



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
INSTITUTO DE FÍSICA

Procura de SUSY com violação da Paridade-R no LHCb através do canal $\tilde{\chi}_0^1 \rightarrow \mu q' \bar{q}$

Tese de Mestrado

Oscar Augusto de Aguiar Francisco

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 a obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Orientador: Leandro Salazar de Paula

Rio de Janeiro

Agosto/2011

F825p de Aguiar Francisco, Oscar Augusto

Procura de SUSY com violação da Paridade-R no LHCb
através do canal $\tilde{\chi}_0^1 \rightarrow \mu q' \bar{q}$ / Oscar Augusto de Aguiar Francisco.-
Rio de Janeiro : UFRJ / IF, 2011

xii, 83f. : il. ; 31cm.

Orientador: Prof. Leandro Salazar de Paula

Dissertação (mestrado) - UFRJ / Instituto de Física / Programa de Pós-graduação em Física, 2011.

Referências Bibliográficas: f.3.

1. LHCb 2. Supersimetria 3. Física de Partículas Experimental 4. Neutralino 5. SUSY com violação da paridade-R I. de Paula Salazar, Leandro. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro. Instituto de Física. Programa de Pós-graduação em Física. III. Procura de SUSY com violação da Paridade-R no LHCb através do canal $\tilde{\chi}_0^1 \rightarrow \mu q' \bar{q}$.

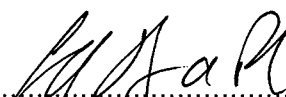
Procura de SUSY com violação da Paridade-R no LHCb
através do canal $\tilde{\chi}_0^1 \rightarrow \mu q' \bar{q}$

OSCAR AUGUSTO DE AGUIAR FRANCISCO

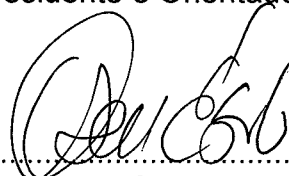
Leandro Salazar de Paula

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).

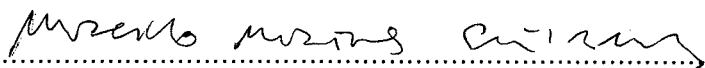
Aprovada por:



.....
Leandro Salazar de Paula
(Presidente e Orientadora)



.....
Oscar José Pinto Eboli



.....
Marcelo Martins Sant'Anna

RESUMO

Procura de SUSY com violação da Paridade-R no LHCb através do canal

$$\tilde{\chi}_0^1 \rightarrow \mu q' \bar{q}$$

Oscar Augusto de Aguiar Francisco

Orientadora: Leandro Salazar de Paula

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).

Uma das alternativas ao Modelo SuperSimétrico Mínimo (MSSM) é considerar a quebra da supersimetria via gravidade (mSUGRA) e a violação da paridade-R. Neste cenário a partícula supersimétrica mais leve, o neutralino, pode decair diretamente em partículas do modelo padrão. O objetivo desta tese foi procurar um desses decaimentos, neutralino em $\mu q' \bar{q}$, utilizando os 37 pb^{-1} de dados coletados pelo LHCb em 2010. Não foram encontradas evidências deste processo.

Nesta tese, também é descrita uma contribuição pessoal ao LHCb desenvolvendo uma ferramenta para o monitoramento do sistema de computadores que é responsável pela seleção de eventos.

Palavras-chave: LHCb, Supersimetria, Física de Partículas Experimental, Neutralino, SUSY com violação da paridade-R

Rio de Janeiro

Agosto/2011

ABSTRACT

Searching SUSY with R-parity violation at LHCb through the decay $\tilde{\chi}_0^1 \rightarrow \mu q' \bar{q}$

Oscar Augusto de Aguiar Francisco

Orientadora: Leandro Salazar de Paula

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).

One alternative to the Minimal SuperSymmetric Standard Model is to consider the supersymmetry broken through gravity (mSUGRA) and the R-parity violation (BRpV). On this scenario, the lightest supersymmetric particle, the neutralino, can decay directly into standard model particles. The goal of this thesis was to search for one of those decays, neutralino into $\mu q' \bar{q}$, using 37 pb^{-1} collected by the LHCb in 2010. No evidences was found for this process.

On this thesis, it is also described a personal contribution to the LHCb, the development of a monitoring tool for the computer farm that is responsible to select events.

Key-Words: LHCb, Supersymmetry, Experimental Particle Physics, Neutralino, SUSY with R-parity violation

Rio de Janeiro

Agosto/2011

Agradecimentos

A minha família pelo apoio de sempre.

Ao meu orientador, Leandro Salazar de Paula, pelas horas e horas de discussões e instruções desde o período de iniciação científica.

Ao Murilo, por todas as discussões sobre modelo padrão, algoritmos de jatos, entre outras.

Aos meus amigos do LAPE por sempre terem me ajudado nos momentos de trabalho e nos momentos de distração. Em especial, Daniel Vieira pela disposição a sempre ajudar e pelo fornecimento de coca-cola. E ao Fernando Ferreira, por ter instalado os inúmeros pacotes pedidos e ajudado a entender o software do LHCb.

A todos os professores do LAPE, por sempre estarem dispostos a ajudar os alunos.

Ao meu orientador durante o estágio realizado no CERN, Juan Manuel Caicedo Carvajal, pela paciência, e por todo o conhecimento passado principalmente sobre UNIX e Python.

Esta tese foi financiada pelo CNPq.

Sumário

Conteúdo	vi
Lista de figuras	ix
Lista de tabelas	xiii
1 Introdução	1
2 O Aparato Experimental	2
2.1 O acelerador <i>Large Hadron Collider</i>	2
2.2 O detector <i>Large Hadron Collider beauty experiment</i>	3
2.3 Hardware	4
2.3.1 <i>Vertex Locator</i> (VeLo)	5
2.3.2 RICH1 e RICH2	7
2.3.3 Sistema de traços (TT, IT e OT)	8
2.3.4 Ímã	11
2.3.5 Calorímetros	13
2.3.6 Câmaras de Múons	15
2.4 <i>Trigger</i>	18
2.4.1 L0	19
2.4.2 <i>Trigger</i> de nível alto - HLT	20
2.5 Sistema Online	21
2.6 Software	24

2.6.1	Reconstrução das trajetórias	25
2.6.2	<i>Stripping</i>	27
3	Ferramenta para a Monitoração da <i>Event Filter Farm</i>	29
3.1	Introdução	29
3.2	<i>Distributed Information Management</i>	31
3.2.1	Algoritmos para monitoração	32
3.3	Exemplos de aplicação	33
3.4	Conclusão	34
4	Modelo Teórico	36
4.1	Modelo Padrão	37
4.2	Modelo Padrão Mínimo Supersimétrico	37
5	Procura pelo decaimento	41
5.1	O decaimento $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu q' \bar{q}$	41
5.1.1	Características do sinal	42
5.1.2	Amostra de ruído	44
5.2	Seleção dos eventos na região de sensibilidade do LHCb	46
5.3	Reconstrução dos vértices deslocados	46
5.4	Posição do feixe	47
5.5	Reconstrução e efeito do Trigger	48
5.6	<i>Stripping</i>	52
5.7	Comparação da simulação com os dados de 2010	52
5.7.1	Comparação do ruído com os dados de 2010	53
5.7.2	Comparação do sinal com os dados de 2010	58
5.8	Seleção final	61
5.9	Conclusão	66
6	Conclusão	67

Lista de Figuras

2.1	Esquema mostrando os quatro experimentos principais do LHC. . . .	3
2.2	Sistema de aceleração de prótons do LHC.	3
2.3	Ângulo de produção de pares de hádrons b e $\bar{b}$. Cada eixo representa o ângulo entre o momento do hádron- $b(\bar{b})$ e o eixo z , (direção de um dos feixes de próton) [2].	4
2.4	Corte longitudinal do experimento do LHCb no plano y - z (vertical) .	5
2.5	Esquema da disposição das placas de detecção do Velo. As trajetórias são reconstruídas entre os ângulos de $15mrad$ até o ângulo de $390mrad$. .	6
2.6	Sensores do tipo ϕ e tipo R na camada do Velo.	6
2.7	Na figura da esquerda, as duas primeiras estações (esquerda para direita) são as estações medem a multiplicidade do evento. O formato da proteção RF foi escolhido de forma a minimizar a interação com as partículas provenientes da colisão p - p	7
2.8	Esquema do RICH1 (esquerda) e RICH2 (direita)	9
2.9	Geometria $xuvx$	9
2.10	Esquema da das camadas orientadas na direção x da TTa (esquerda) e TTb (direita). As dimensões estão em centímetros.	10
2.11	Alinhamento dos <i>straw tubes</i> em um módulo do OT.	11
2.12	TT, IT e OT.	11
2.13	Ímã do LHCb.	12

2.14	Exemplo de traços reconstruídos pelo sistema de traços. Os pontos em azul representam as medidas e as linhas em vermelho, as trajetórias reconstruídas.	12
2.15	Granularidade do ECAL. As proporções do SPD/PS são similares as do ECAL.	14
2.16	Orientação das placas no HCAL.	15
2.17	Granularidade do HCAL.	16
2.18	Visão lateral das 5 câmaras de múons.	17
2.19	Esquema dos detectores MWPC nas câmaras de múons (esquerda). Exemplo de campo elétrico em um GEM (direta).	18
2.20	Fluxo de dados do sistema de <i>trigger</i> do LHCb.	20
2.21	Luminosidade integrada durante o ano de 2010.	22
2.22	Luminosidade instantânea máxima durante o ano de 2010.	22
2.23	Sistema Online.	23
2.24	<i>Experiment Control System</i> - ECS.	24
2.25	Dependência da componente y do campo magnético (B_y) ao longo do sistema de traços e os tipos de trajetórias.	26
2.26	Fluxo dos dados no LHCb.	27
3.1	Máquina de estados simplificada para o ECS do LHCb.	30
3.2	Esquema de comunicação do DIM.[22]	31
3.3	Tempo de configuração versus número de <i>subfarms</i>	33
3.4	Exemplo do gráfico gerado do tempo de configuração de 3 <i>subfarms</i> ativas. (Apenas nós)	34
4.1	Distância de vôo do $\tilde{\chi}_0$ em função do parâmetro m_0 para $A_0 = -100\text{GeV}$, $\mu > 0$ e $\tan(\beta) = 10$. Gráfico retirado do artigo [1].	40
5.1	Distribuições das variáveis apresentadas na seção 5.1.1 para o $\tilde{\chi}_0 \rightarrow \mu\mu'\bar{q}$ em nível de simulação.	43

5.2	Comparação das variáveis da amostra de b inclusivo (em azul e tracejado) com as variáveis de sinal (em verde). Note que a maioria dos gráficos está em escala logarítmica e todos estão normalizados. O sinal possui características bem marcantes como o momento transverso do múon, o número de traços e soma de momentos transversos dos produtos do decaimento.	45
5.3	Efeito do Trigger sobre as variáveis dos vértices reconstruídos do sinal ($\mu q\bar{q}$). Os pontos em preto representam a eficiência do <i>trigger</i> e o histograma em verde é o denominador da eficiência, ou seja, a distribuição antes do <i>trigger</i>	50
5.4	Efeito do Trigger sobre as variáveis dos vértices reconstruídos do b inclusivo (Binc). Os pontos em preto representam a eficiência do <i>trigger</i> e o histograma em verde é o denominador da eficiência, ou seja, a distribuição antes do <i>trigger</i>	51
5.5	Comparação do b inclusivo com os dados de 2010.	55
5.6	Comparação do b inclusivo com os dados de 2010.	56
5.7	Comparação do b inclusivo com os dados de 2010 para $R < 4,8 \text{ mm}$	57
5.8	Comparação da simulação do sinal com os dados de 2010 para $R < 4,8 \text{ mm}$	60
5.9	Comparação do poder de separação entre sinal e b inclusivo para diferentes tipos de variáveis do vértice deslocado reconstruído após os cortes da stripping e do <i>trigger</i> . A cor das curvas foi utilizada para diferenciar as variáveis, ver legenda. ($R < 4.8 \text{ mm}$)	62
5.10	Comparação do poder de separação entre sinal e dados para diferentes tipos de variáveis do vértice deslocado reconstruído após os cortes da stripping e do <i>trigger</i>	64

5.11	Comparação do poder de separação entre sinal e dados depois do primeiro corte para diferentes tipos de variáveis do vértice deslocado reconstruído após os cortes da stripping.	64
5.12	Comparação do poder de separação entre sinal e dados depois do segundo corte para diferentes tipos de variáveis do vértice deslocado reconstruído após os cortes da stripping.	65
5.13	Comparação do poder de separação entre sinal e dados depois do terceiro corte para diferentes tipos de variáveis do vértice deslocado reconstruído após os cortes da stripping.	65

Lista de Tabelas

2.1	Cortes típicos para o L0 para luminosidade de $1 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$	21
5.1	Tabela de referência para os eventos na aceitação do LHCb e reconstruídos. Neste caso, foi utilizado uma subamostra do b inclusivo que continha um total dde 50 milhões de eventos.	46
5.2	Tabela de eficiências de <i>trigger</i> e <i>stripping</i> . A variável ‘Ntraços’ representa o número de trajetórias utilizado na reconstrução do vértice e ‘Sumpt’ representa a soma dos momentos transversos.	52
5.3	Primeira interação dos métodos de seleção de variáveis de corte considerando o b inclusivo como amostra de ruído.	62
5.4	Seleção final para o decaimento do $\tilde{\chi}_0 \rightarrow \mu q' \bar{q}$	66
5.5	Tabela de eficiências finais.	66

Capítulo 1

Introdução

O Modelo Padrão tem um grande sucesso em descrever a Física de Partículas, ele consegue acomodar todos os resultados experimentais conhecidos, entretanto ainda existem questões em aberto que impulsionam o desenvolvimento de extensões desse modelo. Entre os problemas em aberto podemos mencionar a origem da massa das partículas, o desbalanço entre matéria e antimatéria e a existência da matéria escura. Um modelo promissor para solucionar algumas destas questões é a supersimetria. Este modelo em sua forma mais simples associa para cada partícula do modelo padrão um parceiro supersimétrico com uma diferença de spin de $1/2$.

Nesta tese, realizamos uma análise dos dados coletados pela colaboração do LHCb durante o ano de 2010 com o objetivo de testar o modelo de supersimetria proposto por [1].

No capítulo 2, iremos descrever o acelerador e o detector incluindo os seus sub-detecores e o software. No capítulo 3, apresentaremos uma contribuição realizada durante um estágio no LHCb. No capítulo 4, apresentaremos as motivações para se propor extensões do modelo padrão e o modelo de supersimetria abordado. No capítulo 5, descreveremos a análise de dados com o objetivo de criar uma seleção para o canal de decaimento do neutralino. No capítulo 6, serão apresentadas as conclusões finais da tese assim como as perspectivas de continuidade desse trabalho.

Capítulo 2

O Aparato Experimental

Nesse capítulo será descrito o aparato experimental usado para a tomada de dados assim como suas condições de operação.

2.1 O acelerador *Large Hadron Collider*

O LHC (*Large Hadron Collider*) é o maior acelerador de partículas já construído. Possui aproximadamente 27 km de perímetro e está localizado na fronteira da França com a Suíça a 100 metros abaixo da superfície para evitar riscos relacionados a radiação e reduzir o ruído gerado por raios cósmicos. Este colisor de partículas foi projetado para colisões próton-próton (p-p) a energia de centro de massa de até 14 TeV e também pode realizar colisões com íons pesados. 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 $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. A figura 2.1 ilustra os quatro principais experimentos do LHC.

Os prótons, obtidos através da ionização do gás hidrogênio (H_2) são acelerados pelo LINAC (*Linear Accelerator*) até uma energia de 50 MeV, depois são direcionados para mais três aceleradores: PSB (*Proton Synchrotron Booster*), PS (*Proton Synchrotron*) e SPS (*Super Proton Synchrotron*), onde são acelerados até energias de 1.4GeV, 26GeV e 450GeV, respectivamente. Finalmente, as núvens de prótons

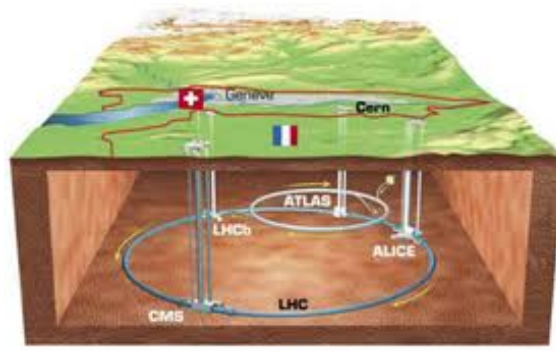


Figura 2.1: Esquema mostrando os quatro experimentos principais do LHC.

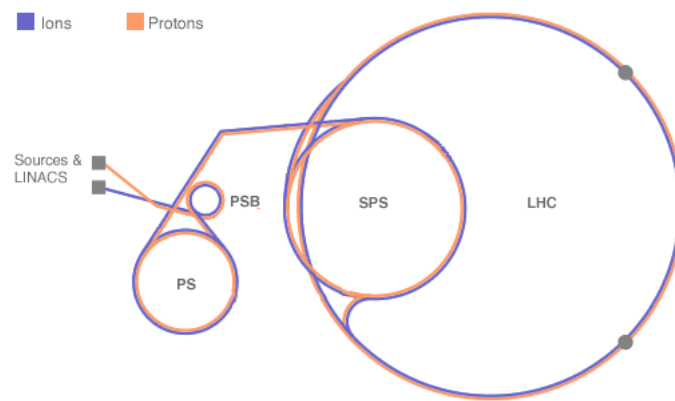


Figura 2.2: Sistema de aceleração de prótons do LHC.

são injetadas no LHC formando dois feixes, um em sentido horário e outro no sentido anti-horário, e são acelerados até a energia máxima de 7 TeV. O sistema de aceleração de prótons do LHC está ilustrado na figura 2.2.

2.2 O detector *Large Hadron Collider beauty experiment*

O LHCb é um espectrômetro frontal que cobre um ângulo que vai de aproximadamente 10 mrad até 300 mrad no plano horizontal (plano x-z) e de 10 mrad até 250 mrad no plano vertical (plano y-z). O eixo z é escolhido na direção de um dos feixes de prótons.

A geometria do detector é semelhante à encontrada em experimentos de alvo fixo pois a produção de pares de quarks b e $\bar{b}$ se dá preferencialmente em uma abertura angular pequena em relação à direção do feixe. Por questões econômicas, optou-se

por construir o detector apenas em um dos sentidos em relação ao eixo z . A Figura 2.3 mostra o resultado de uma simulação da produção de pares $b - \bar{b}$ nas condições do LHC realizada em PYTHIA¹ que ilustra a produção frontal [2].

O LHCb é constituído por vários subdetectores indicados na figura 2.4 que serão descritos na próxima seção.

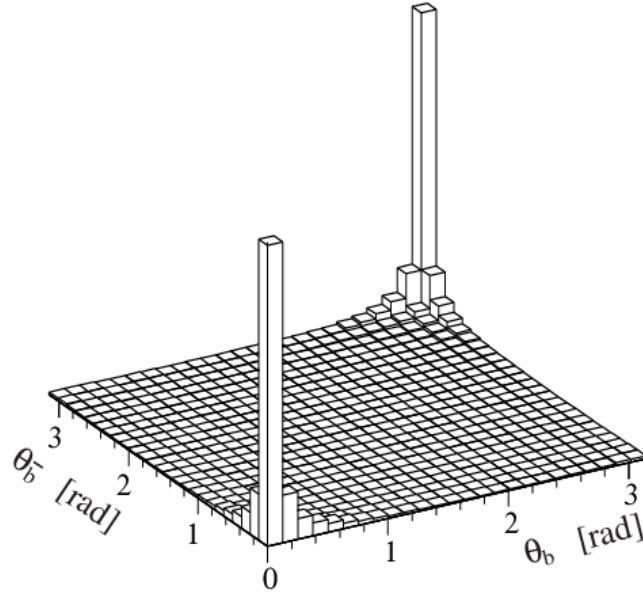


Figura 2.3: Ângulo de produção de pares de hádrons b e $\bar{b}$. Cada eixo representa o ângulo entre o momento do hádron- $b(\bar{b})$ e o eixo z , (direção de um dos feixes de próton) [2].

2.3 Hardware

Nesta seção, os subdetectores do LHCb são descritos de acordo com o fluxo de partículas começando pelo ponto da colisão (VeLo, RICH, Sistema de traços, Ímã, Calorímetros e Câmara de Múons).

