



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO  
INSTITUTO DE FÍSICA

Estudo do decaimento  $B \rightarrow D(K_s K K) K^*$  no  
experimento LHCb

TESE DE MESTRADO

Fernando Luiz Ferreira Rodrigues

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

Orientadora: Miriam Gandelman

Rio de Janeiro

Agosto/2007.



R696e Rodrigues, Fernando Luiz Ferreira

Estudo do decaimento  $B \rightarrow D(K_s K K) K^*$  no experimento LHCb / Fernando Luiz Ferreira Rodrigues.- Rio de Janeiro : UFRJ / IF, 2007

vii, 102f. : il. ;31cm.

Orientadora: Prof. Miriam Gandelman

Dissertação (mestrado) - UFRJ / Instituto de Física / Programa de Pós-graduação em Física, 2007.

Referências Bibliográficas: f.3.

1. Introdução teórica. 2. O experimento LHCb. 3. Teste das câmaras do sistema de múons. 4. Análise dos dados simulados. 5. Conclusão. I. Gandelman, Miriam. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro. Instituto de Física. Programa de Pós-graduação em Física. III. Estudo do decaimento  $B \rightarrow D(K_s K K) K^*$  no experimento LHCb.

# RESUMO

Estudo do decaimento  $B \rightarrow D(K_s K K) K^*$  no experimento LHCb

Fernando Luiz Ferreira Rodrigues

Orientadora: Miriam Gandelman

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).

Este trabalho é constituído por duas partes independentes: o estudo de um canal de decaimento do méson B e a contribuição à montagem do experimento. Na análise é apresentado o estudo da viabilidade de medir o decaimento  $B^0 \rightarrow D^0(K_s^0 K^+ K^-) K^*(892)^0$  no detetor LHCb. Esse canal de decaimento pode ser usado para extrair a fase  $\gamma$  da matriz CKM, que ainda não possui medidas conclusivas.

A contribuição à montagem do experimento foi realizada junto ao sistema de múons, através de testes realizados nas câmaras MWPC (Multi-Wire-Proportional-Chambers) construídas para este sistema.

Palavras-chave: CERN, LHC, LHCb, Modelo Padrão, Violação de CP, Fase  $\gamma$ , MWPC, Múons.

Rio de Janeiro

Agosto/2007

# ABSTRACT

Study of  $B \rightarrow D(K_s K K) K^*$  decays at LHCb

Fernando Luiz Ferreira Rodrigues

Orientadora: Miriam Gandelman

*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).

This thesis has two independent parts: a study of a B meson decay mode and a contribution to the assembly of the experiment. The analysis describes the LHCb sensitivity to the decay  $B^0 \rightarrow D^0(K_s^0 K^+ K^-) K^*(892)^0$ . This decay can be used to extract the  $\gamma$  phase of CKM matrix, for which there is no conclusive measurement until now.

The experimental contribution had been realized in the muon system, through the tests of the MWPC chambers, that will be installed at this system.

Keywords: CERN, LHC, LHCb, Standard Model, CP Violation,  $\gamma$  phase, MWPC, Muons

Rio de Janeiro

Agosto/2007

Aos meu pais, Lêda e José,  
por sempre estarem ao meu lado  
em todos os momentos e pelo carinho,  
que sempre me dedicaram.

## AGRADECIMENTOS

Agradeço a Prof<sup>a</sup>. Miriam Gandelman, por ter sempre me orientado, desde a graduação. Mesmo com todas as dificuldades que tive de atravessar nesse período, que me obrigaram a afastar da pesquisa e estudos muitas vezes. Agradeço também a todos os professores e alunos do LAPE, pelas ajudas, ensinamentos e ótimo ambiente de trabalho. Em especial, gostaria de agradecer a Prof<sup>a</sup>. Érica Polycarpo, com quem trabalhei diretamente no Brasil, na parte instrumental desta tese, pelo aprendizado em instrumentação.

Agradeço a Katarina Mair, por ter aceito me supervisionar no período em que estive no CERN, a Thomas Schneider, Carlos Forti, Anatoli Kachtchouk, Burkhard Schmidt e outros mais do grupo de múons, por terem me ajudado bastante neste período, contribuindo bastante no meu conhecimento de câmaras MWPC.

Agradeço ao Bruno, Kazu e Franciole, que muito me auxiliaram com discussões sobre a física do experimento LHCb. A Cristina e Edna, que junto com os três anteriores dividi a sala durante meu mestrado e que sempre proporcionaram ótimos momentos, ao longo desses anos. Levo esse agradecimento também ao Filipe, nosso vizinho de sala, Juliana, Rafael, Isabel, entre tantos outros, que participaram na minha formação. Aos professores que sempre compareciam à sala do café durante o almoço, para uns minutos de descontração e as vezes, para falar de física.

Em minha família, tenho de agradecer a minha prima Iria, que sempre a tive como minha segunda mãe, meus irmãos Laísa e Rafael e minha cunhada Carolina, por terem conseguido me suportar nos momentos difíceis proporcionados durante o bacharelado e mestrado em física. Em especial agradeço a Maria Luísa, minha afilhada, que tornou o período que seria o mais estressante desta jornada, no mais leve e agradável. Me fazendo rir nos momentos em que mais precisava. Meus tios e primos, que são muitos, portanto não cabe aqui listá-los. Em especial ao Leonardo, por todos os chopps e todos os momentos de descontração, nas noites do Rio, úteis

para esquecer os problemas.

Aos meu amigos, que sempre estiveram comigo nos momentos importantes da minha vida. Em especial, Renata e Igor que sempre os tive como irmãos, apesar do último estar atualmente um tanto quanto afastado.

Aos meus pais, agradeço pelo amor incondicional, pela responsabilidade com que me educaram e pelo apoio de sempre. Mesmo não fazendo muito idéia do que se trata este trabalho.

Esta tese foi parcialmente financiada pelo CNPQ e pelo projeto HELEN.

# Conteúdo

RESUMO	iii
ABSTRACT	iv
AGRADECIMENTOS	vi
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2 Introdução teórica</b>	<b>3</b>
2.1 Simetrias . . . . .	3
2.2 Modelo Padrão . . . . .	5
2.3 Modelo padrão eletrofraco . . . . .	7
2.4 Matriz CKM . . . . .	15
2.4.1 O triângulo unitário . . . . .	19
2.5 Violação de CP em sistemas de mésons B . . . . .	22
2.5.1 GLW/ADS . . . . .	23
2.5.2 <i>Dalitz plot</i> . . . . .	26
2.6 O decaimento $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_s^0 K^+ K^-)K^*(892)^0$ . . . . .	28
<b>3 O experimento LHCb</b>	<b>32</b>
3.1 O colisor LHC . . . . .	32
3.2 Informações gerais . . . . .	35
3.3 O Sistema de determinação de trajetórias . . . . .	38



3.3.1	Magneto . . . . .	38
3.3.2	Localizador de vértices (VERTex LOcator - VELO) . . . . .	39
3.3.3	<i>Trigger Tracker (TT)</i> . . . . .	40
3.3.4	Estações de traços (T1, T2 e T3) . . . . .	42
3.4	Identificação de Partículas . . . . .	43
3.4.1	RICH . . . . .	43
3.4.2	Calorímetros . . . . .	45
3.4.3	Sistema de múons . . . . .	47
3.5	O sistema de <i>Trigger</i> . . . . .	49
3.5.1	L0 . . . . .	50
3.5.2	L1 . . . . .	52
3.5.3	HLT . . . . .	52
3.6	Aquisição de dados . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Teste das câmaras do sistema de múons</b>	<b>57</b>
4.1	As câmaras do sistema de múons . . . . .	57
4.2	As atividades exercidas . . . . .	60
4.2.1	Teste da uniformidade do ganho das MWPC . . . . .	60
4.2.2	Estação de teste das câmaras italianas . . . . .	65
4.2.3	Considerações finais . . . . .	69
<b>5</b>	<b>Análise dos dados simulados</b>	<b>70</b>
5.1	Geração dos eventos simulados . . . . .	70
5.2	Reconstrução de traços . . . . .	73
5.3	Associação de partículas . . . . .	75
5.4	A seleção de eventos $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_S^0 K^+ K^-)K^*(892)^0$ . . . . .	75
5.4.1	Reconstrução de $K_S^0$ e $K^*(892)^0$ . . . . .	76
5.4.2	Pré-seleção . . . . .	78
5.4.3	Seleção de eventos . . . . .	80

<i>CONTEÚDO</i>	x
5.4.4 Janela de Massa . . . . .	85
5.4.5 Resoluções e Espectro de massa . . . . .	86
5.4.6 Produção Anual . . . . .	87
5.5 Análise dos resultados . . . . .	94
5.5.1 Dalitz . . . . .	94
5.5.2 Análise ADS . . . . .	95
5.5.3 <i>Upgrade</i> . . . . .	95
<b>6 Conclusão</b>	<b>101</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>103</b>

# Lista de Figuras

2.1	Triângulos unitários. . . . .	20
2.2	Restrições no plano $\bar{\rho}, \bar{\eta}$ extraídas por diferentes medidas, e o ajuste global. . . . .	21
2.3	Diagramas do decaimento do $B_d^0$ . . . . .	25
2.4	Triângulos formados pelos seis processos medidos, sendo o ângulo entre $A_2$ e $A_4$ igual a $2\gamma$ . . . . .	26
2.5	Diagrama do decaimento do $K^{*0}$ . . . . .	29
2.6	Diagramas do decaimento do $D^0$ . . . . .	30
3.1	Desenho esquemático do anel acelerador LHC. . . . .	33
3.2	Esquema de aceleração de partículas. . . . .	34
3.3	Distribuição dos ângulos de criação de pares de $b\bar{b}$ . . . . .	36
3.4	O experimento LHCb. . . . .	37
3.5	Foto do experimento LHCb. . . . .	37
3.6	Gráfico da dependência do número de pares $b\bar{b}$ gerados por eventos, em relação a luminosidade. . . . .	38
3.7	Ilustração e foto do magneto. . . . .	39
3.8	Ilustração do VELO . . . . .	41
3.9	Plano dos detectores da TTa e TTb. . . . .	42
3.10	Corte vertical do RICH1 e RICH2. . . . .	44
3.11	Foto do protótipo de um tubo HPD. . . . .	45
3.12	Esquema de divisão das regiões dos calorímetros. . . . .	46

3.13	Estações de múons. . . . .	48
3.14	Esquema de um quarto de uma das estações de múons. . . . .	49
3.15	Estrutura do sistema de aquisição de dados do LHCb. . . . .	55
4.1	Visualização esquemática dos planos das câmaras MWPC. . . . .	59
4.2	Imagem de uma câmara M3R1 com os conectores do anodo e catodo indicados. . . . .	59
4.3	Visão esquemática da estação de teste. . . . .	62
4.4	Imagem da estação de teste, com alguns dos componentes assinalados. . . . .	62
4.5	Resultados das câmaras da região M2R2. . . . .	65
4.6	Histogramas dos resultados adquiridos no estudo de desempenho do teste de vazamento do gás, para uma câmara classificada como vazando 0,18 mbar/h e outra que vazava 4,59 mbar/h. . . . .	68
4.7	Histograma dos resultados adquiridos no estudo de desempenho do teste de vazamento do gás, para uma câmara M5R3 classificada como vazando 1,51 mbar/h. . . . .	69
5.1	Ilustração esquemática, de diferentes tipos de traços. . . . .	74
5.2	Diagrama do decaimento $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_s^0 K^+ K^-)K^*(892)^0$ . . . . .	75
5.3	Representação do decaimento do $B^0$ . . . . .	80
5.4	Distribuição da função DLL para káons. . . . .	82
5.5	Distribuição do momento transversal dos káons. . . . .	83
5.6	Distribuição da significância do parâmetro de impacto dos káons em relação a um conjunto de vértices primários. . . . .	83
5.7	Distribuição da distância entre os vértices de decaimento do $K_S^0$ e $B^0$ , dividido pela incerteza desta diferença, sendo o sinal dado pela diferença no eixo z entre os dois vértices. . . . .	84
5.8	Distribuição da significância do IP do $K^*(892)^0$ em relação a um conjunto de vértices primários. . . . .	84

5.9	Distribuição do momento transverso ( $P_T$ ) do $B^0$ . . . . .	85
5.10	Distribuição da massa do $B^0$ . . . . .	86
5.11	Precisão de $\gamma$ para diferentes valores de níveis de ruído. . . . .	96
5.12	Espectros de massa. . . . .	97
5.13	Resolução do momento. . . . .	98
5.14	Resolução do vértice no eixo z. . . . .	99
5.15	Resolução do vértice no eixo z do vértice primário. . . . .	100

# Lista de Tabelas

2.1	Resumo de como algumas quantidades físicas se transformam segundo os operadores C, P e T. . . . .	4
2.2	Quarks e léptons separados por suas famílias. . . . .	6
2.3	Valores para alguns parâmetros da parametrização de Wolfenstein e da matriz CKM, segundo o <i>Particle Data Group</i> de 2006. . . . .	22
2.4	Razões de decaimento do $B^0$ . . . . .	30
2.5	Razões de decaimento de $D^0 \rightarrow K_s^0 K^+ K^-$ . . . . .	30
3.1	Resumo de todos os <i>subtriggers</i> do L0. . . . .	51
3.2	Resumo de todos os <i>subtriggers</i> do L1. . . . .	53
3.3	Resumo de todos os <i>subtriggers</i> do HLT. . . . .	54
4.1	Classificação das câmaras de múons produzidas no CERN, de acordo com as diferentes configurações de leitura do sinal de saída. . . . .	58
4.2	Lista dos módulos de processamento de dados usados em cada tipo de câmara. . . . .	63
5.1	Resultado das resoluções. . . . .	87
5.2	Número de eventos encontrados para cada categoria. . . . .	88
5.3	Resultado das eficiências. . . . .	89
5.4	Razão de ramificação dos decaimentos usados. . . . .	91
5.5	Resultado da produção anual. . . . .	91
5.6	Resultados da razão B/S. . . . .	93

5.7 Resultados da razão B/S alternativo. . . . . 94

# Capítulo 1

## Introdução

A violação de CP continua sendo um dos mistérios pendentes da física de partículas e um dos requisitos para explicar o excesso de matéria sobre anti-matéria observado no universo. Essa assimetria foi descoberta em 1964 por Christenson, Cronin, Fitch, e Turlay no sistema de káons neutros [1]. Porém, nestes decaimentos, varre-se um pequeno espaço dos parâmetros da violação de CP, descrita pelo Modelo Padrão através da matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [2].

Objetivando varrer um espaço mais amplo, utilizamos as transições do quark b para aprimorar as medidas de alguns dos parâmetros da matriz CKM que continuam com incerteza alta, ou ainda não foram medidos por falta de estatística nos experimentos atuais. O LHC (CERN) está sendo construído para prover alta estatística, que nos permita medidas mais precisas para restringir o modelo teórico e para nos levar a descobertas de fenômenos além do modelo padrão. O LHCb [3] é o experimento deste colisor voltado para medidas precisas de violação de CP e decaimentos raros em sistemas de quark b.

No capítulo 2, farei uma breve introdução sobre a teoria que envolve as medidas de violação de CP, em sistema de mésons B, no modelo padrão. O capítulo se encerrará com métodos de estudo da violação de CP em sistemas de mésons B e com a descrição do canal de decaimento  $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_S^0 K^+ K^-)K^*(892)^0$ , de interesse deste



trabalho. O capítulo 3, se foca no experimento LHCb, descrevendo separadamente cada um dos sub-sistemas que o compõe.

No capítulo 4, apresentarei os trabalhos que realizei, durante o mestrado, junto ao grupo do sistema de múons do LHCb, testando as câmaras multifilares que serão utilizadas neste subsistema. Estes testes foram realizados durante a produção das câmaras, como forma de controle de qualidade, tendo como objetivo evitar que sejam instalados equipamentos com problemas.

No capítulo 5, são apresentados os resultados do estudo do canal de decaimento  $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_S^0 K^+ K^-)K^*(892)^0$ , sendo dado inicialmente uma explicação de como os eventos simulados são gerados e reconstruídos. Por fim, são apresentados os cortes usados na seleção dos eventos e os resultados obtidos. No capítulo 6, são apresentadas as conclusões finais da tese.

# Capítulo 2

## Introdução teórica

Este capítulo faz uma breve revisão sobre o modelo padrão das interações eletrofracas e da violação de CP no contexto desse modelo. As interações fundamentais são entendidas atualmente como decorrentes de simetrias de calibre (ou *gauge*). Sendo o modelo padrão das interações, composto pelas interações fortes (descrita pela Cromodinâmica Quântica - QCD) e fracas (modelo padrão eletrofraco).

### 2.1 Simetrias

Simetrias são transformações que deixam o sistema físico inalterado. Essas transformações podem ser infinitesimais e discretas, podendo gerar respectivamente simetrias contínuas, e simetrias discretas.

Três operações discretas são simetrias potenciais de lagrangeana de uma teoria de campos [4]. Essas simetrias discretas estão brevemente descritas abaixo, junto com o seu efeito sobre um estado quântico  $|f(\vec{p}, h)\rangle$  de uma partícula de momento  $\vec{p}$  e helicidade  $h = \vec{s} \cdot \vec{p}/|\vec{p}|$ , onde  $\vec{s}$  é o spin intrínscio da partícula.

1. Inversão espacial  $\rightarrow$  Descrita pelo operador P de paridade, troca  $\vec{x}$  por  $-\vec{x}$ , onde  $\vec{x}$  são coordenadas espaciais.

$$P|f(\vec{p}, h)\rangle = \eta_P|f(-\vec{p}, -h)\rangle$$

onde  $\eta_P$  é a paridade intrínseca da partícula.

2. Troca partícula - anti-partícula e vice-versa → Descrita pelo operador C de conjugação de carga, inverte todos os números quânticos associados as características internas ( por exemplo: carga, número leptônico, número bariônico, e a cor ).

$$C|f(\vec{p}, h)\rangle = \eta_C|\bar{f}(\vec{p}, h)\rangle$$

onde  $\eta_C$  é um fator de fase e  $\bar{f}$  é a anti-partícula de  $f$ .

3. Reversão temporal → Descrita pelo operador T, troca  $t$  por  $-t$ , onde  $t$  é o tempo.

$$T|f(\vec{p}, h)\rangle = \eta_T^s|f(-\vec{p}, -h)\rangle^*$$

onde  $\eta_T^s$  é um fator de fase dependente do spin. Na Tabela 2.1 se encontra um resumo de como essas simetrias atuam em algumas quantidades físicas.

Quantidade	C	P	T
vetor espacial (x)	x	-x	x
tempo (t)	t	t	-t
momento (p)	p	-p	p
spin (s)	s	s	-s
campo elétrico (E)	-E	-E	E
campo magnético (B)	-B	B	-B

Tabela 2.1: Resumo de como algumas quantidades físicas se transformam segundo o operador de conjugação de carga C, de paridade P e de inversão temporal T.

Temos pela teoria de campos, que a combinação de CPT é uma simetria exata em qualquer teoria de campos local. A combinação CP, no entanto, é violada em qualquer teoria com constante de acoplamento complexas, cujas fases não possam ser eliminadas por uma redefinição dos campos da teoria. A operação CP implica na troca entre partículas e anti-partículas e inversão do momento e helicidade. Experimentalmente, a combinação CPT permanece como simetria preservada por todas as

interações físicas, até o alcance atual. A preservação de CPT, junto com a violação de T, implica em violar CP. Isto tem uma consequência importante e muito geral, que é o fato da massa e o tempo de vida de uma partícula ter de ser igual ao de sua anti-partícula.

A violação de CP foi primeiramente observada no decaimentos dos káons [1].

## 2.2 Modelo Padrão

O modelo das interações fracas desenvolvido a mais de 20 anos por S. Glashow [5], S. Weinberg [6] e A. Salam [7], combinado com a cromodinâmica quântica (QCD) fazem parte de um modelo padrão geral que é a teoria mais fundamental das partículas elementares nos tempos atuais, com todas as suas previsões consistentes com os experimentos. Existe porém a idéia entre os físicos, que o modelo padrão é um modelo efetivo para baixas energias, de uma teoria mais fundamental chamada de Teoria da Grande Unificação (TGU). Porém, nenhuma evidência experimental para uma nova física além do modelo padrão foi observada até agora. Apesar da grande consistência entre as previsões do modelo padrão com os experimentos, algumas questões permanecem em aberto no modelo padrão, como a origem da massa dos férmions, a quebra de simetria eletro-fracas, entre outras.

O modelo padrão é uma teoria de calibre baseada nos grupos  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , que descreve as interações forte, fraca e eletromagnética via troca de bósons de calibre de spin 1. Tem-se que, para as forças forte e eletromagnética existem respectivamente 9 bósons ( 8 glúons e 1 fóton), sendo todos sem massa. Enquanto que na força fraca, há 3 bósons massivos ( $W^\pm$  e  $Z^0$ ).

Nesta teoria, os férmions são descritos por espiniores de Dirac de quatro componentes que representam partículas e anti-partículas, que classificamos em três famílias, conforme mostrado na Tabela 2.2. Cada família é composta por dois quarks e dois léptons. Os quarks, que constituem os hádrons em conjunto com os glúons,

têm carga elétrica fracionária, três cores possíveis e possuem massa. Os léptons, tem cargas elétricas unitárias e massa, ou no caso dos neutrinos, são eletricamente neutros e têm massa nula.

Família	I	II	III
quarks	u (up) d (down)	c (charm) s (strange)	t (top) b (bottom)
lépton	$\nu_e$ $e^-$	$\nu_\mu$ $\mu^-$	$\nu_\tau$ $\tau^-$

Tabela 2.2: Quarks e léptons separados por suas famílias.

Tem-se também, que para toda partícula, existe uma anti-partícula associada a ela, de mesma massa, porém com carga oposta. As três famílias diferem somente por suas massas e números quânticos de sabor. Cada família poderá ter as seguintes representações:

$$\begin{bmatrix} \nu_l & q_u \\ l^- & q_d \end{bmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \nu_l \\ l^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L, \quad (l^-)_R, \quad (q_u)_R, \quad (q_d)_R$$

Esta representação incorpora a violação de paridade nas correntes fracas carregadas, observadas experimentalmente. Ela é incorporada à teoria pela atribuição das componentes esquerda ( $\Psi_L$ ) e direita ( $\Psi_R$ ) aos férmions, como representações fundamentais diferentes ( $\Psi_L + \Psi_R = \Psi$ ). Os férmions esquerdos se transformam como dubletos frente ao grupo  $SU(2)$ , enquanto os direitos são singletos. Esta representação, supõe que não existam neutrinos direitos (ou antineutrinos esquerdos).

Neste modelo porém, a simetria de calibre é quebrada pelo vácuo, que causa a quebra espontânea de simetria (SSB) do grupo eletrofraco para o subgrupo eletromagnético:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{SSB} SU(3)_C \otimes U(1)_{QED}$$

Esse mecanismo SSB gera a massa dos bósons de calibre fracos, e dá origem ao aparecimento de uma partícula escalar física no modelo, chamada *Higgs*. Temos

também, que as massas dos férmions e as misturas são também geradas através de SSB. Retornaremos a esse assunto quando tratarmos do modelo padrão eletrofraco.

### Questões em aberto do Modelo Padrão

Algumas questões permanecem em aberto no modelo padrão, tais quais:

- Qual é o mecanismo que explica o número de ordens de grandezas dos valores das massas das três gerações?
- Porque não há mais do que três gerações?
- Qual é a razão para o potencial de Higgs adquirir sua forma singular de *sombbrero*?
- Porque três constantes independentes de acoplamento?
- Porque a escala de energia para unificar as interações eletrofracas e fortes ( $\sim 10^{15} GeV$ ) é muito superior a escala da quebra espontânea de simetria eletrofraca ( $\sim 10^2 GeV$ )?
- Finalmente, o modelo não dispõe de uma teoria quântica da gravitação.

## 2.3 Modelo padrão eletrofraco

Para construir um modelo de interação eletrofraca baseado na teoria de calibre, precisamos de um grupo que contenha dois geradores para descrever a corrente carregada fraca e um gerador para a interação eletromagnética (fóton). O bóson fraco precisa ser massivo, enquanto que o fóton permanece sem massa. Portanto, temos de introduzir bósons escalares, para efetuar uma quebra espontânea de simetria do modelo, deixando intacta a simetria  $U(1)$  correspondente ao calibre invariante de eletrodinâmica quântica (QED).

Além disso, em 1972, foi descoberto no CERN que a interação fraca era também carregada por um bóson neutro pesado de calibre [8]. Esta descoberta confirmou a necessidade de um quarto gerador, para descrever as interações eletrofracas. Esta observação foi consistente com a estrutura do grupo  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Onde  $SU(2)_L$  é o grupo de calibre para os bósons de calibre, que interagem somente com os férmions de mão esquerda. Já  $U(1)_Y$  é o grupo de hipercarga fraca que irá se misturar com a corrente neutra fraca do grupo  $SU(2)_L$ .

Apesar de existirem grupos de calibre que contém mais do que quatro geradores, iremos nos ater ao modelo desenvolvido por Glashow, Weinberg e Salam [5]-[7], baseado no grupo  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Este modelo unifica as interações fraca e eletromagnética, utilizando SSB e invariância sob transformação de calibre.

Para satisfazermos as necessidades acima e construir o modelo de interação eletrofraco, com:

- três geradores massivos (interação fraca);
- um gerador sem massa (interação eletromagnética);
- um bóson escalar.

Construímos uma lagrangeana, que segue a idéia de bóson vetor intermediário, onde descreve as interações eletrofracas da forma:

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_B + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (2.1)$$

Onde o primeiro termo da equação (2.1), é o termo cinemático para o bóson de calibre, livre e sem massa. O segundo descreve a propagação dos férmions livres e sem massa, assim como seu acoplamento aos campos de calibre  $B$  e  $\vec{W}$ . O terceiro introduz o bóson escalar de Higgs, que gera massa nos bósons  $\vec{W}$  e  $B$ , ao acoplar com eles, deixando o fóton sem massa. Por último, temos o termo que dá massa aos férmions, usando o bóson escalar de Higgs, via acoplamento do tipo de Yukawa.

Passamos agora para a análise separada, dos termos que compõem a nossa lagrangeana da equação (2.1).

### 1) $\mathcal{L}_B$

O termo cinemático para os bósons de calibre, livre e sem massa, é:

$$\mathcal{L}_B = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (2.2)$$

Sendo que,

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad \text{e} \quad G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon^{abc}W_\mu^b W_\nu^c \quad (2.3)$$

Onde temos que  $\vec{W}$  e  $B$  são bósons de calibre e  $a, b, c = 1, 2, 3$ .

### 2) $\mathcal{L}_F$

As derivadas covariantes são definidas para cada grupo, de acordo com a respectiva representação dos férmions. Para os dubletos de mão esquerda, que sofrem influência dos bósons W e B temos,

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\frac{T^a}{2}W_\mu^a + i\frac{g'}{2}Y B_\mu \quad (2.4)$$

enquanto que para férmions de mão direita, que sofre somente influência do bóson B,

$$D_\mu = \partial_\mu + i\frac{g'}{2}Y B_\mu \quad (2.5)$$

Com as equações (2.4) e (2.5), obtemos o termo cinemático para férmions livres e sem massa, que descreve a interação dos bósons de calibre com os férmions:

$$\mathcal{L}_F = \bar{\Psi}_L \gamma^\mu (i\partial_\mu - g\frac{\vec{\sigma}}{2}\vec{W}_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)\Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma^\mu (i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2}B_\mu)\Psi_R \quad (2.6)$$



Temos na expressão acima que  $\Psi$  é o campo de espinor dos férmions,  $g$  e  $g'$  são as constantes de acoplamento para os grupos de calibre  $U(1)_Y$  e  $SU(2)_L$ ,  $T^a$  são dados pelas matrizes de Pauli,  $Y$  é a hipercarga e é definido por  $Y = 2(I_3 + Q)$ , onde  $I_3$  é a terceira componente do isospin fraco e  $Q$  é a carga elétrica.

Escrevendo explicitamente cada componente da equação (2.6), pode-se chegar a uma definição consistente com os bósons de calibre carregados,

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp W_\mu^2) \quad (2.7)$$

Analisando o termo de interação dos férmions com os bósons neutros da equação (2.6), podemos extrair a corrente eletromagnética ( $J_{em} = J_3 + J_Y/2$ ). Portanto, o fóton irá corresponder a uma mistura entre os campos  $W^3$  e  $B$ . Temos então, que para obter uma lagrangeana explícita em função do campo do fóton  $A^\mu$  e o campo fraco neutro, que será representado por  $Z^\mu$ , teremos de redefinir os campos como

$$\begin{aligned} W_\mu^3 &= \text{sen}\theta_W A_\mu + \text{cos}\theta_W Z_\mu \\ B_\mu &= \text{cos}\theta_W A_\mu - \text{sen}\theta_W Z_\mu \end{aligned} \quad (2.8)$$

onde  $\theta_W$  é conhecido como ângulo de Weinberg e pode ser obtido como função das constantes de acoplamento de  $SU(2)$  e  $U(1)$ .

$$\text{sen}\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad \text{cos}\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (2.9)$$

### 3) $\mathcal{L}_{Higgs}$

Conforme foi dito anteriormente, os bósons de calibre e férmions considerados em  $\mathcal{L}_B$  e  $\mathcal{L}_F$ , não têm massa. Se fazendo necessário então, incluímos o bóson escalar de Higgs para promover a quebra espontânea de simetria e gerar massa. Como os bósons  $W^\pm$  e  $Z^0$  tem de adquirir massa, se faz necessário introduzir o dubleto de Higgs

$$\Phi \equiv \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

com hipercarga  $Y = 1$ . Este dubleto escalar complexo, é o menor conjunto de bósons escalar, necessário para dar massa aos bósons das interações fracas.

