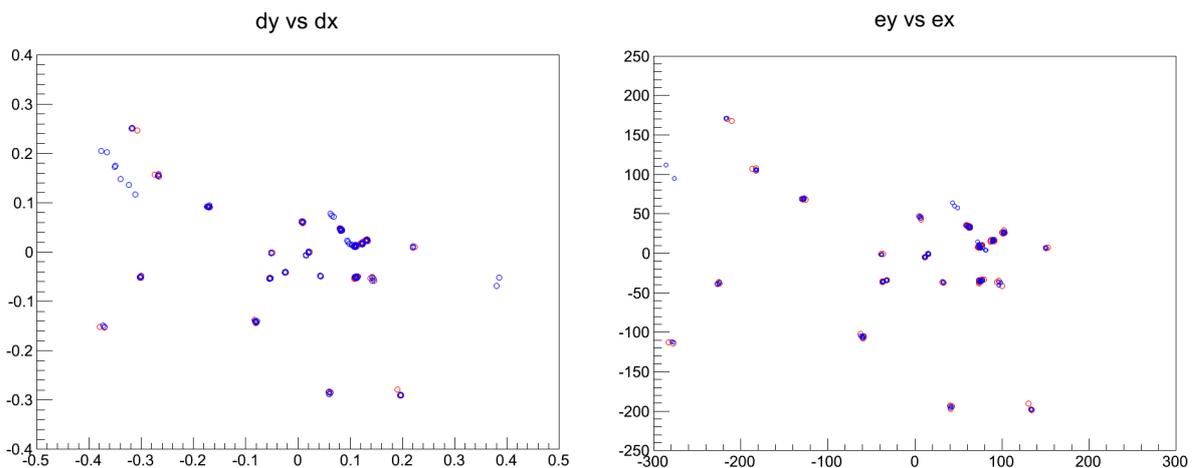


Figure A.7: Tracks reconstructed from the sets of tracklets. Blue is the output of our code and red is Olivier's results

figure A.8 shows the distances with the cuts applied,

$$p : \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}, \quad p(ex, ey) = \frac{\sqrt{ex_m - ex_n)^2 + (ey_m - ey_n)^2}}{\sqrt{(\frac{ex_m - ex_n}{2})^2 + (\frac{ey_m - ey_n}{2})^2 + 1}} \quad (\text{A.3})$$

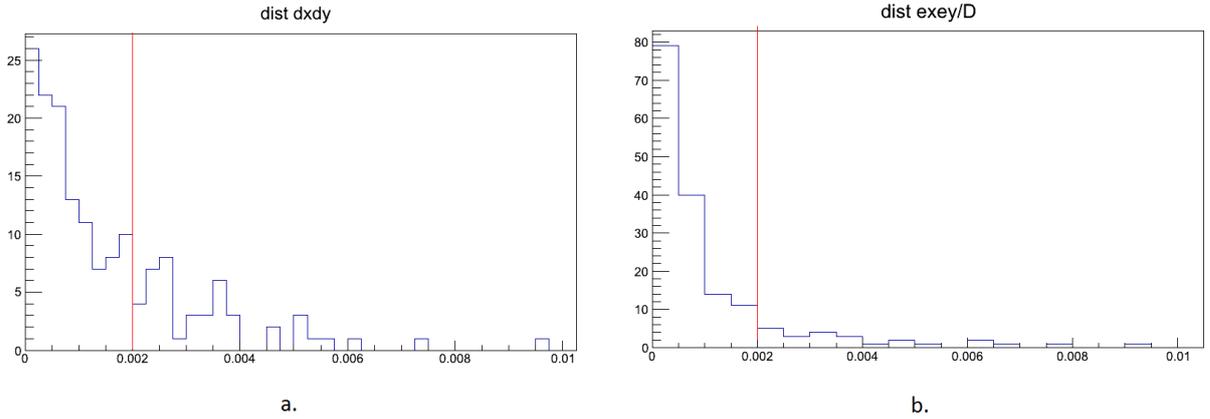


Figure A.8: Use a cut  $g(dx, dy) < 0.002$  and  $p(ex, ey) < 0.002$  to select pairs of tracklets that form a set of tracklets that are candidates for tracks.

Two performance indicators have been studied, as depicted in table A.4 for different hit densities.