¹PYTHIA é um programa utilizado para gerar eventos de colisão de partículas de altas energias, mais informações podem ser encontradas em [3]

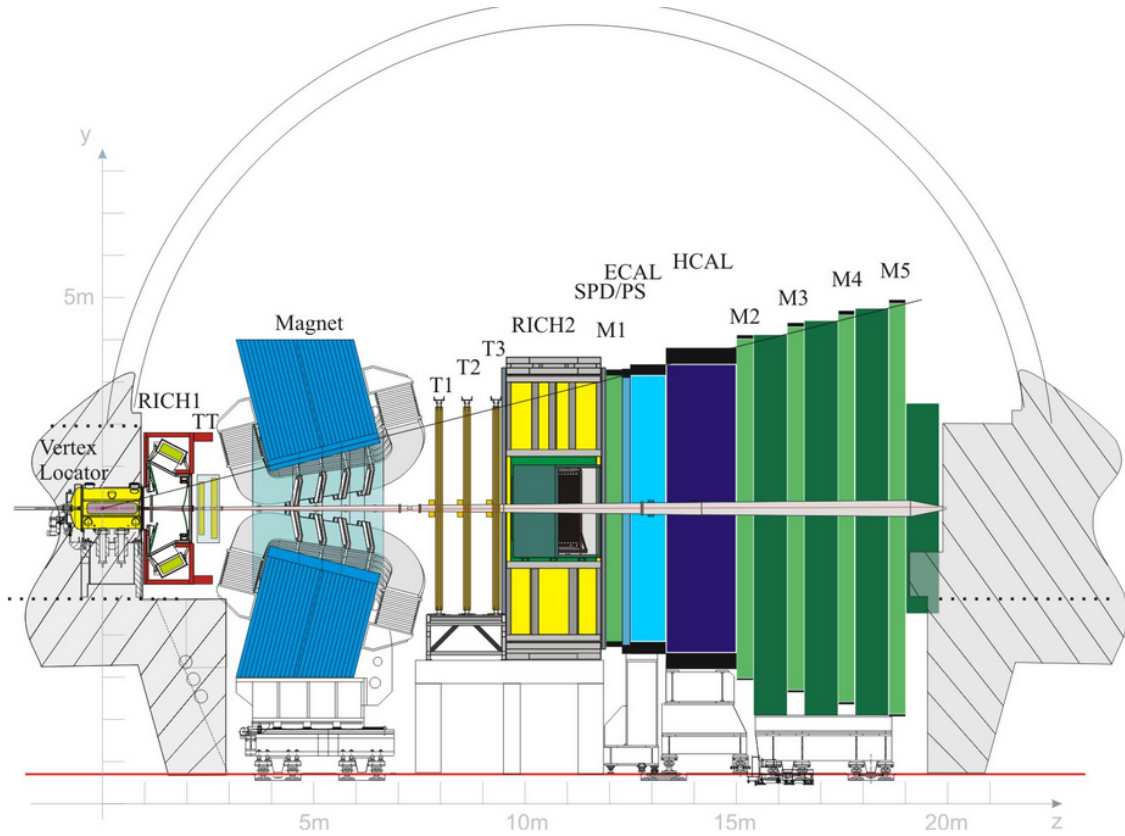


Figura 2.4: Corte longitudinal do experimento do LHCb no plano y-z (vertical)

2.3.1 *Vertex Locator* (VeLo)

O *Vertex Locator* (VeLo) é o subdetector responsável por reconstruir os pontos de interação dos feixes (vértices primários) ou do decaimento das partículas (vértices secundários) e fornecer informações sobre a trajetória das partículas carregadas. Este subdetector é composto por módulos de silício em formato de semicírculos. Sua estrutura está ilustrada na figura 2.5.

Para registrar a posição de cada *hit*² existem sensores do tipo ϕ e tipo R nos módulos do VeLo, que registram as coordenadas cilíndricas homônimas. Os sensores do tipo ϕ são tiras radiais, enquanto os sensores do tipo R são tiras azimutais, como ilustrado na figura 2.6. Os módulos tem uma espessura de $220\mu\text{m}$ [4].

Os módulos estão posicionados ao longo do eixo z entre as posições $-17,5\text{ cm}$ e $75,0\text{ cm}$, lembrando que a posição da interação p-p deve ser próxima da posi-

²*Hit* é a posição da interação de uma partícula com o detector.

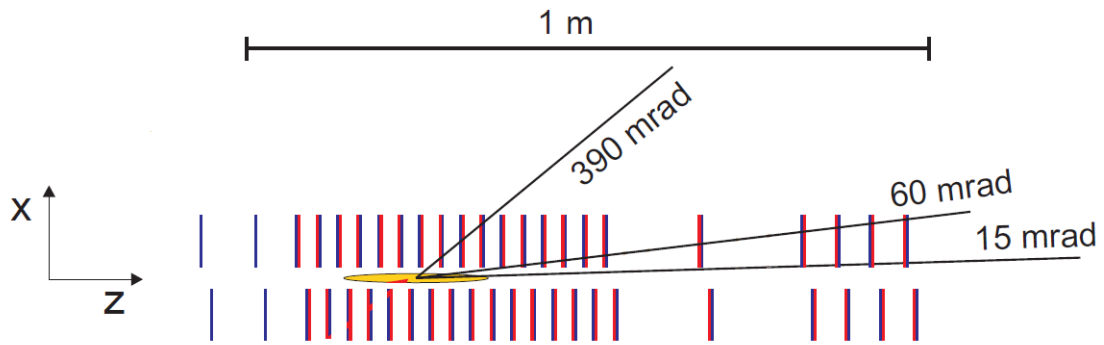


Figura 2.5: Esquema da disposição das placas de detecção do Velo. As trajetórias são reconstruídas entre os ângulos de 15mrad até o ângulo de 390mrad .

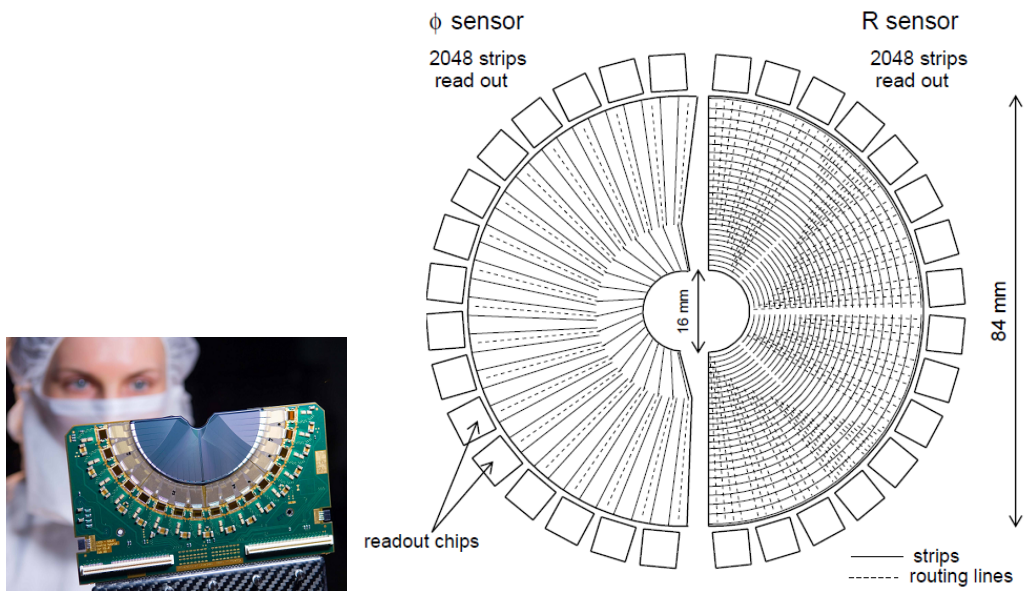


Figura 2.6: Sensores do tipo ϕ e tipo R na camada do Velo.

ção 0 (zero) deste eixo. Os módulos do Velo nas posições negativas possibilitam a identificação da multiplicidade dos eventos.

Para preservar o detector, cada uma de suas metades é mantida a 3 cm de sua posição de operação enquanto os prótons estão sendo acelerados e, em seguida, quando os feixes estão estáveis, as estações do VeLo são posicionadas a 8 mm do feixe.

Como as estações do VeLo devem ficar muito próximas do feixe, utilizou-se um instrumento conhecido como *roman pot* que permite que o detector seja colocado

dentro do tubo do feixe. Para proteger os módulos de silício do ruído criado pelos campos de rádio frequência gerados pelo acelerador, colocou-se uma fina camada de alumínio entre os módulos e o feixe como ilustrado na figura 2.7. Desta forma, os módulos ficam em recipiente com uma pressão diferente da do tubo do feixe e também é possível proteger o tubo do feixe de vazamentos de gases, o que seria prejudicial.

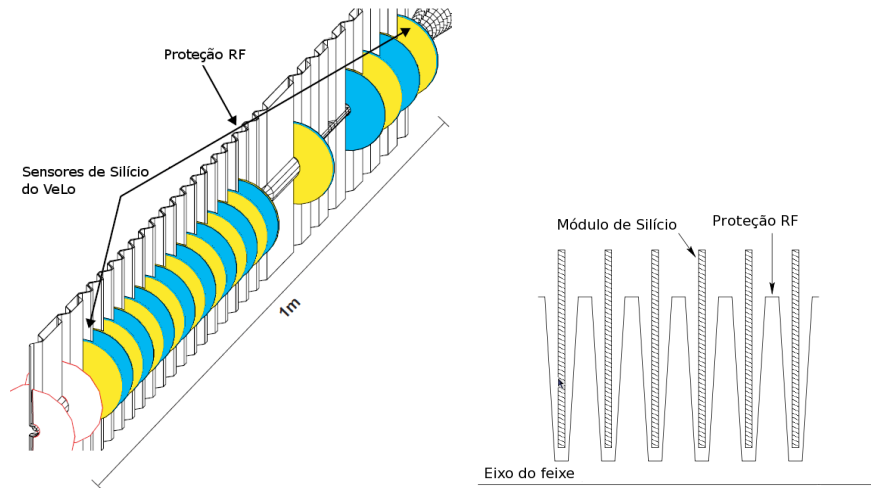


Figura 2.7: Na figura da esquerda, as duas primeiras estações (esquerda para direita) são as estações medem a multiplicidade do evento. O formato da proteção RF foi escolhido de forma a minimizar a interação com as partículas provenientes da colisão p-p.

Os componentes do VeLo tem 9% (proteção RF) e 5,2% (módulos de silício) de comprimento de radiação (X_0). Para um evento padrão, a resolução típica da medida da posição dos vértices primários é de $42\mu m$ na direção z e $10\mu m$ na direção perpendicular ao feixe. Mais informações sobre o VeLo podem ser encontradas em [5].

2.3.2 RICH1 e RICH2

Quando partículas carregadas viajam em um meio isolante (radiador) com velocidade acima da velocidade da luz no meio ($v > c/n$), ocorre a emissão de uma radiação no meio conhecida como radiação Cherenkov, essa emissão se dá em um ângulo em relação a direção da velocidade da partícula e depende do seu módulo [6].

Medindo o ângulo de abertura da radiação Cherenkov e conhecendo o momento das partículas é possível identificar massas diferentes. O RICH (*RI*ng-*Im*aging *Ch*erenkov) mede a radiação Cherenkov produzida por partículas carregadas.

O principal objetivo dos RICHs no LHCb, é ajudar na identificação de prótons, káons e píons. Muitos decaimentos de hádrons b possuem estas partículas em seus estados finais, como por exemplo, $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $B_s^0 \rightarrow p\bar{p}$, $B_d^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+$ e $B_s^0 \rightarrow K^+\pi^-$, e é importante identificar cada um deles.

O RICH1 e o RICH2 possuem um conjunto de espelhos que direcionam a radiação Cherenkov para uma região mais afastada do tubo do feixe porque os detectores de fótons precisam ficar em uma região de menor campo magnético e não devem afetar ou serem afetados pelas partículas passantes.

O RICH1 está localizado logo após o Velo ($z \sim 1m$), é sensível a uma região de baixo momento (até cerca de $60GeV/c$), cobre toda a aceptância do LHCb e possui dois tipos de radiadores (aerogel e C_4F_{10}) que cobrem diferentes faixas de momento. O RICH2 está localizado entre a T3 (ver seção 2.3.3) e a M1 (Ver seção 2.3.6), na posição $z \sim 10m$, é sensível a uma região de alto momento (até $\sim 100GeV/c$), cobre 120mrad (horizontal) e 100mrad (vertical) e possui apenas um tipo de radiador (CF_4). A Figura 2.8 mostra o RICH1 e o RICH2.

2.3.3 Sistema de traços (TT, IT e OT)

O sistema de traços do LHCb consiste em 5 elementos: VeLo, TT, T1, T2 e T3. A TT está localizada logo após o RICH1 e antes do ímã e as estações T1-T3 estão localizadas depois do ímã e antes do RICH2. O VeLo e a TT ficam separadas das outras estações pelo ímã para que seja possível medir o momento das partículas carregadas através da curvatura que as trajetórias sofrem na presença do campo magnético (ver 2.6.1).

Duas tecnologias são utilizadas, *straw tubes* [7] e detectores de microtiras de silício [8]. Os *straw tubes* foram utilizados nas estações T1-T3 em regiões mais afastadas

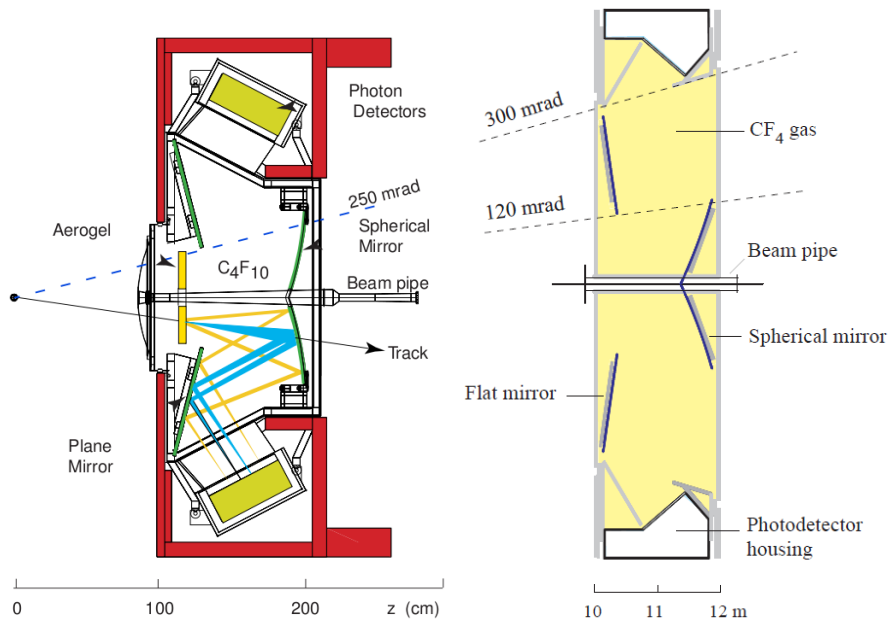


Figura 2.8: Esquema do RICH1 (esquerda) e RICH2 (direita)

do tubo do feixe e constituem o OT (Outer tracker). Os detectores de microtiras de silício foram empregados no TT e nas regiões mais próximas do tubo do feixe das estações T1-T3 devido à grande ocupação gerada pelas colisões em pequenos ângulos. A região mais interna das estações T1-T3 é chamada de IT (Inner Track). Cada detector de microtiras tem uma espessura de aproximadamente $500 \mu m$ [4]. Esta tecnologia cobre uma área de aproximadamente $11m^2$.

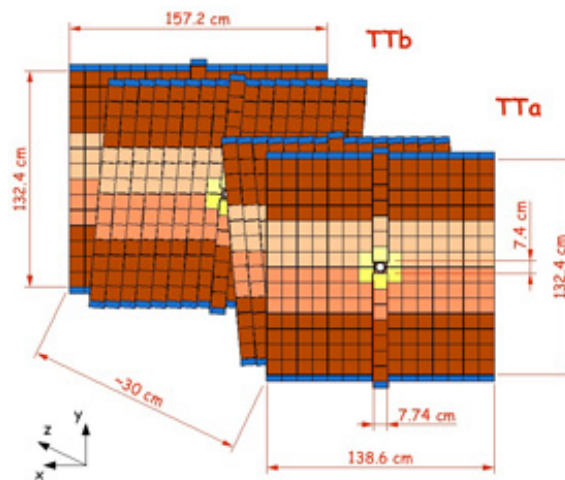


Figura 2.9: Geometria $xuvx$.

O objetivo da TT é contribuir para a reconstrução das trajetórias de partículas

neutras de vida longa que decaírem fora do Velo e de partículas de baixo momento que saem do detector antes de chegarem nas estações T1-T3. As camadas de detectores estão dispostas em uma geometria $xuvx$, onde a primeira e a quarta camada são na verticais (camadas x) e a segunda (camada u) e a terceira (camada v) possuem um ângulo de $+5^\circ$ e -5° , respectivamente, ilustrado na figura 2.9. O TT é dividido em dois conjuntos de camadas TTa (primeira e segunda camadas) e TTb (terceira e quarta camadas). As figuras 2.10 ilustra a geometria do TT.

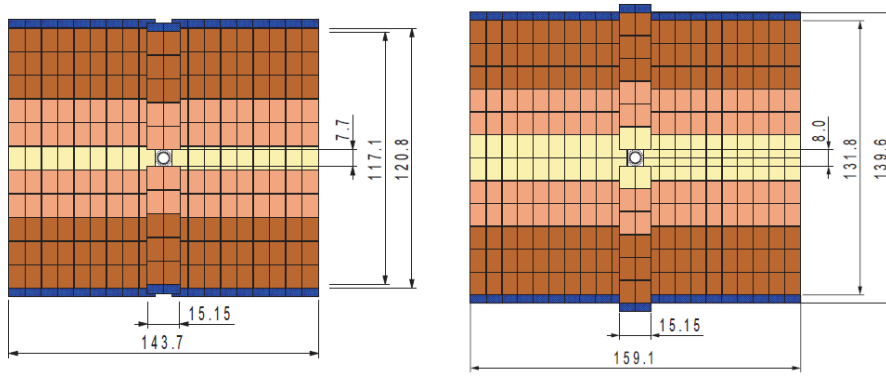


Figura 2.10: Esquema da das camadas orientadas na direção x da TTa (esquerda) e TTb (direita). As dimensões estão em centímetros.

O IT cobre uma região de aproximadamente 120 cm na horizontal e 40 cm na vertical e cada estação consiste em 4 camadas de detectores seguindo a geometria $xuvx$.

A técnica de detecção utilizando *straw tubes* é mais barata que a de silício e por isso cobre a maior região do sistema de traços (na maior estação (T3) cobre uma área de $600\text{ cm} \times 490\text{ cm}$). Os *straw tubes* são pequenos cilindros de 5 mm de diâmetro preenchidos com uma mistura gasosa ($Ar(75\%)CF_4(15\%)CO_2(10\%)$) e com um fio 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 a parede e os elétrons em direção ao fio iniciando uma avalanche, e em seguida, o sinal é coletado pelo fio no interior do tubo.

Cada estação do OT é composta por 4 módulos seguindo a geometria $xuvx$, e

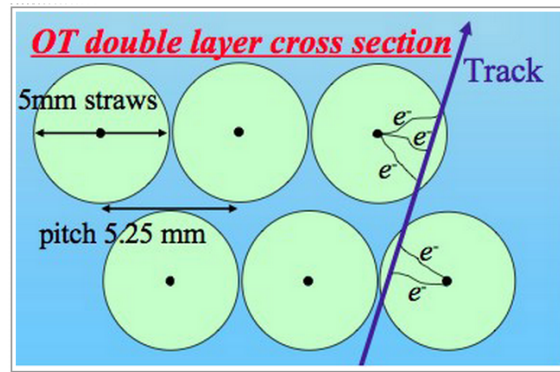


Figura 2.11: Alinhamento dos *straw tubes* em um módulo do OT.

cada módulo é composto por duas camadas de *straw tubes* de forma que a segunda camada de tubos tenha o centro dos cilindros posicionados nas extremidades da camada de cilindros anterior, como mostrado na figura 2.11.

As figuras 2.12 ilustram as regiões ocupadas pelo IT e OT e uma visão completa de todas as estações responsáveis pela reconstrução das trajetórias.

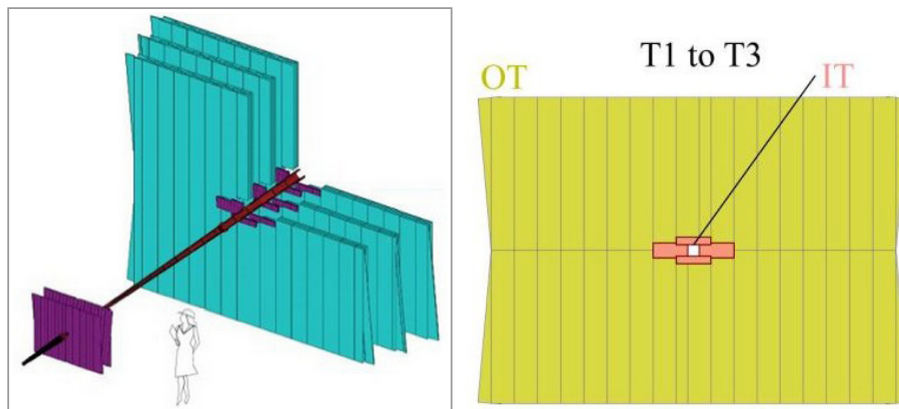


Figura 2.12: TT, IT e OT.

2.3.4 Ímã

O objetivo do ímã é curvar a trajetória das partículas carregadas permitindo assim identificar suas cargas e possibilitar a medida do momento. O ímã foi construído com tecnologia convencional (espiras resistivas) ao invés de utilizar a tecnologia supercondutora devido ao custo mais baixo. É possível realizar inversões de campo para estudar possíveis assimetrias do detector.

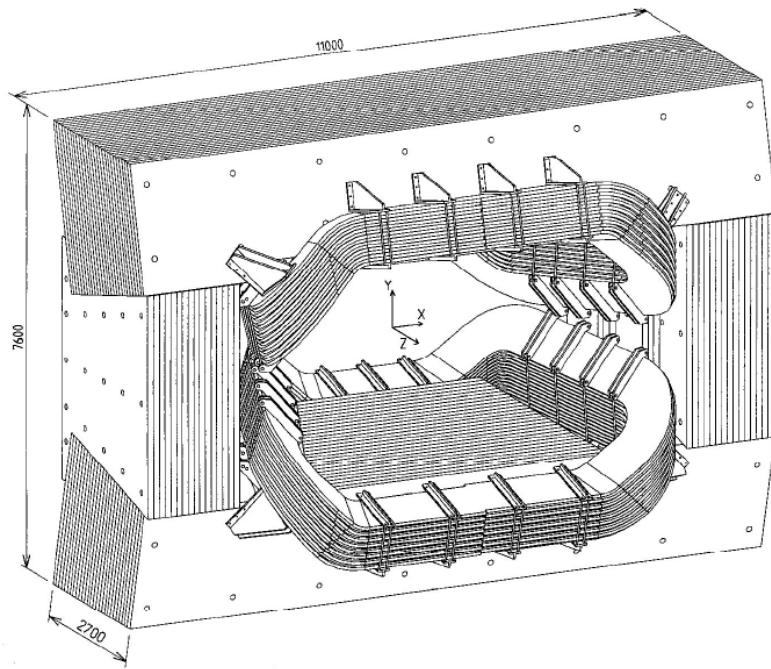


Figura 2.13: Ímã do LHCb.

O poder de curvatura do ímã do LHCb é de $4Tm$ integrando o campo por $10m$. O valor máximo de campo magnético gerado é da ordem de $1T$. A estrutura do ímã está ilustrada na figura 2.13. Mais informações podem ser encontradas em [9].

A figura 2.14 é um exemplo de evento onde as trajetórias das partículas foram reconstruídas pelo sistema de traços do LHCb.