A lagrangeana escalar é dada por

$$\mathcal{L}_{Higgs} = D_\mu \Phi^\dagger D^\mu \Phi - V(\Phi^\dagger \Phi) \quad (2.11)$$

onde  $V(\Phi^\dagger \Phi)$  é o potencial escalar (termo de interação entre os campos de Higgs)

$$V(\Phi^\dagger \Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (2.12)$$

Escolhemos  $\phi^0 = v/\sqrt{2}$ , para ter valor não nulo no vácuo. Temos assim, que o valor esperado no vácuo para esse campo escalar é

$$\langle \Phi \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Esta é a chamada “quebra espontânea de simetria”. Essa quebra de simetria se dá de forma a preservar a invariância de calibre da carga elétrica, ou seja,

$$SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em} \quad (2.14)$$

No final, teremos de ter uma simetria de calibre  $U(1)_{em}$  intacta. Isto significa que o vácuo é invariante sobre uma transformação unitária, associada ao operador carga elétrica. O que pode ser expresso como

$$e^{i\alpha Q} \langle \Phi \rangle \simeq (1 + i\alpha Q) \langle \Phi \rangle = \langle \Phi \rangle \quad (2.15)$$

visto que,

$$\begin{aligned}
Q \langle \Phi \rangle &= (T_3 + \frac{1}{2}Y) \langle \Phi \rangle = \frac{1}{2}(1 + \sigma_3) \langle \Phi \rangle \\
&= \frac{1}{2} \left[ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = 0
\end{aligned} \tag{2.16}$$

Realizando a seguinte transformação de calibre,

$$\Phi \rightarrow \Phi' = \frac{(v + H)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \tag{2.17}$$

podemos, escolhendo o calibre unitário, escrever uma lagrangeana somente em termos dos campos físicos. Substituindo as equações (2.4), (2.12) e (2.17), em (2.11).

Ficamos com

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Higgs} &= \left| (\partial_\mu + ig\frac{T^a}{2}W_\mu^a + ig'\frac{Y}{2}B_\mu) \frac{(v + H)}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2 \\
&\quad - \mu^2 \frac{(v + H)^2}{2} - \lambda \frac{(v + H)^4}{4}
\end{aligned} \tag{2.18}$$

Escrevendo o primeiro termo da equação (2.18) em função dos campos físicos  $W^\pm$  e  $Z$ , chegamos a

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H &+ \left( \frac{vg^2 H}{2} + \frac{g^2 H^2}{4} \right) \left( W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{2\cos^2\theta_W} Z_\mu Z^\mu \right) \\
&+ \frac{(gv)^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{(gv)^2}{4} \frac{1}{2\cos^2\theta_W} Z_\mu Z^\mu
\end{aligned} \tag{2.19}$$

Sendo que, nos dois últimos termos da expressão (2.19) (campos vetoriais quadráticos), identificamos a massa dos bósons fracos. O que nos permite escrever que as massas são

$$M_W = \frac{gv}{2} \quad , \quad M_Z = \frac{gv}{2\cos\theta_W} = \frac{M_W}{\cos\theta_W} \quad (2.20)$$

Encontra-se a massa do bóson escalar de Higgs, se pegarmos os dois últimos termos da equação (2.18), que envolvem somente o campo de Higgs (H), seus termos de massa e acoplamentos de auto-interação. Teremos que a massa do bóson de Higgs é igual a

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} \quad (2.21)$$

#### 4) $\mathcal{L}_{Yukawa}$

Descrevemos até agora, as massas dos bósons de calibre e as massas escalares. Nos resta portanto, para fecharmos nossa lagrangeana eletrofraca, descrever o termo que dá massa aos férmions. Usando o dubleto de Higgs, o termo  $\mathcal{L}_{Yukawa}$  da equação (2.1) dá massa aos férmions, via acoplamento do tipo de Yukawa, que será o acoplamento invariante de calibre entre férmions e os escalares, sendo dado por

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = -G_f [(\bar{\Psi}_L\phi)\Psi_R + \bar{\Psi}_R(\phi^+\Psi_L)] \quad (2.22)$$

onde  $G_f$  é a constante de acoplamento de Yukawa,  $\Psi_L$  é o dubleto esquerdo e  $\Psi_R$  o singleto direito. Por exemplo, quando o campo  $\phi$  obtêm um valor esperado no vácuo, teremos

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yukawa} &= -G_l \left[ \bar{\Psi}_L \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \Psi_R + \bar{\Psi}_R (0, v/\sqrt{2}) \Psi_L \right] \\ &= -\frac{G_l v}{\sqrt{2}} (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \\ &= -\frac{G_l v}{\sqrt{2}} \bar{\psi} \psi \end{aligned} \quad (2.23)$$

Nos dando a massa do lépton carregado,  $m_l = G_l v$ . No modelo padrão, somente existem neutrinos esquerdos, e portanto sem massa.

A lagrangeana de Yukawa mais geral, quando temos mais famílias fermiônicas, é dada por

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = - ((\bar{\Psi}_e)_R (\bar{\Psi}_\mu)_R) M \begin{pmatrix} (\Psi_e)_L \\ (\Psi_\mu)_L \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

onde

$$M = \begin{pmatrix} m_{ee} & m_{e\mu} \\ m_{\mu e} & m_{\mu\mu} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

É possível encontrar matrizes unitárias ortogonais ( $U$  e  $V$ ), que redefinem os campos leptônicos e diagonalizam a matriz de massa<sup>1</sup>, o que nos leva a

$$U^\dagger M V = M_{diagonal} = \begin{pmatrix} m_e & 0 \\ 0 & m_\mu \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

As correntes carregadas e neutras serão também modificadas com a redefinição do campo dos léptons. Porém, como os neutrinos não tem massa, os ângulos de mistura introduzidos pelas matrizes  $U$  e  $V$  podem ser rodados, de forma que nenhum sinal para a geração de mistura seja deixado. O que não é verdade para o caso dos quarks e para o caso de neutrinos com massa. No caso dos quarks, isso irá levar à matriz de mistura de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (matriz CKM) [2] e à violação de CP no setor de quarks.

---

<sup>1</sup>Pode-se diagonalizar a matriz de massa  $M$ , através de transformação biunitária. Desta forma, temos que  $S^\dagger M T = M_d$  onde  $S$  e  $T$  são matrizes unitárias e  $M_d$  é a matriz  $M$  diagonalizada, com autovalores positivos. Como  $T$  é uma matriz unitária qualquer, podemos defini-la como  $T \equiv V^\dagger S$  onde  $V$  é uma matriz unitária. Podemos então reescrever  $S^\dagger M V^\dagger S = M_d$

## 2.4 Matriz CKM

Estudando a relação entre autoestados de calibre ( $\Psi'$ ) e autoestado de massa ( $\Psi$ ), temos que

$$\bar{\Psi}'_L M \Psi'_R = (\bar{\Psi}'_L S)(S^\dagger M T)(T^\dagger \Psi'_R) = \bar{\Psi}_L M_d \Psi_R$$

nos mostrando assim as seguintes relações

$$\begin{aligned}\Psi'_L &= S \Psi_L \\ \Psi'_R &= T \Psi_R\end{aligned}\tag{2.27}$$

onde  $S$  e  $T$  são matrizes unitárias, que associam os auto-estados de massa dos quarks aos auto-estados da interação fraca e  $M_d$  é a matriz de mistura  $M$  diagonalizada.

Fazendo uma breve divagação sobre matrizes, podemos extrair o seguinte resultado que nos será útil mais adiante. Sabemos que uma matriz  $n \times n$  complexa geral, tem  $2n^2$  parâmetros reais. Impondo condições de unitariedade podemos reduzir para  $n^2$  parâmetros. Temos ainda que  $(2n - 1)$  fases podem ser removidas por redefinição dos estados dos quarks. Por último, usamos que uma matriz  $n \times n$  ortogonal é definida por  $n(n - 1)/2$  ângulos. Como resultado temos que uma matriz  $n \times n$  complexa, ortogonal pode ser completamente definida por

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{n(n - 1)}{2} \text{ ângulos} \\ \frac{(n - 1)(n - 2)}{2} \text{ fases físicas independentes} \end{array} \right.\tag{2.28}$$

Temos para o caso de duas famílias ( $n=2$ ), que

$$\Psi'_L \equiv \begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = U_C \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix} \equiv S \Psi_L$$

onde  $U_C$  é denominada de matriz de Cabibbo, e como podemos ver ao substituir  $n = 2$  na equação (2.28), pode ser completamente definida por somente um ângulo (ângulo de Cabibbo), não tendo nenhuma fase física. Portanto, não nos é possível observar violação de CP com somente duas famílias.

Já no caso de três famílias ( $n=3$ ),

$$\Psi'_L \equiv \begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \equiv S\Psi_L$$

onde

$$V_{CKM} \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

$V_{CKM}$  é denominada de matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, e pode ser completamente definida, segundo (2.28), por três ângulos e uma fase física. Essa matriz foi introduzida em 1973 por Kobayashi e Maskawa [2], que estenderam o esquema de Cabibbo-Glashow-Iliopoulos-Maiani [9] [10], para incluir a terceira geração de quark, mesmo antes da descoberta do quark “charm”. Justamente essa fase é que nos possibilita observar violação de CP no calibre de acoplamento de quarks. Se faz importante enfatizar, que esses quatro parâmetros são constantes fundamentais e precisam ser experimentalmente determinadas.

Para fixar o que temos até agora no caso de três famílias, a lagrangeana de corrente carregada  $\mathcal{L}_q^{cc}$  que descreve a interação entre quarks e bósons  $W$ , pode ser escrita como

$$\mathcal{L}_q^{cc} = -\frac{g}{\sqrt{2}} (J_\mu^{cc\dagger} W^\mu + J_\mu^{cc} W^{\mu\dagger}) \quad (2.30)$$

onde  $g$  é a constante de acoplamento fraca,  $J_\mu^{cc}$  é a corrente carregada e  $W^\mu$  o

campo  $W$ . Logo, a corrente carregada que acopla  $W^\pm$  pode ser expandida como:

$$J_\mu^{cc} = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t})_L \gamma_\mu V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L \quad (2.31)$$

onde  $V_{CKM}$  é uma matriz unitária  $3 \times 3$  no espaço dos sabores, que conecta os estados eletrofracos dos quarks “down”, “strange”, e “bottom”, aos seus auto-estados de massa.

A fase entra diretamente na função de onda dos quarks, por exemplo, em  $e^{i\phi}$ . Através da função de onda dos quarks, dada por  $e^{i(wt+\phi)}$ , podemos ver a não invariância sob inversão temporal ( $t \rightarrow -t$ ). Temos então que a fase introduz uma violação de T e conseqüentemente uma violação de CP, para preservar a simetria de CPT.

Existem três formas de determinarmos os parâmetros da matriz CKM

1. Medidas Diretas
2. Unitariedade: relações entre os elementos da matriz CKM que venham da relação  $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = \mathbf{1}$ .
3. Medidas Indiretas: processos de loop do modelo padrão

Temos que sete dos nove valores da matriz CKM podem ser medidos diretamente. São eles  $|V_{ud}|$ ,  $|V_{us}|$ ,  $|V_{cd}|$ ,  $|V_{cs}|$ ,  $|V_{cb}|$ ,  $|V_{ub}|$ ,  $|V_{tb}|$ .

O requisito de unitariedade da matriz CKM, equação (2.29), simplesmente representado por  $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = \mathbf{1}$ , leva a várias relações entre os elementos da matriz, como as relações;

- (i) ortogonalidade entre qualquer duas colunas:



$$\begin{aligned}
V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* &= 0 \\
V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* &= 0 \\
V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* &= 0 \\
V_{tb}V_{ub}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{td}V_{ud}^* &= 0
\end{aligned} \tag{2.32}$$

(ii)

$$\sum_{i=1}^3 |V_{ij}|^2 = \sum_{j=1}^3 |V_{ij}|^2 = 1 \tag{2.33}$$

podemos estreitar as faixas determinadas através da medida direta, e colocar as restrições nas misturas do top  $|V_{ti}|$ .

Atualmente os elementos da matriz CKM possuem as seguintes faixas de valores [11]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0.9739 - 0.9751 & 0.221 - 0.227 & 0.0029 - 0.0045 \\ 0.221 - 0.227 & 0.9730 - 0.9744 & 0.039 - 0.044 \\ 0.0048 - 0.014 & 0.037 - 0.043 & 0.9990 - 0.9992 \end{pmatrix} \tag{2.34}$$

A unitariedade da matriz CKM porém, é manifestada usando uma parametrização explícita. Temos para isso várias formas de parametrizar. A escolha padrão de  $V_{CKM}$  (usada no “Particle Data Group” [11]) é a representação de Chau-Keung, que utiliza os ângulos  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$ , e uma fase  $\delta_{13}$ , nos dando:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \tag{2.35}$$

onde  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ , e  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ .

Na parametrização (2.35), a violação de CP vem de  $e^{i\delta_{13}}$ , sendo  $\delta_{13}$  nossa fase de violação de CP. Podemos ver claramente um acordo com a nossa divagação a cerca do número de ângulos e fases (com três ângulos e uma fase complexa é possível representar a matriz).

Outra parametrização possível, é a proposta por Wolfenstein [12], que descreve as características da matriz  $V_{CKM}$  de uma maneira mais quantitativa. Esta é baseada nos resultados experimentais  $|V_{us}|^3 \approx |V_{cb}|^{3/2} \approx |V_{ub}|$  e na unitariedade, para obter os elementos da matriz como uma expansão em  $\lambda \equiv \sin \theta_C \equiv |V_{us}| \approx 0.22$ . Escolhendo uma convenção de fase em que  $V_{ud}$ ,  $V_{us}$ ,  $V_{cd}$ ,  $V_{ts}$  e  $V_{tb}$  são reais e  $\eta$  representa fase de violação de CP, Wolfenstein propôs que:

$$V_{CKM} = V_{CKM}^{(3)} + \delta V_{CKM} \quad (2.36)$$

onde a expansão até a terceira ordem em  $\lambda$  é dada por:

$$V_{CKM}^{(3)} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.37)$$

e a correção  $\delta V_{CKM}$ , importante para experimentos cuja sensibilidade aos parâmetros de CP sejam da ordem de 1%, como o LHCb, é dada por:

$$\delta V_{CKM} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -iA^2\lambda^5\eta & 0 & 0 \\ A(\rho + i\eta)\lambda^5/2 & ((1/2) - \rho)A\lambda^4 - iA\lambda^4\eta & 0 \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

### 2.4.1 O triângulo unitário

Utilizando a parametrização de Wolfenstein. Seis das nove condições de unitariedade da matriz CKM podem ser representadas como triângulos no plano complexo. As duas relações de unitariedade relevantes para o sistema de mésons B, podem ser

vistas na Figura 2.1. Esses triângulos têm todos os seus lados da mesma ordem em  $\lambda$ ,  $\mathcal{O}(\lambda^3)$  precisamente. Isso implica que os ângulos medidos através destes triângulos serão naturalmente grandes, ou seja, da ordem de dezenas de graus. Por esse motivo a violação de CP deve ser favorecida na física dos quarks b.

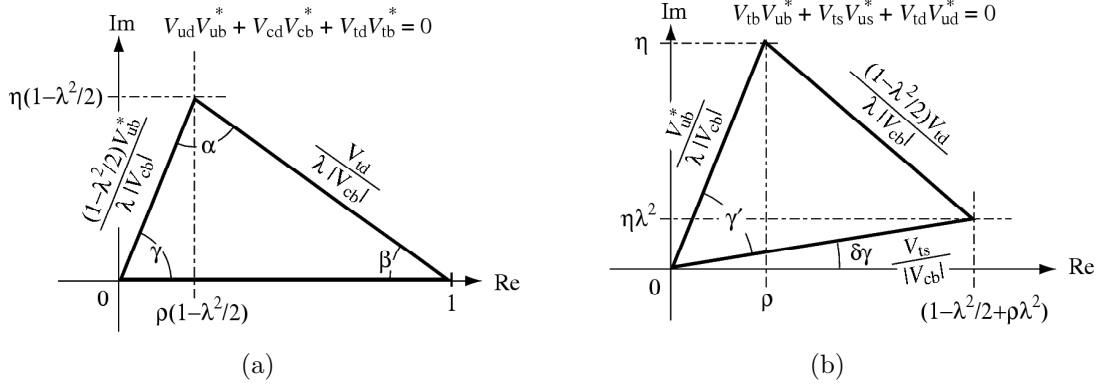


Figura 2.1: Triângulos unitários, que representam graficamente as relações de unitariedade  $V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0$  e  $V_{tb}V_{ub}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{td}V_{ud}^* = 0$ . Pode se notar, que se ignorarmos  $\delta V_{CKM}$  os dois triângulos se tornam idênticos.

Os ângulos serão dados por

$$\alpha = \arg \left( \frac{V_{tb}^* V_{td}}{-V_{cb}^* V_{cd}} \right) \quad (2.39)$$

$$\beta = \pi - \arg \left( \frac{V_{tb}^* V_{td}}{-V_{ub}^* V_{ud}} \right) \quad (2.40)$$

$$\gamma = \arg \left( \frac{V_{ub}^* V_{ud}}{-V_{cb}^* V_{cd}} \right) \quad (2.41)$$

Esses ângulos representam a parte imaginária da matriz de CKM que é responsável pela violação de CP. O experimento LHCb irá medir com excelente precisão os ângulos  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$ , seja indiretamente, a partir da medida dos lados dos triângulos, ou diretamente dentro do formalismo do modelo padrão, a partir da medida de assimetrias de CP nos decaimentos do B, como por exemplo:

1.  $\beta + \gamma$  a partir de  $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$
2.  $\beta$  a partir de  $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$

3.  $\gamma - 2\delta\gamma$  a partir de  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^\pm$
4.  $\delta\gamma$  a partir de  $B_s^0 \rightarrow J/\Psi\phi$
5.  $\gamma$  a partir de  $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}, D^0 K^{*0}, D_1 K^{*0}$

Note que o ângulo  $\alpha$  não é medido diretamente, mas pode ser determinado através da relação

$$\alpha = \pi - \beta - \gamma \quad (2.42)$$

A Figura 2.2 ilustra as restrições no plano  $\bar{\rho}, \bar{\eta}$  extraídas por diferentes medidas, e o ajuste global. As regiões de 95% de nível de confiança se sobrepõem em torno da região de ajuste global.

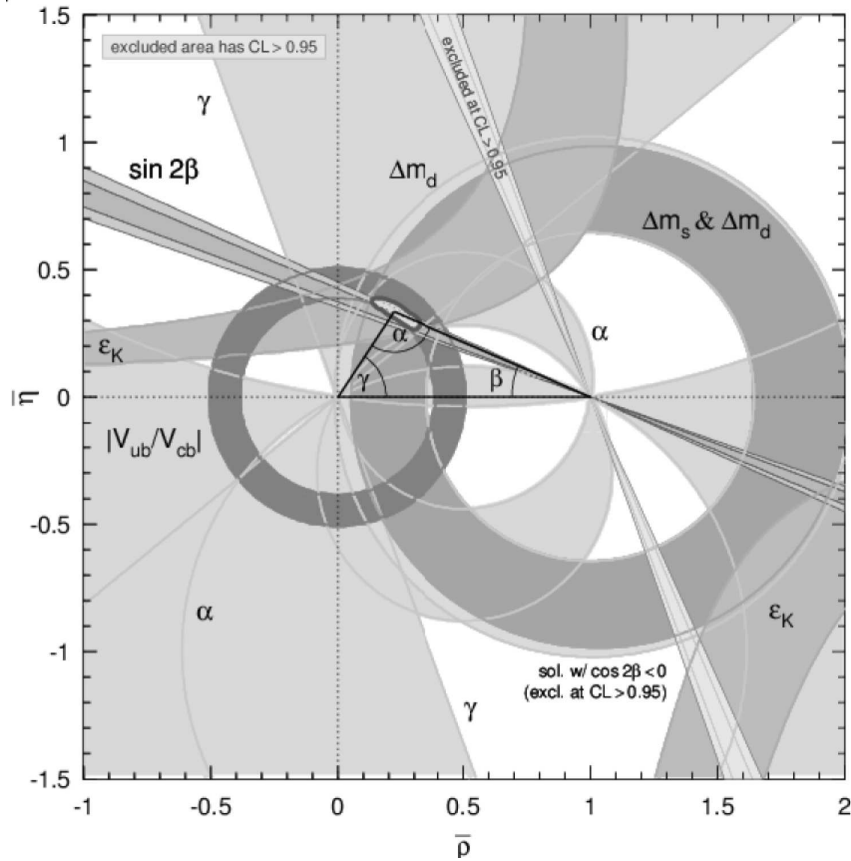


Figura 2.2: Restrições no plano  $\bar{\rho}, \bar{\eta}$  extraídas por diferentes medidas, e o ajuste global. As regiões de 95% de nível de confiança se sobrepõem em torno da região de ajuste global. Gráfico extraído do *Particle Data Group* [11].

Os elementos da matriz CKM são determinados com maior precisão, através de um ajuste global que usa todas as medidas existentes, impondo as restrições do modelo padrão. Na Tabela 2.3 estão listados os valores para alguns parâmetros da parametrização de Wolfenstein e da matriz CKM, segundo o *Particle Data Group* de 2006 [11]. Nela pode-se ver os resultados de duas diferentes abordagens (Frequentista e Bayesiana) para a combinação dos dados experimentais dos parâmetros da matriz CKM.

$ V_{ud} ^2 +  V_{us} ^2 +  V_{ub} ^2$	$0,9992 \pm 0,0011$
$ V_{cd} ^2 +  V_{cs} ^2 +  V_{cb} ^2$	$0,968 \pm 0,181$
$ V_{ud} ^2 +  V_{cd} ^2 +  V_{td} ^2$	$1,001 \pm 0,005$
$\sin 2\beta$	$0,687 \pm 0,032$
$\alpha$	$(99_{-8}^{+13})^\circ$
$\gamma$	$(63_{-12}^{+15})^\circ$
$\alpha + \beta + \gamma$	$(184_{-15}^{+20})^\circ$
Frequentista	
$\lambda$	$0,2272 \pm 0,0010$
$A$	$0,818_{-0,017}^{+0,007}$
$\bar{\rho}$	$0,221_{-0,028}^{+0,064}$
$\bar{\eta}$	$0,340_{-0,045}^{+0,017}$
Bayesiana	
$\lambda$	$0,2262 \pm 0,0014$
$A$	$0,815 \pm 0,013$
$\bar{\rho}$	$0,235 \pm 0,031$
$\bar{\eta}$	$0,349 \pm 0,020$

Tabela 2.3: Valores para alguns parâmetros da parametrização de Wolfenstein e da matriz CKM, segundo o *Particle Data Group* de 2006 [11]. Foram separados os resultados de duas diferentes abordagens (Frequentista e Bayesiana) para a combinação dos dados experimentais dos parâmetros da matriz CKM.

Discutiremos nas próximas seções, o decaimento  $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_s^0 K^+ K^-)K^*(892)^0$  e métodos usados para a extração de  $\gamma$  neste decaimento.

## 2.5 Violação de CP em sistemas de mésons B

A violação de CP define uma distinção absoluta entre matéria e anti-matéria, sendo atualmente o estudo de assimetria de CP uma busca por física nova. Isso

ocorre pois temos fortes indicações da existência de física nova: matéria escura (e talvez energia escura), problema da hierarquia de massa, bariogênese (violação de CP muito pequena na matriz CKM), calibre de acoplamentos da Grande Unificação, massa dos neutrinos,...

Três estratégias foram proposta para extração de  $\gamma$ , em decaimentos  $B \rightarrow DK$ , pelo grupo do LHCb: GLW(Gronau-London-Wyler-(Dunitez))/ADS(Atwood-Dunitez-Soni) [13] [14] e Dalitz [15]. Para esta tese, entraremos em mais detalhes nas duas últimas estratégias.

### 2.5.1 GLW/ADS

Este método faz uso da interferência gerada nos autoestados de CP pares (ímpares) do  $D^0$ , denotados por  $D_{1(2)}^0$ , onde

$$D_{1(2)}^0 \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}[D^0 + (-)\bar{D}^0] \quad (2.43)$$

ou seja, se aplicarmos nosso operador de carga-paridade (CP) em um estado  $|D_{1(2)}^0\rangle$ , iremos obter:

$$CP|D_{1(2)}^0\rangle = +(-)|D_{1(2)}^0\rangle \quad (2.44)$$

Iremos descrever como se processa este método, usando decaimentos  $B_d^0 \rightarrow DK^{*0}$ , que foram os decaimentos tratados nesta tese. Os decaimentos de interesse portanto serão

$$B_d^0 \rightarrow D_{1(2)}^0 K^{*0} \quad (2.45)$$

$$\bar{B}_d^0 \rightarrow D_{1(2)}^0 \bar{K}^{*0} \quad (2.46)$$

esses decaimentos são *self-tagging*, pois como o  $K^{*0}$  decai  $\frac{2}{3}$  das vezes no modo

$K^+\pi^-$ , temos a identificação do  $B_d^0$  através do sinal da carga do káon, tornando desnecessária a realização de medidas dependentes do tempo para determinar se estamos medindo  $B_d^0$  ou sua antipartícula  $\bar{B}_d^0$ . Nos processos descritos nas equações (2.45) e (2.46) o estado  $D_1^0$  pode ser identificado através de autoestados pares de CP como  $\pi^+\pi^-$ ,  $K^+K^-$ , etc. e o estado  $D_2^0$  por autoestados ímpares de CP como  $K_S\pi^0$ ,  $K_S\rho^0$ ,  $K_S\omega$ ,  $K_S\phi$ , etc.

Fazendo uso da equação (2.43), podemos expressar a amplitude dos processos descritos nas equações (2.45) e (2.46) em função de duas amplitudes que interfiram entre si com diferentes fases fracas e com prováveis diferentes fases fortes:

$$A(B_d^0 \rightarrow D_{1(2)}^0 K^{*0}) = \frac{1}{\sqrt{2}}[A(B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0}) + (-)A(B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0})] \quad (2.47)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}}[|A|e^{i\gamma}e^{i\delta} + (-)|B|e^{i\tau}] \quad (2.48)$$

$$A(\bar{B}_d^0 \rightarrow D_{1(2)}^0 \bar{K}^{*0}) = \frac{1}{\sqrt{2}}[A(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 \bar{K}^{*0}) + (-)A(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^0 \bar{K}^{*0})] \quad (2.49)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}}[|A|e^{-i\gamma}e^{i\delta} + (-)|B|e^{i\tau}] \quad (2.50)$$

onde  $|A|$  e  $|B|$  são magnitudes,  $\delta$  e  $\tau$  as fases fortes e  $\gamma$  a fase fraca, para as amplitudes dos processos

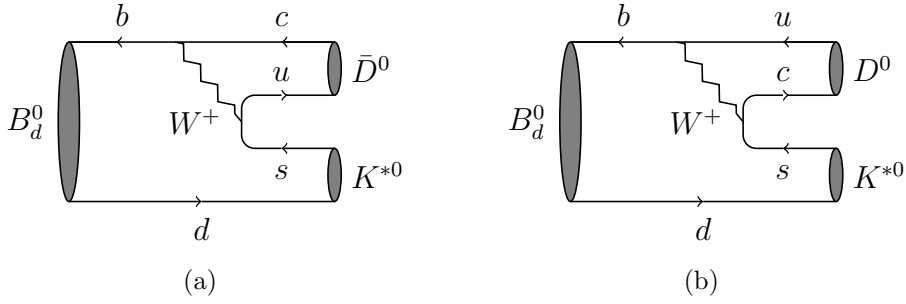
$$B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0} \quad (2.51)$$

$$B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0} \quad (2.52)$$

respectivamente. Onde levamos em consideração que os processos (2.51) e (2.52) se originam de transições  $b \rightarrow c$  e  $b \rightarrow u$  (ver Figura 2.3) que nos dá

$$A(B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0}) = V_{ub}^* V_{cs} e^{i\delta} |A| = e^{i2\gamma} A(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 \bar{K}^{*0}) \quad (2.53)$$

$$A(B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}) = V_{cb}^* V_{us} e^{i\tau} |B| = A(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^0 \bar{K}^{*0}) \quad (2.54)$$


 Figura 2.3: Diagramas do decaimento do  $B_d^0$ .

Neste ponto chamamos a atenção para as relações (2.47) e (2.49) que podem ser representadas como dois triângulos no plano complexo e que apesar dos processos (2.51) e (2.52) não exibirem efeitos de violação de CP, conforme mostrado em (2.53) e (2.54), se  $\gamma \neq 0$  teremos

$$|A(B_d^0 \rightarrow D_{1(2)}^0 K^{*0})|^2 - |A(\bar{B}_d^0 \rightarrow D_{1(2)}^0 \bar{K}^{*0})|^2 = -(\pm)2|A(B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0})||A(B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0})| \times \text{sen}\Delta \text{sen}\gamma \quad (2.55)$$

onde a diferença entre as fases fortes é denotada por  $\Delta \equiv \delta - \tau$ , mostrando assim que as taxas de decaimento de (2.45) e (2.46) diferem e há ocorrência de violação de CP.