The reconstruction efficiency is defined as:

$$\epsilon = \frac{\#(F \cap R)}{\#R} \quad (\text{A.4})$$

The symbol  $\#$  denotes the cardinal of the set,  $F$  is the set of reconstructed tracks and  $R$  is the set of real tracks, i.e. the set of tracks which is expected to be reconstructed.

The purity is defined as:

$$purity = \frac{N_{correct}}{N_{total}} \quad (\text{A.5})$$

where  $N_{correct}$  is the correct number of tracks found and  $N_{total}$  is the total number of reconstructed tracks.

As table A.4 shows, our method performs well with low hit densities, with a peak of 88% reconstruction efficiency and purity of tracks, using a simple, parallelizable

| hit densities | # tracks | reconstruction efficiency (%) | purity (%) |
|---------------|----------|-------------------------------|------------|
| 55            | 8        | 88                            | 88         |
| 143           | 23       | 87                            | 87         |
| 462           | 67       | 82                            | 48         |
| 623           | 91       | 76                            | 22         |
| 968           | 119      | 69                            | 3          |
| 1187          | 143      | 55                            | 3          |

Tabela A.4: Reconstruction figures.

method. Due to the fact we accept tracklets coming from any pair of hits between sensors, our reconstruction efficiency is much better than our purity for higher hit densities.

## A.4 Design improvements

The track reconstruction method presented is immature, and presents inefficiencies for events containing a high density of hits. We consider there can be design improvements over the study carried out here. We propose a more thorough Tracklet Construction, and a Post-Processing stage.

The tracklet formation based upon two hits introduces noise tracklets. The Tracklet Construction stage could rather consider only tracklets consisting of three consecutive hits, potentially reducing the inefficiencies presented.

A Track Selection post-processing stage would be useful to account for several side effects of our algorithm, like long distant tracklets being considered part of the same track, or to check the duplicity of hits among tracks.

## A.5 Conclusion

We have carried out a study of many-core parallelization over the VELO pixel upgrade proposal.

An SIMD acceleration for a critical section of the current implementation underperforms compared to the base implementation. Data preparation would be needed at earlier stages of the codebase, in order to account for efficient data load and store on vector units.

A study of a parallel design, using a novel global method for VELO tracking, has been presented. Reconstruction efficiency is 80% for events with smaller hit densities, and design improvements have been proposed to account for the side effects of our algorithm. A many-core architecture would take advantage of such an implementation, potentially speeding up our current reconstruction program.

## A.6 Annex

---

**Algorithm 1:** SIMD implementation (single floating point precision).

---

```

1 float z = f_hit_Zs[offset];
2 float x = f_hit_Zs[offset];
3 float y = f_hit_Zs[offset];
4  __m128 m_tr_vec1, m_tr_vec2, m_tr_vec3, m_tr_vec5, m_tr_vec6;
5 float temp_vec1[4] = x, y, z, f_w;
6     m_tr_vec1 = _mm_load_ps(&temp_vec1[0]);
7     m_tr_vec2 = _mm_shuffle_ps(m_tr_vec1, m_tr_vec1, _MM_SHUFFLE(3,
8     3, 3, 3) );
9     m_tr_vec3 = _mm_shuffle_ps(m_tr_vec1, m_tr_vec1, _MM_SHUFFLE(2,
10    2, 2, 2) );
11    m_tr_vec5 = _mm_mul_ps(m_tr_vec1, m_tr_vec2);
12 float temp[4];
13    _mm_store_ps(&temp[0], m_tr_vec5);
14    m_tr_vec6 = _mm_mul_ps(m_tr_vec3, m_tr_vec5);
15    _mm_store_ps(&temp_vec1[0], m_tr_vec6);
16    tr->m_s0 += f_w ;
17    tr->m_sx += temp[0] ;
18    tr->m_sz += temp[2] ;
19    tr->m_sxz += temp_vec1[0] ;
20    tr->m_sz2 += temp_vec1[2] ;
21    tr->m_u0 += f_w ;
22    tr->m_uy += temp[1] ;
23    tr->m_uz += temp[2] ;
24    tr->m_uyz += temp_vec1[1] ;
25    tr->m_uz2 += temp_vec1[2] ;

```

---