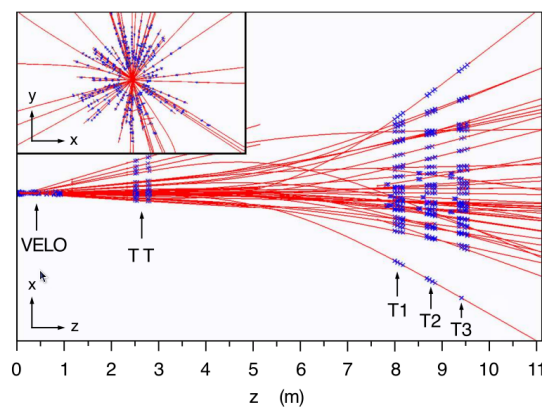


Figura 2.14: Exemplo de traços reconstruídos pelo sistema de traços. Os pontos em azul representam as medidas e as linhas em vermelho, as trajetórias reconstruídas.

2.3.5 Calorímetros

O sistema de calorímetros do LHCb é dividido em 4 componentes: SPD (*Scintillator Pad Detector*), PS (*PreShower*), ECAL (*Electromagnetic Calorimeter*) e HCAL (*Hadronic Calorimeter*). Os calorímetros além de medir a energia de hádrons, elétrons e fótons, participam da identificação das partículas e fornecem candidatos de hádrons, elétrons e fótons com alta energia transversa para o primeiro nível do trigger (L0 - ver seção 2.4).

SPD e PS

O SPD e o PS, utilizam a mesma tecnologia para detectar partículas carregadas, utilizam um material cintilador que emite fótons quando atravessado por uma partícula carregada, em seguida, estes fótons são coletados por uma fibra ótica WLS (*Wavelength Shifter*) que altera o comprimento de onda do fóton para facilitar a medida através de uma fotomultiplicadora.

O SPD permite separar partículas carregadas de neutras rapidamente. Enquanto o PS, localizado após uma parede de 15mm de chumbo (equivalente a $2,5X_0$) permite uma rápida separação de hádrons carregados e elétrons. A espessura da parede de chumbo foi escolhida de forma a iniciar chuveiros eletromagnéticos provenientes de elétrons e fótons mas não ser grande o suficiente para afetar os hádrons.

O SPD e o PS possuem 3 regiões com granularidades distintas, como ilustrado na figura 2.15. As 3 regiões distintas são necessárias para manter um compromisso entre a resolução de posição do detector e a ocupação de cada região.

ECAL

O ECAL é composto por camadas de material passivo e material ativo alternadas e perpendiculares em relação a direção do feixe. O material passivo é responsável por iniciar os chuveiros eletromagnéticos e reduzir a energia das partículas, e através do material ativo é possível saber a quantidade de camadas atravessadas pela partícula

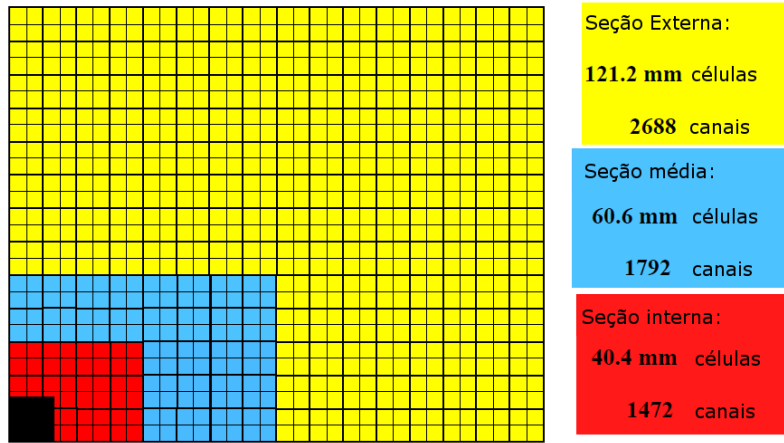


Figura 2.15: Granularidade do ECAL. As proporções do SPD/PS são similares as do ECAL.

incidente. Assim é possível inferir a energia inicial da partícula de acordo com a quantidade de material que as partículas conseguiram atravessar. A tecnologia utilizada é semelhante ao do SPD e do PS. Contudo no ECAL existem camadas de um material cintilador de $4mm$ intercaladas com camadas de chumbo de $2mm$ que formam este calorímetro de $42cm$ o que equivale a $25X_0$.

A resolução de energia do ECAL é:

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b$$

Onde $a = 0,09\sqrt{GeV}$, $b = 0,008$ e o símbolo $\oplus$ significa que os termos devem ser somados em quadratura [10].

HCAL

O HCAL é um calorímetro desenhado para absorver a energia e identificar os hádrons. Seu funcionamento é semelhante ao ECAL contudo as paredes são de ferro e mais espessas, $16mm$, para conseguirem parar os hádrons através da interação forte. As camadas são paralelas como ilustrada na figura 2.16. A granularidade é diferente do ECAL, só possui duas regiões distintas como ilustrado na figura 2.17.

Do ponto de interação até o HCAL, ou seja desde do ponto $z=0$ até o final

do ECAL, a interação de hádrons com a matéria representa 1,2 comprimentos de interação (λ_I). E o comprimento do HCAL foi escolhido em $5,6\lambda_I$.

A resolução do HCAL é[10]:

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{0,69\sqrt{GeV}}{\sqrt{E}} \oplus 0,09$$

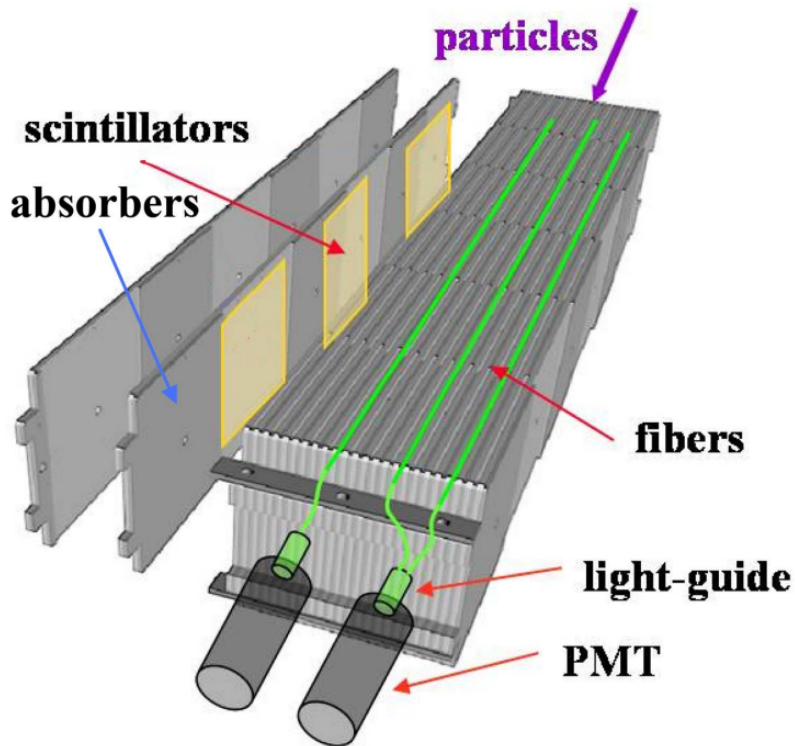


Figura 2.16: Orientação das placas no HCAL.

2.3.6 Câmaras de Múons

A identificação de múons é crucial para experimento do LHCb pois existem vários decaimentos de hádrons B sensíveis à violação de CP cujo produto final contém essa partícula, como por exemplo os decaimentos: $B_d^0 \rightarrow J/\Psi(\mu^+\mu^-)K_s^0$ e $B_s^0 \rightarrow J/\Psi(\mu^+\mu^-)\phi$. Além disso, a identificação de múons contribui para a determinação do sabor dos mésons B ("B-tagging").

O sistema de múons está dividido em 5 câmaras de múons (M1-M5) como ilustrado na figura 2.18. A M1 está localizada antes dos calorímetros e logo após

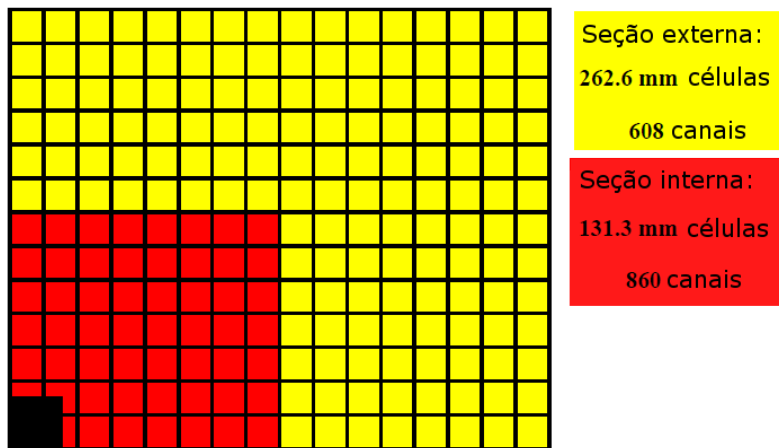


Figura 2.17: Granularidade do HCAL.

o RICH2 e as outras câmaras estão localizadas depois do calorímetro hadrônico (HCAL). As câmaras de múons são os últimos detectores do LHCb e devem ser atravessados apenas por múons (e neutrinos).

A primeira câmara de múons foi criada utilizando duas tecnologias distintas: MWPC (Multi-Wired Proportional Chamber) e detector triplo GEM (Gas Electron Multiplier). Enquanto que as outras estações (M2-M5) foram contruídas apenas com detectores MWPC.

Cada câmara MWPC possui cavidades preenchidas por uma mistura gasosa ($Ar(40\%)$ $CO_2(50\%)$ $CF_4(10\%)$) com uma espessura de 5mm e possui um conjunto de fios paralelos em seu interior com uma distância de 2mm entre eles [11]. 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. Como próximo aos fios o campo elétrico é muito mais intenso, os elétrons iniciam uma avalanche que, em seguida, é coletada. Um esquema da MWPC está ilustrado na figura 2.19.

Assim como outros detectores à gás, nos detectores triplo GEM, as partículas carregadas ao passarem pelo gás ionizam o mesmo, fornecendo elétrons que são acelerados por uma diferença de potencial. O detector triplo GEM é um sanduíche de duas placas condutoras (um anodo e um catodo) com três placas GEM entre

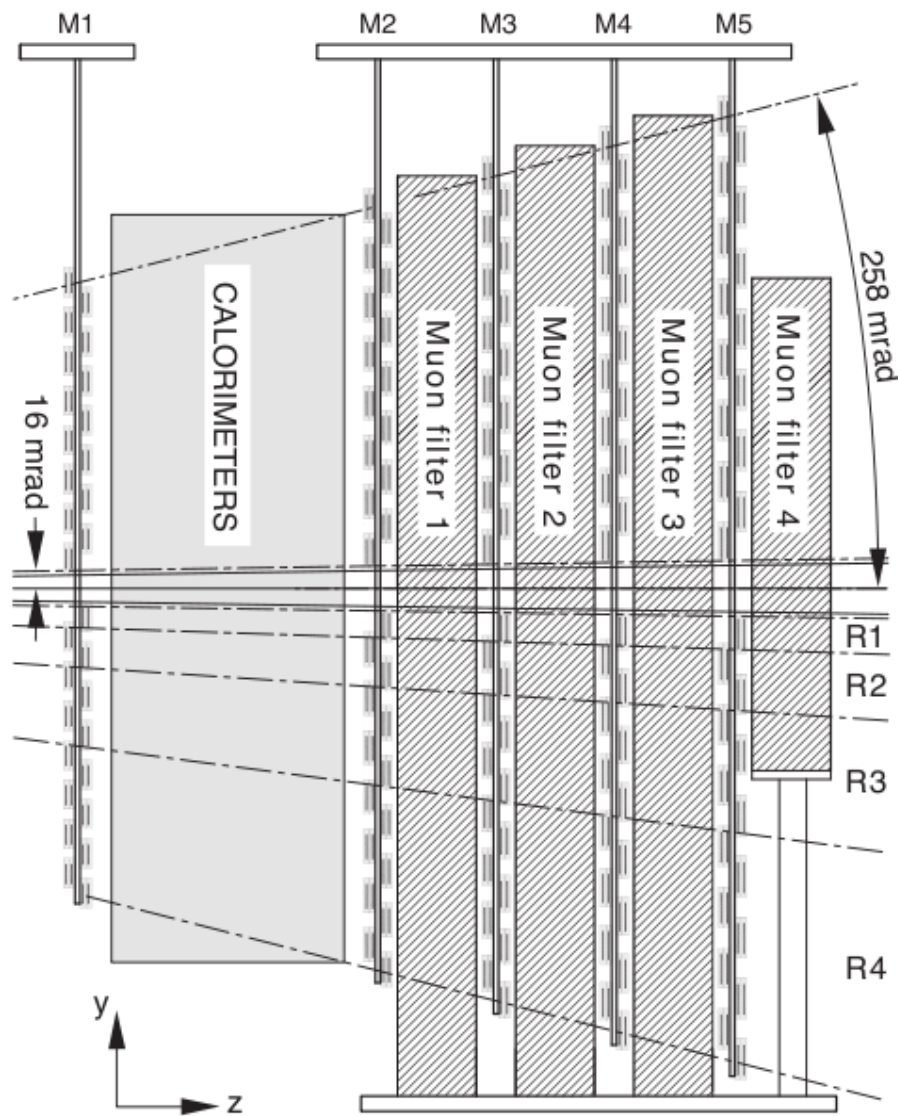


Figura 2.18: Visão lateral das 5 câmaras de múons.

elas. As placas GEM são placas muito finas com uma alta densidade de furos. Um potencial é estabelecido nas placas GEM de forma que um campo elétrico intenso seja formado nos buracos, como o ilustrado na figura 2.19. Assim, quando os elétrons passam pelos buracos iniciam a avalanche que deve ser coletada pela última parede do detector (o anodo).

Depois de cada uma das estações da M2 até a M5, existe um bloco de ferro de 80cm cujo objetivo é parar qualquer outra partícula que não seja múon (e neutrinos) que conseguiu alcançar as estações de múons. A energia mínima para um múon atravessar todas as cinco estações de múons é de aproximadamente 6GeV, todo o

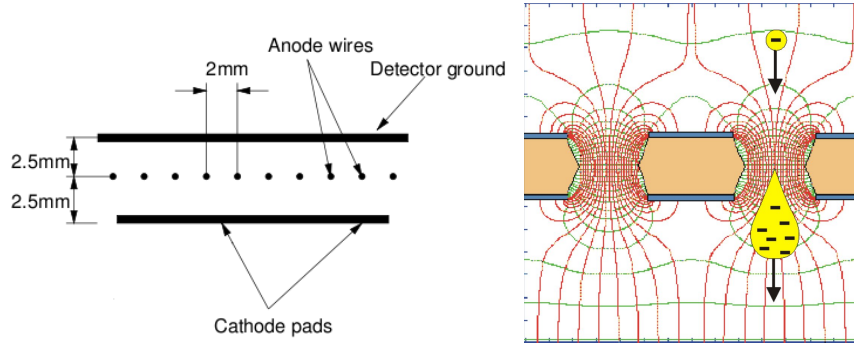


Figura 2.19: Esquema dos detectores MWPC nas câmaras de múons (esquerda). Exemplo de campo elétrico em um GEM (direita).

material absorvedor (material passivo) desde os calorímetros equivale a $20\lambda_I$.

2.4 *Trigger*

A taxa de colisões p-p do LHC poderá ser de até $40 \times 10^6 s^{-1}$, contudo devido as condições experimentais a taxa máxima no LHCb é reduzida para aproximadamente $16 \times 10^6 s^{-1}$. Devido ao grande volume de dados gerados e como todos os dados não podem ser armazenados, um sistema de *trigger* foi criado com o objetivo de reduzir a taxa de eventos para aproximadamente $3 \times 10^3 s^{-1}$. Este sistema baseia-se na topologia dos decaimentos dos mésons B que possuem um tempo de vida grande o suficiente para criar vértices deslocados do ponto de interação e, devido a massa invariante destes mésons B, partículas de alto momento transverso. Este sistema é de vital importância para o experimento porque é responsável por decidir quais eventos serão armazenados ou descartados. Um erro de calibração pode gerar consequências desastrosas, como perder eventos raros e interessantes.

O *trigger* está dividido em duas partes: nível 0 (*Level 0* - L0) e trigger de alto nível (*High Level Trigger* - HLT). O L0 é um *trigger* que opera a nível de hardware com uma eletrônica dedicada para fornecer uma decisão rápida para os eventos em $4\mu s$ reduzindo a taxa dos dados para no máximo $1 \times 10^6 s^{-1}$ utilizando informações do sistema de múons, calorímetros e do *pile-up*, mais detalhes serão descritos a seguir. O HLT (*High Level Trigger*) é um *trigger* que opera em nível de software

executando algoritmos em uma *farm* de computadores (EFF - *Event Filter Farm*) e é responsável por reduzir a taxa de eventos para $3 \times 10^3 s^{-1}$. Como o HLT opera a nível de software, possui uma flexibilidade bem maior que o L0.

2.4.1 L0

O L0 pode ser dividido em *trigger* dos calorímetros, *trigger* de múon e sistema de *pile-up*. Todos estes componentes são conectados ao L0DU (Level 0 Decision Unit), onde as informações sobre os diversos componentes são avaliados para a decisão final.

- **Trigger de nível 0 de Calorímetros** → As células dos calorímetros são lidas de forma simplificada para que o cálculo seja mais rápido e de forma que a resolução de posição seja suficiente para evitar a sobreposição de partículas incidentes. Em seguida, candidatos de γ , π^0 , elétron e hádron com a maior energia transversa, E_T , são selecionados. A energia transversa corresponde a energia da partícula multiplicada pelo seno do ângulo entre direção da velocidade da partícula e o eixo do feixe. Caso pelo menos um dos candidatos tenha um valor de E_T maior que um determinado valor de corte, o evento é aceito. A quantidade de *hits*³ no SPD também é utilizada para rejeitar eventos cujo número de partículas seja muito grande. Esse tipo de evento por ser muito complexo não pode ser reconstruído no tempo disponível.
- **Trigger de nível 0 de Múons** → A trajetória dos múons é calculada usando apenas informações das câmaras de múons. Supondo que os múons foram produzidos no ponto de interação e conhecendo o campo magnético produzido pelo ímã é possível calcular o momento transversal destas trajetórias. Os dois múons de maior momento transversal de cada quadrante são selecionados. O evento será aceito se o momento transversal de um ou da combinação de dois múons selecionados estiver acima de um limiar.

³*Hit* é a posição da interação de uma partícula com o detector.

- **Sistema Pile-up** → O sistema de pile-up utiliza dois planos de módulos do VeLo em posições negativas em relação ao eixo z, para determinar a quantidade de vértices primários no evento e poder rejeitar o evento caso possua uma quantidade acima de um limite determinado pelas configurações do trigger.

2.4.2 *Trigger* de nível alto - HLT

O HLT foi desenvolvido utilizando a linguagem C++ e é executado em cada CPU de uma *farm* de computadores conhecida como *Event Filter Farm* (EFF). Cada aplicação do HLT possui acesso a todas as informações do evento. É importante notar que como o HLT foi todo desenvolvido em software possui alta flexibilidade e pode ser aprimorado de acordo com o conhecimento adquirido ao longo do tempo. Ele é dividido em duas etapas o HLT1 e o HLT2 que serão descritos a seguir.

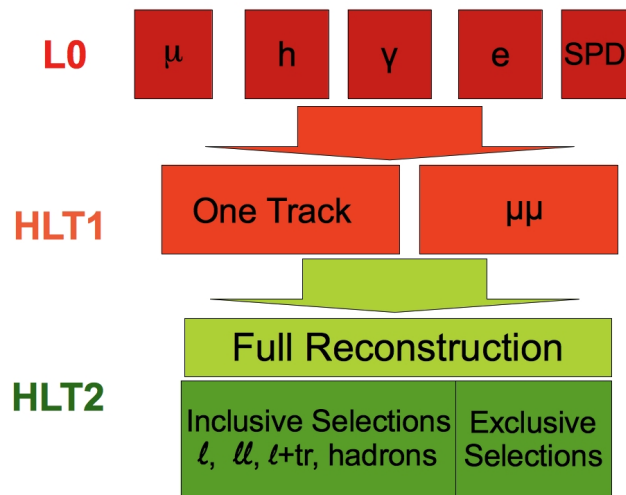


Figura 2.20: Fluxo de dados do sistema de *trigger* do LHCb.

O objetivo básico do HLT1 é procurar por partículas de alto momento transversal e que não sejam provenientes do vértice primário. Esta etapa reduz a taxa de aceitação de dados para aproximadamente $30 \times 10^3 s^{-1}$.

O HLT2 reduz a taxa de $30 \times 10^3 s^{-1}$ para $2 \times 10^3 s^{-1}$, através da procura ex-

clusiva por determinados canais de decaimento, como por exemplo, $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ e $B_d \rightarrow J/\psi K_s$, ou de procuras inclusivas, como por exemplo, procurar eventos com decaimentos de partículas massivas e com distância de voo da ordem de milímetros.

Configuração do *Trigger*

Durante o período inicial de tomada de dados quando a luminosidade ainda era baixa, foi importante guardar o máximo possível de eventos para entender o detector e também ser capaz de detectar possíveis erros, por essa razão, utilizou-se uma configuração mais frouxa de cortes. Posteriormente, os cortes do trigger foram se tornando gradualmente mais apertados de acordo com a necessidade.

Durante o ano de 2010, foram gravados um total eventos que equivalem a $37,66 pb^{-1}$ de luminosidade integrada. A evolução da luminosidade integrada pode ser observada na figura 2.21. A maior parte dos eventos gravados foram tomados com uma luminosidade instantânea de $\sim 1 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$, ver gráfico 2.22.

Os cortes típicos do L0 para a luminosidade de $1 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$ estão na tabela 2.1.

E_T^{hadron}	$3,5 GeV$
$E_T^{e,\gamma}$	$2,5 GeV$
p_T^μ	$1,2 GeV/c$
$p_T^{\mu_1} + p_T^{\mu_2}$	$1 GeV/c$

Tabela 2.1: Cortes típicos para o L0 para luminosidade de $1 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$.