Combinando todas essas considerações, as relações (2.47) e (2.49) formam os triângulos mostrados na Figura 2.4 no caso do  $D_1$ , onde usou-se a seguinte notação:  $A_1 \equiv A(B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0})$ ,  $A_2 \equiv A(B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0})$ ,  $A_3 \equiv A(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 \bar{K}^{*0})$ ,  $A_4 \equiv A(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^0 \bar{K}^{*0})$ ,  $A_5 \equiv A(B_d^0 \rightarrow D_1^0 K^{*0})$ ,  $A_6 \equiv A(\bar{B}_d^0 \rightarrow D_1^0 \bar{K}^{*0})$ . Esses triângulos podem ser usados para extrair  $\gamma$  através das medidas das seis taxas de decaimento



processadas, onde

$$\begin{aligned}
 \Gamma(B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0}) &= \Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 \bar{K}^{*0}) \\
 \Gamma(B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}) &= \Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^0 \bar{K}^{*0}) \\
 \Gamma(B_d^0 \rightarrow D_{1(2)}^0 K^{*0}) &\neq \Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow D_{1(2)}^0 \bar{K}^{*0})
 \end{aligned} \tag{2.56}$$

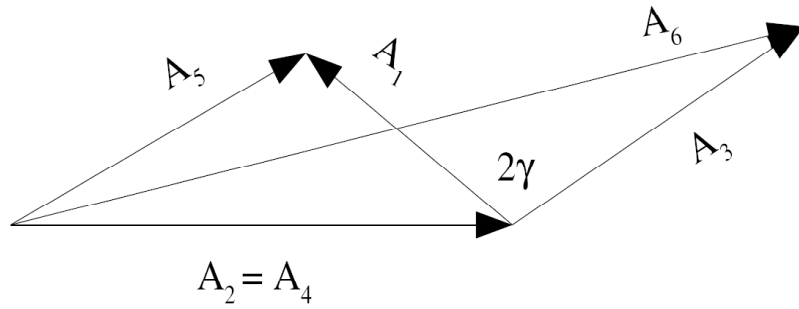


Figura 2.4: Triângulos formados pelos seis processos medidos, sendo o ângulo entre  $A_2$  e  $A_4$  igual a  $2\gamma$ .

### 2.5.2 Dalitz plot

No método de Dalitz,  $\gamma$  (fase fraca),  $\delta_B$  (diferença da fase forte, entre dois diagramas) e

$$r_B \equiv \frac{|A(B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0})|}{|A(B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0})|} \tag{2.57}$$

são extraídos através da análise do decaimento do  $D^0(\bar{D}^0)$  em um único estado final, analisando assim todas as suas interferências. Decaimentos de três corpos, oferecem um vasto laboratório para o estudo de interferência entre estados ressonantes intermediários, já que estes irão dominar a taxa de decaimento. Essas ressonâncias irão causar uma desuniformidade na distribuição dos eventos no espaço de fase, quando analisado através da técnica do *Dalitz plot*. Como todos os eventos de um modo de decaimento particular tem um mesmo estado final, múltiplas ressonâncias

em uma mesma posição no espaço de fase irão interferir. Isto dá a oportunidade para medidas experimentais das amplitudes e fases dos canais de decaimento intermediários, o que nos permite deduzir suas frações de ramificações relativas.

Considerando, por exemplo, o caso da tese ( $D^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$ ), esse modo se processa, através de várias ressonâncias intermediárias ( $K_S^0 a_0(980)^0$ ,  $K^- a_0(980)^+$ ,  $K^+ a_0(980)^-$ ,  $K_S^0 f_0(980)$ ,  $K_S^0 \phi$  e  $K_S^0 f_0(1400)$ ), onde grandes fases fortes são esperadas. A vantagem deste método é que toda estrutura ressonante do decaimento é considerada. As amplitudes para o  $B^0$  e o  $\bar{B}^0$  podem ser respectivamente escritas como:

$$\mathcal{M}_{B^0} = f(m_+^2, m_-^2) + r_B e^{i(\delta_B + \gamma)} f(m_-^2, m_+^2) \quad (2.58)$$

$$\mathcal{M}_{\bar{B}^0} = f(m_-^2, m_+^2) + r_B e^{i(\delta_B - \gamma)} f(m_+^2, m_-^2) \quad (2.59)$$

onde  $m_-^2$  e  $m_+^2$  são o quadrado das massas invariantes das combinações  $K_S^0 K^-$  e  $K_S^0 K^+$  respectivamente e  $f(m_-^2, m_+^2)$  é a amplitude do decaimento  $D^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$ , sendo dada por

$$f(m_-^2, m_+^2) = \sum_r a_r e^{i\phi_r} \mathcal{A}_s(K_S^0 K^+ K^- | r) + a_{NR} e^{i\phi_{NR}} \quad (2.60)$$

onde cada termo é parametrizado por uma amplitude  $a_r$  e uma fase  $\phi_r$ . A função  $\mathcal{A}_s(K_S^0 K^+ K^- | r)$  é a expressão invariante de Lorentz para um  $D^0$  que decai em  $K_S^0 K^+ K^-$ , via uma ressonância intermediária,  $r$ , em função dos parâmetros de Dalitz  $m_-^2$  e  $m_+^2$ . A amplitude  $a_{NR}$  e a fase  $\phi_{NR}$  descrevem a componente não ressonante (não existente no caso do  $D^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$ ). Uma vez que a função  $f$  é fixada usando um modelo para o decaimento  $D^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$ , as amplitudes de  $B^0$  e  $\bar{B}^0$  são então ajustadas simultaneamente, usando as expressões (2.58) e (2.59),  $r_B$ ,  $\delta_B$  e  $\gamma$  podem ser obtidos.

Já a função de ajuste para a fração de decaimento  $F_r$  de uma ressonância  $r$ , é

dada por

$$F_r = \frac{\int \int |a_r e^{i\phi_r} \mathcal{A}_s(K_S^0 K^+ K^- | r)|^2 dm_+^2 dm_-^2}{\int \int |\sum_j a_j e^{i\phi_j} \mathcal{A}_s(K_S^0 K^+ K^- | j)|^2 dm_+^2 dm_-^2} \quad (2.61)$$

onde a soma das frações não será 1, por causa da interferência entre as ressonâncias intermediárias.

## 2.6 O decaimento $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_s^0 K^+ K^-)K^*(892)^0$

Os decaimentos de  $B_d^0$  e  $\bar{B}_d^0$  para  $D^0(\bar{D}^0)K^{*0}$  envolvem transições  $b \rightarrow c$  e  $b \rightarrow u$ , conforme podemos ver nos diagramas da Figura 2.3 e são sensíveis a  $\gamma$  se um estado final comum é estudado para  $D^0$  e  $\bar{D}^0$ . Nos decaimentos de  $B$  neutro, os diagramas são suprimidos por cor, dando baixas razões de ramificação, porém, grande interferência. Note que, para decaimentos de  $B$  carregados, essa supressão de cor se torna uma desvantagem. Isso porque nestes decaimentos, somente um dos diagramas de árvore é suprimido por cor, com isso, a razão entre os diagramas é pequena (ordem 0,1) e os efeitos de interferência são pequenos.

Podemos escrever as taxas de decaimentos usadas na estimativa de  $\gamma$  no método ADS, usando os parâmetros  $r_B$  e  $r_D$  definidos por

$$r_B \equiv \frac{|A(B^0 \rightarrow D^0 K^{*0})|}{|A(B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0})|} \quad ; \quad r_D \equiv \frac{|A(D^0 \rightarrow K^+ \pi^-)|}{|A(\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-)|} \quad (2.62)$$

onde  $r_D$  é um parâmetro bem medido, que tem o valor de  $0,06 \pm 0,003$  [11].

$$\Gamma(B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0}) \propto 1 + (r_B r_D)^2 + 2r_B r_D \cos(\delta_B + \delta_D + \gamma) \quad (2.63)$$

$$\Gamma(B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}) \propto r_B^2 + r_D^2 + 2r_B r_D \cos(\delta_B - \delta_D + \gamma) \quad (2.64)$$

$$\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow D^0 \bar{K}^{*0}) \propto 1 + (r_B r_D)^2 + 2r_B r_D \cos(\delta_B + \delta_D - \gamma) \quad (2.65)$$

$$\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 \bar{K}^{*0}) \propto r_B^2 + r_D^2 + 2r_B r_D \cos(\delta_B - \delta_D - \gamma) \quad (2.66)$$

$$\Gamma(B_d^0 \rightarrow D_1^0 K^{*0}) \propto 1 + r_B^2 + 2r_B \cos(\delta_B + \gamma) \quad (2.67)$$

$$\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow D_1^0 \bar{K}^{*0}) \propto 1 + r_B^2 + 2r_B \cos(\delta_B - \gamma) \quad (2.68)$$

$$\Gamma(B_d^0 \rightarrow D_2^0 K^{*0}) \propto 1 + r_B^2 - 2r_B \cos(\delta_B + \gamma) \quad (2.69)$$

$$\Gamma(\bar{B}_d^0 \rightarrow D_2^0 \bar{K}^{*0}) \propto 1 + r_B^2 - 2r_B \cos(\delta_B - \gamma) \quad (2.70)$$

onde  $\delta_B$  e  $\delta_D$  são as diferenças entre as fases fortes dos decaimentos de B e D respectivamente e  $\gamma$  é a fase fraca.

Para medir as taxas de decaimento do canal  $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_s^0 K^+ K^-)K^{*0}(892)^0$ , o B precisa ser entiquetado por um estado final específico de sabor. Essa identificação é realizada através do  $K^{*0}(892)^0 \rightarrow K^+ \pi^-$  (ver o diagrama na Figura 2.5) que ocorre em  $\frac{2}{3}$  dos decaimentos do  $K^{*0}$ , já que a carga do káon identifica o sabor do B. Na Tabela 2.4 temos os razões de decaimento do  $B^0$  [11].

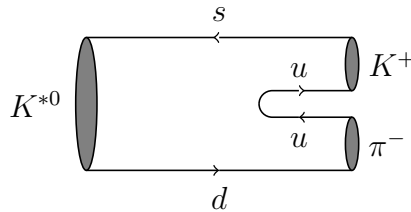


Figura 2.5: Diagrama do decaimento do  $K^{*0}$ .

Para o canal de interesse, o decaimento  $D^0 \rightarrow K_s^0 K^+ K^-$  se processa através de suas ressonâncias intermediárias,  $K_s^0 a_0(980)^0$ ,  $K^\pm a_0(980)^\mp$ ,  $K_s^0 f_0(980)$ ,  $K_s^0 \phi$  e  $K_s^0 f_0(1400)$ , onde grandes fases fortes são esperadas. Pode-se ver o diagrama do decaimento de  $D^0$  em suas ressonâncias intermediárias, na Figura 2.6, enquanto que

( $\Gamma_j/\Gamma$ ) Fração	
$B^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^*(892)^0$	$(5, 3 \pm 0, 8) \times 10^{-5}$
$B^0 \rightarrow D^0 K^*(892)^0$	$< 1, 8 \times 10^{-5}$ CL=90%

 Tabela 2.4: Razões de decaimento do  $B^0$  [11].

na Tabela 2.5 se encontram as razões de decaimento do  $D^0$ .

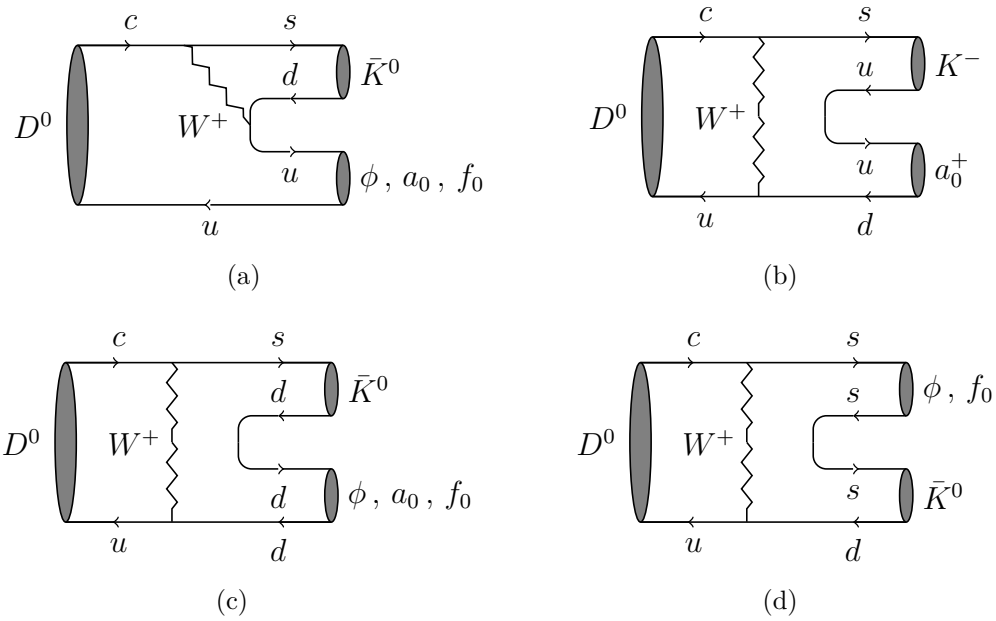


Figura 2.6: Diagramas do decaimento do  $D^0$ . As ressonâncias apresentam as seguintes construção:  $a^+ = u\bar{d}$ ,  $a_0 = (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$  e  $f_0, \phi = c_1(u\bar{u} + d\bar{d}) + c_2(s\bar{s})$ , onde  $u$ ,  $d$  e  $s$  são os quarks *up*, *down* e *strange* respectivamente e  $c_1$  e  $c_2$  são constantes.

$D^0$	( $\Gamma_j/\Gamma$ ) Fração
$K_s^0 a_0(980)^0, a_0^0 \rightarrow K^+ K^-$	$(3, 0 \pm 0, 4) \times 10^{-3}$
$K^- a_0(980)^+, a_0^+ \rightarrow K_s^0 K^+$	$(6, 1 \pm 1, 8) \times 10^{-4}$
$K^+ a_0(980)^-, a_0^- \rightarrow K_s^0 K^-$	$< 1, 1 \times 10^{-4}$ CL=95%
$K_s^0 f_0(980), f_0 \rightarrow K^+ K^-$	$< 1, 0 \times 10^{-4}$ CL=95%
$K_s^0 \phi, \phi \rightarrow K^+ K^-$	$(2, 10 \pm 0, 16) \times 10^{-3}$
$K_s^0 f_0(1400), f_0 \rightarrow K^+ K^-$	$(1, 7 \pm 1, 1) \times 10^{-4}$
não há modo não ressonante	

Tabela 2.5: Razões de decaimento de  $D^0 \rightarrow K_s^0 K^+ K^-$ . Para este estado final do  $D^0$ , não há modo não ressonante.

Por fim, temos que a razão de ramificação da ordem de  $10^{-8}$  para o canal

$B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_s^0 K^+ K^-) K^*(892)^0$  e que até o presente momento não foi publicado nenhum resultado a cerca deste canal por causa de sua baixa razão de ramificação. Retornaremos a esse assunto, no capítulo de análise dos dados simulados, onde apresento os resultados estimados para esse canal.

# Capítulo 3

## O experimento LHCb

Todo o meu trabalho de análise se baseia nos dados que simulam o que se espera detectar com o experimento LHCb (Large Hadron Collider Beauty experiment for precision measurements of CP violation and rare decays) [3], que se foca na determinação dos parâmetros de violação de CP e detecção de decaimentos raros em sistemas do quark b. Será realizado, portanto, neste capítulo, a descrição deste experimento. Toda esta informação está baseada na proposta técnica (TP) [16] do experimento LHCb publicada em 1998, logo no início do projeto e nos relatórios técnicos do projeto (TDR) [17]-[27], publicados entre os anos de 2000 e 2005, onde se encontram as alterações feitas ao TP. Sendo as ilustrações e gráficos utilizados neste capítulo, extraídos dessas referências e da página da internet do experimento LHCb [3].

### 3.1 O colisor LHC

O LHCb, junto com o ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [28], CMS (The Compact Muon Solenoid) [29] e o ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [30], compõem o conjunto dos quatro maiores detetores, localizados no acelerador circular denominado LHC (Large Hadron Collider), que está sendo construído no CERN, nas proximidades de Genebra. Nesse grande colisor, dois feixes de prótons (ou de íons

pesados), circulando em direções opostas, passarão por quatro pontos de colisão, onde estarão localizados os detetores. Ele tem uma circunferência de aproximadamente 27 quilômetros e está situado na fronteira franco-suiça, a 100m abaixo da superfície, conforme pode ser visto na Figura 3.1

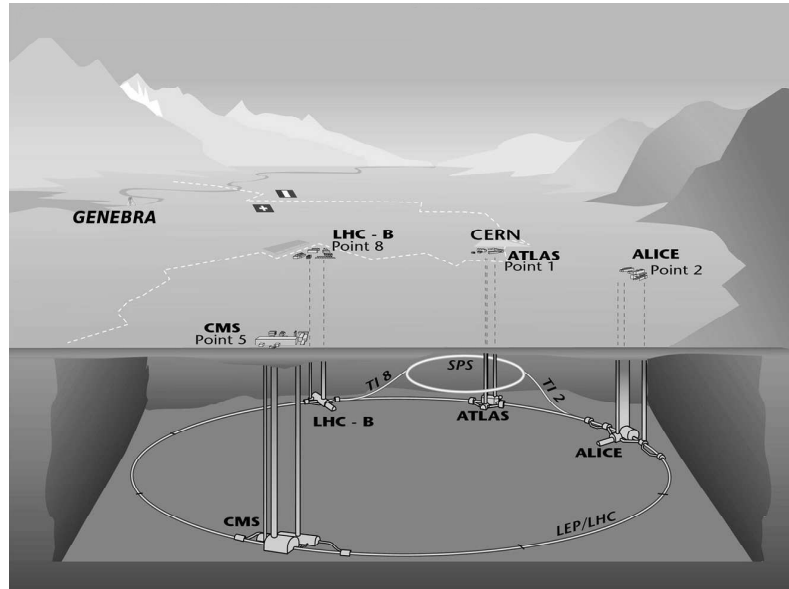


Figura 3.1: Desenho esquemático do anel acelerador LHC, com seus quatro maiores detetores (ALICE, ATLAS, CMS, LHCb), assim como um dos pré-aceleradores (SPS). Conforme representado na imagem, o ponto de descida para o ATLAS se encontra situado em território suíço, enquanto que os outros detetores se encontram em território francês.

O LHC está sendo construído para atingir uma luminosidade de  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , com uma frequência de cruzamento de nuvens de 40MHz, esperando assim alcançar uma média de aproximadamente 1 cruzamento de nuvens a cada 25ns. O colisor foi elaborado de forma que nuvens de cada um dos dois feixes possam girar em sentidos opostos, e com isso alcançar a energia no centro de massa de 14 TeV ao colidirem. Para acelerar as partículas até a energia de 7 TeV em cada feixe, o LHC faz uso de um sistema de pré-aceleração, já que o mesmo necessita que as partículas sejam injetadas com uma energia mínima de 450 GeV. Este sistema constitui-se de um injetor (LINAC - LINear ACcelerator), que acelera as nuvens até 50 MeV, passando assim para os aceleradores circulares PS (Proton Synchrotron) e SPS (Super PS), que aceleram a aproximadamente 450 GeV, para, somente então, as nuvens serem



injetadas no LHC. Na Figura 3.2 podemos ver o esquema de como o sistema de pré-aceleração está organizado.

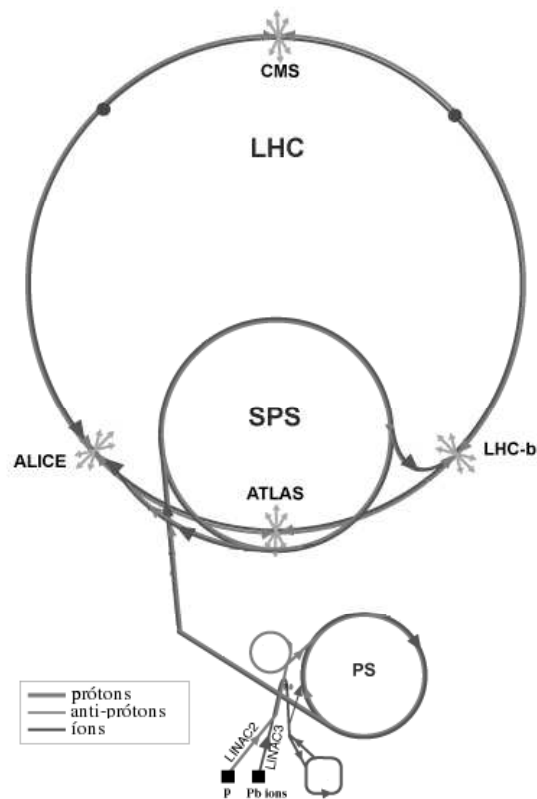


Figura 3.2: Esquema de aceleração de partículas. Inicialmente as partículas são criadas e aceleradas nos aceleradores lineares, LINAC2 (prótons), ou LINAC3 (Pb íons), até a energia de 50 MeV, para então serem injetados no PS e em seguida no SPS. Alcançando assim a energia de 450 GeV. Sendo então mandadas ao LHC, onde serão aceleradas até 7 TeV, para colidir em um dos quatro pontos onde estão localizados os detectores (ALICE, ATLAS, CMS e LHCb). Note que há duas saídas no SPS, injetando as partículas em sentidos opostos no LHC. Desta forma se consegue dois feixes girando em sentidos opostos.

O ATLAS e o CMS estão direcionados ao estudo mais geral da física, que poderá surgir da colisão de hádrons em altas energias. Temos, como seus principais objetivos, a descoberta do Higgs (única partícula fundamental prevista pelo modelo padrão que ainda não foi descoberta), e a procura de partículas supersimétricas. O LHCb, por sua vez, é um experimento voltado somente à física do quark b. Tem como seu principal foco, medidas precisas de violação de CP e o estudo de canais de decaimentos raros, através de decaimentos de hádrons formados com o quark b

(ou sua antipartícula  $\bar{b}$ ). O ALICE, por sua vez, será o único entre os quatro que será totalmente dedicado à colisão de íons pesados. Tem como objetivo, estudar a possível formação de plasma de quarks e glúons, assim como suas propriedades. O ATLAS, assim como o CMS, também trabalharão com íons pesados. Porém, esta não é a prioridade nestes dois experimentos.

Passaremos agora a descrição do experimento LHCb, em que trabalhei. Primeiramente daremos alguns detalhes técnicos gerais sobre o detetor, para somente então começar a descrever separadamente os sistemas que o constituem.

## 3.2 Informações gerais

Dentre os quatro grandes detetores do LHC, o LHCb é o único que não possui uma geometria cilíndrica. Sua geometria é justificada quando fazemos um estudo da produção de pares  $b\bar{b}$ . Esses pares são produzidos em ângulos pequenos em relação ao eixo de propagação dos feixes de prótons, conforme podemos ver na Figura 3.3. Podemos notar também nesta figura que os pares são sempre produzidos na mesma direção. Estas são as razões pelas quais o detetor tem uma geometria aparentemente cônica, que se assemelha a experimentos de alvo fixo, como podemos verificar na Figura 3.4.

O detetor irá ocupar apenas a região de interesse de pequenos ângulos, com uma cobertura de  $\pm 300$  mrad na horizontal e  $\pm 250$  mrad na vertical. Nota-se, ao analisar o experimento, que ele privilegia o sentido positivo na direção  $z$  (Figura 3.4), enquanto que temos igual probabilidade de produzirmos pares  $b\bar{b}$  nos dois sentidos (conforme Figura 3.3). Esta escolha se deve exclusivamente a questões financeiras, visto que haveria um gasto muito maior para construir um detector idêntico no sentido oposto. Não há nenhuma razão para termos uma física diferente no sentido oposto ao que foi construído o detetor. Esta escolha, portanto, afeta somente a estatística do detetor. A Figura 3.5 mostra uma foto do experimento LHCb, já na

sua fase final de construção.

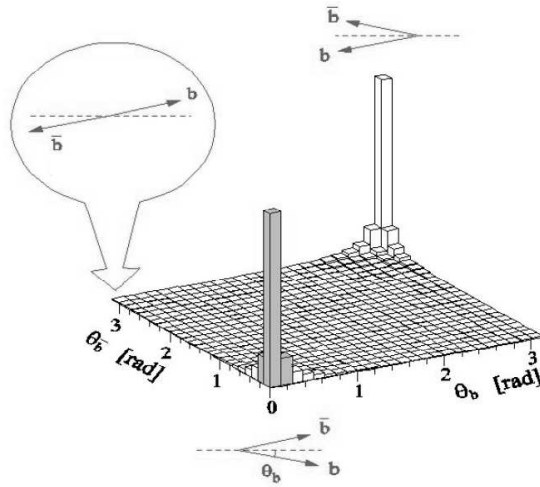


Figura 3.3: Distribuição dos ângulos de criação de pares de  $b\bar{b}$ . Observamos que os pares são criados com ângulos pequenos, estando os dois se deslocando juntos, para frente, ou para trás.

Outra peculiaridade deste experimento, em comparação aos outros três, se refere à luminosidade. Por estar interessado em medidas precisas dos parâmetros de violação de CP, se faz importante termos uma perfeita reconstrução de traços e vértices. Porém quanto maior o número de colisões pp num mesmo evento, mais complicado, se torna a identificação correta dos decaimentos gerados. Optou-se então, para um bom funcionamento do detetor, mantê-lo trabalhando em uma luminosidade mais baixa da que se pretende alcançar no LHC ( $\mathcal{L}_{LHC} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ). Conforme podemos ver na Figura 3.6, ao aumentarmos a luminosidade, aumentamos a probabilidade de obtermos mais de um par por evento. Foi portanto escolhido como valor de operação a luminosidade de  $\mathcal{L} = 2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  para o detetor. Essa diminuição de luminosidade será alcançada através da menor focalização do feixe perto do ponto de interação. Para se ter a possibilidade de trabalhar com maior luminosidade no futuro, os detetores que formam o LHCb foram projetados para poderem operar com um valor até de  $\mathcal{L} = 5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

O LHCb tem como principais características, ótima resolução de vértice, de tempo de decaimento, identificação de partículas e uma precisa reconstrução de

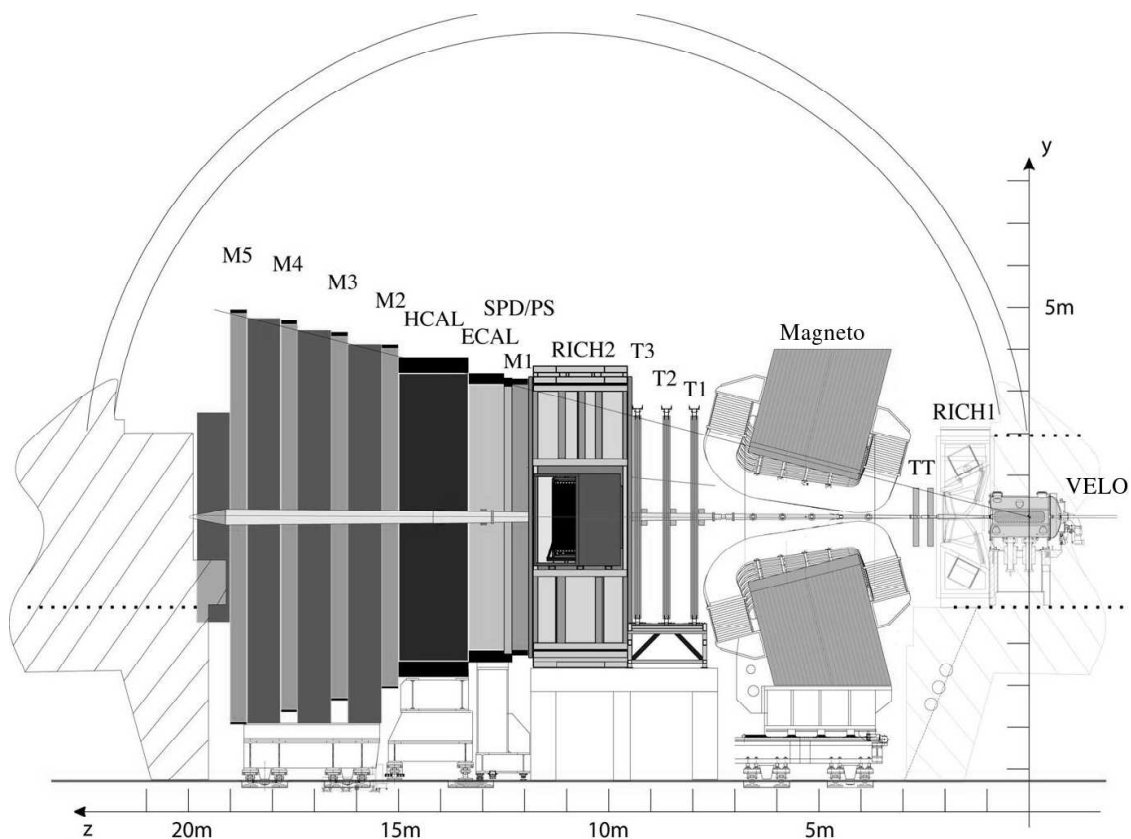


Figura 3.4: O experimento LHCb. Visualização lateral esquemática do experimento, com indicação para todos os subsistemas que o compõe. Neste plano  $yz$ , o tubo do acelerador LHC, por onde passam os feixes e que atravessa o experimento, se encontra em  $y=0$ . A colisão entre os dois feixes se dá dentro do VELO, em  $z = 0$ .

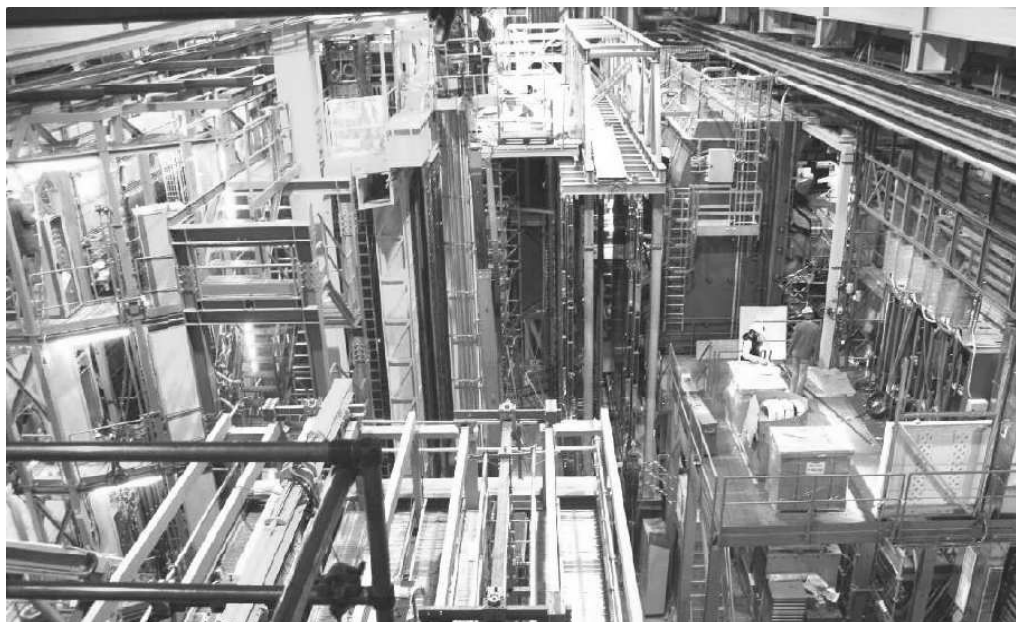


Figura 3.5: Foto do experimento LHCb no início do ano de 2007.

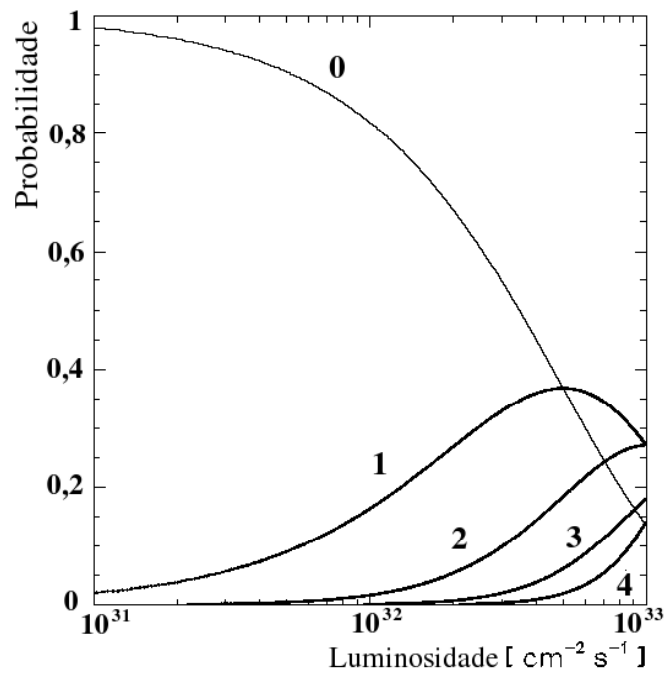


Figura 3.6: Gráfico da dependência do número de pares  $b\bar{b}$  gerados por eventos, em relação a luminosidade.

massa. A seguir, será dada uma descrição mais detalhada dos sub-sistemas que o compõem.

### 3.3 O Sistema de determinação de trajetórias

Este sistema tem como principal objetivo obter uma resolução relativa do momento das partículas de  $\delta P/P \sim 0,4\%$  para cada partícula carregada emitida pelo decaimento do B, dando uma resolução de massa invariante do B de  $\sim 15\text{MeV}/c^2$ . Para a detecção das partículas carregadas e determinação de seus momentos o sistema de traços é constituído por: um magneto, um localizador de vértices (VELO), estações de traços do *trigger* (TT) e estações de traços (T1, T2 e T3).

#### 3.3.1 Magneto

Localizado entre a TT e a T1 (conforme Figura 3.4) o magneto tem como objetivo curvar a trajetória das partículas carregadas, para possibilitar a identificação de sua

carga e medição do seu momento linear. O magneto é constituído por um dipolo, estando a componente principal do campo magnético na direção  $y$ . Desta forma temos a curvatura das partículas no plano  $x-z$ . A Figura 3.7 mostra uma ilustração do magneto e uma foto do mesmo, sendo a foto tirada antes da instalação dos sub-sistemas de detectores.

Como característica importante do magneto, temos que o seu poder de curvatura será de  $\int B dl \sim 4\text{Tm}$ . Isto nos possibilita, por exemplo, realizar medidas do momento de partículas carregadas com  $P \sim 40 \text{ GeV}/c$ , com uma precisão de  $\delta P/P \sim 0,4\%$ . Além disso, será possível a inversão de polaridade do magneto, para realizar estudos de efeitos sistemáticos induzidos por alguma assimetria do detetor.

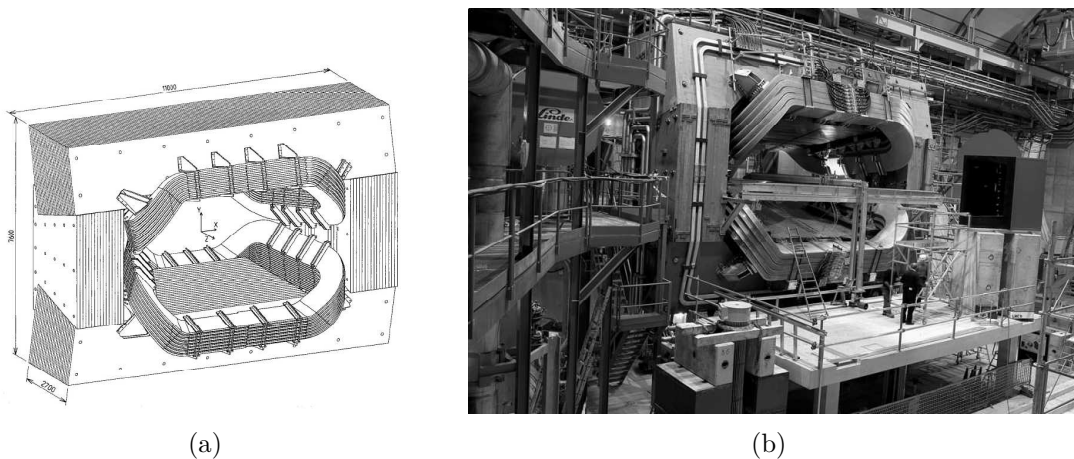


Figura 3.7: 3.7(a) Ilustração e 3.7(b) foto do magneto. A foto do magneto foi tirada antes da instalação dos sub-sistemas de detectores.

### 3.3.2 Localizador de vértices (VERTex LOCator - VELO)

O VELO é o primeiro detetor do LHCb, localizado em torno da região de colisão. Ele tem como objetivo primordial determinar com extrema precisão os vértices primários do decaimento e os vértices dos seus produtos. Isso porque os mésons  $B$  têm um tempo de vida longo suficiente para serem medidos, porém requer um precisão extremamente boa, para permitir a separação dos vértices secundários.

Este detetor é constituído por 21 estações com sensores de silícios, localizadas ao

longo da direção do feixe. Cada estação é composta por dois planos de sensores, que medem as componentes radiais e angulares de todos os traços. Devido à geometria do detetor, e para poder realizar medidas dos vértices primários e secundários da colisão, os sensores devem ser postos o mais próximos possível do feixe. Por essa razão, todos os sensores e os canais de saída eletrônica estão localizados dentro de uma câmara de vácuo especial, com um sistema retrátil. Desta forma se torna possível aproximar os sensores, do ponto de interação, quando a colisão ocorrer, sendo afastados, durante a aceleração das partículas até 7 TeV, período em que não há colisões, evitando assim possíveis danos aos sensores, causados pelo feixe. Esta maior aproximação ao ponto de interação dos sensores só pode ocorrer, pois o LHCb opera em baixa luminosidade. A Figura 3.8 nos ilustra uma visão externa da câmara de vácuo, as estações do VELO, instaladas dentro desta câmara, e apresenta a foto de módulos da estação.

Por fim, se faz importante notar que o VELO possui alguns sensores na região  $z < 0$ . Portanto, temos com isso um aumento da precisão da medida das posições dos vértices primários. Encontramos também, nesta região, dois sensores  $r$  dedicados à medida da multiplicidade de traços. Esta medida é usada pelo *trigger* para testar e vetar a sobreposição de colisões múltiplas.

### 3.3.3 *Trigger Tracker (TT)*

Localizado logo após o RICH1, como podemos ver em Figura 3.4, o *trigger tracker* é constituído por duas estações. O TT tem dois objetivos. Primeiro, ele faz parte do *trigger* de nível 1, para prover informação do momento transversal ao traço. Segundo, ele é utilizado na análise *offline*, tanto na reconstrução da trajetória de partículas com baixo momento que são curvadas, devido ao campo magnético, para fora da aceitação do detetor e por isso, jamais alcançam as estações T1-T3, assim como para a reconstrução de partículas neutras com tempo de vida longo, que decaem fora do VELO.

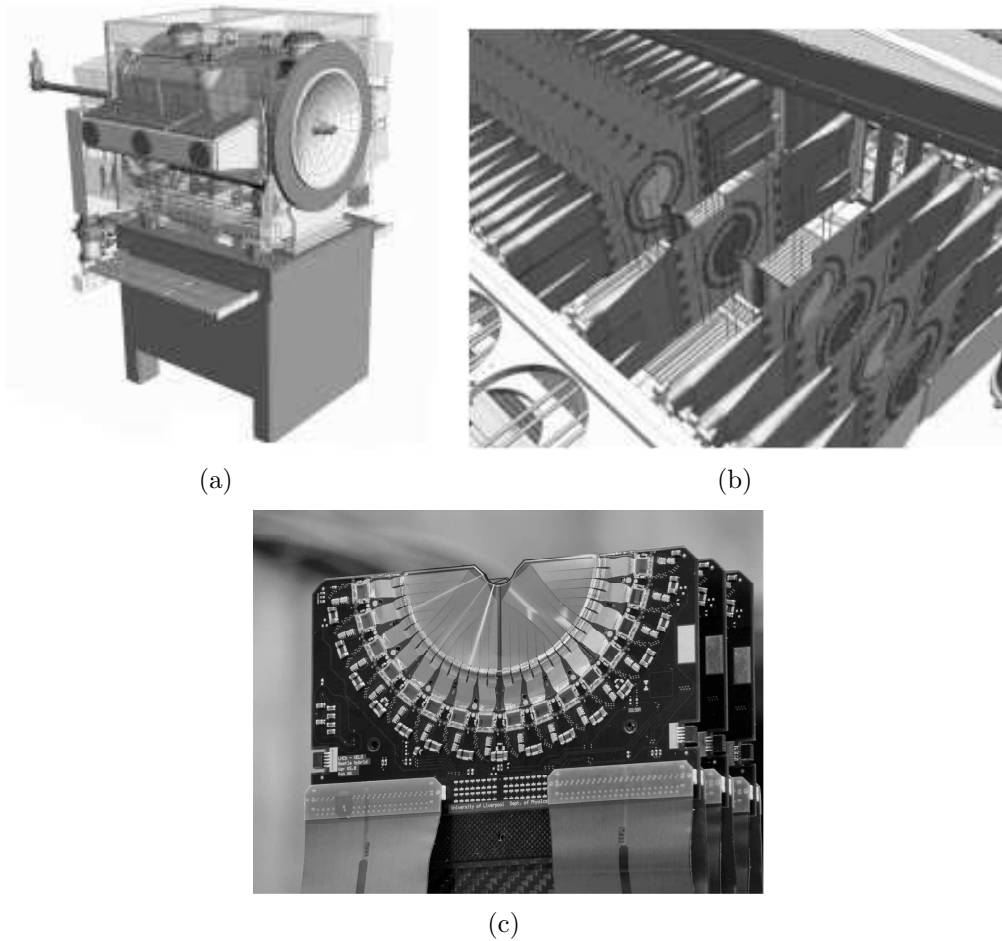


Figura 3.8: 3.8(a) Ilustração de uma visão externa, da câmara de vácuo, que envolve todo as estações que compõem o VELO. 3.8(b) Ilustração das estações do VELO conectadas às duas bases retrátil. 3.8(c) Foto de módulos da estação do VELO.

Este subsistema (TT) cobre uma região de área retangular de aproximadamente 130 cm de altura e 160 cm de largura. Ele é dividido em dois subsistemas, TTa e TTb, separados por 27 cm. Cada um deles é composto por dois planos de detectores de silício, de  $183 \mu\text{m}$  de largura. TTa se encontra centrado em  $z = 235$  cm e o TTb em  $z = 262$  cm. Assim como no *Inner Tracker* e *Outer Tracker* (descritos na próxima sub-seção), o primeiro e quarto planos têm uma faixa vertical de leitura do sinal de saída, conforme podemos ver na Figura 3.9(a). O segundo e terceiro têm uma inclinação de  $+5^\circ$  e  $-5^\circ$  respectivamente, como está representado na Figura 3.9(b).



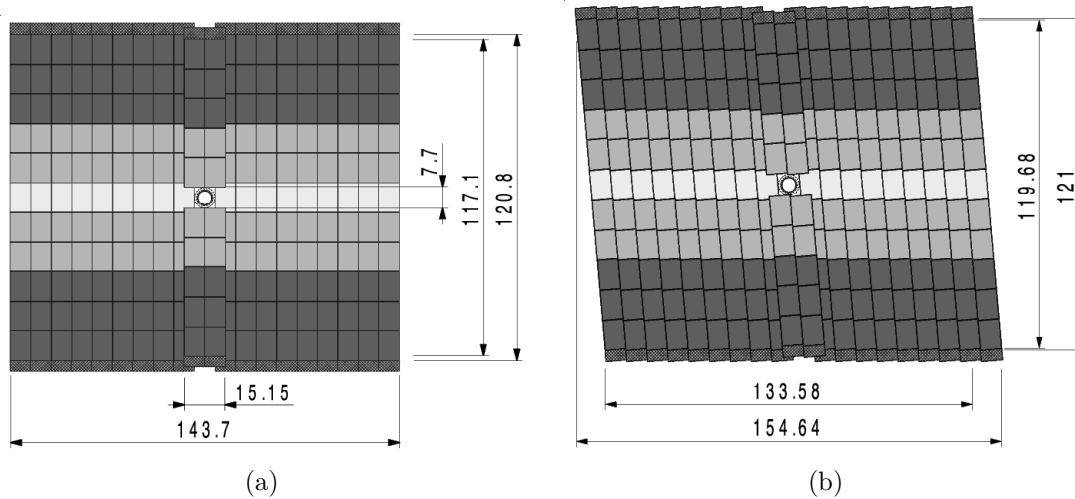


Figura 3.9: Plano dos detectores da (3.9(a)) TTa e (3.9(b)) TTb.

### 3.3.4 Estações de traços (T1, T2 e T3)

As estações T1, T2 e T3, localizadas após o magneto (ver Figura 3.4), são segmentadas em *Outer Trackers* (OT) e *Inner Trackers* (IT).

#### *Outer Trackers (OT)*

Situadas na região mais externa das estações (T1-T3) as *outer trackers*, têm o objetivo de detectar a posição de traços que estejam dentro da região de aceitação do LHCb, que tenham um ângulo radial maior do que 15 mrad. Por ter uma densidade menor de partículas que atravessam esta região, utiliza-se câmaras *straw tube*, com uma mistura de Ar(75%) - CF<sub>4</sub>(15%) - CO<sub>2</sub>(10%). Essas câmaras são tubos, mantidos em alta voltagem, com um fio aterrado, posicionado em  $r=0$ , onde  $r$  é o raio do tubo. As medidas da câmara, são tomadas através deste fio. A escolha da mistura está relacionada à otimização do tempo de recolhimento do sinal.

#### *Inner Trackers (IT)*

Posicionado em uma região mais próxima do feixe, ou seja, com pequeno ângulo polar, o *inner trackers* tem de ser capaz de suportar uma alta densidade de traços. Por essa razão, foi necessário a utilização de tecnologia diferente das câmaras de gás

utilizadas no OT. Foi desenvolvido um detetor específico para essa região, baseado em microtiras de silício. Ele ocupará uma área de aproximadamente 40cm na vertical e 120cm na horizontal. É necessária esta diferença entre as duas direções pois o campo magnético estará praticamente todo na direção  $y$ , espalhando as partículas que sofrem sua ação no plano  $x-z$ .

## 3.4 Identificação de Partículas

Após descrevermos o sistema de traços, passamos para os detectores que constituem o sistema de identificação de partículas. Esse sistema é fundamental para o experimento LHCb. Isto porque a medida dos parâmetros da assimetria de CP é possível somente se léptons e hádrons forem bem identificados em uma vasta faixa de momento. O sistema será composto portanto por dois RICH (RIng-Imaging-Cherenkov), que farão a separação  $\pi/K$ , um calorímetro eletrônico (ECAL) para elétrons, fótons e  $\pi^0$ , um calorímetro hadrônico (HCAL) para hádrons e um sistema de múons.

### 3.4.1 RICH

O LHCb contará com dois detetores RICH, estando o primeiro (RICH1) localizado entre o VELO e a TT e o segundo (RICH2) entre T3 e a M1 do sistema de múons. Os detetores RICH permitem a identificação e separação dos píons e káons. Esta informação se faz necessária para o aumento da razão sinal sobre ruído, para decaimentos de B e para prover uma identificação de káons para medidas de assimetrias de CP. Esses detetores tornam possível a separação de káons e píons na faixa de momento de 1 a 150 GeV/c, o que representa mais do que 90% dos píons e káons dos canais de decaimento do B.

Os detetores RICH se baseiam no efeito de radiação de Cherenkov, ou seja, na radiação emitida por uma partícula carregada com velocidade maior que a veloci-

dade da luz no meio. A direção de propagação da onda formará um ângulo de  $\theta_c$  com respeito à trajetória da partícula, de tal forma que  $\cos(\theta_c) = \frac{1}{\beta n}$ . O que o detector RICH realiza é uma análise das imagens dos anéis formados pelos fótons de Cherenkov, emitidos ao longo da trajetória da partícula carregada que atravessa o detector. Conhecido o momento da partícula, a medida do raio do anel produzido nos permite separar partículas de diferentes massas. O momento e o ponto de entrada nos é dado pelo sistema de traços.

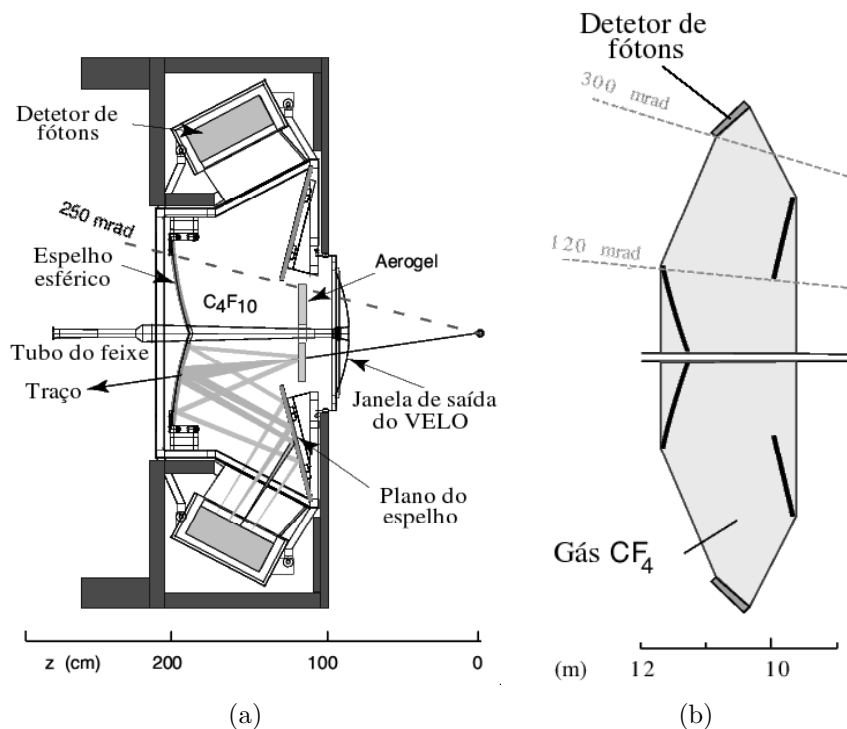


Figura 3.10: Corte vertical do (3.10(a)) RICH1 e (3.10(b)) RICH2.

Na Figura 3.10 podemos ver o layout vertical dos dois detectores (RICH1 e RICH2). Podemos ver que espelhos focalizadores são usados para direcionar os anéis para um conjunto de detectores de fótons. A importância dos espelhos é de redirecionar a imagem para uma região fora da aceitação do LHCb, onde a radiação é baixa o suficiente para o uso de uma eletrônica que não suporte grande radiação. Para poder cobrir a faixa de momento, de 1 GeV/c a 150 GeV/c, foi necessário a utilização de dois detectores RICH, com índices de refração diferentes. O RICH1 (Figura 3.10(a)) foi desenvolvido para identificar traços com baixo momento

(1-40 GeV/c), enquanto que o RICH2 (Figura 3.10(b)) cobre a faixa de momento de 5 a 150 GeV/c.

### Detectores de fótons

Os detectores de fótons que serão usados nos detectores RICH serão do tipo HPD (*Hybrid Photo Detectors*), ou detectores híbridos de fótons. Essa tecnologia foi desenvolvida pelo grupo do LHCb responsável pelo RICH, em conjunto com a indústria. A HPD é baseada em intensificadores de imagem padrões de geometria cilíndrica, que foca os fotoelétrons em uma rede segmentada, de *pixels* de silício, dentro de um tubo de vácuo, conectada a uma eletrônica que associa os *pixels* de silício com *pixels* eletrônicos. A Figura 3.11 mostra o protótipo de uma HPD.

Essa tecnologia foi desenvolvida para ter maior eficiência na presença de campos magnéticos fracos do que as outras tecnologias existentes. Essa característica é de extrema importância para o LHCb, por estarem os detectores RICH próximos ao magneto.

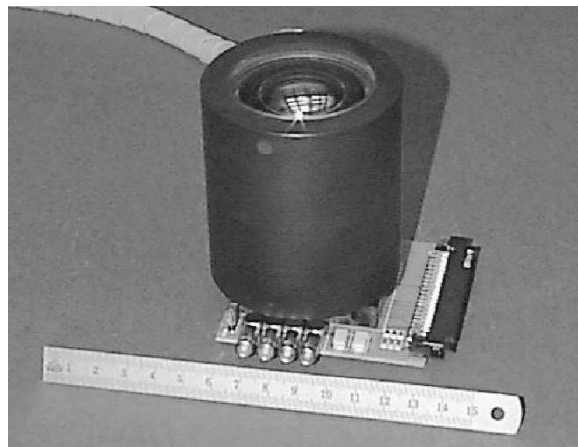


Figura 3.11: Foto do protótipo de um tubo HPD.

### 3.4.2 Calorímetros

Os calorímetros são desenvolvidos para detectar e medir a energia total de hádrons, elétrons e fótons, com alto momento transversal. São utilizados na análise

físicas e no *trigger* de nível 0, na identificação de elétrons para determinar o sabor dos mésons B e na reconstrução de  $\pi^0$  e  $\gamma$ , especialmente para os provenientes de decaimentos de B.

O LHCb contém quatro calorímetros localizados entre as estações de múons M1 e a M2, sendo eles, o SPD (*Scintillator Pad Detector*), PS (*PreShower*), ECAL (*Electromagnetic Calorimeter*) e HCAL (*Hadronic Calorimeter*). Os três primeiros detectores têm suas células divididas em três áreas (Inner, Middle e Outer), enquanto que o HCAL é dividido em somente duas regiões (Inner e Outer), conforme a Figura 3.12. Esta segmentação foi escolhida seguindo o compromisso entre o menor número de canais de saída e a ocupação, com a melhor resolução de posição e momento possíveis.

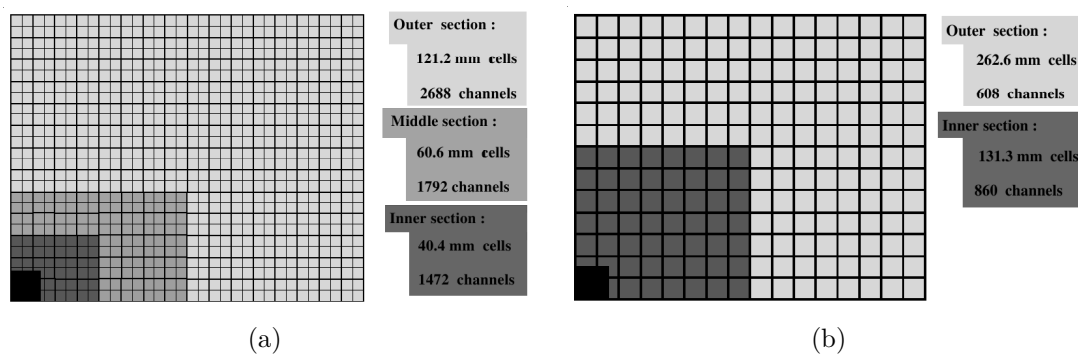


Figura 3.12: Esquema de divisão das regiões dos calorímetros. (3.12(a)) um quarto do plano dos calorímetros SPD, PS e ECAL. (3.12(b)) um quarto do plano do HCAL. A região negra no extremo inferior esquerdo de (3.12(a)) e (3.12(b)) representa uma região morta para medidas, por onde passa o tubo do acelerador, que cruza todo o experimento LHCb.

### SPD e PS

Esses detetores são constituídos por cintiladores que emitem luz ao serem estimulados. Essa luz então é redirecionada através de fibras óticas, para fotomultiplicadoras. O SPD identifica partículas carregadas antes de ocorrerem os chuvis de partículas neutras, característicos dos calorímetros, o que serve para ajudar a distinguir entre partículas carregadas e neutras. Já o PS, posicionado após uma parede de

12mm de chumbo, situada entre ele e o SPD, permite uma rápida separação elétrons pions e por isso, uma rápida rejeição, que pode ser usada no *trigger*.

## ECAL

O ECAL é constituído por módulos do tipo Shashlik, que alterna placas cintiladoras de 4mm de espessura e paredes de chumbo de 2mm. Tem uma estrutura semelhante a do SPD e PS (conforme Figura 3.12(a)). Tem como função a detecção de fótons e elétrons, além de possuir uma resolução de energia de  $\sigma(E)/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1,5\%$ , onde o primeiro termo é a componente estocástica e representa as flutuações estatísticas relacionadas, assim como a flutuação intrínseca do chuveiro, etc. O segundo termo é devido à não uniformidade do detector e incertezas na calibração. Temos também que  $\oplus$  significa que os dois termos devem ser adicionados quadraticamente.

## HCAL

O HCAL é uma sequência de peças de chumbo (material absorvedor) e detetores cintiladores (material ativo). Tem como principais objetivos a medição da energia e identificação de hádrons, e possui uma resolução de energia esperada de  $\sigma(E)/E = 80\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$ .

### 3.4.3 Sistema de múons

O propósito do sistema de múons do LHCb é prover um *trigger* rápido (L0) e identificação *offline* de múons. O sistema é feito de cinco estações (M1-M5) de geometria retangular, que cobrem uma aceitação de  $\pm 300$  mrad (horizontal) e  $\pm 250$  mrad (vertical).

A primeira estação (M1) é localizada antes do SPD/PS. As outras quatro estações (M2-M5) são localizadas após o HCAL, sendo estas intercaladas com paredes de ferro, conforme podemos ver na Figura 3.4. As estações são compostas por câmaras

de diferentes dimensões, posicionadas nas duas faces da estação. Esta configuração possibilitará que uma face possa cobrir as regiões mortas da outra (ver Figura 3.13).

A função das paredes de ferro é filtrar possíveis partículas que venham a chegar nestas estações e que não sejam múons. Desta forma, somente múons conseguirão deixar sinal em todas as cinco estações. Cada estação é dividida em quatro regiões (R1-R4), com a distância aumentando a partir do eixo do feixe, definindo os ângulos a partir do ponto de interação, como pode ser visto na Figura 3.14. Podemos observar, ainda, que a leitura dos sinais em diversas placas será feita em conjunto, criando canais lógicos.

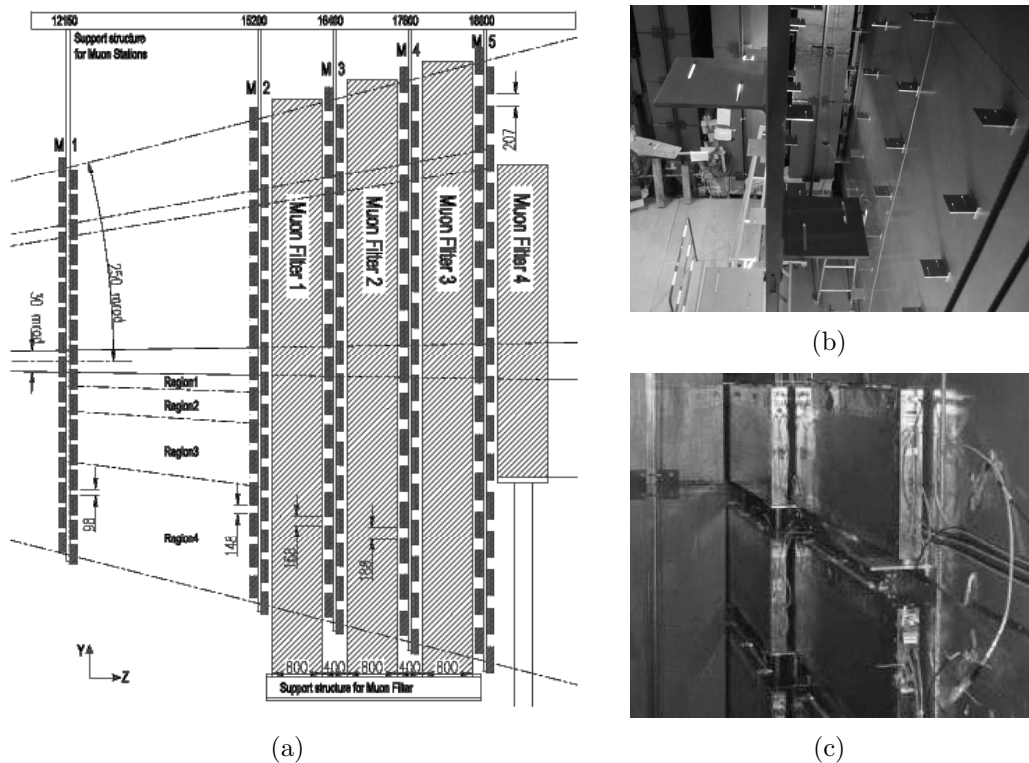


Figura 3.13: 3.13(a) Sistema de múons (estações e filtros). 3.13(b) Foto da parede de suporte das câmaras de múons. 3.13(c) Foto de algumas câmaras de múons já instaladas na parede de suporte.