2.5 Sistema Online

O objetivo principal do sistema online é operar o experimento e transportar os dados da eletrônica de *front-end* para o armazenamento permanente. Isto também inclui a configuração de todos os parâmetros de operação, monitoramento e o controle do experimento. Mais informações podem ser encontradas em [12]. Este sistema é dividido em três partes:

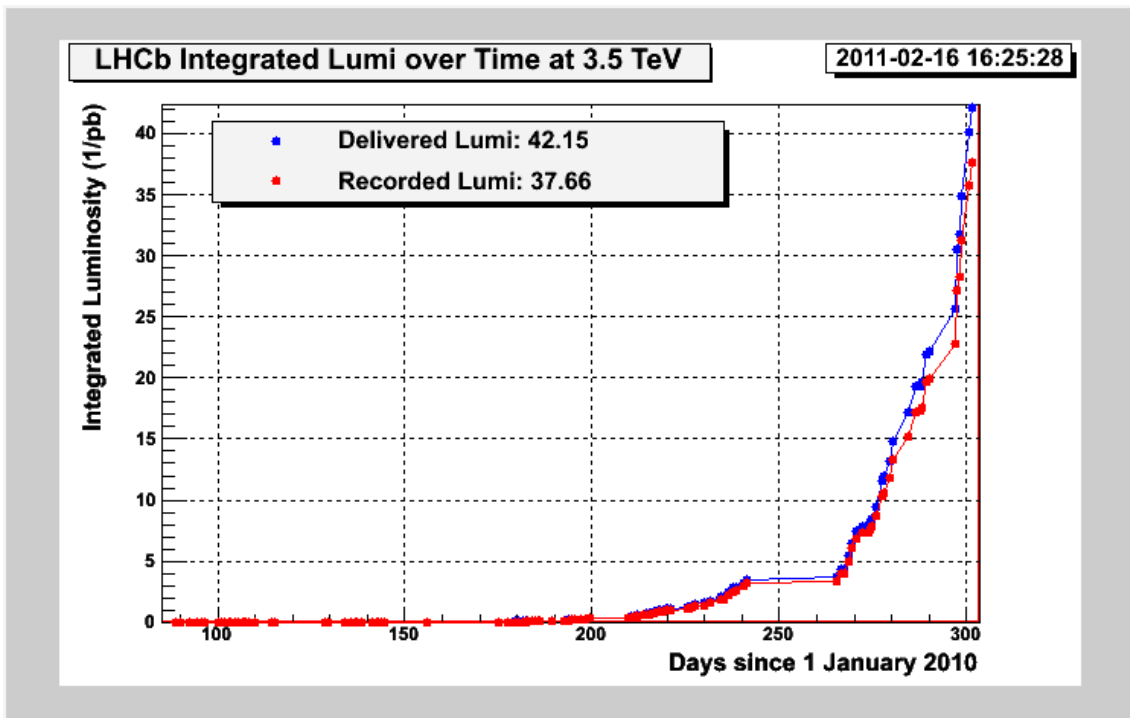


Figura 2.21: Luminosidade integrada durante o ano de 2010.

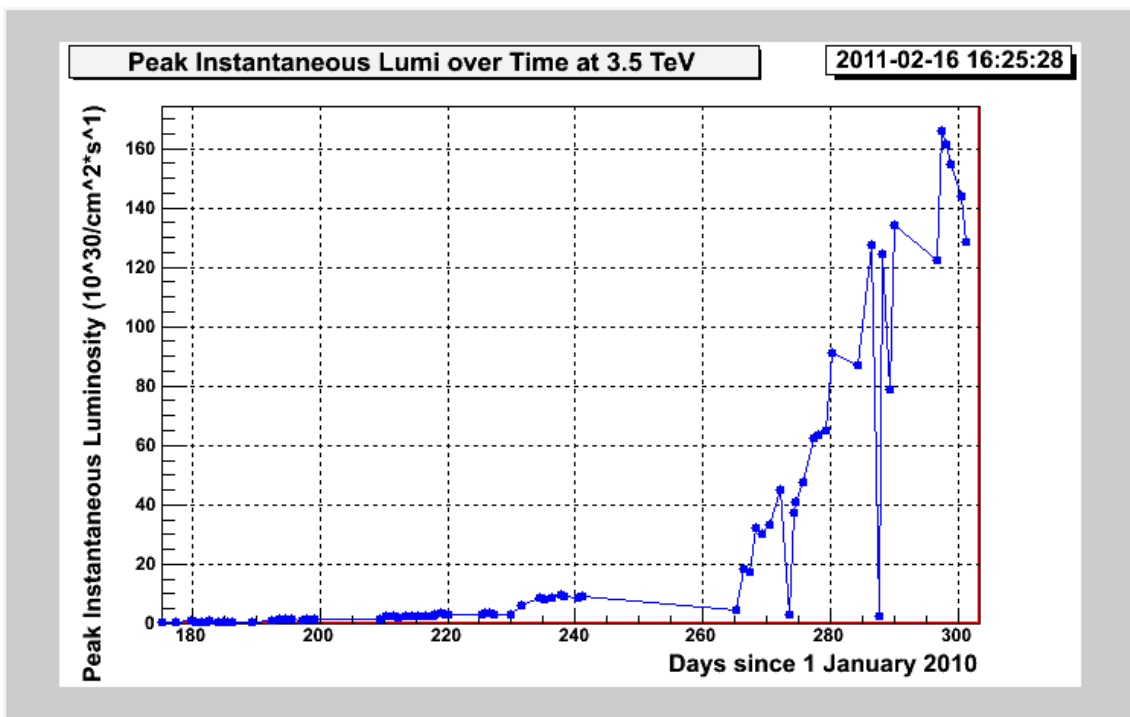


Figura 2.22: Luminosidade instatânea máxima durante o ano de 2010.

- DAQ (Data AQuisition) → O sistema DAQ utiliza as placas TELL1 (*Trigger ELEtronic Level 1*) ou as placas UKL1 (*United Kingdom Boards Level 1*)

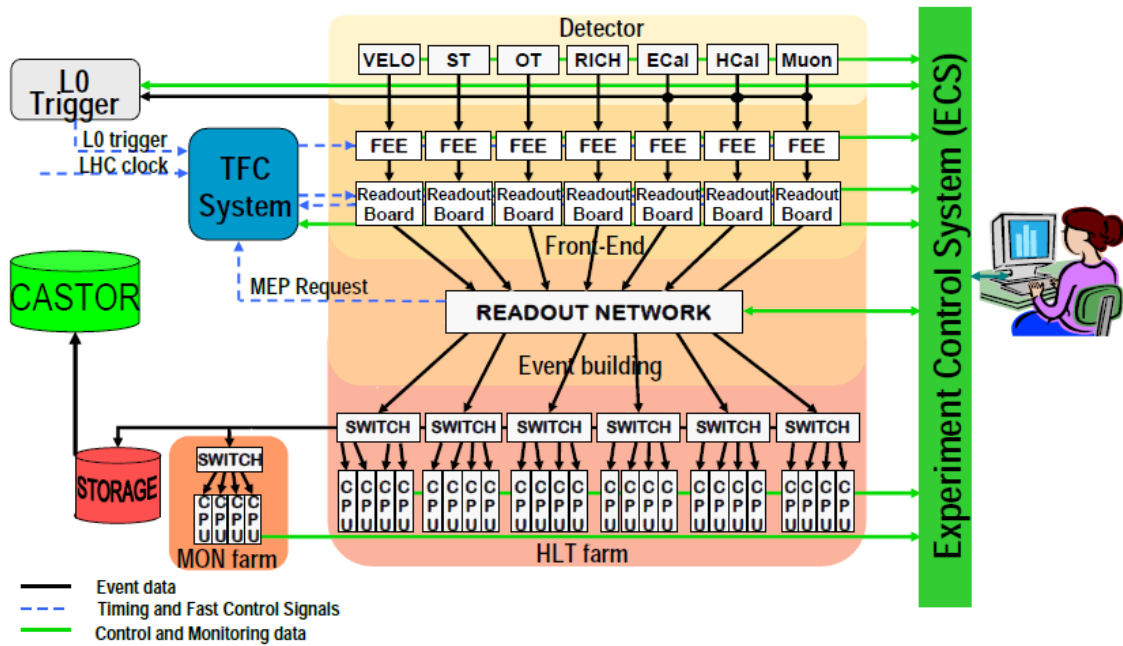


Figura 2.23: Sistema Online.

para coletar os dados dos detectores. As placas enviam as informações para os computadores da EFF (*Event Filter Farm*), onde os dados preselecionados pelo L0 serão processados pelo HLT. Em seguida, os eventos selecionados pelo HLT são direcionados para o armazenamento permanente.

- TFC (Timing and Fast Control) → É responsável pelo controle rápido e pela sincronia do fluxo de dados desde a leitura na eletrônica até a EFF.
- ECS (Experiment Control System) → O controle do experimento do LHCb realiza o monitoramento, a configuração e a operação dos equipamentos envolvidos com o experimento. Isto engloba desde o monitoramento das condições mais básicas dos detectores como voltagens, fluxo de gás e resfriamento, até enviar comandos para equipamentos específicos, por exemplo a EFF. Mais detalhes serão dados no próximo capítulo. Um esquema do ECS está representado na figura 2.24.

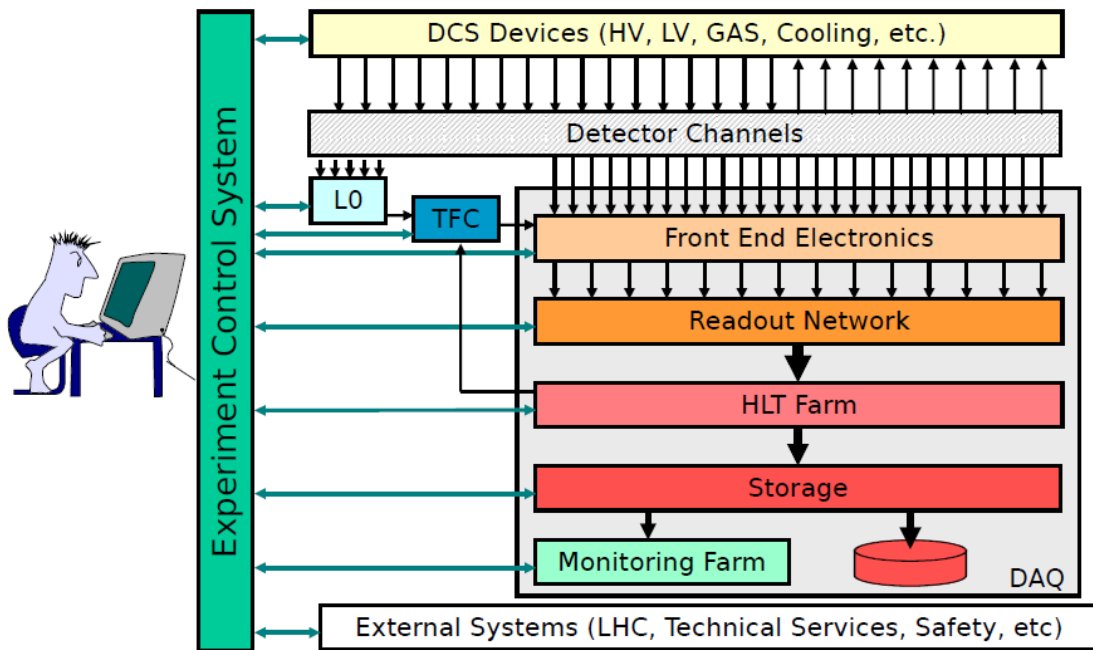


Figura 2.24: *Experiment Control System - ECS.*

2.6 Software

O software do LHCb é dividido em uma série de pacotes contendo um conjunto de ferramentas voltadas para atividades específicas como análise de dados, reconstrução dos eventos, simulação, entre outros. A plataforma básica, *framework*, é chamada de Gaudi [13], compreende funções mais básicas que podem ser acessadas por qualquer outro pacote. O Gaudi também fornece um espaço virtual comum a todos os algoritmos denominado TES (*Transient Event Store*), onde informações podem ser repassadas de um algoritmo para outro. Alguns dos pacotes utilizados diretamente ou indiretamente estão listados abaixo:

- Gauss → Realiza a simulação dos eventos, incluindo a simulação das colisões p-p e a interação das partículas com os detectores. O Gauss utiliza o PYTHIA para gerar as simulações das colisões e o GEANT4 para simular a interação das partículas com o material. Mais informações podem ser encontradas em [14].
- Moore → É um pacote do LHCb especializado para desenvolver aplicações

para o software do *trigger* de alto nível. Por essa razão, os processos do *trigger* também podem ser conhecidos como processos *Moore*[15].

- Brunel → Responsável pela reconstrução dos eventos. Os *hits* dos detectores são utilizados para reconstruir as trajetórias das partículas e cálculo de seu momento. Criando entidades conhecidas como *protoparticles*, que são objetos que possuem apenas as informações básicas das partículas, como momento e trajetória [16].
- DaVinci → Pacote voltado para a análise dos dados. O DaVinci permite ao usuário fazer a seleção dos eventos, reconstruir vértices e reconstruir partículas instáveis [17]. No final de sua execução, as informações podem ser guardadas em ntuplas que são analisadas posteriormente com ROOT [18].
- LoKi → É um kit de ferramentas para análise de dados desenvolvido em C++ baseado na arquitetura do Gaudi [19]. O LoKi é capaz de reconstruir partículas instáveis e analisar variáveis cinemáticas de partículas utilizando uma linguagem fácil de ser escrita pelo usuário.

2.6.1 Reconstrução das trajetórias

O ajuste da trajetória das partículas é feito através de uma técnica conhecida como *Kalman Filter*. Esta técnica foi desenvolvida para o ajuste de trajetórias de um sistema dinâmico através de medidas tomadas em tempos diferentes. Ao contrário, de um ajuste global, o *Kalman Filter* age progressivamente, aumentando o conhecimento da trajetória das partículas com o acréscimo de cada medida. Desta forma, não é necessário realizar um ajuste completo do sistema devido a adição de uma nova medida.

As trajetórias podem ser de 5 tipos diferentes dependendo de como elas foram geradas dentro do detector:

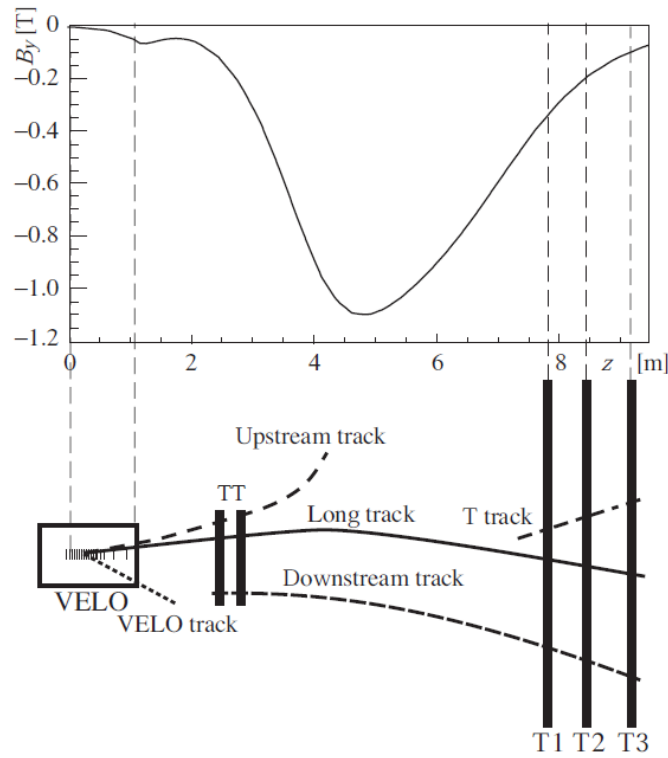


Figura 2.25: Dependência da componente y do campo magnético (B_y) ao longo do sistema de traços e os tipos de trajetórias.

- *Long track* → atravessam todo o sistema de traço, desde o VeLo até as estações T.
- *Upstream tracks* → atravessam apenas o VeLo e as câmaras TT. Em geral, são partículas de baixo momento que são defletidas pelo campo magnético gerado pelo ímã.
- *Downstream tracks* → este tipo de trajetória atravessa as estações TT e as estações T. Normalmente, são produtos de partículas que decaem fora do VeLo.
- *VeLo tracks* → são medidas apenas no VeLo. São importantes para a reconstrução a posição das colisões.
- *T tracks* → são medidas apenas nas estações T. Estes tipos de trajetória são originadas pelo produto de decaimentos de partículas após as estações TT.

O ajuste começa do ponto mais longe do ponto de colisão e é realizado na direção

contrária a propagação das partículas no LHCb. Durante este primeiro ajuste, o algoritmo acessa informações sobre a distribuição de material passivo e consegue levar em conta possíveis espalhamentos e a perda de energia das partículas ao atravessar os materiais. Quando o ajuste alcança o ponto da trajetória mais próximo da colisão, o ajuste muda de sentido e atualiza a trajetória das partículas com as informações de todas as medidas.

Através deste técnica, as simulações mostraram que as *long tracks* possuem pureza de 98,7%, i. e., das trajetórias identificadas 98,7% são verdadeiras, e a resolução de momento $\delta p/p \leq 0,55\%$ para partículas com momento menor que $140\text{GeV}/c$. [4]

Mas informações sobre o *Kalman Filter* podem ser encontradas em [20].

2.6.2 Stripping



Figura 2.26: Fluxo dos dados no LHCb.

Depois dos dados terem passado pelo trigger, são armazenados permanentemente. Entretanto, o volume de dados é grande demais para que possa ser utilizado diretamente. Por isso, os dados gravados são catalogados segundo uma pré-seleção frouxa voltada para análises específicas, como por exemplo, pré-seleções para canais específicos de decaimento do méson b ou para pré-seleções inclusivas para estudar vértices deslocados de alta massa invariante. O processo que cataloga os eventos chama-se *stripping*. Como os eventos são catalogados, evita-se gastar poder computacional durante as análises em eventos claramente não interessantes.

Depois dos dados passarem pelo processo de *stripping*, o fluxo de dados do LHCb

se completa, como está ilustrado na figura 2.26. E os dados são disponibilizados para a análise.

Capítulo 3

Ferramenta para a Monitoração da *Event Filter Farm*

Neste capítulo, irei descrever uma contribuição dada ao experimento do LHCb durante o período de janeiro e fevereiro de 2010 quando realizei um estágio como estudante de verão no CERN. O objetivo principal deste trabalho foi criar um conjunto de algoritmos para monitorar a *Event Filter Farm* (EFF) e auxiliar o processo de *benchmark*.

3.1 Introdução

Como já foi descrito na seção 2.4, os algoritmos do HLT são executado em um conjunto de computadores, *Event Filter Farm*. A EFF possui até 2000 processadores e é agrupada de forma hierárquica em um grupo de 50 *subfarms*, cada *subfarm* possui até 40 nós e cada nó roda processos do HLT [21].

O sistema de controle do experimento usa um número finito de estados para definir a situação atual de cada elemento do LHCb (FSM - Finite State Machine). Os elementos são organizados de forma hierárquica e os estados são propagados dentro desta hierarquia. Por exemplo, o estado de um nó apenas mudará quando todos processos alcançarem um novo estado exceto em caso de erros. A interface

gráfica do usuário (GUI - Graphical User Interface) do ECS mostra o estado atual de cada um dos elementos e permite ao usuário mudar este estado através de comandos contidos em um menu.

A Figura 3.1 mostra um esquema simplificado dos estados do ECS do LHCb onde as flechas representam as transições realizadas por comandos e as linhas pontilhadas ocorrem automaticamente em caso de erro. Para o usuário ser capaz de rodar o sistema do HLT, primeiro, precisa reservar os componentes da *Event Filter Farm* que serão utilizados através do comando *ALLOCATE*. Em seguida, é necessário configurá-lo através do comando *CONFIGURE*, i.e., carregar as bibliotecas necessárias e os valores de configuração.

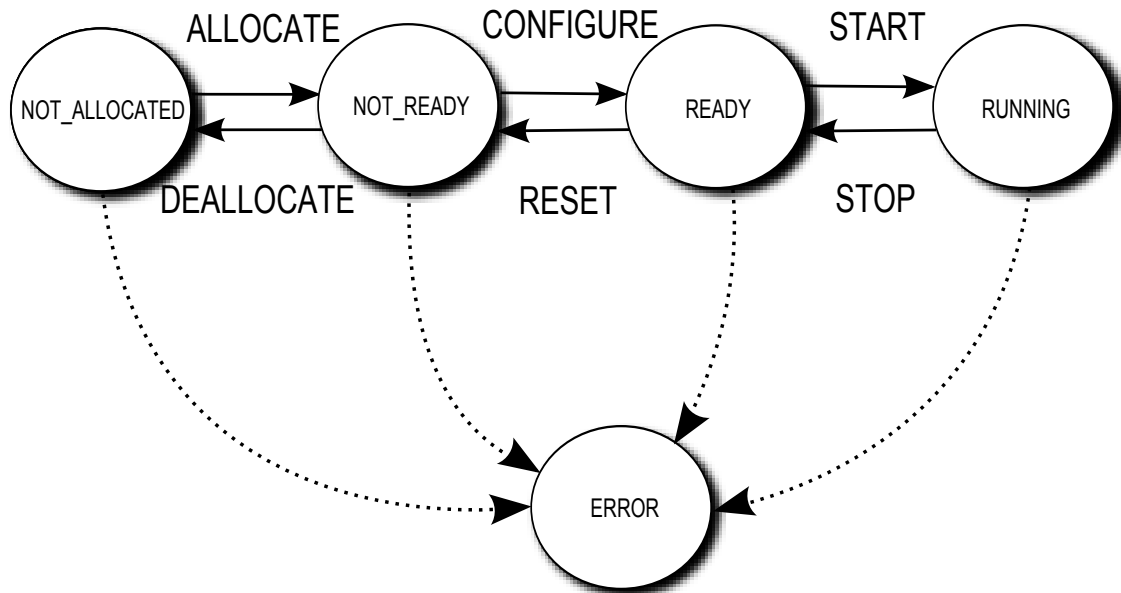


Figura 3.1: Máquina de estados simplificada para o ECS do LHCb.