A primeira estação será equipada com câmaras de gás multiplicadoras de elétrons, ou GEM (Gaseous Electron Multiplier) na região 1 (R1) e câmaras multifilares proporcionais, ou MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber) nas outras regiões. Todas as outras estações serão compostas de MWPC em todas as regiões. A escolha

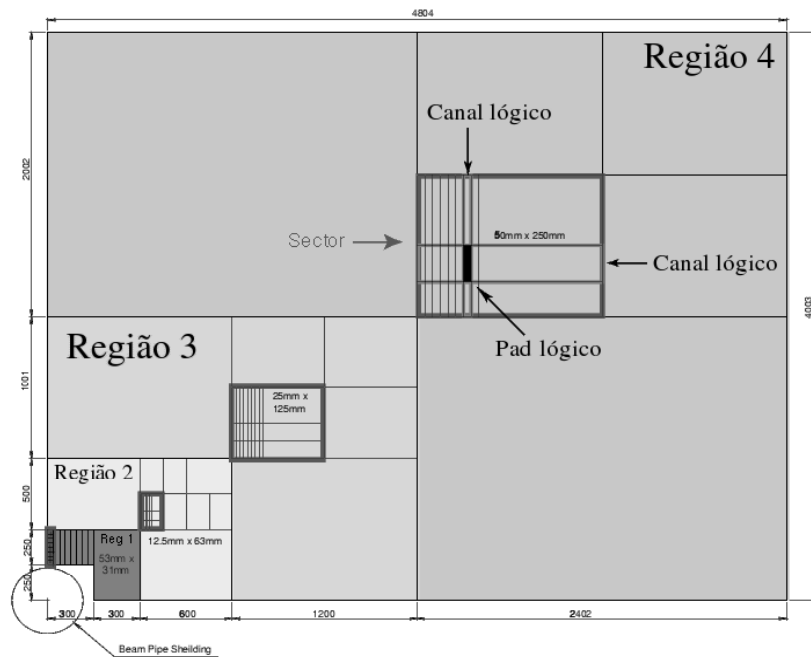


Figura 3.14: Esquema de um quarto de uma das estações de múons, com indicações da divisão por região e a como são construídos os *pads* lógicos.

de GEM para a M1R1 (Região 1 da estação M1) se deve ao fato desta estação estar antes das paredes de ferro e ficar mais próxima do tubo do feixe, portanto, numa região com taxa de partículas de  $\sim 460\text{kHz}/\text{cm}^2$ .

O detector do tipo GEM consiste em uma folha fina de metal com uma alta densidade de furos. Temos então que, ao aplicarmos uma alta diferença de potencial nas diferentes GEM, forma-se campo elétrico dentro dos buracos. Dessa forma, elétrons produzidos na ionização do gás são multiplicados e recolhidos nos buracos. Detalhes sobre as câmaras MWPC serão dados no capítulo em que descreverei meu trabalho com essas câmaras. No total, o sistema de múons será composto por 1380 câmaras, de 20 diferentes dimensões.

### 3.5 O sistema de *Trigger*

Devido à grande luminosidade do experimento LHCb, se torna inviável armazenar todos os eventos gerados nas colisões. Por esse motivo, se faz necessário o



desenvolvimento de filtros, que nos permitam restringir o número de eventos a serem armazenados, para uma quantidade possível de se tratar. Esta é exatamente a função do sistema de *trigger* do LHCb. Espera-se com ele armazenar somente dados de canais interessantes, que possam ser reconstruídos, não se perdendo tempo e processamento, em eventos que não serão utilizados. Visto que este sistema é que decide qual evento será gravado (ou não), isto o torna um dos mais importantes do detector. Um erro na calibração do *trigger*, pode fazer com que o experimento apesar de detectar um canal importante, não o guarde.

O sistema de *trigger* é dividido em três níveis, nível 0 (L0), nível 1 (L1), *trigger* de alto nível (HLT). Com esses três níveis, será possível reduzir a frequência de sinais a serem armazenados, de 16MHz para 2kHz. Por funcionar de forma sequencial, somente serão analisados, no nível seguinte, os eventos que passarem pelo nível anterior. Separando a frequência de entrada e saída de cada um dos níveis do *trigger*, teremos que dos 16MHz gerados pelo detector LHCb, o L0 deixará passar somente 1MHz ao L1. Este, por sua vez, reduzirá para 40kHz a frequência do sinal. Passando assim para o HLT, que realizará uma redução a 2kHz.

Logicamente, podemos dividir esse sistema em dois grupos. O primeiro, composto pelo L0 e o L1, usa informação de detectores individuais. O segundo, composto somente pelo HLT, por já ter uma frequência de entrada muito mais baixa (40kHz), é um algoritmo mais complexo, que utiliza toda a informação detectada pelo LHCb.

### 3.5.1 L0

Este nível é totalmente elaborado em eletrônica especializada, devido à necessidade de rapidez na sua resposta. Ele é composto, basicamente, por quatro *triggers* de alto momento transversal, rodando em paralelo para elétrons, fótons, hádrons e múons. Os três primeiros utilizam o mesmo algoritmo, apenas com diferentes cortes de seleção, utilizando uma informação ainda bruta, do calorímetro, enquanto que o último depende dos detectores de múons. O tempo máximo estabelecido para um

evento ser aprovado ou não pelo L0, é de  $\sim 4\mu s$ . Isto torna necessário a existência de um *buffer* que armazene 168 eventos ( $168 \times 25ns$ ), para que haja tempo para o L0 tomar a decisão, quando o experimento estiver funcionando com uma colisão a cada 25ns.

Na Tabela 3.1, temos um resumo de todos os *subtriggers* do L0. Se faz importante chamar a atenção que todos esses *subtriggers* são feitos em paralelo. A ordem lógica dada na tabela é aplicada a posteriori pela Unidade de Decisão (L0DU). A função da L0DU é combinar todas as informações dos *subtriggers* do L0 em uma única decisão por evento. Ou seja, a sequência de verificação é finalizada assim que se obtém um resultado (aceito ou rejeitado), na ordem em que é dada na Tabela 3.1. O evento é rejeitado caso não preencha nenhuma das condições de aceite.

### 3.5.2 L1

Este segundo nível, utilizará informações do VELO, TT e do L0, tendo um tempo aproximado de 0,4ms, para processamento de um evento. O L1 reconstrói traços que passam pelo VELO e a TT, combina esses com os candidatos dos *subtriggers* do L0 (Múon e Calorímetro). Isso é feito para determinar os vértices primários, os parâmetros de impacto em relação a estes e o momento transversal dos traços. Na Tabela 3.2, temos um resumo de todos os processos do L1, que resultam em o evento ser aceite. Ao contrário do L0, no L1 não há veto.

### 3.5.3 HLT

Por ter uma taxa de somente 40kHz de eventos entrando, esse *trigger* terá um tempo de processamento disponível de aproximadamente 10ms, muito superior ao dos outros dois *triggers*, podendo portanto utilizar todas as informações detectadas pelo LHCb para decidir. Na Tabela 3.3, temos um resumo de todos os processos do HLT, que resultam em o evento ser aceite.

Ordem lógica	<i>Subtrigger</i>	Detectores usados	Condição	Resultado
1	Di-múons	M1-M5	$P_T(\mu_1) + P_T(\mu_2) > 1,5 GeV$	Aceito
2	Sobreposição de traços	VELO	(# de traços em $z < 0$ ) $> 112$	Rejeitado
3	Calorímetros	SPD PS ECAL HCAL	$E_T < 5 GeV$ , ou # de traço no SPD $> 280$	Rejeitado
			Existir um agrupamento de células com: $E_T > 2,6 GeV$ para elétrons $E_T > 2,3 GeV$ para fótons $E_T > 3,5 GeV$ para hádrons $E_T > 4,0 GeV$ para $\pi^0$	Aceito
4	Múons	M1-M5	Existir um múon parcialmente reconstruído com: $P_T > 1,3 GeV/c$	Aceito

Tabela 3.1: Resumo de todos os *subtriggers* do L0. Todos esses procedimentos são realizados em paralelo. A ordem lógica dada na tabela é aplicada a posteriori pela Unidade de Decisão.

### 3.6 Aquisição de dados

Como já pode ser visto na seção sobre o *trigger*, um dos maiores desafios para o experimento LHCb é a aquisição e armazenamento dos dados, devido ao enorme fluxo de partículas criadas em colisões *pp*. Ao serem gerados nos subsistemas do detector, os dados são lidos pelo sistema de *trigger* e processados durante a tomada de dados. Desta forma, se faz necessário, caso o evento seja escolhido para armazenamento, que todas as informações do evento, incluindo os sistemas não utilizados pelo *trigger*, sejam lidas e registradas.

A filosofia do sistema *Online*, aquisição de dados (DAQ) e sistema de controle

<i>Subtrigger</i>	Condição:
Genérico	$\sum \ln P_T$ mínimo. Sendo a soma feita sobre as duas partículas de maior $P_T$ , que possuem um parâmetro de impacto (IP) mínimo em relação ao vértice primário (PV).
Um múon	Um múon tendo $P_T$ e IP mínimos.
Di-múons	Massa invariante do par ( $m_{\mu\mu}$ ) atende à condição $m_{\mu\mu} > 500\text{MeV}/c^2$ e cada múon possui um IP mínimo em relação aos PV.
$J/\psi$	$m_{\mu\mu} > (m_{J/\psi} - 500\text{MeV}/c^2)$
Elétrons	Se existe um elétron com $E_T$ mínima, o mesmo corte da primeira condição é aplicado, com um valor mais frouxo para $\sum \ln P_T$ .
Fótons	Se existe um fóton com $E_T$ mínima, o mesmo corte da primeira condição é aplicado, com um valor mais frouxo para $\sum \ln P_T$ .

Tabela 3.2: Resumo de todos os *subtriggers* do L1. Ao contrário do L0, no L1 não há veto, portanto, todas as condições descritas nesta tabela resultam em o evento ser aceito. Os valores dos cortes aplicados dependem de um ajuste fino que leva em consideração a taxa de rejeição de eventos necessária. Como esse ajuste se altera a cada versão dos programas de simulação, os seus valores não são apresentados nesta tabela.

do experimento (ECS), é implementada como um sistema de múltiplos níveis. Os dados são armazenados em *buffers* enquanto esperam por uma decisão positiva do respectivo nível de *trigger*. O tamanho do *buffer* depende da complexibilidade do algoritmo e o poder computacional disponível.

Após o *trigger* L1, estágios multiplexadores FEM (*Front-End Multiplexers*) com-

<i>Subtrigger</i>	Condição:
Genérico	Refaz a seleção genérica do L1 (ver Tabela 3.2) com valores mais precisos de $P_T$ e IP.
Exclusivo ( $\sim 200\text{Hz}$ )	Procura identificar alguns canais de decaimentos específicos.
$D^*$ ( $\sim 300\text{Hz}$ )	Procura eventos com $D^* \rightarrow D^0 h$ com $D^0 \rightarrow h h$ .
Di-múons ( $\sim 600\text{Hz}$ )	Procura di-múons, sem corte no IP, em relação aos vértices primários, para evitar um viés no tempo próprio de decaimento ( $\tau$ ) dos mésons com b. Servirão para estudar a incerteza em $\tau$ .
$b \rightarrow \mu$ inclusivo ( $\sim 900\text{Hz}$ )	Procura eventos com múons de altos $P_T$ e IP. Servirão para estudar a eficiência do <i>trigger</i> .

Tabela 3.3: Resumo de todos os *subtriggers* do HLT. Os valores entre parênteses na coluna *Subtrigger*, correspondem a taxa de gravação de dados. O motivo de não constar valores nas condição da tabela, é o mesmo que foi apresentado na legenda da Tabela 3.2.

binam os dados, ainda sem supressão, vindo de vários canais do detector, em FEL (*Front-End Links*). A unidade de saída do sinal (RU - *Readout Unit*) recebe a informação de alguns FEL e os agrupa em um grande subevento. Temos que o tamanho dos dados em um evento após o L1 é em média 100kB. Como o L1 tem uma frequência de saída de 40kHz, o DAQ necessita ser capaz de montar subeventos a uma taxa de  $100\text{kB} \times 40\text{Hz} = 4\text{GB/s}$ .

Cada subevento é transferido via saída de rede, para um SFC (*Sub-Farm Controller*) que então combina todos eles em eventos completos. Esses então são processados

pelo HLT e finalmente os eventos aceitos são transferidos por rede para o subsistema de armazenamento. Após o processamento do HLT, o tamanho médio esperado para os dados é de 200kB. Tendo o HLT uma frequência de saída de 2kHz, o DAQ deverá ter uma taxa de armazenamento de aproximadamente  $200kB \times 2kHz = 400MB/s$ .

O sistema de controle do experimento (ECS) monitora e controla o estado operacional do detector LHCb e os equipamentos associados ao experimento, como sistema de gás, alta voltagem e eletrônica de saída. Esse sistema de controle foi desenvolvido para ser operado de uma sala de controle durante a tomada de dados. Além disso, ele permite a operação independente de diferentes subsistemas, quando necessário. O ECS permite também o armazenamento dos dados do detector como temperatura e posição. Na Figura 3.15 temos a estrutura do sistema de aquisição de dados do LHCb.

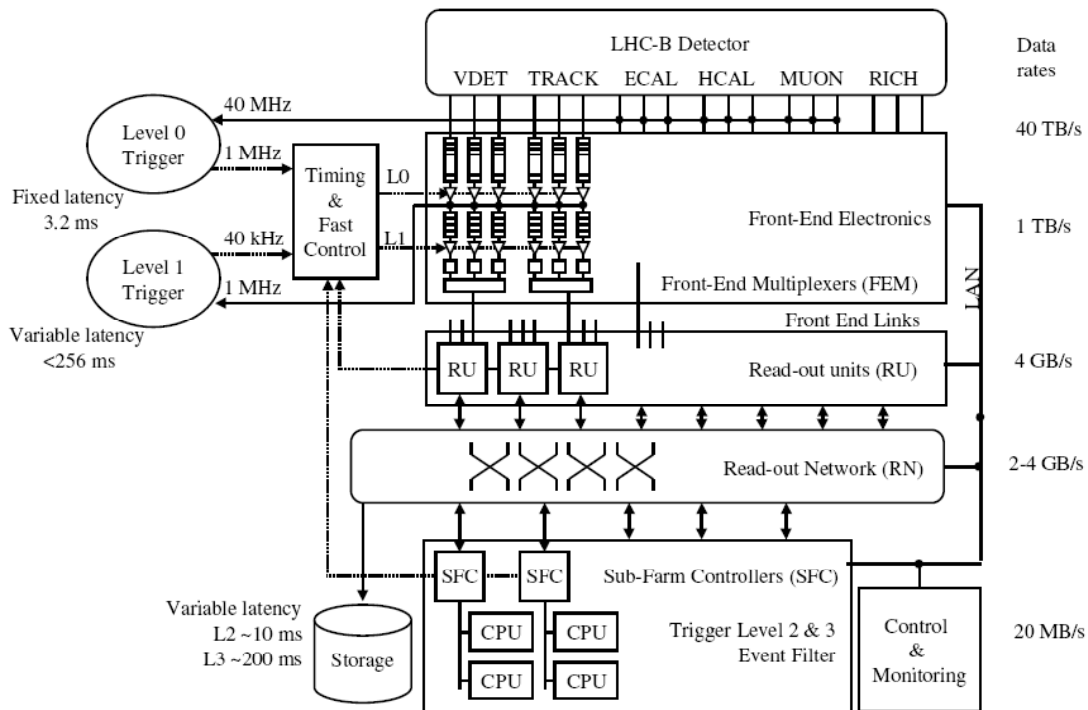


Figura 3.15: Estrutura do sistema de aquisição de dados do LHCb.

### Computação GRID

O modelo computacional do LHCb de armazenamento e transmissão de dados é baseado em computação distribuída, ou seja, é um modelo com centros regionais distribuídos (*multi-tier*). O CERN é o centro de produção (Tier-0) e será responsável por distribuir os dados em tempo quase real, para os centros Tier-1, localizados em diferentes instituições e países.

O CERN também terá o papel de um desses centros Tier-1. Ele, junto com os outros centros Tier-1, será responsável por toda a fase de produção e processamento associado aos dados reais. Os dados serão armazenados inteiramente no CERN, com cópias desses dados distribuídas pelos Tier-1. As análises que serão realizadas pelos pesquisadores, distribuídas entre o CERN e os Tier-1. Os centros Tier-2 serão primariamente centros produtores de Monte Carlo, com o CERN e os Tier-1 atuando como centros repositórios para os dados simulados.

# Capítulo 4

## Teste das câmaras do sistema de múons

Neste capítulo irei tratar de alguns dos testes realizados nas câmaras MWPC construídas para o sistema de múons<sup>1</sup>. Inicialmente, será dada uma visão geral da construção das câmaras MWPC do sistema de múons, para então entrarmos nos detalhes dos testes. Estes testes são realizados durante a produção das câmaras, como forma de controle de qualidade, tendo como objetivo evitar que sejam instalados equipamentos com problemas.

### 4.1 As câmaras do sistema de múons

Conforme já foi descrito no capítulo sobre o experimento LHCb, o sistema de múons é composto por cinco estações (M1-M5), sendo cada estação dividida em quatro regiões (R1-R4). No total, o sistema será composto por 1380 câmaras, de 20 diferentes tamanhos. Devido a essa grande quantidade e diversidade de câmaras,

---

<sup>1</sup>Para o aperfeiçoamento do meu mestrado em Física Experimental de Altas Energias, colaborei com o grupo do sistema de múons do detetor LHCb, durante o período de três meses que estive no CERN, com auxílio do projeto HELEN (High Energy Physics Latinamerican-European Network) de intercâmbio de pesquisadores de instituições da América Latina e Europa. Este capítulo resume as minhas atividades vinculadas ao sistema de múons, desenvolvidas durante a minha estadia no CERN e após o meu retorno, e se baseia nos trabalhos originais apresentados nas referências [31] e [32].



a produção foi dividida entre três subgrupos (grupos da Itália, Rússia e CERN). Irei me voltar para as câmaras produzidas no CERN, pois foram as únicas com que trabalhei durante o período que estive neste centro de pesquisa. Minha participação no grupo da Itália se restringiu à estação montada no CERN para testar as câmaras que chegavam da Itália.

Foram produzidas no CERN 134 câmaras, que irão cobrir sete regiões do sistema de múons: M1R2 (Região 2 da estação M1), M2R1, M2R2, M3R1, M3R2, M4R1 e M5R1. Essas câmaras podem ser divididas em três diferentes grupos, de acordo com o seu projeto. As câmaras M1R2 constituem o Grupo I: são câmaras de dois *gaps*, com leitura de sinal catódica. As das regiões R1 e R2 das estações M2 e M3 são classificadas como Grupo II, pois são formadas por quatro *gaps* com leitura de sinal catódica e anódica. Por último, temos o Grupo III, que é composto pelas câmaras da região R1 das estações M4 e M5, com quatro *gaps* e leitura de sinal catódica. Todas as informações sobre esses detectores estão listadas na Tabela 4.1.

	# Câmaras	Dist. ao ponto de impacto [m]	Área sensível [ $mm^2$ ]	<i>Pads</i> anódicos: # e largura [mm]	<i>Pads</i> catódicos: # e área [ $mm^2$ ]	# Placas de <i>front-end</i> por câmara
M1R2	24	12.10	240 × 200		24 × 8 10 × 25	12
M2R1	12	15.27	308 × 253	2 × 48 6.3	2 × 8 × 8 37.5 × 31.3	14
M2R2	24	15.27	612 × 253	2 × 48 12.5	2 × 8 × 8 75 × 31.3	14
M3R1	12	16.47	332 × 273	2 × 24 40.5	2 × 8 × 8 40.5 × 33.7	14
M3R2	24	16.47	660 × 273	2 × 48 13.5	2 × 8 × 8 162 × 33.7	14
M4R1	12	17.67	356 × 293		2 × 12 × 8 29 × 36	12
M5R1	12	18.87	380 × 313		2 × 12 × 8 31 × 39	12

Tabela 4.1: Classificação das câmaras de múons produzidas no CERN, de acordo com os diferentes configurações de leitura do sinal de saída. As câmaras M1R2 são compostas somente por dois *gaps* com leitura catódica. As câmaras das regiões R1 e R2 nas estações M2 e M3, são compostas por quatro *gaps*, com leitura anódica e catódica. Já as da região R1 nas estações M4 e M5, são compostas por quatro *gaps*, porém, somente com leitura catódica. Os números que compõem a tabela, foram extraídos de [33].

A Figura 4.1 mostra o esquema de uma típica câmara de múons de quatro *gaps*, e os detalhes das conexões de saída dos sinais, dos planos anódicos e catódicos. Em cada *gap*, as conexões de leituras de saídas anódicas e catódicas estão respectivamente

localizadas na face perpendicular e paralela a direção dos fios. As conexões do anodo ocupam somente uma das faces, enquanto que as dos catodos estão distribuídas em duas faces opostas, conforme podemos ver na Figura 4.2.<sup>2</sup>

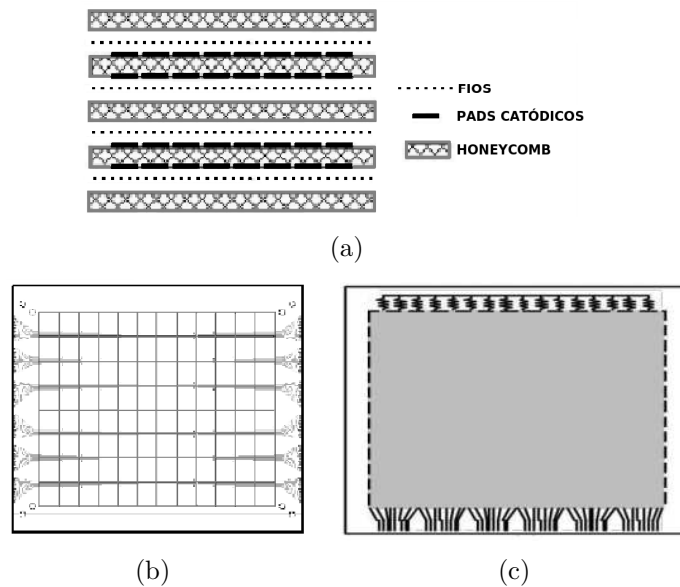


Figura 4.1: 4.1(a) Visualização esquemática do corte de uma MWPC, mostrando os quatro *gaps* de gás, assim como o *honeycomb* que os separa e os planos catódicos e anódicos. Visão frontal das conexões de saída dos sinais gerados 4.1(b) nos planos de *pads* (catodo) e 4.1(c) nos planos de fios (anodo).

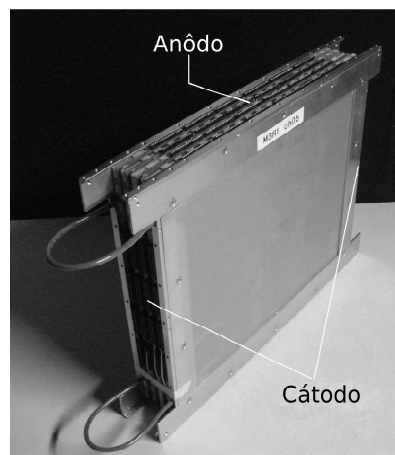


Figura 4.2: Imagem de uma câmara M3R1 com os conectores do anodo e catodo indicados.

<sup>2</sup>Se faz importante frisar que esta configuração de conexões é a utilizada nas câmaras produzidas no CERN, não sendo padrão para todas as câmaras MWPC do sistema de múons.

## 4.2 As atividades exercidas

Durante este período de estágio, em que colaborei como membro do grupo de múons do LHCb, participei da produção e teste das câmaras que estavam sendo produzidas no CERN e da instalação da estação de teste das câmaras produzidas na Itália, conforme já havia sido dito. Quanto à produção, participei de algumas etapas de montagem das câmaras M1R2, preparando os planos catódicos, e reparando possíveis vazamentos de gás entre as peças por onde passa o gás e as PCB (*Printed Circuit Board*). Já os testes em que atuei faziam parte do controle de produção das câmaras. Entre os testes, irei descrever nesta seção o de uniformidade de ganho do gás, por ter sido o mais relevante dos testes que participei. Por fim, comentarei sobre o meu trabalho na estação de teste italiana. Esta foi desenvolvida para realizar verificações rápidas nas câmaras que chegavam da Itália, com intuito de detectar possíveis danos ocorridos durante o traslado para Suíça.

### 4.2.1 Teste da uniformidade do ganho das MWPC

Para garantir uma qualidade constante durante a produção das câmaras e eficiente localização de possíveis problemas, um procedimento preciso foi definido para cada passo na montagem das câmaras. As câmaras MWPC produzidas no CERN passam por seis testes de qualidade durante sua produção: espessura das barras de fixação dos fios, armação dos fios, tensão do fio, taxa de vazamento de gás, corrente escura e uniformidade do ganho do gás. A descrição detalhada dos cinco primeiros testes pode ser encontrada em [34].

O teste de uniformidade do ganho do gás é uma medida relativa, que mede a carga depositada na câmara. A medida da uniformidade do ganho do gás é baseada na análise do espectro do pulso, obtida quando a câmara é exposta a uma fonte radiativa de  $^{241}\text{Am}$ . Este espectro exhibe um pico com a posição proporcional ao ganho do gás. Este pico, o qual é usado como referência, resulta da absorção da fluores-

cência do raio-X emitida pelos átomos de cobre do plano catódico, quando excitado pelos raios gamas de 60 KeV provenientes da fonte. Quanto à fonte radioativa, sua atividade gama (24MBq) é baixa o suficiente para minimizar a emissão de radiação, visando a segurança do operador da estação de teste. Devido à pequena dimensão das câmaras que passam por esse teste, podemos fixar a fonte sobre a câmara em uma posição central, de onde se é possível iluminar toda a câmara.

A posição onde a interação ocorre é identificada pela leitura de todos os canais catódicos conectados a um lado da câmara, através de uma linha de retardo. Cada *pad* é conectado a uma célula diferente da linha de retardo, de forma que somente dois pré-amplificadores são necessários para lermos o sinal de metade dos canais em cada *gap*, um para cada extremidade da linha de retardo. Estes sinais são então discriminados e a diferença entre os sinais de cada extremidade é digitalizada. Ao mesmo tempo, os sinais do fio anódico de cada *gap* são curto-circuitados e amplificados em um canal de saída. A amplitude do sinal do anodo também é digitalizada. O sistema de aquisição provê a sincronização do tempo e amplitude de cada evento ocorrido na câmara. Portanto, o espectro de amplitude pode ser representado em gráficos separadamente, para cada *pad*, de qualquer um dos quatro *gaps* de gás da câmara.

A Figura 4.3 mostra uma visão esquemática dos estágios de processamento do sinal da estação de teste para um *gap*. A barra anódica é uma placa de circuito impresso, que realiza um curto-circuito em todo o plano de fios. O sinal do anodo é dividido em dois após a amplificação para que possa ser simultaneamente discriminado e analisado em um ADC (*Analog-to-Digital Converter*). Os sinais digitais da saída dos discriminadores são inseridos em um dispositivo TDC (*Time-to-Digital Converter*) como sinal de início (anodo) ou fim (catodo) da tomada de dados. Considerando todos os quatro *gaps*, usamos oito linha de retardo e dezesseis amplificadores para os sinais do catodo e quatro amplificadores para os sinais do anodo, assim como vinte discriminadores de canais. Os módulos de leitura dos sinais usados compreen-

dem o que chamamos de parte analógica da leitura. O sistema completo é construído em uma superfície metálica que também é o plano de aterramento. Temos que suprir a estação com uma baixa voltagem de  $\pm 12V$ , além de um alta voltagem para o funcionamento da câmara. O sistema de aquisição de dados (DAS - *Data Acquisition System*), é composto por TDC, ADC e um controlador que faz a comunicação com um computador pessoal. Podemos ver a estação na Figura 4.4, onde alguns estágios de leitura estão indicados.

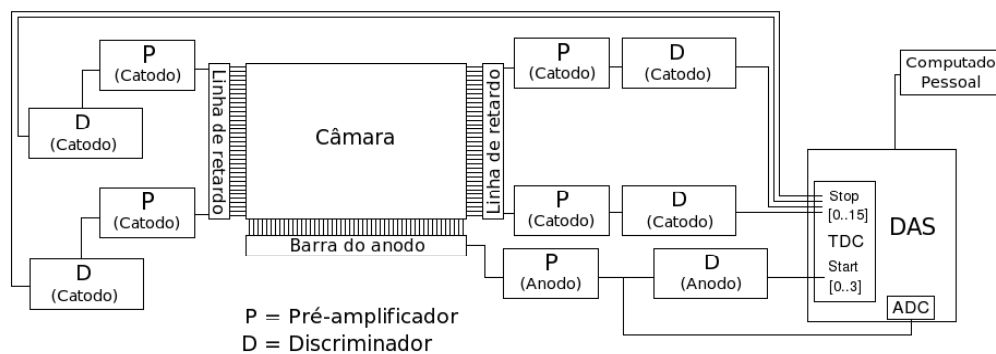


Figura 4.3: Visão esquemática da estação de teste.

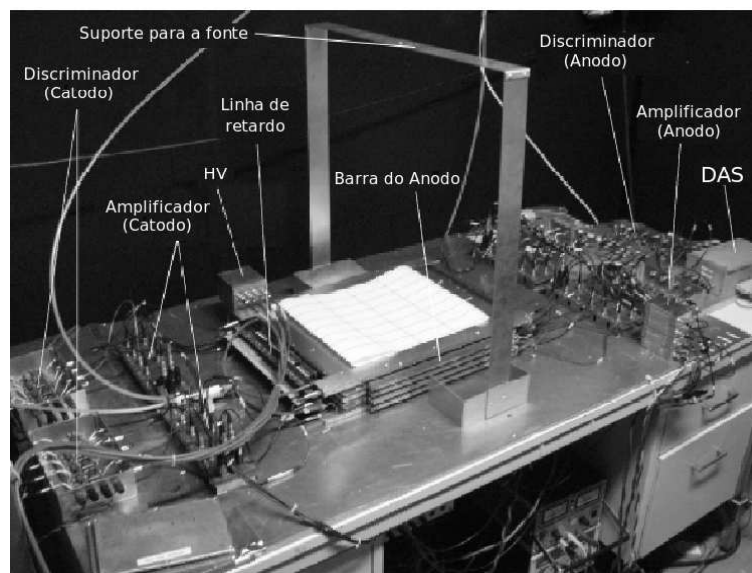


Figura 4.4: Imagem da estação de teste, com alguns dos componentes assinalados.

Apesar do método usado no teste da uniformidade do ganho do gás ter sido

mantido o mesmo para todas as câmaras do CERN, a implementação do sistema de aquisição de dados sofreu algumas mudanças. Em um breve período inicial, a estação esteve operando com TDC e ADC comerciais, baseados em VME (*Virtual Machine Environment*) e o padrão e a análise de dados era desenvolvida usando um programa de análise baseado em FORTRAN (PAW [35]). Um equipamento dedicado à estação de uniformidade, usando ADC duplo e TDC em um circuito integrado, foi desenvolvido e implementado em uma segunda etapa. Uma FPGA (*Field-Programmable Gate Array*) foi introduzida para administrar o controle de fluxo de dados e armazenamento. O programa de computador associado à estação, usado para coletar os dados, roda sobre plataforma MS-Windows, em qualquer PC com porta paralela de comunicação, substituindo o PVSS (*Professional Visual Surveillance System*) e servidores VME usados anteriormente. Isto incorporou a capacidade de análise e aquisição de dados e de prover um completo relatório de itens de caracterização da câmara. Na Tabela 4.2 listamos quais câmaras foram testadas com o DAS baseado em VME padrão e quais foram testadas com o novo módulo, denominado por DPM (*Data Processing Module*).

Tipo da câmara	DAS
M2R1	DPM
M2R2	DPM / VME
M3R1	VME
M3R2	VME
M4R1	DPM
M5R1	DPM

Tabela 4.2: Lista dos módulos de processamento de dados usados em cada tipo de câmara.

Para realizarmos este teste, conectamos a câmara à estação e posicionamos a fonte radioativa sobre a mesma. Usando então o programa de aquisição de dados, coletamos e realizamos as primeiras análises. Após esta etapa, um arquivo de relatório e outro com os dados são gerados pelo programa, para poderem ser analisados posteriormente. Trabalhei com as câmaras M3R1 que estavam sendo testadas de novo, na tomada e primeira análise dos arquivos de dados. Para a análise posterior

dos arquivos gerados durante a tomada de dados, desenvolvi alguns algoritmos para um programa de análise baseado na linguagem C++ (ROOT [36]), que geram os gráficos dos resultados das câmaras testadas.

Estive também encarregado da análise posterior dos dados das câmaras do tipo M2R2, dados esses que haviam sido tomados antes de minha chegada. A análise das câmaras M2R2 mostrou uma pequena peculiaridade, pois foi a única região em que algumas das câmaras foram medidas pelos dois diferentes modelos de DAS ( o modelo antigo e o modelo novo, denominados respectivamente por VME e DPM ). Na Figura 4.5 podemos ver a média normalizada do ganho do gás em cada *bi-gap*, em função do número da câmara. No *bi-gap* 1, a média é calculada sobre os *pads* do primeiro e segundo *gaps*. Enquanto que no *bi-gap* 2, o cálculo é feito sobre os *pads* do terceiro e quarto *gaps*. Os limites inferiores e superiores das barras de erros correspondem respectivamente ao ganho mínimo e máximo do gás entre os *pads* pertencentes ao *bi-gap*. Todos os valores são normalizados pela média do ganho do gás sobre todos os *pads* em todas as câmaras de um dado tipo (no caso, M2R2).

Com esse resultado da Figura 4.5, podemos ver, primeiramente, o ótimo acordo entre os dois modelos de DAS nas câmaras 12 e 21, nos indicando que não se faz necessário refazer o teste das câmaras que foram realizados com o VME. O outro resultado a ser extraído é se a câmara pode ou não ser instalada no detetor. Para isso, classificamos os *bi-gaps* em três categorias:

- **A:** todos os *pads* do *bi-gap* têm o ganho normalizado entre 1/1,4 e 1,4 (limite mostrado pela linha pontilhada em Figura 4.5)
- **B:** todos os *pads* do *bi-gap* têm o ganho normalizado entre 1/1,7 e 1,7 (limite mostrado pela linha contínua em Figura 4.5)
- **C:** não satisfaz nenhum dos critérios acima.

Esses limites correspondem a uma diferença de potencial de aproximadamente 50V e 80V, respectivamente. Temos então que as câmaras são classificadas por duas

letras. Por exemplo, a câmara 1 na Figura 4.5 está classificada como **AA**, pois seus *bi-gaps* se encontram dentro da categoria **A**. Câmaras classificadas nas categorias **AA**, **AB** ou **BA** são consideradas boas para serem instalada no experimento. As classificadas como **BB** são denominadas de câmaras sobressalentes e podem ser usadas, se necessário. Todas as outras combinações que contenham um **C** são classificadas como câmara que falharam no teste de uniformidade. Para o tipo M2R2, tivemos 23 câmaras boas, 1 sobressalente e 2 que falharam. Os resultados do teste de uniformidade obtidos para as câmaras das outras regiões, assim como uma descrição mais detalhada dos componentes da estação, podem ser encontrados em [31].

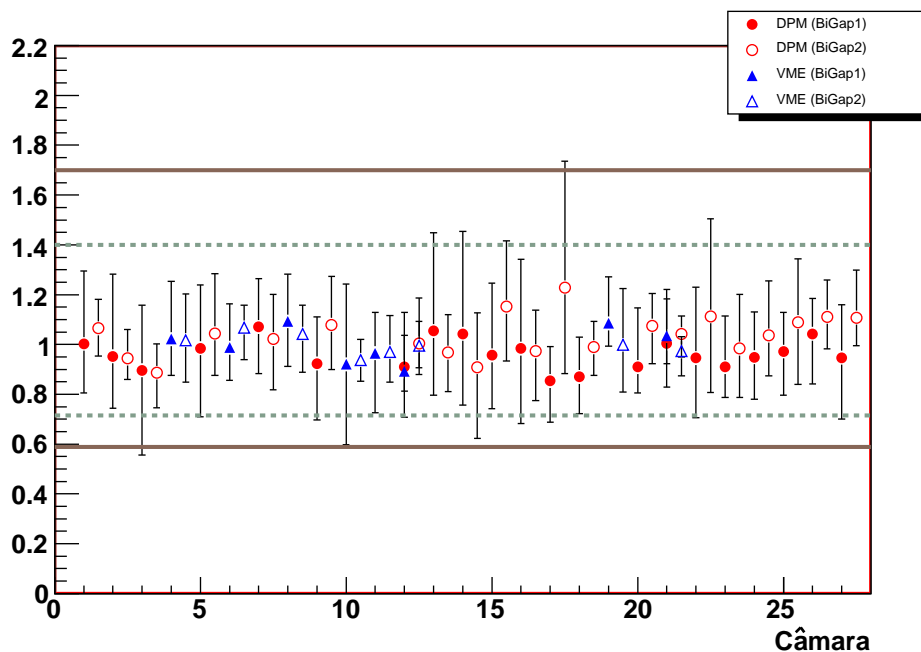


Figura 4.5: Resultados das câmaras da região M2R2. No eixo horizontal temos os números das câmaras testadas, e no eixo vertical, a posição do pico normalizada a 1. Os resultados das câmaras são agrupados por *bi-gaps*. Sendo o *bi-gap* 1 composto pelos *gaps* 1 e 2, e o *bi-gap* 2, pelos *gaps* 3 e 4.

#### 4.2.2 Estação de teste das câmaras italianas

A estação de teste montada no CERN, para as câmaras produzidas na Itália, tem como objetivo testar as câmaras antes de serem instaladas no experimento LHCb, e assim, verificar se não foram danificadas durante o transporte da Itália ao CERN.



Se faz importante ressaltar que o objetivo da estação é de realizar testes rápidos, que possam indicar possíveis danos durante o transporte, não se importando, por isso, em obter grandes precisões. De fato, porque as câmaras já passaram por testes rigorosos durante a sua produção.

Todas as câmaras MWPC produzidas na Itália são portanto sujeitas a um completo teste de vazamento de gás e alta voltagem, antes de serem instaladas no experimento. Descrevo a seguir o teste de vazamento de gás, no qual trabalhei. Uma descrição detalhada da estação e dos testes que a compõe, pode ser encontrado em [32].

### Teste de vazamento de gás

O vazamento de gás da câmara é medido através do monitoramento da queda, em função do tempo, da pressão dentro da câmara. A medida da diferença entre a pressão dentro da câmara e a atmosférica é realizada através de dois medidores de diferença de pressão GMSD-25MR, com precisão de 0,01 mbar em uma faixa de -19,99 a 25,00 mbar. Porém, para corrigirmos variações de temperatura e pressão externa, fazemos uso de uma câmara de “referência”. O teste consiste em inflar a câmara que será testada, até 5 mbar, medir a pressão durante 10 minutos e então ajustar uma exponencial à curva descrita pelos dados. Com o ajuste, fazemos uma extrapolação para podermos descobrir quanto a pressão irá cair em uma hora. Essa tomada de dados e o ajuste da curva são feitos através de um programa baseado em *LabView* [37], criado para esse teste. A câmara será então classificada como boa se tiver uma taxa de vazamento menor do que 2 mbar/h.

Após colaborar na instalação deste teste, estudei seu desempenho. Para este estudo, adquirimos dados em diferentes dias, com cinco câmaras. Foram elas três câmaras M5R4 (uma classificada como vazando, outra não vazando e uma terceira para ser referência) e duas M5R3 (uma localizada exatamente no limite de estar ou não vazando e a outra para referência). Antes de começarmos a tomada de dados,

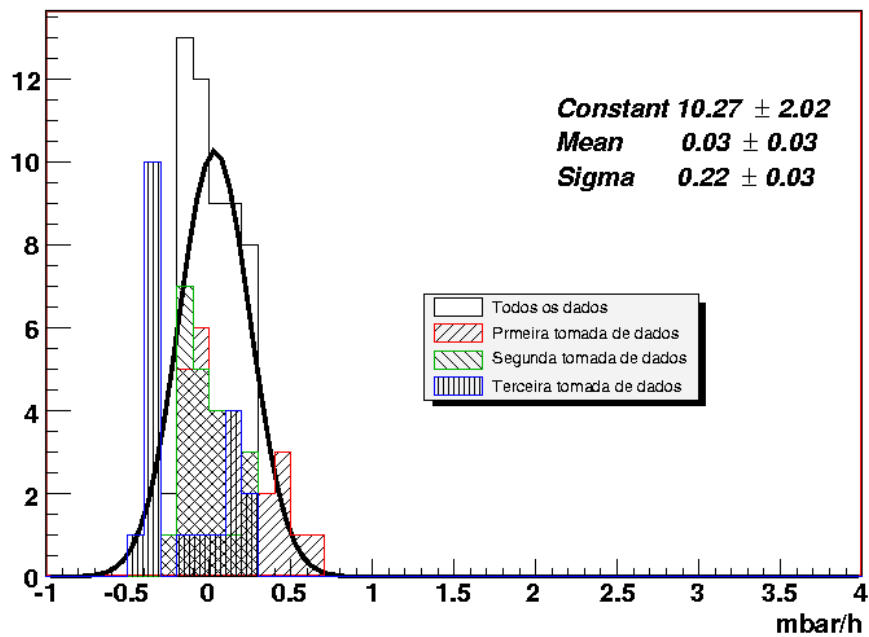
nós abrimos por alguns segundos o sistema entre o sensor e a referência para evitar diferença entre a pressão dentro e fora da referência. Iniciamos então nossa sequência de medidas com as duas câmaras M5R4. Para isso, selecionamos uma câmara que vazava 4,59 mbar/h e outra de 0,18 mbar/h. Para estas duas câmaras nós usamos uma referência que vazava 0,54 mbar/h. Os resultados podem ser vistos na Figura 4.6. Nestes gráficos temos os dados separados por dia de aquisição, e o ajuste é realizado sobre o conjunto dos dados de todos os dias.

Como esperado, obtivemos que a acurácia obtida para a câmara com maior vazamento é maior (RMS de 0,08 mbar/h) do que a com pouco vazamento (RMS 0,2 mbar/h). Nos dois casos, uma boa reprodutibilidade foi encontrada.

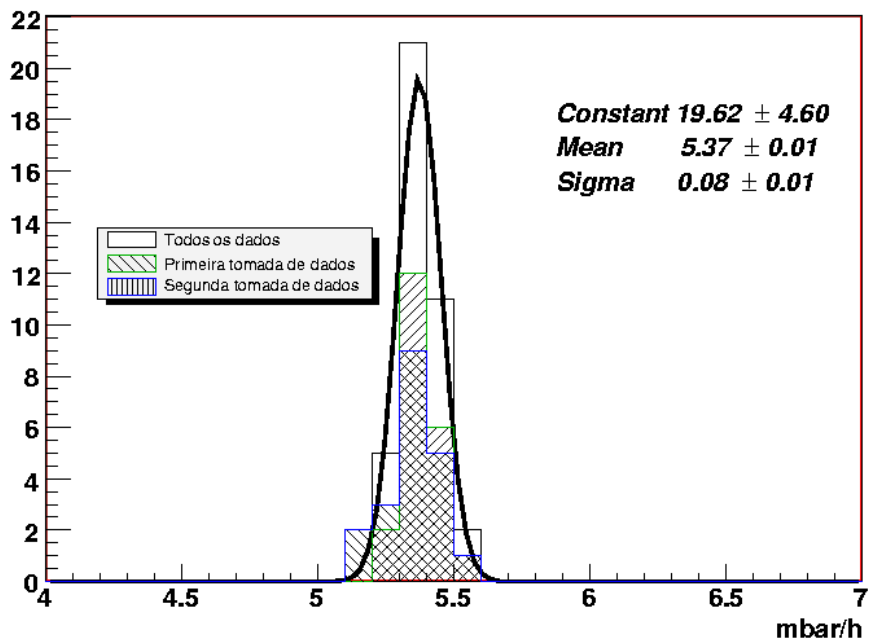
Para estudar se o resultado pode depender da dimensão da câmara, e como uma câmara no limite de nossa classificação é influenciada pelas condições externas, selecionamos duas câmaras M5R3, por terem dimensões diferentes das câmaras M5R4. Escolhemos uma câmara que acusou um vazamento de 1,51 mbar/h para ser nossa câmara de teste, e uma de 0,26 mbar/h como referência. O resultado para essa câmara pode ser visto na Figura 4.7. Também para esse gráfico, separamos os dados por dia de aquisição, e ajustamos a curva sobre o conjunto dos dados de todos os dias.

Uma importante observação sobre o resultado apresentado na Figura 4.7 é que, após o segundo dia de aquisição de dados, esta câmara passou pelo teste de eletrônica. Portanto, todos os tubos do teste de vazamento do gás tiveram de ser desconectados da câmara. Porém, o que podemos ver nos nossos resultados, é que mesmo com essa interferência externa ao nosso teste de performance, os resultados continuaram a ter uma boa concordância com os outros dos primeiros dias, o que nos dá maior confiança aos resultados obtidos neste teste de vazamento de gás.

Foi possível então concluir que o teste de vazamento de gás apresenta uma boa reprodutibilidade das medidas, permitindo adotá-lo como um dos testes rápidos da estação das câmaras italianas. Até o momento em que terminei a minha colaboração



(a)



(b)

Figura 4.6: Histogramas dos resultados adquiridos no estudo de desempenho do teste de vazamento do gás. Em 4.6(a) temos o resultado para a câmara classificada como vazando 0,18 mbar/h. Para esta câmara foram realizadas 72 medidas. Enquanto que em 4.6(b) temos o resultado para a câmara que vazava 4,59 mbar/h. Tendo sido tomado 41 medidas para esta câmara.

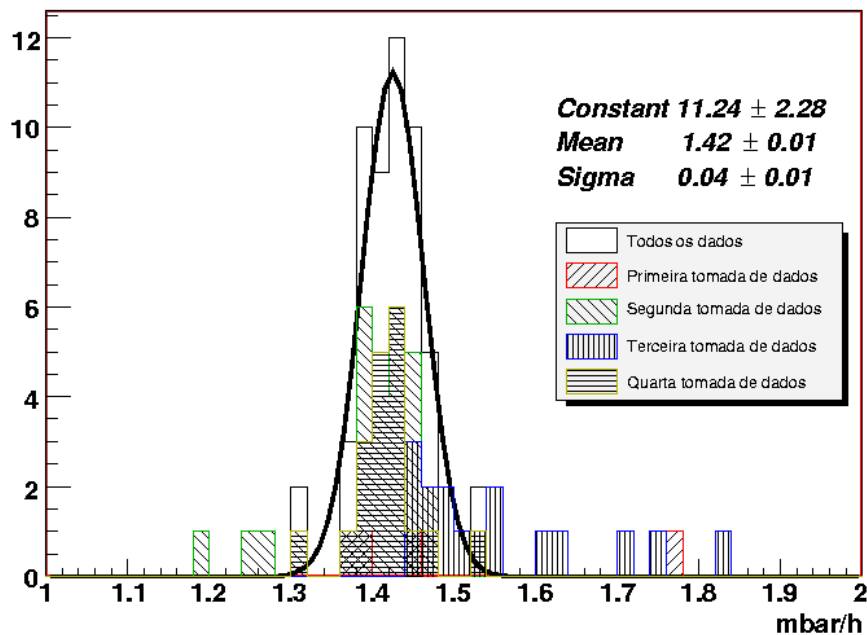


Figura 4.7: Histograma dos resultados adquiridos no estudo de desempenho do teste de vazamento do gás, para uma câmara M5R3 classificada como vazando 1,51 mbar/h, ou seja, perto do limite de estar ou não vazando (2 mbar/h). Foram realizadas 73 medidas com esta câmara.

nesta estação, havia se tomado como comportamento padrão, realizar uma segunda medição nas câmaras que se encontravam muito perto do limite de 2 mbar/h, já que eram poucas essas câmaras.

### 4.2.3 Considerações finais

Dado o exposto neste capítulo, posso afirmar que este período de estágio em que fiquei no CERN trabalhando nos testes das câmaras do sistema de múons e na estação italiana de teste, além de ter me possibilitado aprimorar o meu conhecimento sobre a física dos detetores de múon, me familiarizou mais com o experimento LHCb e com o trabalho dentro de uma grande colaboração internacional, contribuindo bastante para minha formação experimental em física de altas energias.

# Capítulo 5

## Análise dos dados simulados

Trataremos neste capítulo da análise do canal  $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_S^0 K^+ K^-)K^*(892)^0$ , através dos dados simulados no LHCb, visando a medição da fase  $\gamma$ . Estudos como esse são realizados em diferentes canais de decaimentos, para estimar o desempenho do experimento LHCb e a qualidade das medidas dos parâmetros físicos. Iniciaremos descrevendo brevemente a simulação dos dados, para somente então, passarmos para a análise do canal de interesse desta tese.

### 5.1 Geração dos eventos simulados

Conforme foi dito, com o objetivo de estudar a futura eficiência e precisão do experimento LHCb, são realizados estudos de simulação, com o maior grau de detalhamento possível. A simulação do experimento todo, visa garantir a viabilidade de sua construção, bem como corrigir possíveis erros no projeto original.

Para gerar dados simulados que reproduzam os dados que serão medidos no LHCb, realizam-se os seguintes processos. Simula-se primeiramente, detalhadamente, as colisões de prótons e a formação dos hádrons. Em seguida, faz-se a simulação do decaimento das partículas instáveis e da interação das partículas com o detector. Por fim, há a simulação da resposta que se espera do experimento. A partir desta resposta, os dados são tratados como se fossem os dados reais, que serão

obtidos quando o experimento estiver funcionando. Aplicamos então, os algoritmos de *trigger*, para simular sua decisão. Reconstruímos o evento, incluindo as trajetórias e identificação das partículas. Por fim, realizamos a seleção *off-line* de eventos com decaimentos específicos de mésons-B.

Temos na simulação uma grande restrição, por não existir capacidade computacional para gerar todos os dados que se espera obter. Por esta razão, a simulação de eventos, foi dividida entre três categorias.

*minimum bias:* Engloba todos os eventos gerados da colisão  $pp$ . É portanto, a mais aberta das categorias. Esse conjunto de dados é o que se espera obter se pudéssemos salvar todos os dados gerados pelo detector. Esta categoria tem a maior quantidade de eventos gerados, porém, esse montante corresponde a aproximadamente 10 segundos de tomadas de dados reais.

$b\bar{b}$  *inclusivo:* Composta somente por eventos que contenham pelo menos um par  $b\bar{b}$  nas colisões  $pp$  que esteja dentro da cobertura geométrica do detector. Nesta categoria, temos uma quantidade de eventos gerados que corresponde a aproximadamente 15 minutos de tomada de dados.

*Sinal:* Nela, cada canal específico de decaimento, junto com seu complexo conjugado, são simulados separadamente, com os produtos finais estando dentro da cobertura geométrica. Esta categoria se faz necessária, pois as razões de ramificações dos canais de interesse são muito baixas. Assim, na maioria dos casos analisados, o canal não é encontrado no conjunto de dados da categoria  $b\bar{b}$  inclusivo.

Em nossa análise, utilizamos somente as amostras de eventos de  $b\bar{b}$  inclusivo e a de sinal do nosso canal específico,  $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_S^0 K^+ K^-) K^*(892)^0$ . Não se faz necessário o uso da amostra de *minimum bias*, porque o sistema de *trigger* só seleciona praticamente eventos onde há hádrons com o quark  $b$ , ou  $\bar{b}$ , conforme mostramos no capítulo sobre o detector, ou seja, nossa amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo.

Descreverei agora, os programas utilizados nos processos listados acima, para gerar e analisar os dados simulados. A linguagem de programação adotada pelo experimento, é o C++, apesar de existirem algumas ferramentas que são desenvolvidas em outras linguagens (ex.: o programa Bender, que utiliza a linguagem Python). Existem portanto, bibliotecas que fazem a tradução destas ferramentas para C++. Os programas utilizados foram:

**Gaudi** [38] Projetado para fornecer a infra-estrutura e o ambiente para simulação, reconstrução e análise de dados.

**Gauss** [39] Simula as colisões e a resposta do detector LHCb, para permitir o entendimento das condições experimentais e desempenho. Ele administra as interações  $pp$ , usando o PYTHIA 6.2 [40]. Já para os decaimentos do méson B, ele utiliza o EVTGEN [41]. Por fim, interage as partículas com o detector, usando o GEANT4 [42].

- PYTHIA Gera amostra, com a interação  $pp$  a uma energia no centro de massa  $\sqrt{s} = 14$  TeV. Para isso, baseia-se na combinação de resultados analíticos e vários modelos baseados em QCD. Pode ser parametrizado, para reproduzir as condições do experimento.
- EVTGEN Simula a física do decaimento do B. Provê uma estrutura para manipular sequências de decaimentos complexas e com violação de CP. Originalmente desenvolvido para colaboração *BaBar* [43].
- GEANT4 Simula todas as interações das partículas com o detector. Para isso, se faz necessário descrever em detalhes a geometria dos detectores, assim como o material utilizado.

**Boole** [44] Responsável pela digitalização, é o estágio final da simulação do LHCb. A saída do sinal tem o mesmo formato dos dados reais que sairão do detector. A eficiência e resolução de detecção das diferentes partes de detector, assim

como o ruído da eletrônica e efeitos de *cross-talk*, também estão incluídos neste estágio.

**Brunel** [45] Programa do LHCb, responsável pela reconstrução dos dados que saem do detector. Associa dados de diferentes subdetectores para formar traços e identificar as partículas com a ajuda do RICH, ECAL, HCAL e câmaras de múon.

**DaVinci** [46] Permite a seleção *off-line* de estados finais específicos do hádrons  $b$ . Com esse objetivo, ele permite encontrar e identificar corretamente as partículas do decaimento de  $b$  observado. Assim como, combinar essas partículas para formar vértices e ressonâncias intermediárias. Podendo desta forma, reconstruir o méson B inicial e a cadeia de decaimento completa.

**Bender** [47] É o ambiente para análises físicas, baseado na linguagem Python, do experimento LHCb. Ele combina os programas de análise existentes em C++ (ex.: DaVinci), com a habilidade de interatividade da linguagem Python.

## 5.2 Reconstrução de traços

Antes de passarmos para a seleção do nosso canal, se faz necessário realizar algumas observações a cerca da reconstrução de traços. Isto será de grande utilidade para compreendermos algumas notações que serão utilizadas.

Na reconstrução dos traços, o programa se utiliza dos dados dos detectores, VELO, TT, IT e OT, para formar a trajetória das partículas desde o VELO até os calorímetros. Dependendo da trajetória gerada, os traços são classificados em uma das seguintes classes (ver Figura 5.1):

**Longo (L)** São traços que atravessam completamente o detector, desde o VELO, até as estações T (T1, T2 e T3).



**Upstream (U)** São traços que atravessam somente o VELO e as estações TT.

Geralmente são traços com baixo momento, que não conseguem atravessar o magneto. Tem por isso, uma resolução de momento bastante pobre.

**Downstream (D)** São traços que atravessam somente as estações entre TT e as T.

**VELO (V)** São traços medidos somente pelo VELO. Normalmente são traços com grandes ângulos, ou que estão indo para trás.

**T (T)** São traços somente medidos nas estações T.

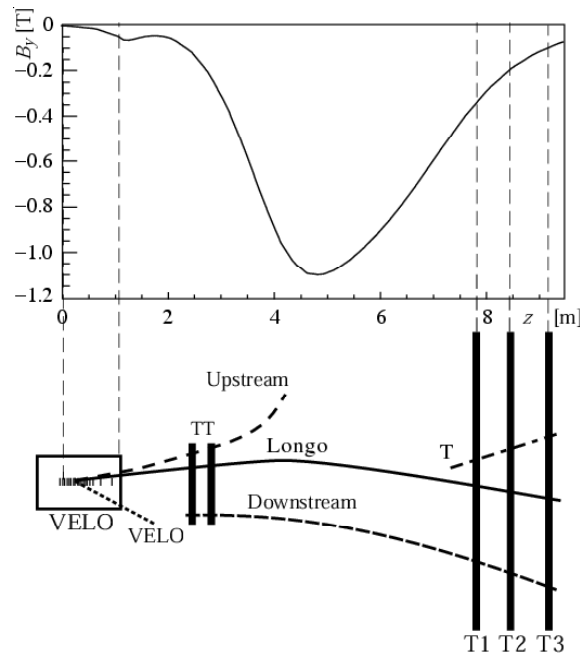


Figura 5.1: Ilustração esquemática, de diferentes tipos de traços: Longo, *Upstream*, *Downstream*, VELO e T. Como referência, é apresentado o gráfico da componente  $y$  do campo magnético em função da coordenada  $z$  [16].

Essa notação será utilizada durante a análise do canal, para separar os dois tipos de  $K_S^0$  reconstruídos. Os  $K_S^0$  que decaem em dois píons longos, ou em dois píons *downstream* serão denotados respectivamente por  $K_S^0(LL)$  e  $K_S^0(DD)$ . Essa notação também será utilizada quando for indicar as partículas que as geraram (ex.:  $B^0(DD)$ ,  $D^0(LL)$ , ...), ou os píons que foram criados em seu decaimento (ex.:  $\pi(D)$  e  $\pi(L)$ ).

### 5.3 Associação de partículas

Em nossa amostra de sinal, para podermos controlar a qualidade de nossa reconstrução, guarda-se durante a geração da amostra simulada, a informação das partículas verdadeiras, ou seja, é salva a informação da árvore de decaimento gerada. Temos então como saber, se a partícula reconstruída durante a seleção, de fato é verdadeira, ou ruído por falha na reconstrução, o que pode ocasionar erros como um káon que é identificado como um pión e é usado para reconstruir um  $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ . Essa associação da partícula reconstruída durante a seleção, com a lista de partículas verdadeiras tem a função de controle da nossa seleção, não existindo, quando os dados reais forem analisados. Usamos essa associação também, para calcular a eficiência de nossos cortes e a resolução das variáveis.