O termo *Benchmark* é largamente utilizado em computação e consiste em executar um programa (processo) a fim de avaliar o seu desempenho. Este procedimento é importante para comparar diferentes versões ou configurações tanto de hardware como de software. No HLT, estamos interessados em avaliar as consequências das mudanças de versões do software e de configurações tanto de hardware quanto do próprio *trigger*.

O processo de otimização do sistema do HLT pela interface gráfica é muito difícil

porque o usuário deve realizá-lo manualmente e diversas vezes. Frequentemente, é necessário comparar o tempo para configuração do sistema para diferentes situações. Por isso, desenvolvemos algoritmos para monitorar os estados e automatizar o processo. A informação sobre os estados foi obtida através do sistema DIM [22].

3.2 *Distributed Information Management*

DIM (Distributed Information Management) é um sistema de comunicação entre clientes e servidores em um ambiente heterogêneo. O mecanismo de comunicação do DIM é baseado em três componentes: servidor, cliente e o servidor de nomes. Os clientes podem acessar os dados inscrevendo-se em um serviço publicado pelo servidor. A informação pode ser requisitada periodicamente, apenas uma vez ou sempre que o serviço for atualizado. Os servidores registram seus serviços no servidor de nomes para que os clientes possam encontrá-los. Em adição aos serviços de informação, os servidores podem também possuir comandos, que são executados quando um cliente envia um valor específico para o serviço de comando. A Figura 3.2 ilustra o mecanismo de comunicação do DIM. Este sistema DIM foi implementado como uma biblioteca de C e possui vínculos para diferentes linguagens como C++, Python e Java.

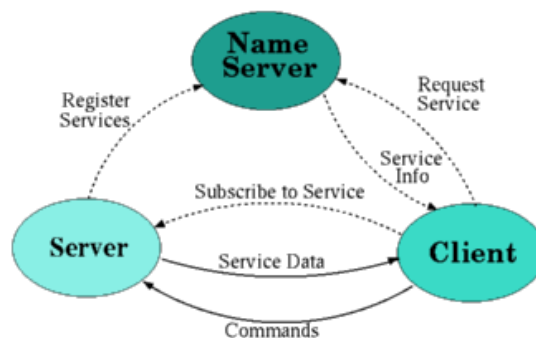


Figura 3.2: Esquema de comunicação do DIM.[22]

O ECS do LHCb publica serviços do DIM que fornecem o estados das partições, do sistema do HLT, *subfarms*, nós e processos. Para este projeto, foi necessário

monitorar o estado quando o serviço era atualizado para medir diferenças de tempo entre os diferentes estados para a partição e também para cada elemento da *farm* do HLT.

3.2.1 Algoritmos para monitoração

O primeiro passo foi criar um algoritmo para monitorar o tempo quando o estado de um componente mudava e criar um registro com esta informação (*timer script*). Este algoritmo obtém a lista de *subfarms* ativas de uma dada partição por um serviço do DIM. Em seguida, um programa inscreve-se no serviço de estado da partição, sistema HLT, *subfarms* ativas, nós e os processos em cada nó. Depois da inscrição, o cliente receberá a informação do estado de cada elemento toda vez que for alterado. O tempo em segundos do computador local é usado como referência para criar o registro de estados. Cada entrada do registro possui tempo, nome do componente, estado e tipo de componente.

A saída deste algoritmo está em no formato CSV (*Commas Separated Values*) que pode ser facilmente ser utilizado como entrada para outro algoritmo ou programa. Para executar o algoritmo, usuário deve fornecer a partição como argumento. Por exemplo:

```
./hlt-timer-cpp.py LHCb
```

Um outro algoritmo foi criado para automatizar a aquisição do registro de estados para o tempo de configuração. Este algoritmo verifica se a partição está alocada e a aloca caso seja necessário. Depois, usa componentes do *timer script* para criar o registro de estados. Em seguida, envia o comando *configure* para uma partição através de um serviço de comando do DIM e aguarda até que a partição mude para o próximo estado (*READY*). Depois envia o comando *reset* para a partição, desta forma o sistema estará apto para ser configurado novamente. Desta forma, o processo pode ser repetido facilmente utilizando comandos do terminal.

Além disso, também estão disponíveis 3 formas de apresentar os dados para o usuário:

- Um algoritmo que utiliza a saída do algoritmo de automatização como entrada e cria um sumário com o tempo de configuração de cada elemento.
- Um algoritmo para ver a dependência do tempo de configuração em função do número de *subfarms*.
- Um algoritmo para mostrar a informação do registro como linhas do tempo categorizadas por tipo (nó, *subfarm*, processo e partição)

3.3 Exemplos de aplicação

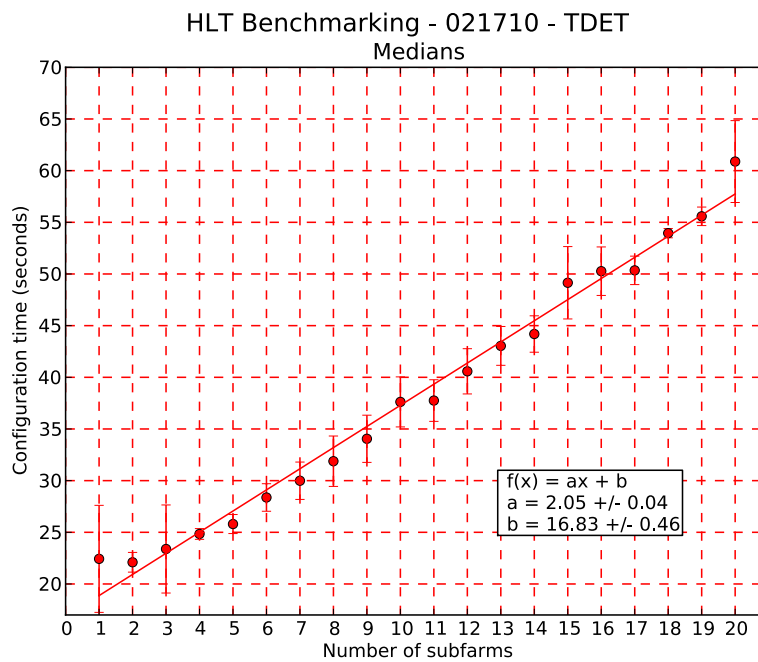


Figura 3.3: Tempo de configuração versus número de *subfarms*.

A Figura 3.3 e 3.4 são exemplos de dados que podem ser obtidos com os algoritmos criados.

A Figura 3.3 mostra a dependência do tempo de configuração em função do número de *subfarms* ativas. Para construir este gráfico, para cada número de *subfarms*

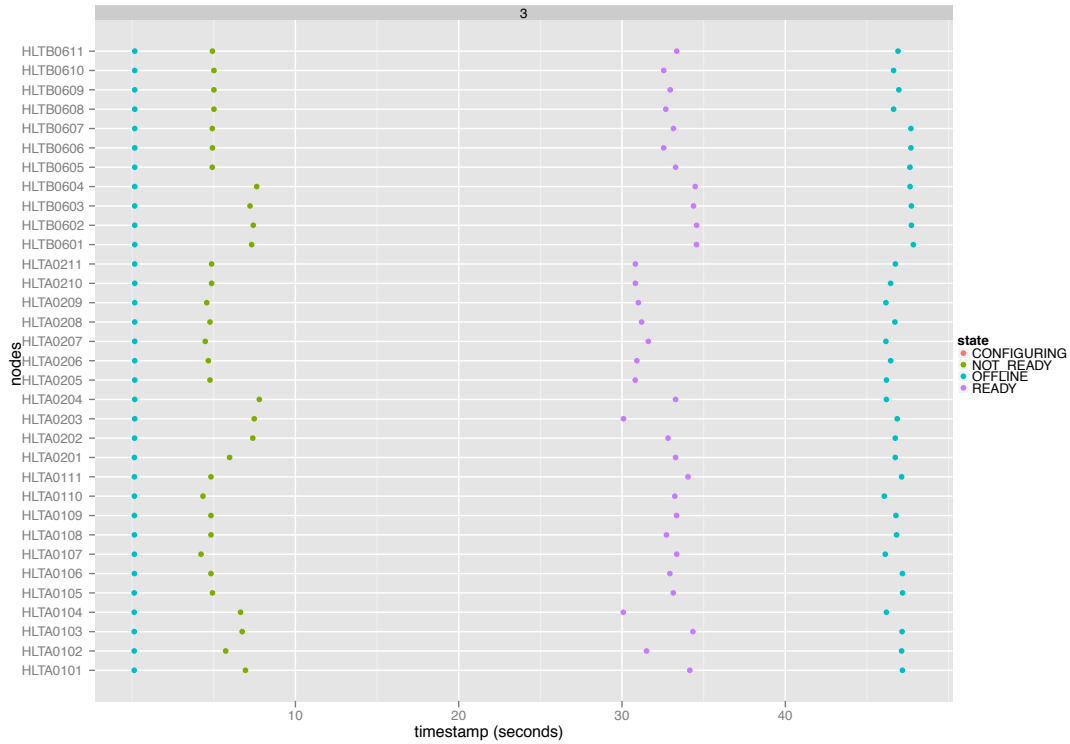


Figura 3.4: Exemplo do gráfico gerado do tempo de configuração de 3 *subfarms* ativas. (Apenas nós)

foram tomadas 5 medidas entre 1 até 20 *subfarms* utilizando o algoritmo de automatização. Em seguida, os pontos foram calculados como a mediana das amostras e o erro representado é o desvio padrão. Finalmente, os dados foram ajustados linearmente e os parâmetros ajustados também estão na Figura 3.3.

A Figura 3.4 foi criada usando o registro de estados para construir as linhas temporais durante o tempo de configuração. Onde as cores diferentes representam os estados *offline*, *not ready* e *ready* para cada nó das 3 *subfarms* ativas (HLTA01, HLTA02 e HLTB06) que possuem 11 nós cada. Este tipo de gráfico além de ajudar na otimização componente a componente também auxilia a encontrar possíveis falhas.

3.4 Conclusão

A ferramenta desenvolvida neste projeto é útil e necessária para futuras atualizações da *farm* do HLT e ajuda a otimizar o tempo de configuração. Também pode

ser estendida para outros usos como automatizar comandos que normalmente realizados manualmente pelo GUI do sistema de controle do experimento. Em adição às vantagens já citadas, o mesmo não se restringe a apenas uma partição podendo ser utilizado para outros sistemas. Todos os algoritmos criados neste projeto estão disponíveis em um repositório de códigos [23].

Capítulo 4

Modelo Teórico

Atualmente, o modelo que descreve a física de partículas é conhecido como Modelo Padrão. Este modelo apresenta um excelente acordo com os dados observados. Um exemplo é o acordo entre o valor calculado e o valor experimental das massas dos bósons W e Z, medidos pelo LEP[24]:

$$m_Z|_{\text{experimental}} = (91,1875 \pm 0,0021) \text{ GeV}/c^2$$

$$m_Z|_{\text{teórico}} = 91,1874 \text{ GeV}/c^2$$

$$m_W|_{\text{experimental}} = (80,399 \pm 0,023) \text{ GeV}/c^2$$

$$m_W|_{\text{teórico}} = 80,379 \text{ GeV}/c^2$$

Apesar de ser um grande sucesso, existem questões em aberto para as quais o Modelo Padrão não apresenta respostas. Algumas delas são: durante o big bang foram produzidas matéria e antimatéria em iguais proporções, entretanto observamos apenas matéria em nosso universo em quantidade incompatível com a prevista pela violação de CP [?]; observações cosmológicas mostraram através da medida da velocidade orbital de galáxias que existe uma 'massa faltante' que foi chamada de matéria escura. Estas e outras questões em aberto motivam propostas para exten-

sões do Modelo Padrão.

4.1 Modelo Padrão

O modelo padrão (*Standard Model* - SM) é baseado no grupo de simetria $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. O primeiro grupo, $SU_c(3)$, descreve a interação forte e possui 8 bósons mediadores (glúons - g). Estes bósons diferem dos agentes das outras interações por possuírem carga de cor. Os hádrons possuem uma carga de cor total neutra e desta forma mésons são compostos por uma combinação de cor e anti-cor, enquanto os bárions são compostos por uma combinação de cores de forma que a cor total seja nula.

O segundo grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ representa a simetria das interações eletrofracas. No caso das interações fracas, existem 2 bósons carregados, $W^\pm$, e um bóson neutro Z_0 . E o fóton, γ , é o mediador das interações eletromagnéticas. Como a interação fraca acopla apenas partículas esquerdas, as mesmas podem agrupadas em dubletos, enquanto as partículas direitas formam singletos.

$$\begin{pmatrix} U_i \\ D_i \end{pmatrix}_L \quad (U_i)_R \quad (D_i)_R \quad \begin{pmatrix} l_j \\ \nu_j \end{pmatrix}_L \quad (l_i)_R$$

Onde R e L se referem a quiralidade direita e esquerda respectivamente, U e D representam os quarks do tipo *up* e *down*, o índice i representa a família ou geração, l representa os léptons e ν , os neutrinos. É importante salientar que os neutrinos direitos nunca foram observados.

4.2 Modelo Padrão Mínimo Supersimétrico

A supersimetria (SUpersYmetry - SUSY) é uma das mais populares e atraentes formas de extensões do modelo padrão, em especial, porque consegue resolver o problema da hierarquia introduzindo partículas escalares capazes de cancelar as contribuições devido loops de férmions na correção da massa do bóson de Higgs [25].

Uma das suas formas mais simples é conhecida como Modelo Padrão Supersimétrico Mínimo onde para cada partícula do modelo padrão associa-se uma versão supersimétrica com os mesmos números quânticos exceto o spin, que difere de $1/2$. Desta forma, para cada bóson do modelo padrão existe um parceiro supersimétrico férmionico e para cada férmion do modelo padrão associa-se a um parceiro supersimétrico bosônico.

Os parceiros supersimétricos de spin-0 dos quarks e léptons são conhecidos como squarks e sléptons respectivamente. E, da mesma forma, os bósons mediadores de interações do modelo padrão ($W^\pm$, Z_0 , g e γ) ganham parceiros supersimétricos de spin-1/2 $\tilde{W}^\pm$, $\tilde{Z}_0$, $\tilde{g}, \tilde{\gamma}$ conhecidos como wino, zino, gluino e fotino respectivamente. O til é usado para denotar a versão supersimétrica das partículas do modelo padrão.

Uma característica importante do MSSM é que os parceiros supersimétricos não correspondem necessariamente aos autoestados de massa. As partículas conhecidas como charginos e neutralinos são autoestados de massa compostos por uma combinação de $(\tilde{W}^\pm, \tilde{H}^\pm)$ e $(\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \tilde{H}^0)$, respectivamente.

Podemos definir um número quântico multiplicativo, a paridade R como:

$$P_R = (-1)^{2s+3B+L}$$

Este número possui valor +1 para todas as partículas do modelo padrão e valor -1 para os seus parceiros supersimétricos. Caso esta grandeza seja conservada, as partículas supersimétricas só poderão ser produzida aos pares e a partícula mais leve supersimétrica (Lighest Supersymmetric Particle - LSP) será estável. Se essa partícula for neutra, só poderá ser observada através da energia e momento transversal faltante em eventos de colisores de partículas. Neste cenário, o MSSM seria especialmente atraente porque poderia fornecer um candidato para a matéria escura, a LSP. Caso a paridade R não seja conservada, a LSP poderá decair em partículas do modelo padrão e sua observação poderá ser realizada diretamente através dos produtos do

seu decaimento.

Se a supersimetria fosse uma simetria exata, os parceiros supersimétricos deveriam possuir a mesma massa das partículas do modelo padrão. Como tais parceiros supersimétricos nunca foram observadas, há uma quebra de simetria. O modelo desta tese considera que a quebra de supersimetria é mediada pela gravidade (*minimal Supergravity*) e a violação da paridade R se dá através de um termo bilinear (BRpV - *Bilinear R-parity Violation*). Desta forma, o superpotencial para um modelo supergravitacional com violação de paridade R bilinear é:

$$W_{BRpV} = W_{MSSM} + \epsilon_{ab}\epsilon_i \hat{L}_i^a \hat{H}_u^b$$

Onde W_{MSSM} é o potencial usual do MSSM e o termo adicional bilinear possui 3 parâmetros livres (ϵ_i) para cada geração de férmions. Neste modelo, neutralino e neutrinos se misturam e geram uma matriz 7x7 de massa para os férmions neutros. O processo de diagonalização desta matriz restringe os parâmetros livres devido as massas e a oscilação dos neutrinos observadas experimentalmente. É importante salientar que a massa e a oscilação de neutrinos não está incluída no modelo padrão. Então, podemos considerar que este modelo possui apenas 5 parâmetros livres [1]:

$$m_0, m_{1/2}, \tan\beta, \text{sign}(\mu) \text{ e } A_0$$

Onde m_0 é massa do escalar de quebra de simetria na escala de unificação, $m_{1/2}$ é a massa comum do gaugino, A_0 é o termo comum trilinear e $\tan(\beta)$ é razão entre os valores esperados do campo de higgs no vácuo.

Nesta tese, apenas um ponto do espaço de fase de parâmetros foi analisado. Os parâmetros livres escolhidos foram $m_0 = 200\text{GeV}$, $m_{1/2} = 200\text{GeV}$, $A_0 = -100$, $\tan(\beta) = 10$ e $\text{sign}(\mu) > 0$, com esta escolha de parâmetros o neutralino é LSP e possui uma massa invariante de $76\text{GeV}/c^2$. Através do gráfico da figura 4.1, podemos perceber que a distância de voo do $\tilde{\chi}_0$ antes de decair pode chegar a ordem de alguns milímetros. Como o LHCb possui um ótimo detector de vértices, o VeLo, e uma

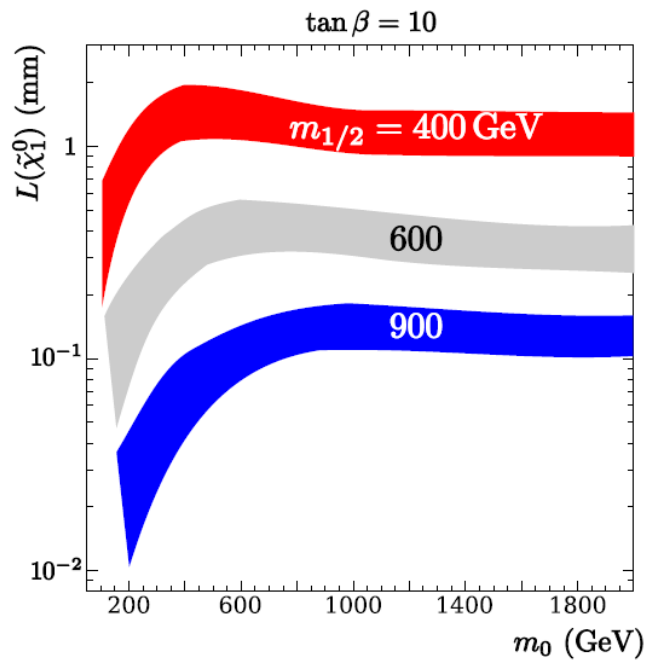


Figura 4.1: Distância de vôo do $\tilde{\chi}_0$ em função do parâmetro m_0 para $A_0 = -100\text{GeV}$, $\mu > 0$ e $\tan(\beta) = 10$. Gráfico retirado do artigo [1].

ótima reconstrução de múons, decaimentos como $\tilde{\chi}_0 \rightarrow \mu q' \bar{q}$ e $\tilde{\chi}_0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \nu_\mu$ podem ser usados para identificar esta partícula no LHCb.

Capítulo 5

Procura pelo decaimento $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu q' \bar{q}$ no experimento LHCb

5.1 O decaimento $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu q' \bar{q}$

Para seleccionar o canal de decaimento nos dados, precisamos identificar propriedades físicas que tenham poder de discriminação em relação a outros processos físicos, isso é feito usando a simulação.

A simulação do processo $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu q' \bar{q}$ foi feita utilizando dois programas, o SPHENO e o PYTHIA. O SPHENO utiliza os parâmetros livres da SUSY mSUGRA BRpV, descritos em no capítulo 4, como entrada para calcular as variáveis físicas do neutralino como o tempo de vida, massa e razões de ramificação, mais informações podem ser encontradas em [27]. Em seguida, o PYTHIA simula a produção das demais partículas produzidas nas colisões p-p assim como os produtos do decaimento do neutralino. Após a geração dos eventos, o Gauss simula os sinais eletrônicos nos subdetetores das partículas produzidas no processo e a interação com a matéria, isso permite que o resultado da simulação possa ter o mesmo tratamento que os dados, ou seja, são filtrados pelo *trigger* e depois pela *stripping*.

Como a simulação consome muito poder computacional, para acelerar o processo,

um conjunto de cortes (CG) foi aplicado aos eventos durante a geração. No caso do decaimento $\chi_1^0 \rightarrow \mu q' \bar{q}$, para que o evento fosse completamente simulado o neutralino e o múon devem possuir $\eta > 1,8$, onde η é a pseudorapidez definida como $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$, θ é o ângulo formado pelo momento da partícula e o eixo do feixe. Apenas 11% dos eventos produzidos em uma colisão atendem a esse requerimento. Toda a análise subsequente possui estes cortes implícitos.

5.1.1 Características do sinal

Como já foi mencionado no capítulo 4, os parâmetros escolhidos preveem uma massa de $76 \text{ GeV}/c^2$ para o neutralino. Devido a sua grande massa, podemos observar um grande momento transverso do múon produzido pelo seu decaimento, grandeza apresentada no gráfico 5.1d. Essa é uma característica importante do decaimento. Outra variável interessante é o parâmetro de impacto em relação ao vértice primário. Como o neutralino pode ter uma distância de voo da ordem de milímetros, o parâmetro de impacto do múon com relação ao vértice primário pode ter valores altos como está indicado em 5.1a

Devido a sua distância de voo, a distância radial do ponto do decaimento do neutralino em relação ao eixo do feixe também pode assumir valores altos, gráfico 5.1e.

Outra característica importante é a alta multiplicidade de partículas geradas pelo decaimento do neutralino que é representada no gráfico 5.1b.

A soma dos módulos dos momentos transversos dos produtos do decaimento do neutralino, mostrado na figura 5.1f, também assume valores altos devido ao grande valor da massa dessa partícula e é uma variável que também pode contribuir para a identificação do processo.

O momento (P) proveniente do neutralino está representado em 5.1c.