### 5.4 A seleção de eventos $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_S^0 K^+ K^-)K^*(892)^0$

Passamos agora para a seleção específica do canal de interesse desta tese. A reconstrução do canal se dá através do seu estado final formado por três káons e três píons, conforme podemos ver no diagrama da Figura 5.2

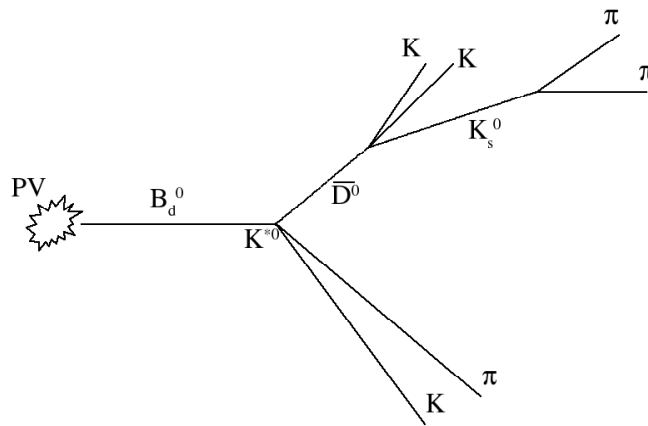


Figura 5.2: Diagrama do canal de decaimento específico,  $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_S^0 K^+ K^-)K^*(892)^0$ .

Nossa análise se baseia nas amostras de sinal e  $b\bar{b}$  *inclusivo*, versão DC04. Sendo

utilizado o programa Bender v4r8p5, baseado no DaVinci v12r18, para desenvolver o algoritmo de seleção. Passaremos agora para os algoritmos utilizados na análise. Primeiramente descreveremos os algoritmos de reconstrução de  $K_S^0$  e  $K^*(892)^0$ , comuns a pré-seleção e à seleção, que serão descritas nas próximas seções.

#### 5.4.1 Reconstrução de $K_S^0$ e $K^*(892)^0$

Tanto a pré-seleção utilizada, quanto a seleção criada, fazem uso dos  $K_S^0$  e  $K^*(892)^0$  selecionados pelos pacotes *Phys/Ks2PiPiSelv1r0* e *Phys/StdLooseKst* do DaVinci v12r18, respectivamente. No pacote de reconstrução dos  $K_S^0$ , são reconstruídos  $K_S^0(DD)$ ,  $K_S^0(LL)$ ,  $K_S^0(LV)$  e  $K_S^0(LD)$ , estando esta notação relacionada com a classificação dos píons gerados no seu decaimento (*downstream*(D), longo(L) e VELO(V)). Porém, como a pré-seleção adotada nesta tese faz uso somente dos  $K_S^0(LL)$  e  $K_S^0(DD)$ , foram esses somente os adotados na seleção também e portanto serão os únicos a terem seus cortes descritos neste trabalho. A seguir, apresentamos os cortes usados por esses algoritmos.

**Tipo de píons:** Classifica os píons de acordo com as categorias citadas na seção sobre reconstrução de traços, dependendo dos detetores usados na sua reconstrução.

**DLL( $\mu - \pi$ ):** A função DLL (*Delta Log Likelihood*), nos dá a diferença em logaritmo das verossimilhanças da hipótese da partícula ser um múon( $\mu$ ) e da hipótese de ser um pión( $\pi$ ), no caso de DLL( $\mu - \pi$ ). A verossimilhança é uma função construída baseada nas variáveis cinemáticas medidas, que quanto maior seu valor, maior a probabilidade de uma partícula ter um certo sabor. No caso da separação  $\mu$ - $\pi$ , essas hipóteses são basicamente medidas pelos detetores de múons. Para  $\pi(D)$ , essa função tem de ter valor maior do que 5, enquanto que  $\pi(L)$  tem de ter valor maior do que 0.

**DLL( $e - \pi$ ):** No caso da separação elétrons( $e$ )- $\pi$ , essas hipóteses são basicamente

medidas pelos calorímetros. Para  $\pi(D)$  e  $\pi(L)$ , essa diferença tem de ser maior do que 0 e 5, respectivamente.

**DLL( $K - \pi$ ):** No caso da separação káons( $K$ )- $\pi$ , essas hipóteses são basicamente medidas pelos detetores RICH. Sendo feita a exigência para  $\pi(D)$  e  $\pi(L)$ , que a diferença seja maior do que 30 e 10, respectivamente.

**DLL( $p - \pi$ ):** No caso da separação prótons( $p$ )- $\pi$ , essas hipóteses são basicamente medidas pelos detetores RICH, assim como para DLL( $K - \pi$ ). Sendo feita a exigência para  $\pi(D)$  e  $\pi(L)$ , que a diferença seja maior do que 20 e 10, respectivamente.

**Janela de massa do  $K_S^0$ :** Exige-se uma janela de massa para o  $K_S^0(DD)$  e  $K_S^0(LL)$ , de  $\pm 110 \text{ MeV}$  em torno do valor tabelado da massa do  $K^0$  de  $(497,648 \pm 0,022) \text{ MeV}$  [11].

**$V_Z(\mathbf{K}_S^0)$ :** O vértice de decaimento do  $K_S^0$  deve ter sua componente no eixo z ( $V_Z$ ) localizada entre -100 mm e 2500 mm para o  $K_S^0(DD)$  e -100 mm e 650 mm para o  $K_S^0(LL)$ .

**$\chi^2$  do vértice do  $K_S^0$ :** O  $\chi^2$  do vértice do  $K_S^0(DD)$  e  $K_S^0(LL)$  devem ser no máximo 100 e 50, respectivamente. O  $\chi^2$  do vértice nos dá uma parâmetro que quantifica o quanto o vértice deve estar bem ajustado.

**$P_T(\mathbf{K}_S^0)$ :** O momento transverso ( $P_T$ ) do  $K_S^0$  deve ser maior do que 300 MeV/c para o  $K_S^0(DD)$  e 50 MeV/c para o  $K_S^0(LL)$ .

**sigIP( $\pi, K_S^0$ ):** A significância do parâmetro de impacto (sigIP) do pión com relação ao  $K_S^0$  deve ser no mínimo igual a zero para o  $\pi(D)$  e 4 para o  $\pi(L)$ . A significância do parâmetro de impacto é o valor mínimo, para o parâmetro de impacto(IP) de uma partícula A com relação a um conjunto de partículas B, dividido pela incerteza do IP.

**$V_{\mathbf{X}(\mathbf{Y})}(\mathbf{K}_S^0)$ :** O vértice de decaimento do  $K_S^0(DD)$  deve ter suas componentes no eixo x ( $V_X$ ) e eixo y ( $V_Y$ ) com valor maior do que 10 mm.

**$CL(\pi)$ :** Os píons do  $K_S^0$  devem ter *Confidence Level*(CL) maior do que -1.

**$DLL(\pi - K)$ :** No caso da separação  $\pi$ - $K$ , essas hipóteses são basicamente medidas pelos detetores RICH. Sendo feita a exigência uma diferença maior do que -5 para os káons do  $K^*(892)^0$ .

**$DLL(K - \pi)$ :** Há a exigência de uma separação  $K$ - $\pi$  maior do que zero para os píons do  $K^*(892)^0$ .

**$sigIP(\{K, \pi\}, PV)$ :** A significância do parâmetro de impacto (sigIP) dos káons e píons do  $K^*(892)^0$  com relação ao vértice primário(PV), deve ser no mínimo igual a 1,5.

**Janela de massa do  $K^*(892)^0$ :** Exige-se uma janela de massa para o  $K^*(892)^0$ , de  $\pm 300$  MeV em torno do valor tabelado da massa do  $K^*(892)^0$  de  $(896,00 \pm 0,25)$ MeV [11].

**$P_T(\mathbf{K}^*(892)^0)$ :** O momento transversal ( $P_T$ ) do  $K^*(892)^0$  deve ser maior do que zero.

**$\chi^2$  do vértice do  $\mathbf{K}^*(892)^0$ :** O  $\chi^2$  do vértice do  $K^*(892)^0$  deve ser no máximo 25.

### 5.4.2 Pré-seleção

Devido ao grande volume de dados da amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo simulado a ser acessado por todos os pesquisadores que trabalham com análise no LHCb, se mostrou necessário que cada análise tivesse uma pré-seleção. O objetivo desta pré-seleção, é reduzir o número de eventos  $b\bar{b}$  inclusivo a serem analisados, descartando o mínimo de eventos do canal específico. Na pré-seleção utilizada, foram aplicados os cortes descritos a seguir.

**Massa do  $K_S^0$ :** A massa do  $K_S^0$  não pode ter o módulo da diferença com relação a massa do  $K_S^0$  tabelada no PDG [11], maior do que  $40MeV/c^2$ .

**$\chi^2$  do vértice do  $K_S^0$ :** O  $\chi^2$  do vértice do  $K_S^0(DD)$  e  $K_S^0(LL)$  devem ser menor do que 80 e 20, respectivamente.

**$P_T(K_S^0)$ :** Os momentos transversos ( $P_T$ ) do  $K_S^0(DD)$  e  $K_S^0(LL)$  devem ser maiores do que  $1\text{ GeV}/c$  e  $350\text{ MeV}/c$ , respectivamente.

**sigIP( $K_S^0, PV$ ):** A significância do IP do  $K_S^0$  com relação a um conjunto de PV, deve ser maior do que 4.

**Massa do  $D^0$ :** A massa do  $D^0$  deve estar no intervalo de  $1,5\text{ GeV}/c^2$  à  $2\text{ GeV}/c^2$  e não pode ter o módulo da diferença com relação a massa do  $D^0$  tabelada de  $(1864,5 \pm 0,4)\text{MeV}$  [11], maior do que  $40\text{ MeV}/c^2$ .

**$\chi^2$  do vértice do  $D^0$ :** O  $\chi^2$  do vértice do  $D^0$  tem de ser menor do que 25 para  $D^0(K_S^0\pi^+\pi^-)$ <sup>1</sup> e entre 0 e 25 para  $D^0(K_S^0K^+K^-)$ .

**Massa do  $K^*(892)^0$ :** A massa resultante da combinação de um káon com pión, deve estar no intervalo de  $(892 \pm 150)\text{MeV}/c^2$ .

**Massa do  $B^0$ :** A massa do  $B^0$  deve estar no intervalo de  $4,0\text{ GeV}/c^2$  à  $6,5\text{ GeV}/c^2$  e não pode ter o módulo da diferença com relação a massa do  $B^0$  tabelada de  $(5279,4 \pm 0,5)\text{MeV}$  [11], maior do que  $1\text{GeV}/c^2$ .

**$\chi^2$  do vértice do  $B^0$ :** O  $\chi^2$  do vértice do  $B^0$  tem que ser menor do que 16.

**sigIP( $B^0, PV$ ):** A significância do parâmetro de impacto do  $B^0$  com relação a um conjunto de vértices primários (PV), tem que ser menor do que 25.

**cos( $\theta$ ):** O cosseno do ângulo  $\theta$ , formado entre o momento do  $B^0$  ( $\vec{p}$ ) e o vetor direção do vértice primário até o vértice de decaimento do  $B^0$  ( $\vec{v}$ ) tem que

---

<sup>1</sup>Esta pré-seleção é usada também para decaimentos  $B^0 \rightarrow D^0(K_S^0\pi\pi)K^{*0}$ .

ser maior do que 0,9995. Esse corte força o momento da partícula a estar aproximadamente na mesma direção e sentido do que  $\vec{v}$ , conforme pode ser visto na Figura 5.3.

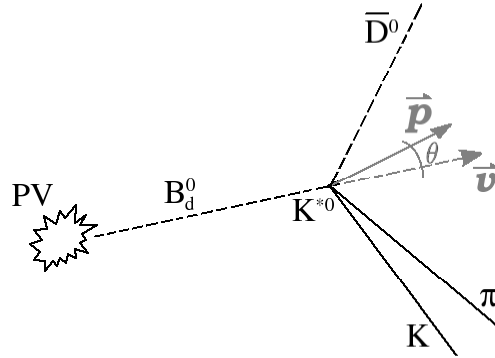


Figura 5.3: Representação do decaimento do  $B^0$ . Pode-se ver o ângulo entre o momento ( $\vec{p}$ ) e o vetor direção do vértice primário até o vértice de decaimento do  $B^0$  ( $\vec{v}$ ).

### 5.4.3 Seleção de eventos

Iremos tratar agora dos cortes realizados durante nossa análise. Esta seleção é feita nos eventos que passaram pelos cortes da pré-seleção e dos algoritmos de reconstrução dos  $K_S^0$  e  $K^*(892)^0$ , descritos nas seções anteriores. Quanto aos gráficos dos cortes que iremos apresentar, neles estão representados o conjunto total da amostra de  $b\bar{b}$  *inclusivo* (ruído) e a amostra de sinal que teve associação com a lista de partículas verdadeiras (sinal). Devido ao fato das amostras terem tamanhos bem diferentes, para apresentá-las no mesmo gráfico, as mesmas tiveram seus resultados normalizados a 1, para apresentarem a mesma área. Os cortes utilizados foram:

**DLL ( $K - \pi$ ):** (Figura 5.4) Foi exigido uma separação  $K$ - $\pi$  maior do que 2 para os káons originados do  $D^0$  e 1 para os káons do  $K^*(892)^0$ .

**$P_T$ (káons):** (Figura 5.5) O momento transversal ( $P_T$ ) dos káons do  $D^0$  e do  $K^*0$  tem que ser maior do que 0,4 GeV/c.

**sigIP(K,PV):** (Figura 5.6) A significância do IP de todos os káons com relação a um conjunto de vértices primários (PV) deve ter valor maior do que 9.

**(Dist/ $\sigma$ (Dist))<sub>[K<sub>S</sub><sup>0</sup>,B<sup>0</sup>]:</sub>** (Figura 5.7) Este corte é definido como

$$(Dist/\sigma(Dist))_{[K_S^0, B^0]} \equiv \left( \frac{|\Delta\vec{v}| \times \text{sign}(\Delta z)}{\sigma(\Delta\vec{v})} \right) \quad (5.1)$$

Onde  $\Delta\vec{v}$  é a distância entre os vértices de decaimento do  $K_S^0$  e  $B^0$ ,  $\sigma(\Delta\vec{v})$  a incerteza desta diferença e  $\Delta z$  a diferença no eixo z entre os dois vértices. Com esse corte, pretende-se cortar os  $K_S^0$  produzidos antes do  $B^0$  no eixo z, levando em consideração as incertezas nas posições dos vértices, por isso definimos que tem de ter o valor maior do que zero.

**sigIP(K\*(892)<sup>0</sup>,PV):** (Figura 5.8) A significância IP do  $K^{*0}$  com relação a um conjunto de vértices primários (PV), deve ter valor maior do que 33. Este corte é aplicado por último, com o objetivo de forçar que toda a amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo seja cancelada. Na Figura 5.8(b) podem ser vistas as duas distribuições (sinal e  $b\bar{b}$  inclusivo), não normalizadas, com todos os outros sete cortes aplicados. Mostrando assim, que a maior parte da amostra de sinal da região a ser cancelada por esse corte, já havia sido excluída anteriormente.

**P<sub>T</sub>(B<sup>0</sup>):** (Figura 5.9) O momento transversal ( $P_T$ ) do  $B^0$  tem de ser maior do que 2 GeV/c.

**Massa do B<sup>0</sup>:** O corte na distribuição da massa do  $B^0$ , será discutido na próxima seção, onde falaremos sobre a janela de massa do  $B^0$ .



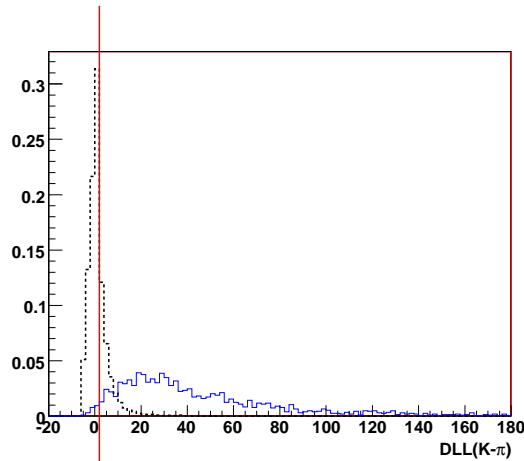
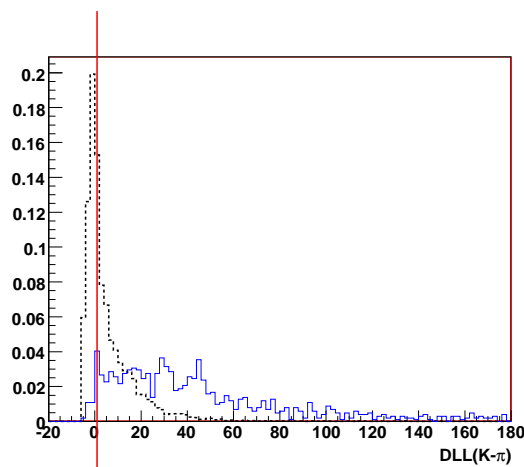
(a) Káons do  $D^0$ (b) Káons do  $K^{*0}$ 

Figura 5.4: Distribuição da função DLL (Delta Log Likelihood), que dá a diferença dos logaritmos das verossimilhança de píons para káons do  $D^0$  (5.4(a)) e do  $K^{*0}$  (5.4(b)). A linha contínua representa a distribuição das partículas reconstruídas, através da amostra de sinal, com associação com a lista de partículas verdadeiras e a linha pontilhada, as partículas reconstruídas através de amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo. A linha vertical que corta as distribuições, indica o valor de corte. As distribuições estão normalizadas para terem a mesma área.

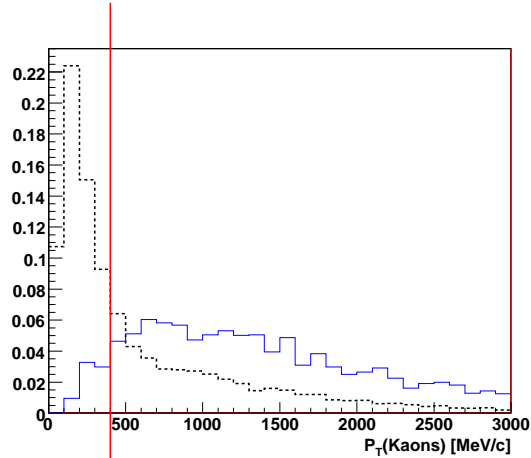


Figura 5.5: Distribuição do momento transverso dos káons originados no  $D^0$  e no  $K^{*0}$ . A linha contínua representa a distribuição das partículas reconstruídas, através da amostra de sinal, com associação com a lista de partículas verdadeiras e a linha pontilhada, as partículas reconstruídas através de amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo. A linha vertical que corta as distribuições, indica o valor de corte. As distribuições estão normalizadas para terem a mesma área.

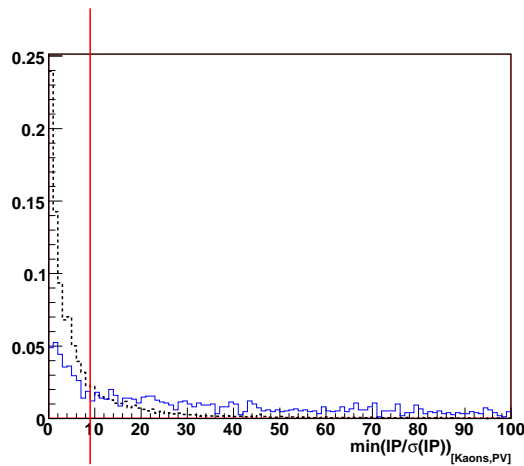


Figura 5.6: Distribuição da significância do IP (ou  $\min(\text{IP}/\sigma(\text{IP}))$ ) dos káons originados no  $D^0$  e no  $K^*(892)^0$  em relação a um conjunto de vértices primários. A linha contínua representa a distribuição das partículas reconstruídas, através da amostra de sinal, com associação com a lista de partículas verdadeiras e a linha pontilhada, as partículas reconstruídas através de amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo. A linha vertical que corta as distribuições, indica o valor de corte. As distribuições estão normalizadas para terem a mesma área.

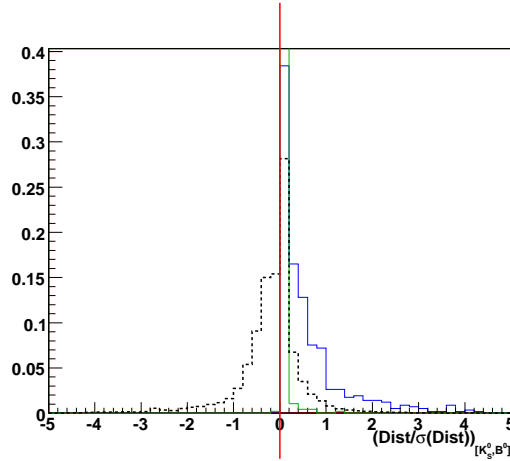


Figura 5.7: Distribuição da distância entre os vértices de decaimento do  $K_S^0$  e  $B^0$ , dividido pela a incerteza desta diferença, sendo o sinal dado pela diferença no eixo z entre os dois vértices. A linha contínua representa a distribuição das partículas reconstruídas, através da amostra de sinal, com associação com a lista de partículas verdadeiras e a linha pontilhada, as partículas reconstruídas através de amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo. A amostra de sinal foi dividido entre  $K_S^0(LL)$  (linha contínua mais clara) e  $K_S^0(DD)$  (linha contínua escura). A linha vertical que corta as distribuições, indica o valor de corte. As distribuições estão normalizadas para terem a mesma área.

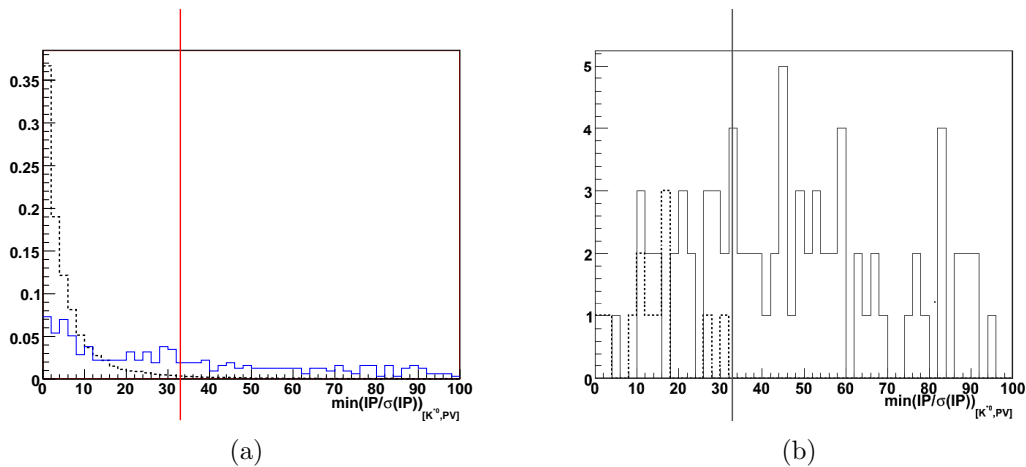


Figura 5.8: Distribuição da significância do IP (ou  $\min(IP/\sigma(IP))$ ) do  $K^*(892)^0$  em relação a um conjunto de vértices primários. A linha contínua representa a distribuição das partículas reconstruídas, através da amostra de sinal, com associação com a lista de partículas verdadeiras e a linha pontilhada, as partículas reconstruídas através de amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo. A linha vertical que corta as distribuições, indica o valor de corte. Na Figura 5.8(a), as distribuições estão normalizadas para terem a mesma área, sem ter sido aplicado nenhum corte nas amostras. Enquanto que na Figura 5.8(b), se tem as distribuições, após os outros cortes terem sido aplicados, faltando somente este último corte.

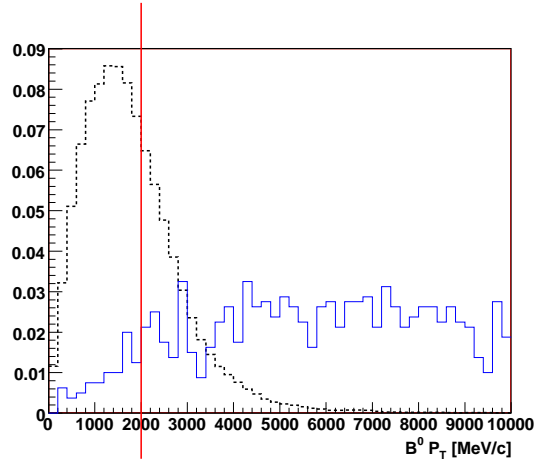


Figura 5.9: Distribuição do momento transversal ( $P_T$ ) do  $B^0$ . A linha contínua representa a distribuição das partículas reconstruídas, através da amostra de sinal, com associação com a lista de partículas verdadeiras e a pontilhada, as partículas reconstruídas através de amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo. A linha vertical que corta as distribuições, indica o valor de corte. As distribuições estão normalizadas para terem a mesma área.

#### 5.4.4 Janela de Massa

Segundo o procedimento adotado pela colaboração, escolhe-se janelas de massa com diferentes larguras, para a amostra de sinal e  $b\bar{b}$  inclusivo. Este procedimento se baseia no fato de que a quantidade de eventos de  $b\bar{b}$  inclusivo gerados, representa pouco mais de 10 min de tomadas de dados, enquanto que o sinal representa um ano. Portanto, a quantidade de eventos esperado de ruído fica limitada.

O que é feito, é supor que a redução da largura da janela de massa atua linearmente na quantidade de eventos esperada. Aplica-se portanto uma janela de massa larga de  $500 \text{ MeV}/c^2$  em torno do valor atualmente considerado para massa do  $B^0$ , que é de  $(5279, 4 \pm 0, 5) \text{ MeV}/c^2$  [11], para a amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo, enquanto que para o sinal aplicamos uma janela estreita, de  $50 \text{ MeV}/c^2$ .

Desta forma, o número de eventos de ruído que se espera selecionar, será dado pela quantidade de eventos de  $b\bar{b}$  inclusivo que satisfaz a janela de massa larga, multiplicado por um fator de redução dado pela razão entre as janelas de massa estreita (usada no sinal), e a larga. Para a escolha da janela de massa estreita,

levou-se em consideração o ajuste gaussiano feito à distribuição, que nos dá que  $50 \text{ MeV}/c^2$  é maior do que  $3\sigma$ .

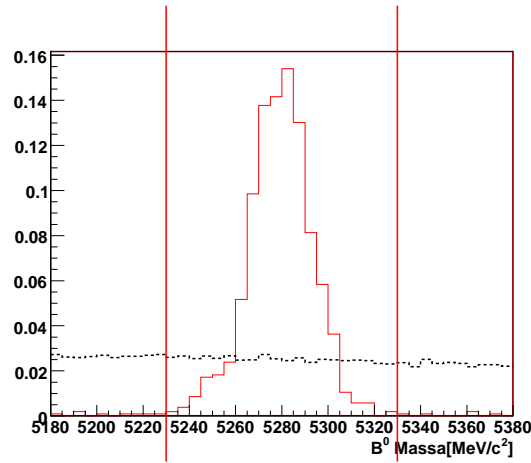


Figura 5.10: Distribuição da massa do  $B^0$ , dada por  $\sqrt{E^2 - \vec{p}^2}$ . A linha contínua representa a distribuição das partículas reconstruídas, através da amostra de sinal e a linha pontilhada, as partículas reconstruídas através de amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo. A linha vertical que corta as distribuições, indica o valor de corte para a janela estreito, realizada na amostra de sinal. As distribuições estão normalizadas para terem a mesma área.

### 5.4.5 Resoluções e Espectro de massa

Será estimado nesta seção, os espectros de massa obtidos e a resoluções do  $P_T$ , e da posição no eixo z, do vértice de decaimento das partículas ( $V_Z$ ) do decaimento. Os espectros massa foram obtidos, através do ajuste de uma gaussiana, na distribuição da amostra de sinal, após aplicarmos todos os cortes. As distribuições estão mostradas na Figura 5.12, no final deste capítulo.

Para a resolução de  $P_T$  e  $V_Z$ , utilizamos a informação das partículas verdadeiras. O que é feito, é calcular a diferença entre os valores da variável, para a partícula reconstruída e a partícula verdadeira associada a ela. Na Figura 5.13 encontramos as distribuições da resolução do  $P_T$ , enquanto que na Figura 5.14 e Figura 5.15 temos as distribuições da resolução de  $V_Z$ . Estas distribuições se encontram no final deste capítulo. Na Tabela 5.1 temos os valores encontrados para as resoluções.

Como esperado, obtemos uma resolução da componente z do vértice das partícu-

	$K_S^0$	$D^0$	$K^*(892)^0$	$B^0$
$M [MeV/c^2]$	$4,67 \pm 0,23$	$5,77 \pm 0,24$	$37,20 \pm 2,10$	$13,15 \pm 0,51$
$P_T(DD) [MeV/c]$	$12,49 \pm 0,49$	$15,88 \pm 0,80$	$10,36 \pm 0,56$	$21,59 \pm 1,02$
$P_T(LL) [MeV/c]$	$4,96 \pm 0,21$	$9,54 \pm 0,41$	$10,61 \pm 0,68$	$17,23 \pm 0,86$
$V_Z(DD) [mm]$	$29,11 \pm 1,61$	$2,23 \pm 0,16$	$1,24 \pm 0,08$	$0,30 \pm 0,02$
$V_Z(LL) [mm]$	$0,73 \pm 0,04$	$1,07 \pm 0,06$	$1,48 \pm 0,09$	$0,25 \pm 0,02$
			$PV$	
			$V_Z(DD) [mm]$	
			$0,050 \pm 0,002$	
			$V_Z(LL) [mm]$	
			$0,043 \pm 0,002$	

Tabela 5.1: Resultados das resoluções de massa ( $M$ ), momento transversal ( $P_T$ ) e componente z do vértice de decaimento ( $V_Z$ ), das partículas reconstruídas, separando em decaimentos em que o  $K_S^0$  gera dois píons *downstream* (DD), ou dois píons longos (LL).

las DD, com pior resolução, se compararmos com as partículas LL. Isso é justificável, se retornarmos à Figura 5.1. Nela podemos verificar que os traços *downstream* se originaram em algum ponto entre o VELO e a TT, sendo esta última a primeira câmara a detectar este traço, enquanto que os traços longos tem sua origem dentro do VELO, ou seja, com maior precisão para reconstruir o vértice que o gerou.