Todas essas grandezas físicas, por caracterizarem o decaimento do neutralino, serão usadas na análise.

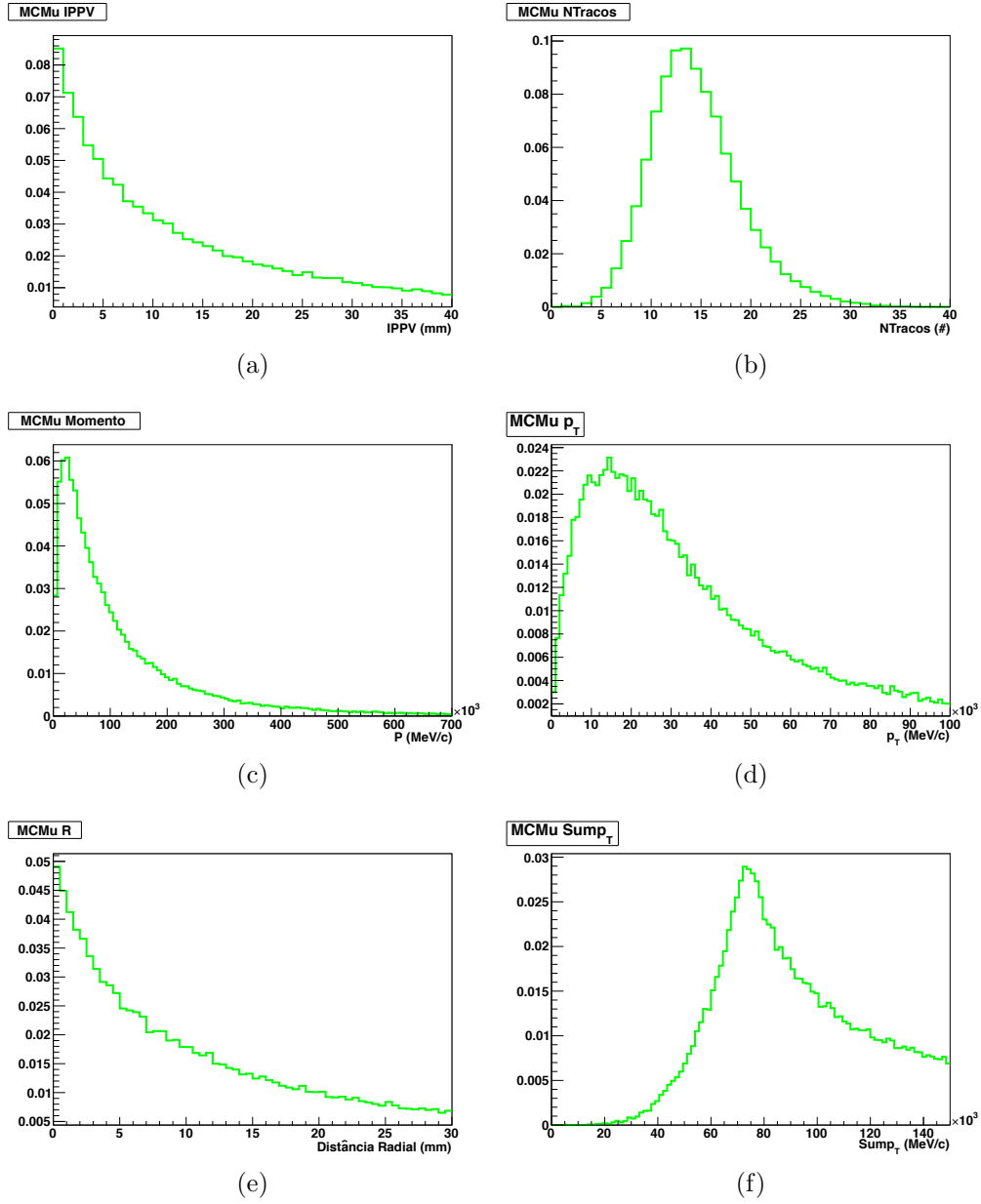


Figura 5.1: Distribuições das variáveis apresentadas na seção 5.1.1 para o $\tilde{\chi}_0 \rightarrow \mu\nu q' \bar{q}$ em nível de simulação.

5.1.2 Amostra de ruído

Para representar o ruído utilizamos uma amostra que contém um conjunto de decaimentos de hádrons que possuem o quark b de valência (b inclusivo). Esta amostra foi utilizada para descrever o ruído porque o *trigger* do LHCb foi otimizado para selecionar eventos contendo o quark b , então os eventos com quarks leves devem ser suprimidos pelo *trigger*. Nesta seção, iremos analisar como as variáveis descritas na seção 5.1.1 se comportam no ruído.

Uma característica relevante do b inclusivo, é que a massa dos hádrons contendo o quark b é bem menor que a do neutralino, ela é da ordem de $5 \text{ GeV}/c^2$. Isso faz com que os produtos de decaimento tenham uma cinemática diferente da dos produtos de decaimento do neutralino.

O gráfico com a comparação da soma do momento transversal dos produtos de seu decaimento, 5.2f, mostra claramente que os valores dessa variável em eventos onde houveram produção de neutralino são maiores aos da amostra de ruído.

O parâmetro de impacto do múon em relação ao vértice primário e a distância radial em relação ao eixo do feixe do ponto de decaimento para os eventos de b inclusivo são em média menores que para eventos contendo o neutralino já que essa partícula tem distância de voo maior que os hádrons b , como pode ser observado em 5.2a e 5.2e. O comportamento praticamente constante nestas duas curvas depois da queda inicial reflete os múons provenientes de interações secundárias.

A multiplicidade de traços do decaimento do vértice de origem dos múons mostra que para a amostra de ruído essas partículas são predominantemente originados em decaimentos de 2 corpos, provavelmente J/Ψ ou ϕ , e se distingue claramente da curva para o sinal, ver gráfico 5.2b.

As variáveis cinemáticas do múon estão representadas em 5.2c e 5.2d. Podemos notar que o momento transversal do múon é uma boa variável discriminante já que a curva para o ruído cai rapidamente enquanto a curva para o sinal varia pouco.

As diferenças encontradas para sinal e ruído são claras, contudo podem não ser

observadas na realidade devido a vários fatores: geometria e eficiência do detector, *trigger* e *stripping*. Esses efeitos serão estudados nas próximas seções.

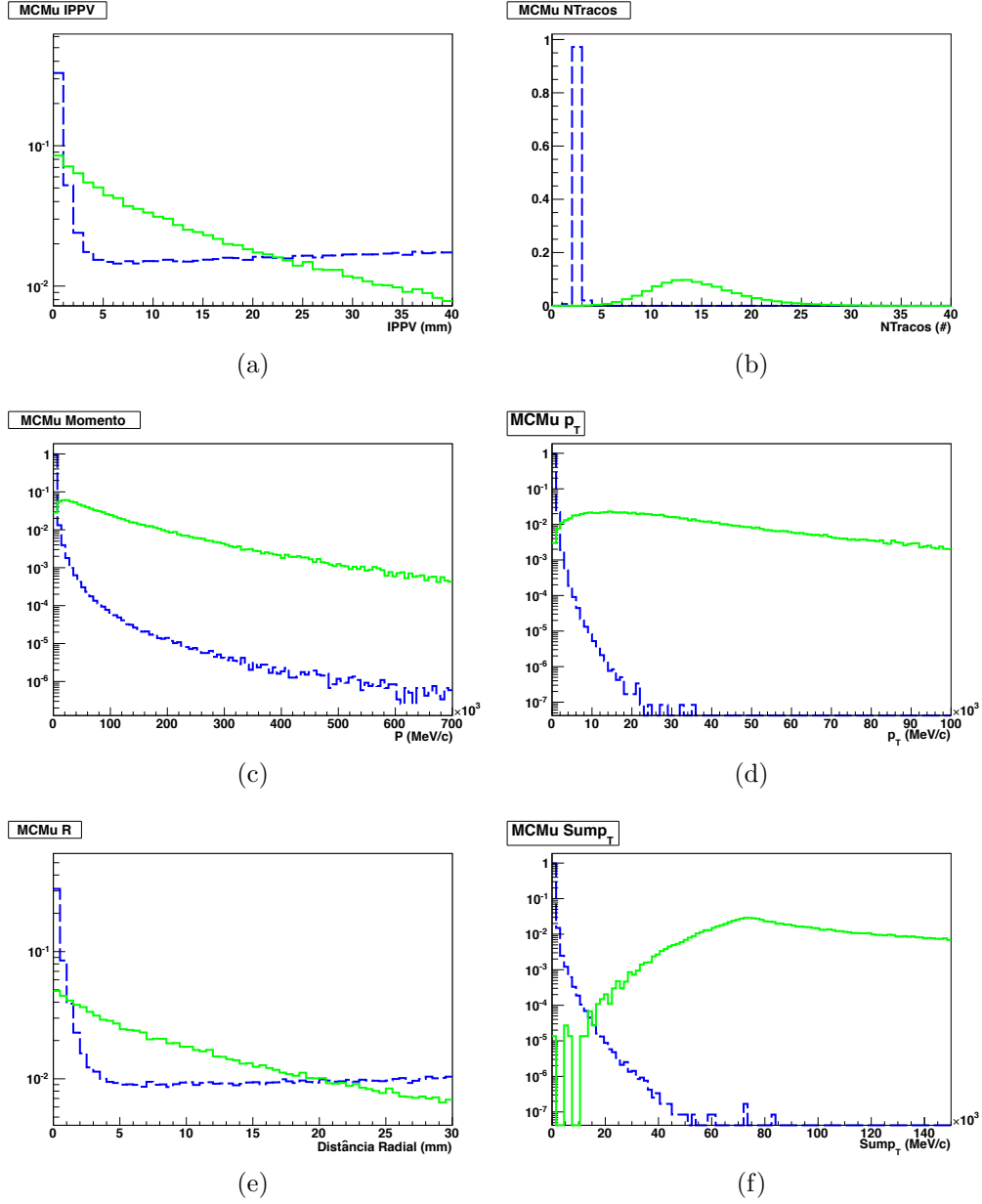


Figura 5.2: Comparação das variáveis da amostra de b inclusivo (em azul e tracejado) com as variáveis de sinal (em verde). Note que a maioria dos gráficos está em escala logarítmica e todos estão normalizados. O sinal possui características bem marcantes como o momento transversal do múon, o número de traços e soma de momentos transversos dos produtos do decaimento.

5.2 Seleção dos eventos na região de sensibilidade do LHCb

Para determinar a fração de múons candidatos a produto de decaimento dos neutralinos que estão na aceitação do LHCb foram utilizadas as seguintes condições: $|px/pz| < \tan(300mRad)$ e $|py/pz| < \tan(250mRad)$ que refletem a geometria do detector. E além disso, para que o vértice de alta multiplicidade possa ser devidamente reconstruído, o mesmo deve estar localizado dentro do VeLo: $-175mm < Vz < 750mm$. Caso, um evento satisfaça as duas características anteriores, o evento estará na aceitação do detector e possui a possibilidade de ser reconstruído. A tabela 5.1 mostra o número de eventos reconstruídos e o número de eventos reconstrutíveis e suas porcentagens:

	Sinal (muqq)		Ruído (B inclusivo)	
Eventos Gerados	69608	100 %	174158	100 %
Aceptância	37663	54,11 %	77768	44,65 %
Reconstruído	13446	19,32 %	47457	27,25 %

Tabela 5.1: Tabela de referência para os eventos na aceitação do LHCb e reconstruídos. Neste caso, foi utilizado uma subamostra do b inclusivo que continha um total de 50 milhões de eventos.

5.3 Reconstrução dos vértices deslocados

Como foi descrito na seção 5.1.1, o vértice de decaimento do neutralino possui características muito claras como alta massa invariante, grande multiplicidade vértices e vértice deslocado. Por isso, optamos por realizar a reconstrução dos eventos de sinal baseado na reconstrução do vértice deslocado. A reconstrução dos vértices deslocados é dividida em 2 partes:

- Procura de Vértices $\rightarrow$ Identifica pontos, vértices, dentro do VeLo, que possuem no mínimo de 3 trajetórias dentro de um raio de distância de $300\mu m$ do ponto de menor distância em relação as trajetórias.

- Seleção dos vértices → As trajetórias são selecionadas novamente baseada na distância máxima aos pontos dados pelo item anterior. Um peso é dado para cada trajetória baseado no qualidade do seu ajuste através do χ^2 . Desta forma, este método não é afetado por partículas mal reconstruídas. E as posições dos vértices são recalculadas.

Durante a reconstrução alguns cortes são aplicados para selecionar bons candidatos a vértice deslocado:

- O número de trajetórias mínimo de 4
- Massa invariante do vértice deslocado mínima de $3 \text{ GeV}/c^2$
- Soma de momentos transversos mínimo de $3 \text{ GeV}/c$

5.4 Posição do feixe

Como os pontos onde ocorrem as colisões p-p, vértices primários (PV), tendem a ficar mais próximos do feixe de prótons, a distância radial em relação ao feixe é uma boa variável para separar vértices primários de vértices deslocados. Contudo, a linha do feixe varia com o tempo, por esta razão, existe um algoritmo dedicado ao seu cálculo.

O algoritmo realiza a média dos vértices primários em função do tempo para estimar a posição e a direção do feixe. Neste estudo, um dos critério para se separar os vértices deslocados de primários foi realizar um corte na distância radial em relação a linha do feixe em $300\mu m$.

5.5 Reconstrução e efeito do Trigger

O objetivo desta seção é avaliar o impacto do *trigger* sobre as variáveis reconstruídas para as amostras de sinal e ruído. Para tal fim, as variáveis reconstruídas dos vértices foram analisadas para calcular a eficiência do *trigger* variável por variável. A eficiência neste caso foi definida como a razão entre o número de candidatos que foram aceitos pelo *trigger* dividido pelo número inicial.

Os gráficos 5.3 e 5.4 representam as eficiências (em preto) do *trigger* e em verde preenchido, são os histogramas das variáveis reconstruídas antes de serem filtradas pelo *trigger*. As seguintes variáveis associadas ao neutralino foram utilizadas: momento (P), momento transverso (P_T), número de produtos de decaimento ($NTracos$), massa invariante e soma de momento transverso dos produtos ($sumpt$). Também foram utilizadas as seguintes variáveis associadas aos múons produzidos no decaimento do candidato a neutralino, maior momento transverso dos múons ($P_{T\mu}$) e o parâmetro de impacto do múon de maior momento transverso em relação ao vértice primário (IPPV).

Primeiro, é importante salientar que todas as variáveis mostradas continuaram com o poder de discriminação depois da reconstrução, apesar de algumas distribuições apresentarem diferenças com relação ao observado durante a geração. O número de trajetórias claramente é inferior já que apenas as trajetórias de partículas carregadas podem ser incluídas na reconstrução dos vértices. A eficiência da reconstrução e efeitos devido a geometria também contribuem para as diferenças observadas, o que fica claro se compararmos os gráficos 5.1b e 5.3g. A distribuição de massa invariante também foi alterada, como está representado no gráfico 5.3c que deve ser confrontado com o valor gerado de $76 \text{ GeV}/c^2$.

Os cortes descritos na seção 5.3, podem ser observados nos gráficos de massa invariante e no número de trajetórias tanto para o sinal, gráficos 5.3c e 5.3g, quanto para o ruído, gráficos 5.4c e 5.4g. Já os cortes nas variáveis de distância radial e soma de momentos transversos não podem ser observados simplesmente devido a

escala dos gráficos.

Podemos observar que a eficiência para as distribuições de sinal em função das variáveis P (gráfico 5.3b), P_T (gráfico 5.3d), massa invariante (gráfico 5.3c), sumpt (gráfico 5.3h), IPPV (gráfico 5.3a) e $P_{T\mu}$ (gráfico 5.3e) apresenta valores altos.

Os eventos de sinal com eficiência baixa são aqueles em que o candidato a neutralino possui valores baixos para as variáveis P_T , P , sumpt , $P_{T\mu}$ e massa invariante. Para estes eventos a eficiência ficou em torno de 30-50%. Este resultado era esperado porque o *trigger* do LHCb é otimizado para rejeitar eventos que só contenham partículas de baixa massa invariante e baixo momento transversal.

Com relação a amostra de b inclusivo, gráficos 5.4, as eficiências encontradas foram muito mais baixas que no caso da amostra de sinal. É importante notar que a própria reconstrução dos vértices deslocados já realiza uma pré-seleção nos eventos, por esta razão, podemos concluir que o *trigger* possui um efeito benéfico na análise do canal de decaimento $\tilde{\chi}_0 \rightarrow \mu q' \bar{q}$.

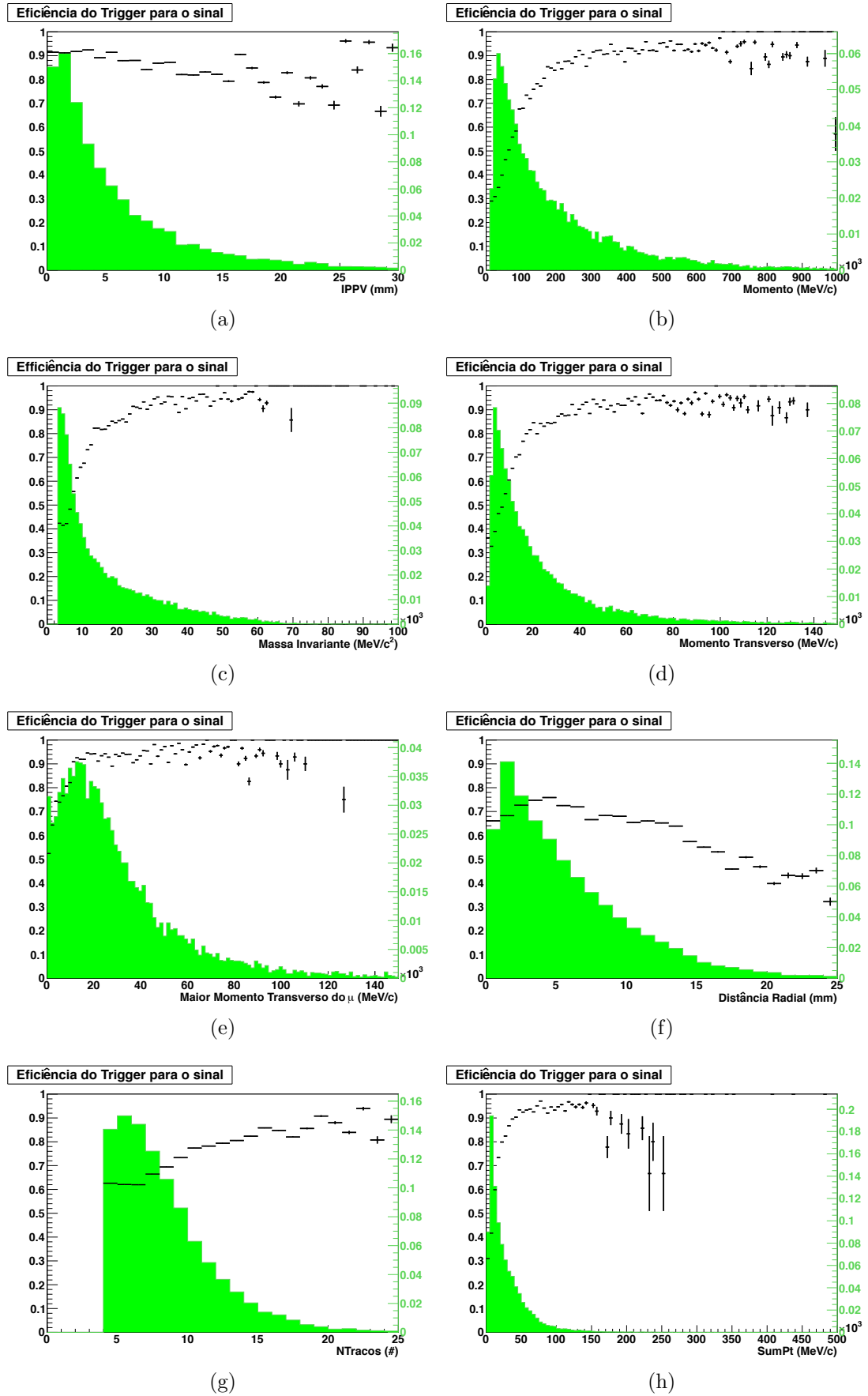


Figura 5.3: Efeito do Trigger sobre as variáveis dos vértices reconstruídos do sinal ($\mu q q$). Os pontos em preto representam a eficiência do *trigger* e o histograma em verde é o denominador da eficiência, ou seja, a distribuição antes do *trigger*.

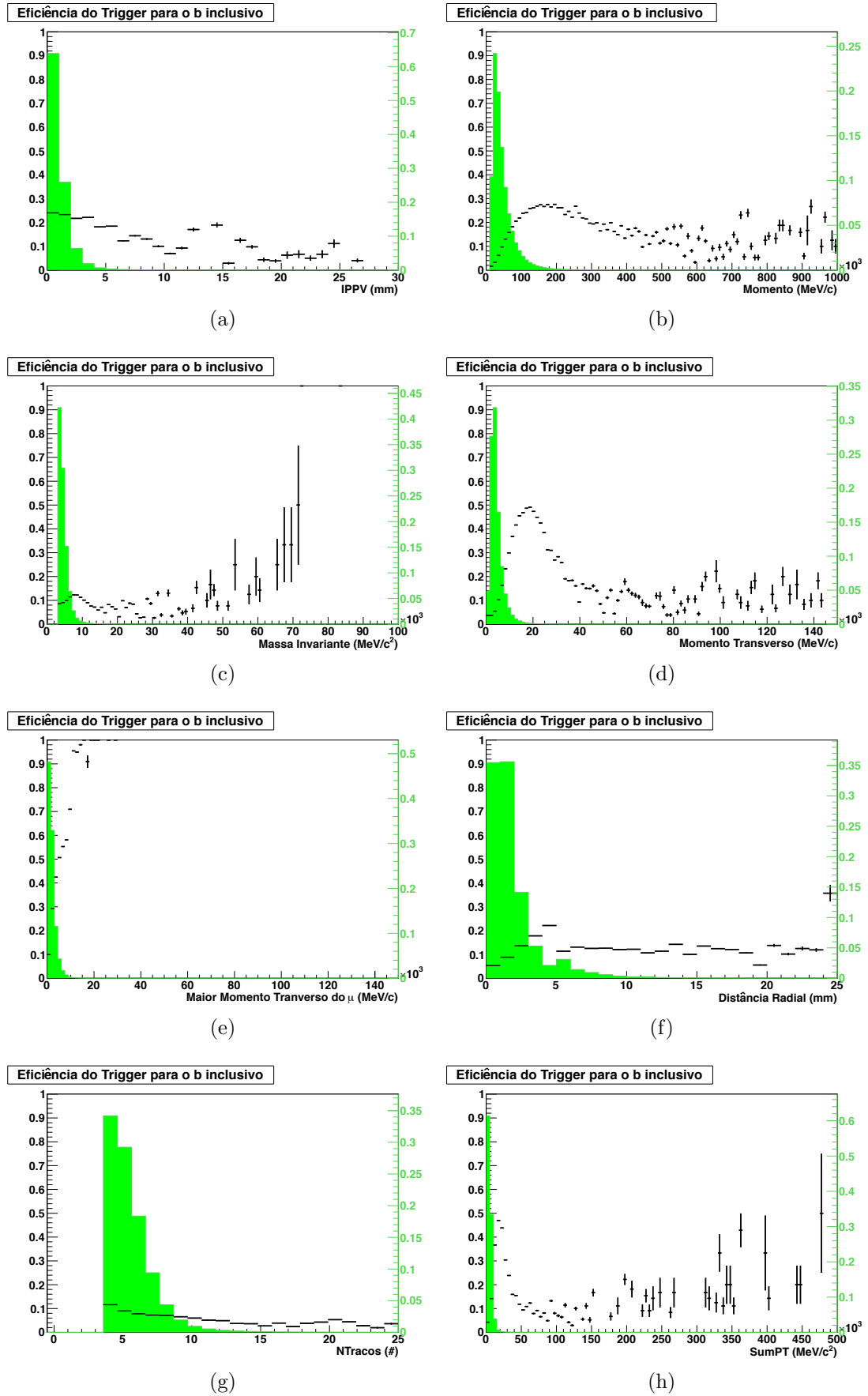


Figura 5.4: Efeito do Trigger sobre as variáveis dos vértices reconstruídos do b inclusivo (Binc). Os pontos em preto representam a eficiência do *trigger* e o histograma em verde é o denominador da eficiência, ou seja, a distribuição antes do *trigger*.

5.6 Stripping

Para essa análise foi usada a *stripping* dedicada à busca de vértices deslocados massivos. Para um evento ser aceito pela por esse filtro, ele deve conter no mínimo um candidato de vértice deslocado com distância radial em relação ao eixo do feixe maior que 0.3 mm , número mínimo de traços de 5, massa invariante mínima de $12 \text{ GeV}/c^2$ e soma de momento transverso dos produtos deste vértice maior que $6 \text{ GeV}/c$.

A tabela 5.2 mostra as eficiências da *stripping* de seleção de vértices deslocados massivos. O nome de cada etapa faz referência ao corte da variável em questão. A etapa com o nome de pré-seleção realiza a reconstrução do vértice deslocado e aplica o corte de 0.3mm de distância radial do vértice em relação ao eixo do feixe.

	Eventos	Eff. Relativa	Eff. Acumulada
Gerado	69608	-	-
<i>Trigger</i>	24905	35,8%	35,8%
Pré-seleção	13657	54,8%	19,6%
NTraços	12179	89,2%	17,5%
Sumpt	11700	96,1%	16,8%
Massa Inv.	8252	70,5%	11,8%
<i>Stripping + Trigger</i>	8252	-	11,8%

Tabela 5.2: Tabela de eficiências de *trigger* e *stripping*. A variável ‘NTraços’ representa o número de trajetórias utilizado na reconstrução do vértice e ‘Sumpt’ representa a soma dos momentos transversos.

5.7 Comparação da simulação com os dados de 2010

Nesta seção, apresentamos a comparação da simulação tanto para os eventos de ruído quanto para o sinal com os dados de 2010 para avaliar possíveis diferenças. Lembrando que a simulação depois de passar pelo processo de reconstrução, *trigger* e *stripping* encontra-se nas mesmas condições dos dados.

5.7.1 Comparação do ruído com os dados de 2010

As comparações entre as variáveis dos vértices reconstruídos entre os dados e a amostra de ruído estão representada no conjunto de gráficos 5.5.

A massa invariante do vértice possui um bom acordo com os dados e está representada no gráfico 5.5a. O histograma começa em $12\text{GeV}/c^2$ devido ao corte realizado durante o processo de stripping.

A soma dos momentos transversos está representado no gráfico 5.5f. O histograma não possui valores inferiores a $6\text{GeV}/c$ devido ao corte da stripping.

O momento e o momento transverso do candidato a neutralino possuem bom acordo com os dados e estão representados nos gráficos 5.5b e 5.5d, respectivamente. Nenhum corte direto foi aplicado nestas variáveis durante os processos de stripping e trigger.

As variáveis relacionados ao múon de maior momento transverso do vértice, o parâmetro de impacto em relação ao vértice primário e o valor de seu momento transverso estão representadas em 5.5e e 5.5g. Estas variáveis também não apresentam nenhum corte direto devido a stripping ou ao trigger.

A variável que apresenta a maior discrepância em relação aos dados é o número de trajetórias utilizadas na reconstrução do vértice, ver gráfico 5.5c. Podemos perceber o corte no mínimo de 5 trajetórias para o vértice ser aceito pela stripping.

É importante salientar que, comparando as variáveis dos vértices descritas acima da amostra de b inclusivo com os dados, encontramos um bom acordo entre as variáveis mostradas nos gráficos 5.5. Esta representa uma indicação de que os dados são constituídos basicamente por eventos relacionados com os decaimentos de hádrons com o quark b.

Quando comparamos a distância radial do vértice reconstruído, encontramos uma clara discrepância, ver gráfico 5.6a. Apesar disso, quando comparamos duas regiões diferentes: 0 mm até $4,8\text{ mm}$ e maior que $4,8\text{ mm}$, observamos que cada uma das regiões individualmente está em acordo, então, na verdade, trata-se apenas de um

problema na normalização relativa as duas regiões. Essa é a região em que está situada a proteção de radiofrequência, o que nos leva a concluir que a quantidade de material foi subestimada no tratamento da simulação. Optamos por trabalhar apenas com eventos que possuem vértices deslocados na região de distância radial inferior a $4,8\text{ mm}$.

A comparação das variáveis para a distância radial inferior a $4,8\text{ mm}$ está representada no conjunto de gráficos 5.7. A variável mais afetada pelo corte é o momento do vértice reconstruído que passou a apresentar flutuações maiores, ver gráfico 5.6b, mas isso parece ser um problema causado pelo baixo número de eventos.

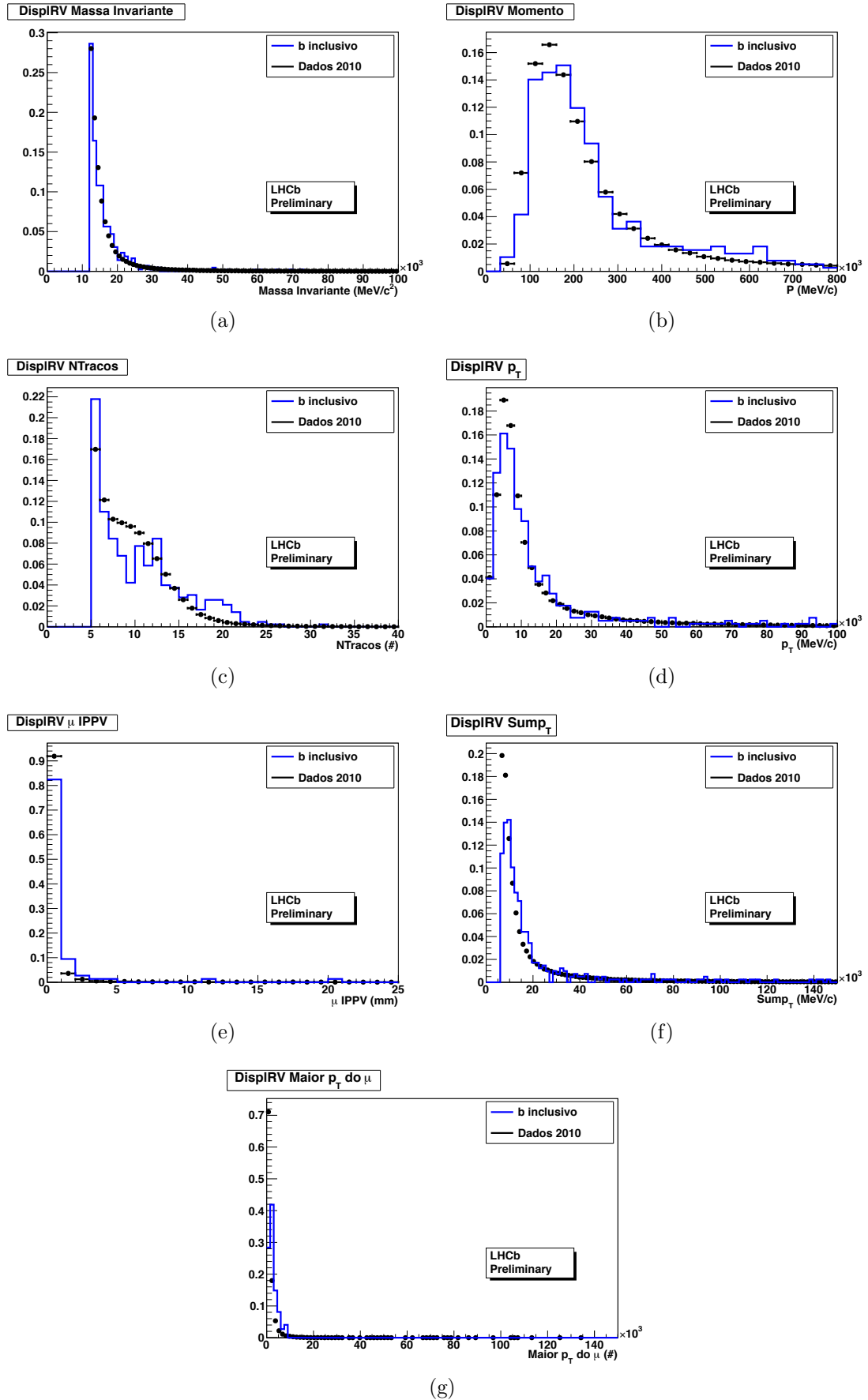


Figura 5.5: Comparação do b inclusivo com os dados de 2010.

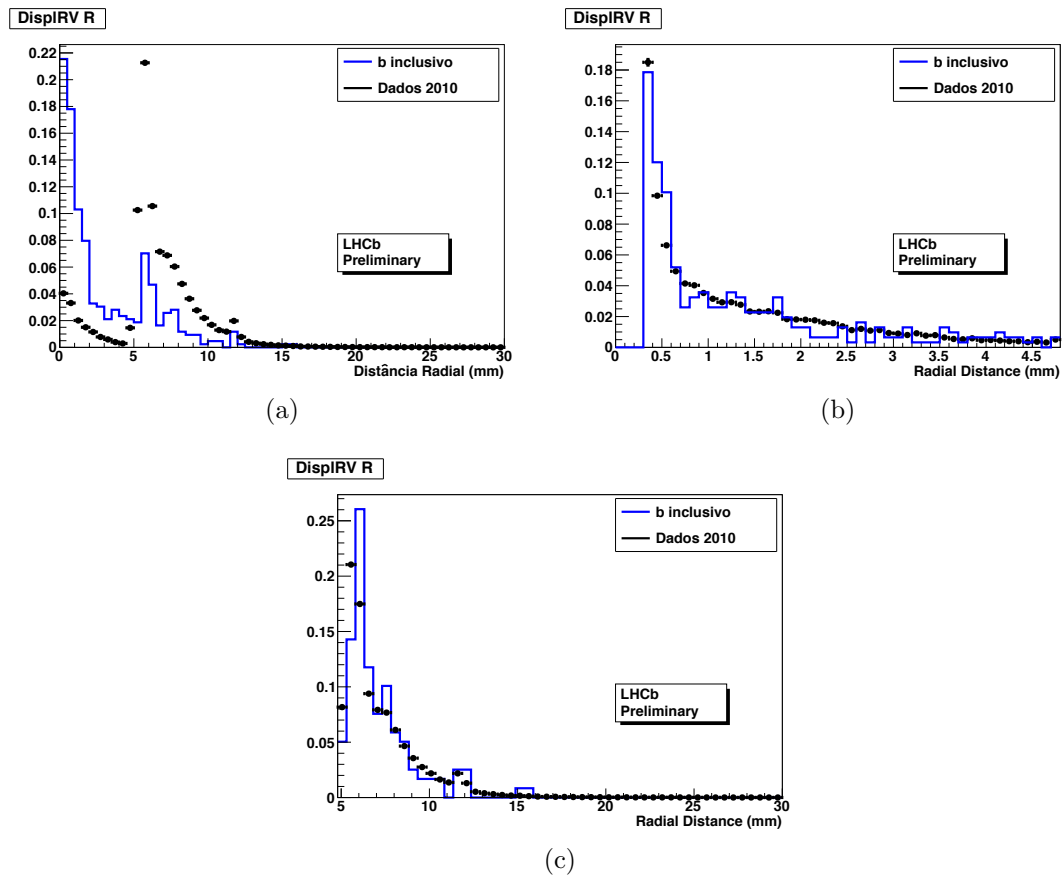


Figura 5.6: Comparação do b inclusivo com os dados de 2010.

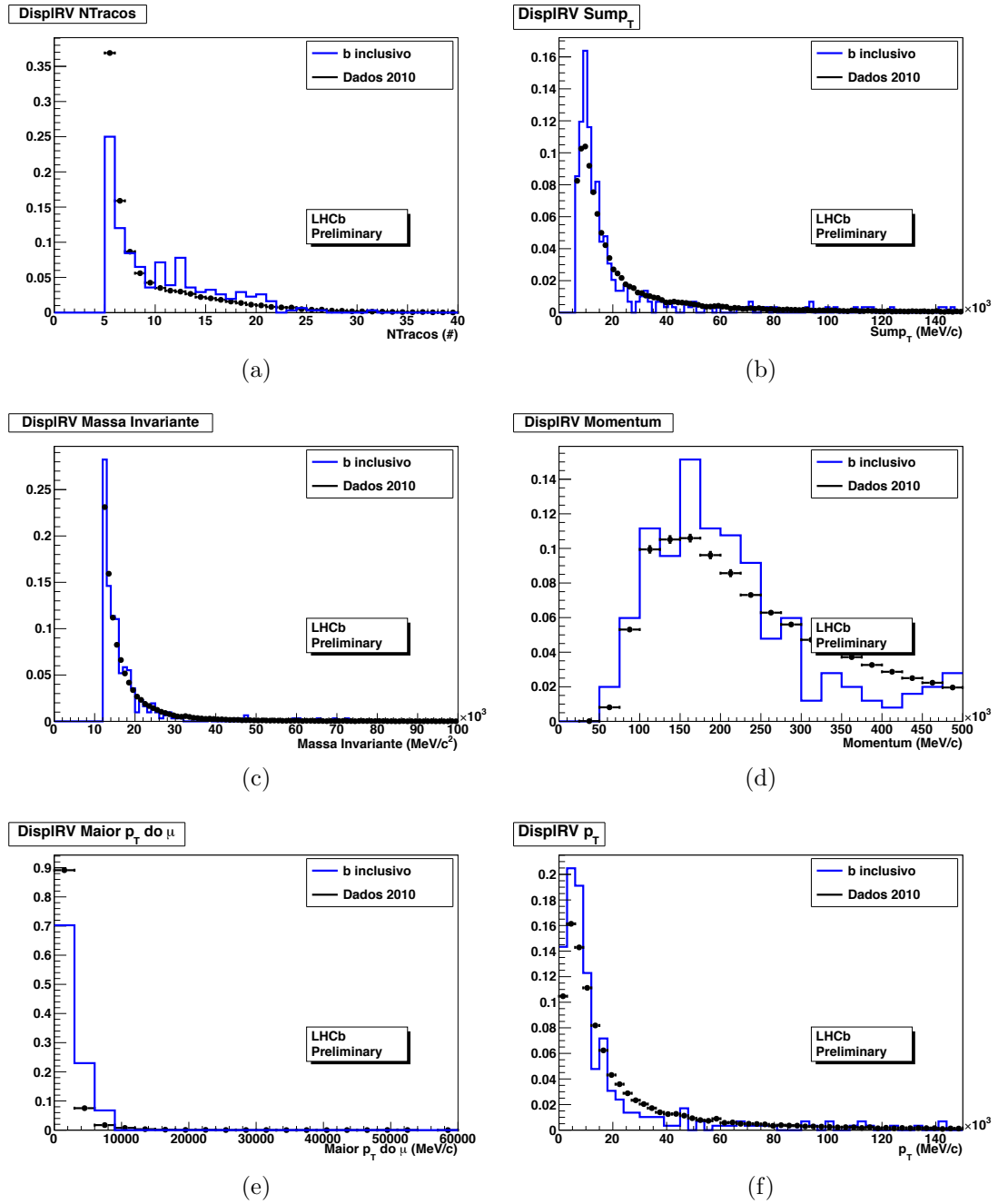


Figura 5.7: Comparação do b inclusivo com os dados de 2010 para $R < 4,8 \text{ mm}$.

5.7.2 Comparação do sinal com os dados de 2010

Como foi detectado, na comparação dos eventos da simulação do b inclusivo com os dados, que havia uma incompatibilidade com relação a interação com a matéria, a comparação realizada entre o sinal e os dados apresentada nesta subseção considera apenas os vértices deslocados com distância radial inferior a $4,8\text{ mm}$ em relação ao eixo do feixe.

Através da comparação da massa invariante podemos notar que é possível discriminar as amostras de sinal e dados, em particular, para massas acima de $\sim 21\text{ GeV}/c^2$, ver gráfico 5.8a.

As variáveis relacionados ao múon de maior momento transversal possuem bom poder de discriminação entre sinal e os dados de 2010. O gráfico do parâmetro de impacto do múon de maior momento transversal é representado em 5.8b. Podemos perceber que para valores acima de 4 mm apenas o sinal é preservado. E o maior valor do momento transversal do múon está representado em 5.8c, para valores acima de $12\text{ GeV}/c$ apenas o sinal é conservado.

Observando o gráfico de número de trajetórias utilizadas para reconstruir o vértice, se fosse realizado um corte no número de trajetórias maior que 6, preservariamos em torno de 80% do sinal e eliminaríamos 50% dos dados.

A soma dos momentos transversos está representada no gráfico 5.8e. Podemos perceber que, para valores maiores que aproximadamente $20\text{ GeV}/c$, uma fração maior do sinal é preservado do que de dados.

O gráfico 5.8f representa o momento transversal do vértice reconstruído. Para valores inferiores a $\sim 18\text{ GeV}/c$, está concentrada a maior parte dos dados de 2010.

A distância radial dos vértices reconstruídos nos limites analisados possui um comportamento constante. Os dados estão concentrados na região de valores inferiores a $1,5\text{ mm}$.

Os gráficos 5.8 mostram que as variáveis que apresentaram o maior poder de discriminação visualmente foram a massa invariante, o maior momento transversal

do múon e o parâmetro de impacto em relação ao vértice primário do múon de maior momento transversal. Contudo, é praticamente impossível distinguir as duas amostras através do momento do candidato a neutralino, ver gráfico 5.8h.

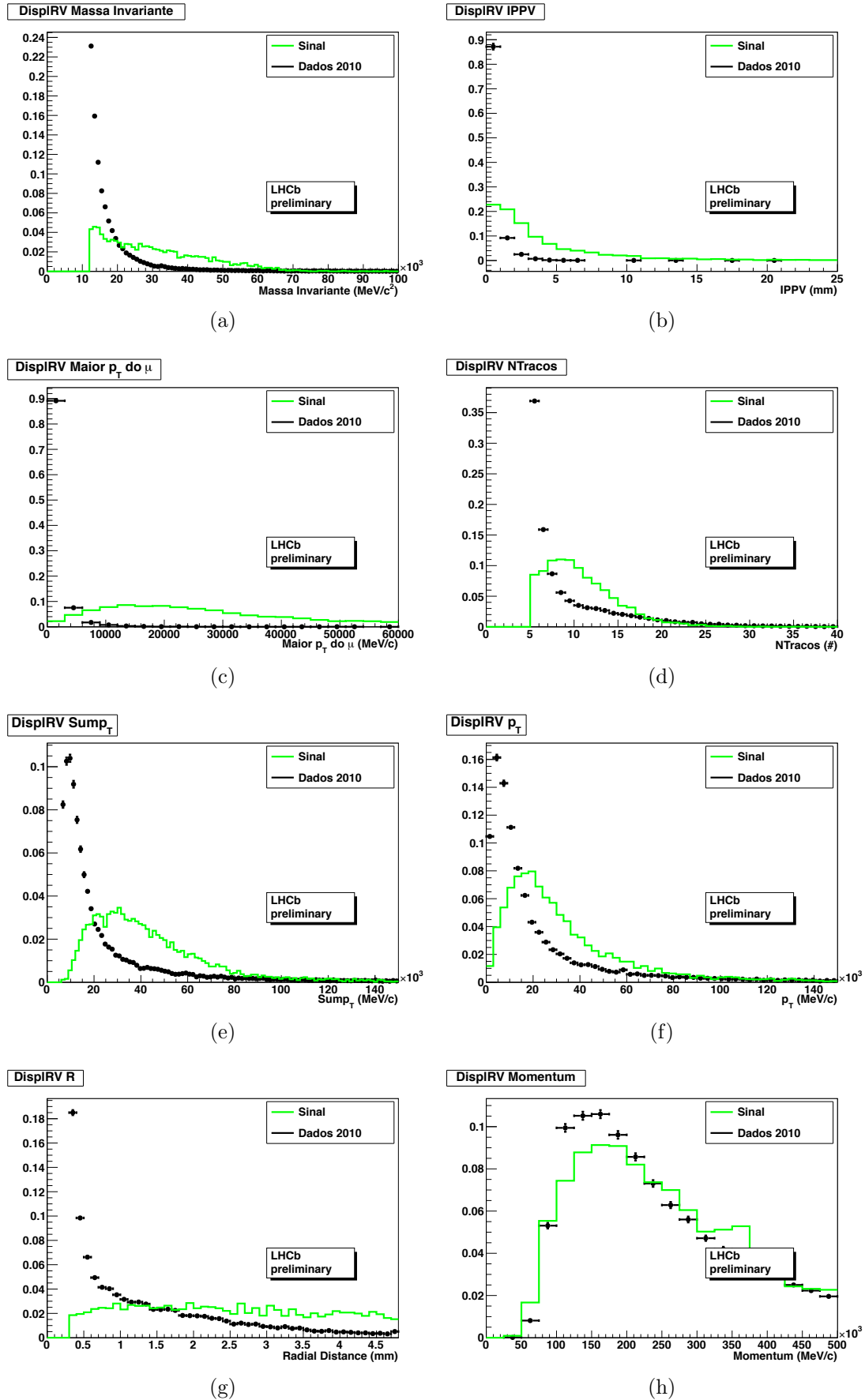


Figura 5.8: Comparação da simulação do sinal com os dados de 2010 para $R < 4,8 \text{ mm}$.

5.8 Seleção final

O objetivo da seleção final é preservar o máximo de sinal, ou seja, maximizar a eficiência do sinal, e ao mesmo tempo eliminar a maior parte de ruído, maximizando a rejeição de ruído.

Para atingir esse objetivo, trabalhamos com gráficos de eficiência do sinal por rejeição de ruído. Os gráficos foram gerados variando os valores de cortes das variáveis e representando suas respectivas eficiências e rejeições por pontos nos gráficos intitulados *curvas de poder de corte*. Um exemplo pode ser observado na figura 5.9. A eficiência foi definida pelo número de candidatos que passaram no corte normalizado pelo número inicial de candidatos antes do corte. A rejeição representa a quantidade de candidatos que não passaram no corte dividido pelo número de candidatos antes do corte.

O corte ideal é aquele que possui eficiência de 100% de sinal e 100% de rejeição do ruído, este corte ideal é representado pelo ponto (1,1) no gráfico de eficiência por rejeição. Como nenhuma das curvas passa por tal ponto, dois critérios foram definidos para ajudar a escolher sucessivamente o melhor conjunto de cortes:

- Determinar o ponto da curva que mais se aproxima do ponto (1,1), a distância até esse ponto foi definida como d_{11} .
- Determinar o ponto que maximiza a relação $\left(\sqrt{\epsilon_s \cdot R_r \cdot (\epsilon_s + R_r)}\right)$ onde ϵ_s e R_r representam a eficiência do sinal e a rejeição do ruído, respectivamente [26].

Para selecionar a melhor variável e seu valor de corte, todas as variáveis foram avaliadas seguindo os dois critérios acima. Em seguida, o resultado dado pelo método que preservar mais sinal foi escolhido.

Esse método está ilustrado na figura 5.9, onde são apresentadas essas curvas para todas as variáveis que mostraram ter poder de discriminação. A variável que apresenta o melhor resultado, pelos dois métodos, é o momento transversal do múon.

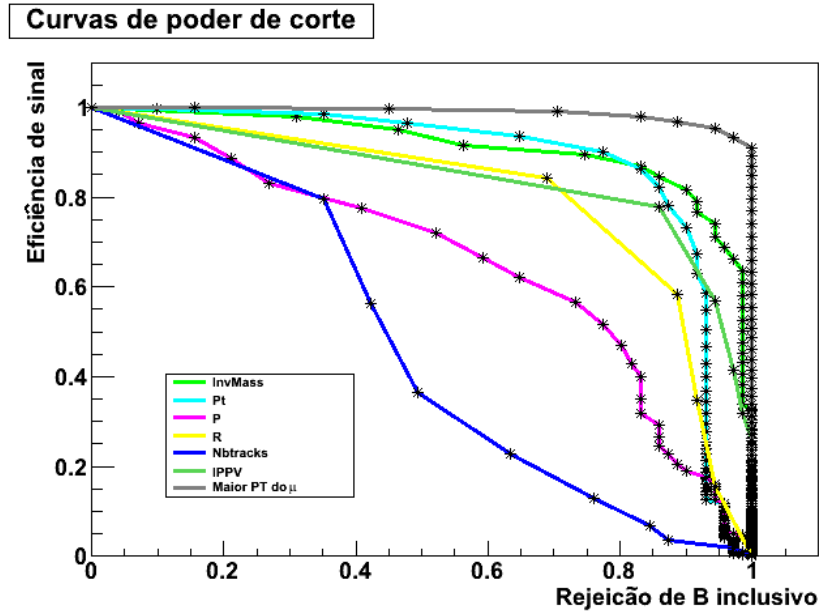


Figura 5.9: Comparação do poder de separação entre sinal e b inclusivo para diferentes tipos de variáveis do vértice deslocado reconstruído após os cortes da stripping e do *trigger*. A cor das curvas foi utilizada para diferenciar as variáveis, ver legenda. ($R < 4.8\text{mm}$)

Lista do melhor primeiro corte (B inclusivo) - Método 1						
	Melhor Corte	Eff. Sinal	Cand. Sinal	Rej. Ruído	Cand. Ruído	d_{11}
Inicial	-	-	2751	-	71	-
P_T	12 GeV/c	0,86	2374	0,83	12	0,21
P	260 GeV/c	0,56	1553	0,73	19	0,51
R	1 mm	0,84	2314	0,69	22	0,34
N_{tracos}	6	0,79	2189	0,35	46	0,67
Massa Inv.	19 GeV/c^2	0,81	2249	0,90	7	0,20
$P_{T\mu}$	7 GeV/c	0,93	2565	0,97	2	0,07
IPPV	1 mm	0,77	2139	0,85	10	0,26
Lista do melhor primeiro corte (B inclusivo) - Método 2						
Inicial	-	-	2751	-	71	-
P_t	12 GeV/c	0,86	2374	0,83	12	1,55
P	260 GeV/c	0,56	1553	0,73	19	1,30
R	1 m	0,84	2314	0,69	22	1,45
N_{tracos}	6	0,79	2189	0,35	46	1,19
Massa Inv.	19 GeV/c	0,81	2249	0,90	7	1,56
$P_{T\mu}$	8 GeV/c	0,91	2506	1	0	1,67
IPPV	1 mm	0,77	2139	0,85	10	1,51

Tabela 5.3: Primeira interação dos métodos de seleção de variáveis de corte considerando o b inclusivo como amostra de ruído.

Como indicado na tabela 5.3, podemos ver que só essa variável nos permite rejeitar toda a amostra de b inclusivo (penúltima linha referente ao segundo método).

Como o a amostra de b inclusivo demonstrou ter um bom acordo com os dados de 2010, podemos considerar esta uma indicação da ausência de sinal nos dados. Por este motivo, realizamos uma mudança de abordagem do ruído. A partir deste momento, consideraremos os dados de 2010 como uma amostra puramente constituída de ruído para preparar uma seleção para do decaimento $\tilde{\chi}_0 \rightarrow \mu q' \bar{q}$. Os limites já estabelecidos quanto a observação de modelos supersimétricos também nos permite adotar esse procedimento.

O mesmo método foi aplicado considerando os dados de 2010 como ruído. O primeiro gráfico de eficiência por rejeição mostrou que o corte mais adequado seguindo os critérios descritos anteriormente é um corte no momento transversal do múon maior que $7 \text{ GeV}/c$, ilustrado na figura 5.10. Em seguida, o método foi repetido até que toda amostra de dados fosse rejeitada pela seleção, os gráficos de eficiência por rejeição estão ilustrados em 5.11, 5.12 e 5.13. O número de candidatos a ruído com os dados de 2010 é da ordem de 90 vezes maior que a da amostra de b inclusivo continha inicialmente 50 milhões de eventos. Por esta razão, o gráfico para a seleção do primeiro corte, gráfico 5.10, possui curvas claramente mais suaves. O último corte escolhido foi um aumento no valor de corte na variável do maior momento transversal do múon do vértice em $P_{T\mu} > 8 \text{ GeV}/c$. A tabela com a eficiência da seleção final pode ser encontrada em 5.4.

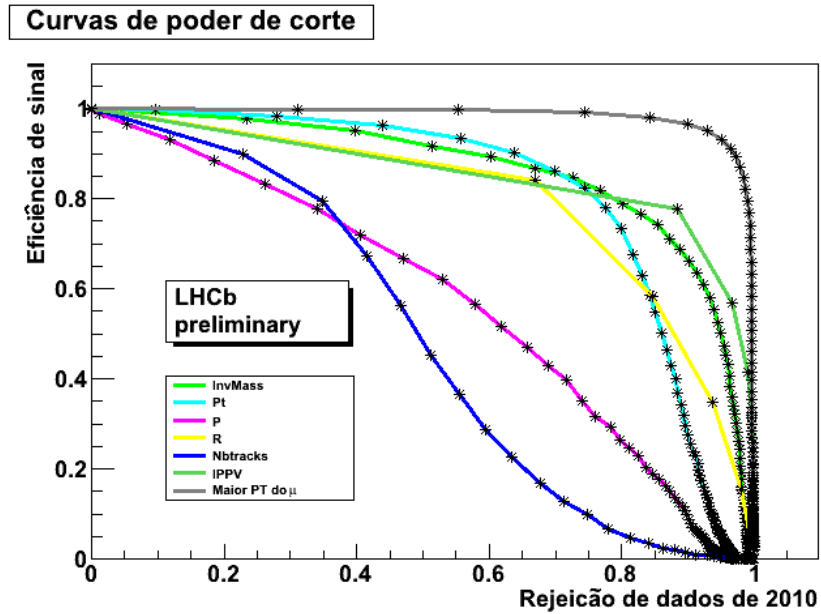


Figura 5.10: Comparação do poder de separação entre sinal e dados para diferentes tipos de variáveis do vértice deslocado reconstruído após os cortes da stripping e do *trigger*.

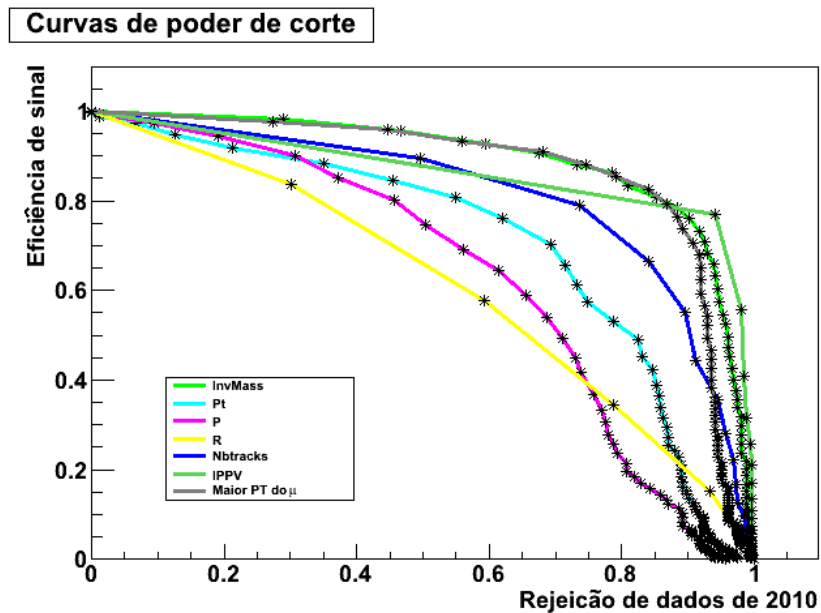


Figura 5.11: Comparação do poder de separação entre sinal e dados depois do primeiro corte para diferentes tipos de variáveis do vértice deslocado reconstruído após os cortes da stripping.

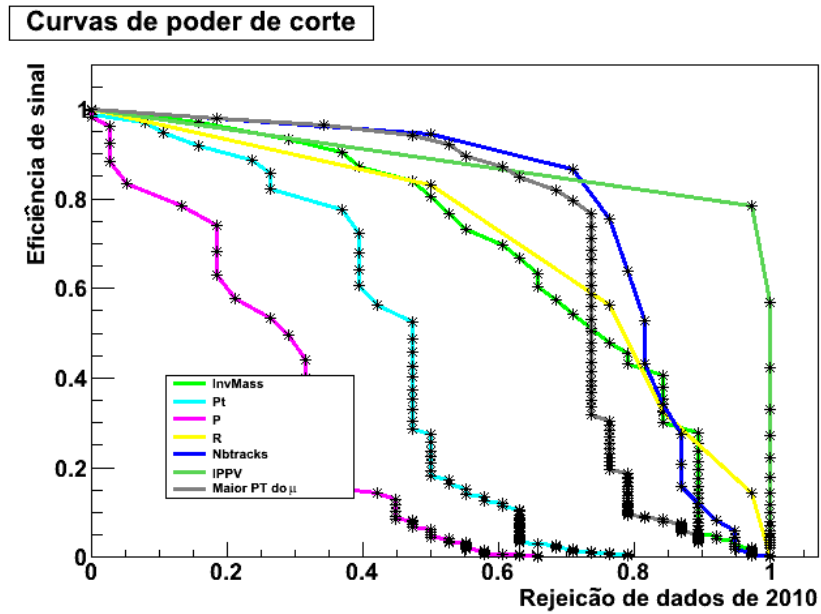


Figura 5.12: Comparação do poder de separação entre sinal e dados depois do segundo corte para diferentes tipos de variáveis do vértice deslocado reconstruído após os cortes da stripping.

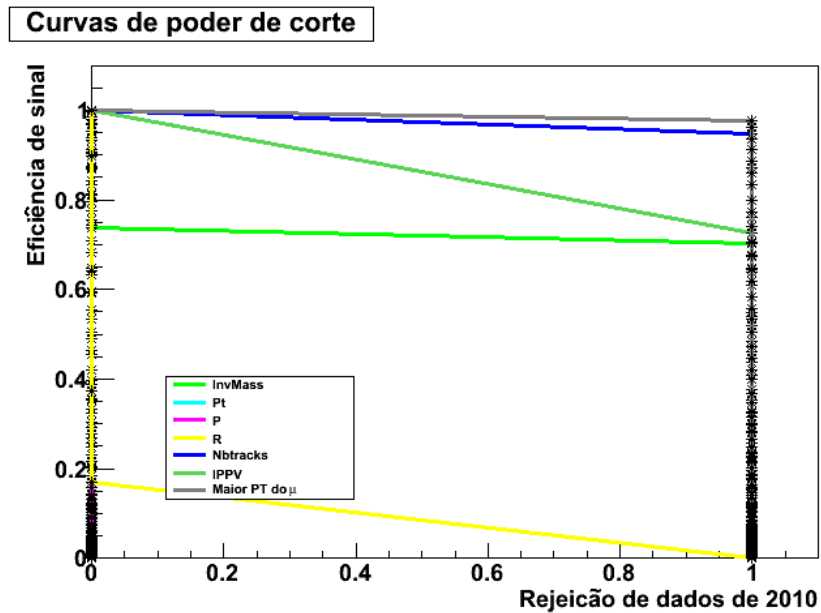


Figura 5.13: Comparação do poder de separação entre sinal e dados depois do terceiro corte para diferentes tipos de variáveis do vértice deslocado reconstruído após os cortes da stripping.

Seleção Final					
	Melhor Corte	Eff. Sinal	Cand. Sinal	Rej. Ruído	Cand. Ruído
Inicial	-	-	2751	-	6556
$P_{T\mu}$	$8 \text{ GeV}/c$	0,91	2506	0,96	237
$IPPV$	1 mm	0,77	1922	0,94	12
$Massa \text{ Inv.}$	$21 \text{ GeV}/c^2$	0,80	1541	1	0
Final	Eff. Total	0,56	Rej. Total	1	

Tabela 5.4: Seleção final para o decaimento do $\tilde{\chi}_0 \rightarrow \mu q' \bar{q}$.

5.9 Conclusão

A tabela 5.5 mostra as eficiências para a seleção final. O corte chamado de $R48$ é o corte de distância radial máxima de $4,8 \text{ mm}$. As eficiências encontradas nesta tabela já incluem o corte a nível de gerador nos eventos, logo para que a eficiência final possa ser em relação a 4π de ângulo sólido deve ser multiplicada por 0,11 (11%), ver seção 5.1 para mais informações. O valor encontrado para a eficiência final de seleção do decaimento $\tilde{\chi}_0 \rightarrow \mu q' \bar{q}$ é de 0,24%, sendo que a eficiência que independe desta análise, ou seja, devida apenas a geometria e eficiência do detector, ao trigger e à stripping é de 1,3%.

Gerado	Eventos 69608	Eff. Relativa -	Eff. Acumulada -
<i>Trigger</i>	24905	35,8%	35,8%
<i>Stripping</i>	8252	33,1%	11,8%
$R48$	2716	32,9%	3,9%
$P_{T\mu}$	2474	91,1%	3,5%
$IPPV$	1901	76,8%	2,7%
$Massa \text{ Inv.}$	1525	80,2%	2,2%
Eff. Final (Sem CG)	1525	80,2%	2,2%
CG	-	11%	0,24%
Eff. Final	-	-	0,24%

Tabela 5.5: Tabela de eficiências finais.

Capítulo 6

Conclusão

A eficiência encontrada para a seleção de eventos com o decaimento $\tilde{\chi}_0 \rightarrow \mu q' \bar{q}$ foi de 0,24% aplicando um método simples baseado nas curvas de eficiência por rejeição. Esse número pode ser dividido em 1,3% devido às condições de operação e características do detetor, 32,9% devido a má simulação da proteção de radiofrequência e 56,1% à análise aqui apresentada. Mas vale salientar que foi possível criar uma seleção capaz de excluir toda a amostra de B inclusivo de 50 milhões de eventos e todos os dados de 2010, correspondendo a $37,66 \text{ pb}^{-1}$. A eficiência da seleção pode ser melhorada com métodos mais refinados como TMVA, redes neurais, likelihood ou através de uma mudança na forma de reconstruir os eventos, como por exemplo, utilizar os jatos criados pelos (anti)quarks produzidos pelo decaimento através de algoritmos de jatos [28], desta forma seria possível recuperar a informação relativa às partículas neutras. Entretanto qualquer uma dessas propostas exige uma amostra maior de eventos simulados, que ainda não está disponível.

Demonstramos ser possível desenvolver uma seleção eficiente para procurar pelo decaimento $\tilde{\chi}_0 \rightarrow \mu q' \bar{q}$ no LHCb, entretanto a limitação da amostra de simulação não nos permite ainda estabelecer limites para a observação do processo. Para isso é importante uma geração dedicada de eventos simulados que nos permita realizar uma análise mais profunda.

Referências Bibliográficas

- [1] F. de Campos, O. J. P. Eboli, M. B. Magro, D. Restrepo, "Searching supersymmetry at the LHCb with displaced vertices". Phys.Rev.D79:055008,2009. arXiv:0809.0007v2 [hep-ph]
- [2] LHCb Technical Proposal, CERN/LHCC 98-4.
- [3] A Brief Introduction to PYTHIA 8.1, arXiv:0710.3820, CERN-LCGAPP-2007-04, LU TP 07-28, FERMILAB-PUB-07-512-CD-T.
- [4] LHCb Collaboration. LHCb Techncl Design Report: Reoptimized detector design and performance. CERN-LHCC 2003-030.
- [5] LHCb Technical Design Report: Velo, CERN-LHCC-2001-0011.
- [6] Jelley, J. V. (1958). Cerenkov Radiation and Its Applications. London: Pergamon Press.
- [7] LHCb Collaboration. LHCb Outer Tracker Technical Design Report. CERN-LHCC 2001-024.
- [8] LHCb Collaboration. LHCb Inner Tracker Technical Design Report. CERN-LHCC 2002-029.
- [9] LHCb Collaboration. LHCb Magnet Technical Design Report. CERN-LHCC 2000-007.

- [10] LHCb Collaboration. The LHCb Detector at the LHC. J. Instrum., Volume 3, páginas "S08005", ano 2008.
- [11] LHCb Collaboration. Addendum to the Muon System Technical Design Report. CERN/LHCC 2003-002.
- [12] LHCb Collaboration. LHCb Online Technical Design Report. CERN-LHCC 2001-40.
- [13] Gaudi - <http://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi/> - Acessado em 27/07/11.
- [14] Gauss - <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/gauss/> - Acessado em 27/07/11.
- [15] MOORE - <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/moore/> - Acessado em 27/07/11.
- [16] Brunel - <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/brunel/> - Acessado em 27/07/11.
- [17] DaVinci - <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci/> - Acessado em 27/07/11.
- [18] ROOT - <http://root.cern.ch/drupal/> - Acessado em 27/07/11.
- [19] LoKi - <https://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/Analysis/Loki/index.html> - Acessado em 27/07/11.
- [20] R. Mankel, "Application of the Kalman Filter Technique in the HERA-B Track reconstruction", HERA-B note 95-239.
- [21] M.Franck, C.Gaspar, E.V.Herwijnen, B.Jost, N.Neufeld, S.Chelukwada, R.Stoica, "The LHCb High Level Trigger Infrastructure", 2008 J. Phys.: Conf. Ser. 119 022023
- [22] DIM website - <http://dim.web.cern.ch/dim/> - Acessado em 27/07/11.

- [23] Code Repository of this project - <http://svnweb.cern.ch/world/wsvn/lhcbonline/hlt-benchmarking/> - Acessado em 27/07/11.
- [24] LEP - EWWG, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>. - Acessado em 27/07/11.
- [25] S. P. Martin, "A Supersymmetry Primer", arXiv:hep-ph/9709356 v4, 2006.
- [26] Eduardo Furtado de Simas Filho, "Análise não-linear de componentes independentes para uma filtragem online baseada em calorimetria de alta energia e com fina segmentação", Tese de Doutorado em Engenharia Elétrica. 2010. 279p. UFRJ/COPPE. Dos Anjos, A., Torres, R., Seixas, J., "Neutral triggering system operating on high resolution calorimetry information", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, v. 559, n. 1, pp. 134-138, 2006.
- [27] W. Porod, Comput. Phys. Commun. 153 (2003) 275 [arXiv:hep-ph/0301101].
W. Porod and F. Staub arXiv:1104.1573.
- [28] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, "The anti-kt jet clustering algorithm", JHEP 04 (2008) 063. arXiv:0802.1189v2 [hep-ph] 21 Apr 2008.