### 5.4.6 Produção Anual

Nossos cortes foram aplicados em 79181 eventos de sinal, sendo 64491 eventos de  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_S^0 K K)K^*(892)^0$ , incluindo o complexo conjugado deste decaimento e 14960 eventos em que o  $B^0$  oscilou e seus complexos conjugados. Contudo, como não será possível fazer distinção entre eles, quando estiver trabalhando com dados reais, a lista de partículas verdadeiras será composta por esses dois casos.

Porém, desses 79181 eventos gerados, nem todos são possíveis de serem reconstruídos. Apesar do  $B^0$  estar dentro da aceitação angular do experimento, pode ocorrer de os produtos de decaimento não serem devidamente reconstruídos, ou saírem da aceitação angular do detector. Outra fonte de redução da amostra a ser medida, é a eficiência de cada detector. A consideração deste fator, implica em algumas partículas envolvidas no decaimento não serem medidas. Separamos então, para cálculo da produção anual, os eventos nas seguintes categorias:

**Gerados :** Eventos gerados que contenha o canal de interesse e que o hádron-b esteja na aceitação angular do detector.

**Reconstrutíveis :** Eventos da categoria *Gerados*, que são reconstrutíveis.

**Reconstruídos :** Eventos da categoria *Gerados*, que são reconstruídos.

**Reconstrutíveis e reconstruídos :** Eventos que satisfazem as duas categorias acima, simultaneamente.

Para o cálculo de quantos eventos serão produzidos e medidos por anos se faz importante aplicarmos os algoritmos de *trigger* do DaVinci, nos eventos reconstruídos que passaram pela seleção (eventos selecionados). Na Tabela 5.2 temos o número de eventos em cada categoria.

	Categoria	Sinal	Ruído
$N_{tape}$	Gerados	79.181	33.926.781
$N_{rec'veis}$	Reconstrutíveis	4.568	-
$N_{rec'dos}$	Reconstruídos	2.705	-
$N_{dos\&veis}$	Reconstrutíveis e reconstruídos	2.256	-
$N_{off}$	Selecionados	645	0
$N_{ass/off}$	$N_{off}$ com associação com verdaderias	549	0
$N_{trig_{L0L1}}$	$N_{off}$ que passou no <i>trigger</i> L0 e L1	201	0
$N_{trig_{HLT}}$	$N_{trig_{L0L1}}$ que passou no <i>trigger</i> HLT	24	0

Tabela 5.2: Número de eventos encontrados para cada categoria. Como não é analisada a informação das partículas verdadeiras da amostra de ruído, não temos como preencher quatro categorias da tabela, para o ruído.

Se faz importante destacar, que apesar de realmente se esperar que o algoritmo de *trigger* HLT corte grande parte do sinal reconstruído, este não foi otimizado durante o período em que se utilizou a versão DC04 de dados simulados. Por esse motivo, será apresentado neste trabalho somente resultados para *trigger* L0 e L1.

Para o cálculo da produção anual, se faz necessário calcular quanto de redução se terá, devido à eficiência total do experimento ( $\epsilon_{total_{L0L1}}$ ), que é dada por

$$\epsilon_{total_{L0L1}} = \epsilon_{geom} \times \frac{N_{trig_{L0L1}}}{N_{tape}} \quad (5.2)$$

onde  $\epsilon_{geom}$  é a aceitação geométrica do experimento, que tem o valor de 0,347 e  $N_{trig_{L0L1}}$  e  $N_{tape}$  tem seus valores listados na Tabela 5.2.

Pode-se investigar a eficiência total em mais detalhes, decompondo a em várias contribuições como a seguir:

$$\epsilon_{total_{L0L1}} = \epsilon_{det} \times \epsilon_{rec/det} \times \epsilon_{sel/rec} \times \epsilon_{trig_{L0L1}/sel} \quad (5.3)$$

onde  $\epsilon_{det}$  é a eficiência da aceitação geométrica do experimento e efeitos de material, tendo o valor fixo para o experimento, de  $(2,40 \pm 0,06)\%$ ,  $\epsilon_{rec/det}$  é a eficiência de reconstrução,  $\epsilon_{sel/rec}$  é a eficiência de seleção *offline* (em eventos reconstruídos) e  $\epsilon_{trig_{L0L1}/sel}$  é a eficiência do *trigger* L1, aplicado em eventos selecionados, que passaram pelo L0, sendo essas três últimas eficiências dadas por

$$\epsilon_{rec/det} = \frac{N_{dos\&veis}}{N_{rec'veis}} \quad (5.4)$$

$$\epsilon_{sel/rec} = \frac{N_{off}}{N_{rec'dos}} \quad (5.5)$$

$$\epsilon_{trig_{L0L1}/sel} = \frac{N_{trig_{L0L1}}}{N_{off}} \quad (5.6)$$

A Tabela 5.3 apresenta os valores encontrados para as eficiências apresentadas até então.

$\epsilon_{geom}$	34,7%
$\epsilon_{det}$	$(2,40 \pm 0,06)\%$
$\epsilon_{sel/rec}$	$(23,8 \pm 1,0)\%$
$\epsilon_{rec/det}$	$(49,4 \pm 0,7)\%$
$\epsilon_{trig_{L0L1}/sel}$	$(31,2 \pm 1,8)\%$
$\epsilon_{total_{L0L1}}$	$(0,088 \pm 0,006)\%$

Tabela 5.3: Resultados das eficiências, utilizando os valores apresentados na Tabela 5.2.

Com a eficiência total já calculada, temos que calcular a quantidade de eventos



gerados por ano ( $N_{ano}$ ), para então encontrar a quantidade de sinal que será medido anualmente, que é dada pela fórmula:

$$N_{sig} = N_{ano} \times \epsilon_{total} \quad (5.7)$$

Para o cálculo de  $N_{ano}$  temos que a luminosidade integral ( $\mathcal{L}_{ano}$ ) do experimento LHCb [25] em um ano de funcionamento (que corresponde a  $10^7$  s) será

$$\mathcal{L}_{ano} = 2 \times 10^{32} \times 10^7 \text{ cm}^{-2} = 2 \text{ fb}^{-1} \quad (5.8)$$

Com uma seção de choque de interações  $b\bar{b}$  de  $\sigma = 627 \mu\text{b}$ . Fica restando somente calcular a razão de ramificação (Br - branching ratio) total do decaimento de interesse. Considerando todas as ressonâncias existentes em  $D^0(K_S K K)$  e o caso particular em que  $D^0$  forma a ressonância  $\phi$ , obtemos respectivamente

$$\begin{aligned} Br(B^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_S K K)K^{*0}) &= Br(\bar{b} \rightarrow B_d) \times Br(B_d \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}) \times \\ &Br(K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-) \times Br(D^0 \rightarrow K_S^0 K K) \times \\ &Br(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \end{aligned} \quad (5.9)$$

$$\begin{aligned} Br(B^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_S \phi)K^{*0}) &= Br(\bar{b} \rightarrow B_d) \times Br(B_d \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}) \times \\ &Br(K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-) \times Br(D^0 \rightarrow K_S^0 \phi) \times \\ &Br(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \end{aligned} \quad (5.10)$$

A equação da quantidade de eventos de sinal produzidos em um ano será então dada por

$$\begin{aligned} N_{ano} &= \mathcal{L}_{ano} \times \sigma_{b\bar{b}} \times 2 \times Br(Total) \\ &= (2 \times 10^{15}) \text{ b}^{-1} \times (6,27 \times 10^{-4}) \text{ b} \times 2 \times Br(Total) \end{aligned} \quad (5.11)$$

onde o fator 2 se faz necessário para contabilizar os eventos de sinal provenientes do  $B^0$  e do  $\bar{B}^0$ . Utilizando nas equações (5.9) e (5.10) os valores das razões de ramificações parciais, listados em 5.4, pode-se calcular  $N_{ano}$ . Os resultados se encontram listados em 5.5.

Decaimento	Razão de ramificação
$b \rightarrow B_d$	$(0,405 \pm 0,013)$
$B_d \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}$	$(5,3 \pm 0,8) \times 10^{-5}$
$K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$	$2/3$
$D^0 \rightarrow K_S^0 K^+ K^-$	$(4,58 \pm 0,34) \times 10^{-3}$
$D^0 \rightarrow K_S^0 \phi$	$(2,10 \pm 0,16) \times 10^{-3}$
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(69,20 \pm 0,05) \times 10^{-2}$

Tabela 5.4: Razão de ramificação ( $Br$ ) dos decaimentos usados no cálculo do  $Br(\text{total})$ . Esses valores foram extraídos da última versão do PDG [11].

	$K_S^0 K K$	$K_S^0 \phi$
$Br(\text{Total})$	$(4,53 \pm 0,78) \times 10^{-8}$	$(2,08 \pm 0,43) \times 10^{-8}$
$N_{ano}$	$(114 \pm 19) \times 10^3$	$(52 \pm 9) \times 10^3$
$N_{sig}^{sel}$	$(322 \pm 13)$	$(147 \pm 6)$
$N_{sig}$	$(100 \pm 7)$	$(46 \pm 3)$

Tabela 5.5: Resultado da produção anual para o caso em que todas as ressonâncias são consideradas ( $K_S^0 K K$ ) e o caso em que somente a ressonância  $\phi$  é considerada ( $K_S^0 \phi$ ). Na tabela inserimos também a variável  $N_{sig}^{sel}$ , que nos dá o número de eventos de sinal selecionados anualmente, antes de aplicar o *trigger*. Sendo  $N_{sig}^{sel} = N_{ano} \times \epsilon_{det} \times \epsilon_{sel/rec} \times \epsilon_{rec/det}$ .

Outro resultado importante, usado para o controle da seleção, é a eficiência de associação das partículas verdadeiras, com os eventos selecionados na amostra de sinal ( $\epsilon_{ass/sel}$ ). Usando os valores da Tabela 5.2, temos:

$$\epsilon_{ass/sel} = \frac{N_{ass/off}}{N_{off}} = (85,1 \pm 0,1)\% \quad (5.12)$$

Passaremos agora para a estimativa de ruído, antes de retornarmos para a aplicação destes resultados.

### Estimativa de ruído

Para calcular os rendimentos dos eventos de ruído, é feita uma interpolação da janela grande de massa do  $B^0$  ( $\pm 500 MeV/c^2$ ), para a janela estreita ( $\pm 50 MeV/c^2$ ), conforme já foi comentado anteriormente na seção sobre janela de massa. Supõe-se que haja uma dependência linear no intervalo de massa para o número de eventos, o que nos leva a um fator de redução de  $\epsilon_{janela} = 0,1$ . Como os eventos de ruído são totalmente suprimidos (ver Tabela 5.2), se faz necessário estimar um limite superior com um nível de confiança de 90%, para poder estimar os rendimentos. Para isso precisamos calcular o número esperado de eventos de ruído selecionados por ano ( $N_{b\bar{b}}$ ), onde

$$N_{b\bar{b}} = \mathcal{L}_{b\bar{b}} \times \sigma_{b\bar{b}} \times \epsilon_{b\bar{b}} \quad (5.13)$$

sendo os dois primeiros termos os mesmos utilizados no cálculo de  $N_{ano}$ . O termo  $\epsilon_{b\bar{b}}$  será dado por  $\epsilon_{b\bar{b}} = \epsilon_{geom} \times \epsilon_{janela} \times \epsilon_{sel}$ . O primeiro termo, que é relativo a geometria do experimento, tem o valor  $\epsilon_{geom} = 43,4\%$ . Note que esse fator é maior para a amostra de ruído do que o termo de eficiência geométrica usada para a amostra de sinal. Isto ocorre, pois para o ruído, não exige-se que os produtos do  $B_d^0$  estejam dentro da geometria. Já o último termo, que se refere à eficiência da seleção  $\epsilon_{sel}$ , como não houveram eventos selecionados na amostra de ruído, foi utilizado o fato de a quantidade de eventos medidos seguir a distribuição de Poisson. Portanto, o limite superior, com 90% de nível de confiança, para o valor da média de eventos da distribuição é de  $\nu = 2,3$ , então o valor do limite superior na amostra de ruído para essa eficiência, será de  $\epsilon_{sel} = 2,3/33926781 \approx 6,8 \times 10^{-8}$ . Na Tabela 5.6 apresentamos os resultados para os dois casos analisados ( $K_S^0 K K$  e  $K_S^0 \phi$ ), da razão B/S (número de ruídos/ número de sinal) medidos em um ano, com 90% de nível de confiança.

O procedimento descrito acima para o cálculo de  $B/S$ , é o procedimento padrão

B/S	$K_S K K$	$K_S \phi$
$B/S(\text{Antes}(L0L1))$	[0,00 , 12]	[0,00 , 27]
$B/S(\text{Apos}(L0L1))$	[0,00 , 39]	[0,00 , 85]

Tabela 5.6: Resultados da razão B/S para o caso em que todas as ressonâncias são consideradas ( $K_S^0 K K$ ) e o caso em que somente a ressonância  $\phi$  é considerada ( $K_S^0 \phi$ ). Estando separados entre antes do *trigger* L0 e L1 serem aplicados, e após a aplicação do *trigger*.

utilizado no LHCb. Porém, como já temos nosso ruído totalmente cancelado antes do *trigger*, temos que este irá cortar somente nossa amostra de sinal, considerando desta forma, que a eficiência do *trigger* para a amostra de ruído é igual a 1, o que não está correto.

Faremos então, a seguinte proposta para estimar o  $B/S$ , no caso em que a amostra de ruído foi totalmente cancelada antes do *trigger*. Primeiramente aplicamos nossa janela de massa larga ( $\pm 500 \text{ MeV}/c^2$ ) do  $B^0$ , em nossa amostra de  $b\bar{b}$  inclusivo. Calculamos então, a eficiência do *trigger* para o ruído, após aplicarmos mais um dos cortes da seleção. Repetimos este último procedimento, para todos os cortes da seleção e supomos então, que a média dessas eficiências calculadas, será a eficiência do *trigger* para o ruído, o que nos dá  $\epsilon_{b\bar{b}}^{\text{trigger}} = 0,19$ . Calculamos então o número de eventos de ruído, utilizando o limite superior encontrado antes da aplicação do *trigger* (ver Tabela 5.6), multiplicado pelo número de eventos de sinal antes do *trigger* ( $N_{sig}^{sel}$ ).

$$N_{b\bar{b}}^{(\text{Antes}(L0L1))} = B/S(\text{Antes}(L0L1)) \times N_{sig}^{sel} \quad (5.14)$$

Aplicando a eficiência do *trigger* calculada acima, temos

$$N_{b\bar{b}}^{(\text{Apos}(L0L1))} = N_{b\bar{b}}^{(\text{Antes}(L0L1))} \times \epsilon_{b\bar{b}}^{\text{trigger}} \quad (5.15)$$

Na Tabela 5.7 encontramos os valores de  $B/S$  estimados, utilizando os valores de  $N_{sig}$  da Tabela 5.5. Esses serão os valores de ruído, utilizados na seção a seguir, sobre análise dos resultados.

	$K_S K K$	$K_S \phi$
$N_{b\bar{b}}^{(Antes(L0L1))}$	3864	3969
$N_{b\bar{b}}^{(Apos(L0L1))}$	734	754
$B/S(Alternativo)$	7, 34	16, 4

Tabela 5.7: Resultados da razão B/S alternativo para o caso em que todas as ressonâncias são consideradas ( $K_S^0 K K$ ) e o caso em que somente a ressonância  $\phi$  é considerada ( $K_S^0 \phi$ ).

## 5.5 Análise dos resultados

Será feito neste ponto a análise dos resultados encontrados para o canal de decaimento selecionado. Comentaremos sobre a análise da fase  $\gamma$  através do gráfico de Dalitz, e possíveis melhorias nas medidas desta fase, através da análise ADS. Métodos esses comentados no final do capítulo 1.

### 5.5.1 Dalitz

Apesar do estudo deste trabalho ter surgido da idéia da extração da fase  $\gamma$  através do gráfico de Dalitz, os valores encontrados para produção anual não foram promissores para essa análise, devido a baixíssima razão de ramificação deste canal de decaimento e a baixa eficiência de reconstrução dos seis traços hadrônicos no LHCb. A análise de Dalitz extrai a fase através do espaço de fase do  $D^0$ , para isso, se faz necessário a utilização de todas as ressonâncias possíveis. Porém, a quantidade de sinal que será medida anualmente ( $N_{sig}$ ) de 100 eventos não nos sinaliza grandes possibilidades de extração da fase com uma boa precisão. Para termos um valor preciso de um número mínimo de eventos necessário para a medida de  $\gamma$  com precisão da ordem da encontrada através no método ADS, que será discutido adiante, seria necessária a geração de um Monte Carlo específico. Desta forma, seria possível aumentar nossa estatística e com isso poder estabelecer o número mínimo de sinal necessário para o fit.

### 5.5.2 Análise ADS

O objetivo da utilização dos resultados encontrados para este método, é de aumentar a estatística dos auto-estados de CP já medidos, e assim aprimorar a medida de  $\gamma$ . Para isso, somamos os resultados encontrados para o caso em que  $D^0$  decai em  $K_S^0\phi$ , auto-estado ímpar de CP, aos resultados obtidos para  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0(K^+\pi^-)K^{*0}$ ,  $B^0 \rightarrow D^0(K^+\pi^-)K^{*0}$ ,  $B^0 \rightarrow D_{CP}(K^+K^-)K^{*0}$  e  $B^0 \rightarrow D_{CP}(\pi^+\pi^-)K^{*0}$ , onde  $D_{CP}$  denota que D é um auto-estado de CP. Os resultados para esses outros canais, podem ser encontrados em [48].

Utilizando as equações (2.63) à (2.70) e assumindo os valores  $r_B = 0,4$ ,  $r_D = 0,06$ ,  $\delta_B = 10^\circ$  e  $\delta_D = 3^\circ$  e o valor inicial para o ajuste, de  $\gamma = 60^\circ$  podemos obter a precisão de  $\gamma$ . Para isso foi utilizado uma simulação rápida que faz mil experimentos equivalente a um ano de tomada de dados do LHCb. Tomando arbitrariamente, a metade do limite superior do  $B/S$  alternativo calculado ( $B/S = 16,4$ ), obteve-se uma melhora de 0,09 na incerteza de  $\gamma$ .

Na Figura 5.11 é mostrado como a precisão de  $\gamma$  se altera para diferentes valores de níveis de ruído, usando os valores da referência [48] (triângulos) e acrescentando ao cálculo de  $\gamma$ , o canal  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_S^0\phi)K^{*0}$  (quadrado). Verifica-se com esse gráfico, que contribuição que este canal pode gerar à precisão estatística de  $\gamma$  aumenta conforme reduzimos a razão do ruído pelo sinal.

### 5.5.3 Upgrade

Outra perspectiva que desponta para o estudo deste canal, é a previsão de aumento da luminosidade para o LHCb, passando a luminosidade de  $2 \times 10^{32} cm^{-2}s^{-1}$ , para  $5 \times 10^{32} cm^{-2}s^{-1}$ , o que ainda manteria a luminosidade integral da ordem de  $10 fb^{-1}$ , porém aumentaria um fator de 2,5 a produção anual, passando para  $N_{ano} \approx 285 \times 10^3$ . Considerando que esse fator se propagasse, o número de sinal selecionados após o trigger passaria para  $N_{sig} \approx 250$ , o que seria mais que o dobro do valor obtido neste trabalho.

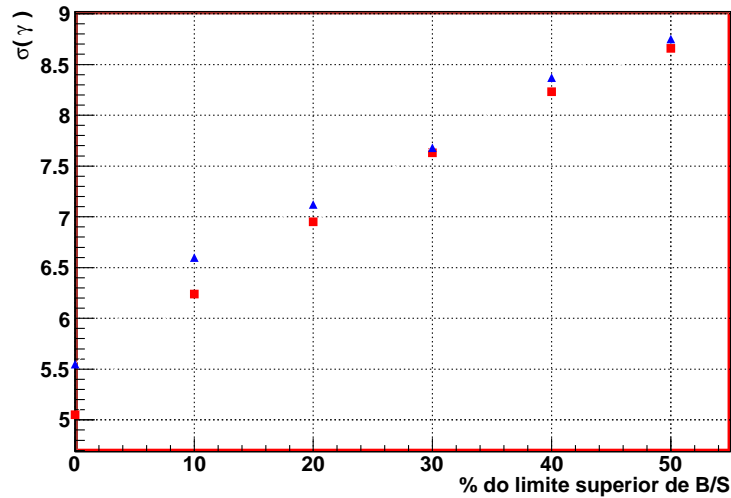


Figura 5.11: Precisão de  $\gamma$  para diferentes valores de níveis de ruído, usando os valores da referência [48] (triângulos) e acrescentando ao cálculo de  $\gamma$ , o canal  $B^0 \rightarrow \bar{D}^0(K_S^0\phi)K^*(892)^0$  (quadrado).

Outra esperança de melhoria para esse canal, está relacionada aos planos de *upgrade* do experimento LHCb, para o SuperLHCb, previsto para 2013. Neste *upgrade* espera-se alcançar a luminosidade de  $2 \times 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , o que elevaria a luminosidade integrada à ordem de  $100 \text{fb}^{-1}$ . Aumentando em um fator 10, a produção anual, que passaria a  $N_{ano} \approx 114 \times 10^4$  e considerando que esse fator se propagasse, o número de sinal selecionados após o trigger passaria para  $N_{sig} \approx 1000$ .

Cabe lembrar porém, que esses valores citados nesta seção, são meramente previsões de melhora para esse canal. Não podendo ser considerados como reais, visto que provavelmente junto com a luminosidade, irá crescer também o ruído gerado no experimento, o que torna impossível, afirmar nesta fase atual de desenvolvimento desses projetos, o quanto será afetada a eficiência deste canal, para essas outras luminosidades.

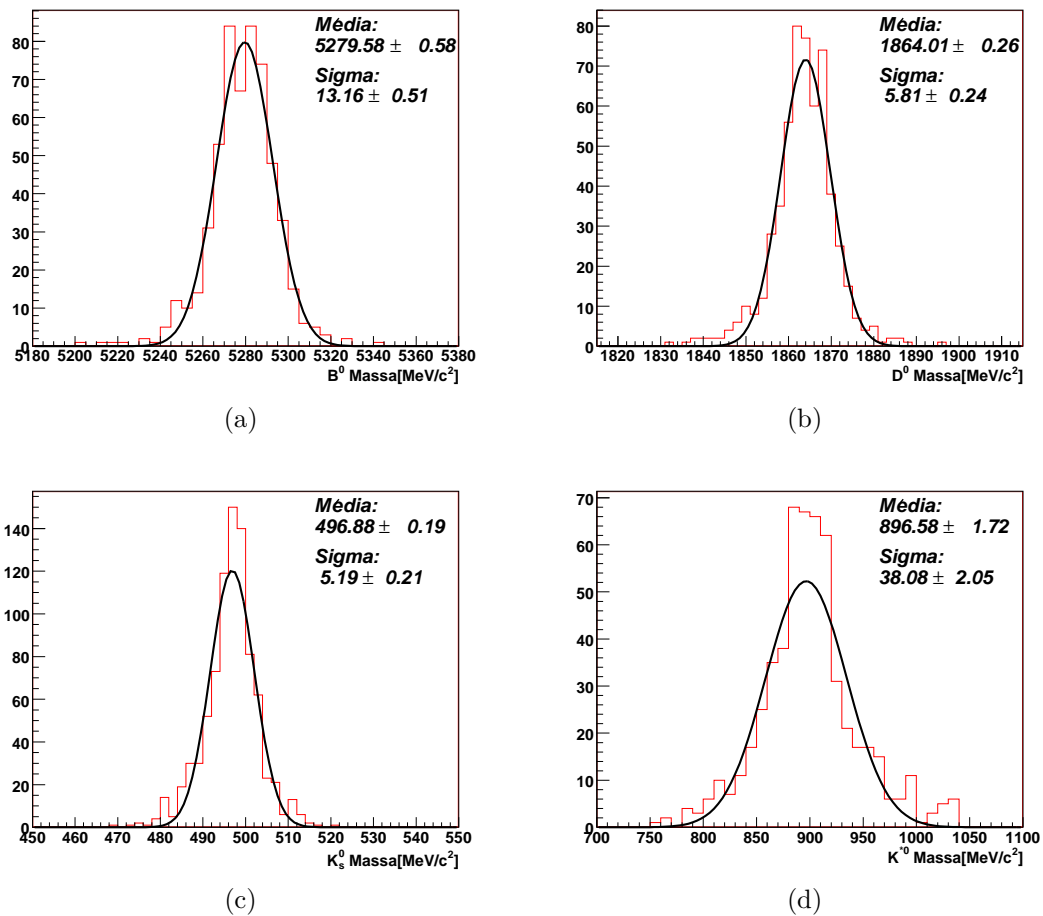


Figura 5.12: Espectros de massa. - Distribuições da massa do (5.12(a))  $B^0$ , (5.12(b))  $D^0$ , (5.12(c))  $K_S^0$  e (5.12(d))  $K^{*0}$ , após os cortes da seleção serem aplicados. Uma gaussiana é ajustada à estas distribuições, sendo dado no gráfico, a média e o sigma, resultante deste ajuste.



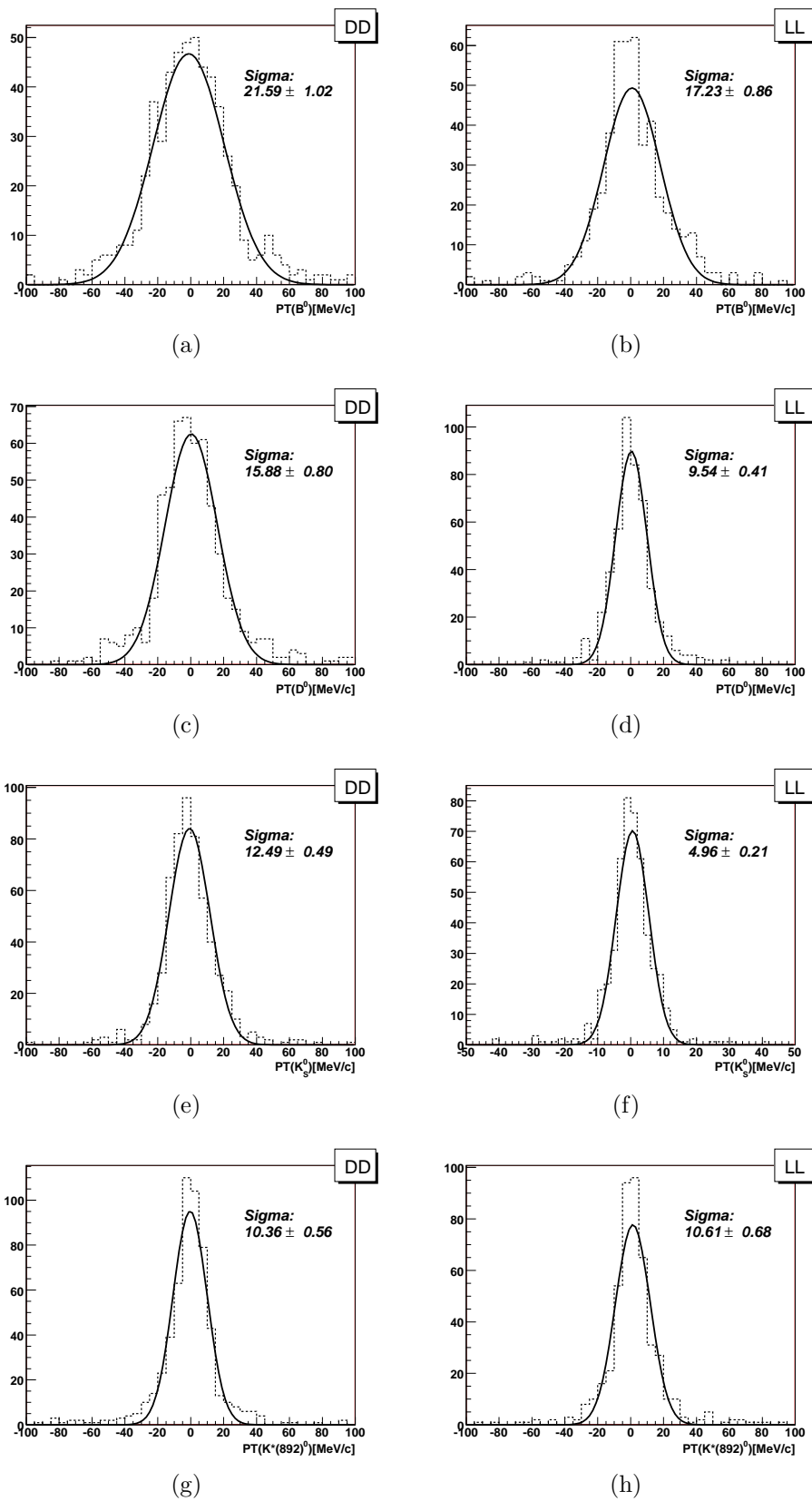


Figura 5.13: Resolução do momento transverso, do: 5.13(a)  $B^0(DD)$ , 5.13(b)  $B^0(LL)$ , 5.13(c)  $D^0(DD)$ , 5.13(d)  $D^0(LL)$ , 5.13(e)  $K_S^0(DD)$ , 5.13(f)  $K_S^0(LL)$ , 5.13(g)  $K^{*(892)0}(DD)$ , 5.13(h)  $K^{*(892)0}(LL)$ . Uma gaussiana é ajustada a estas distribuições, sendo dado no gráfico, o sigma resultante deste ajuste.

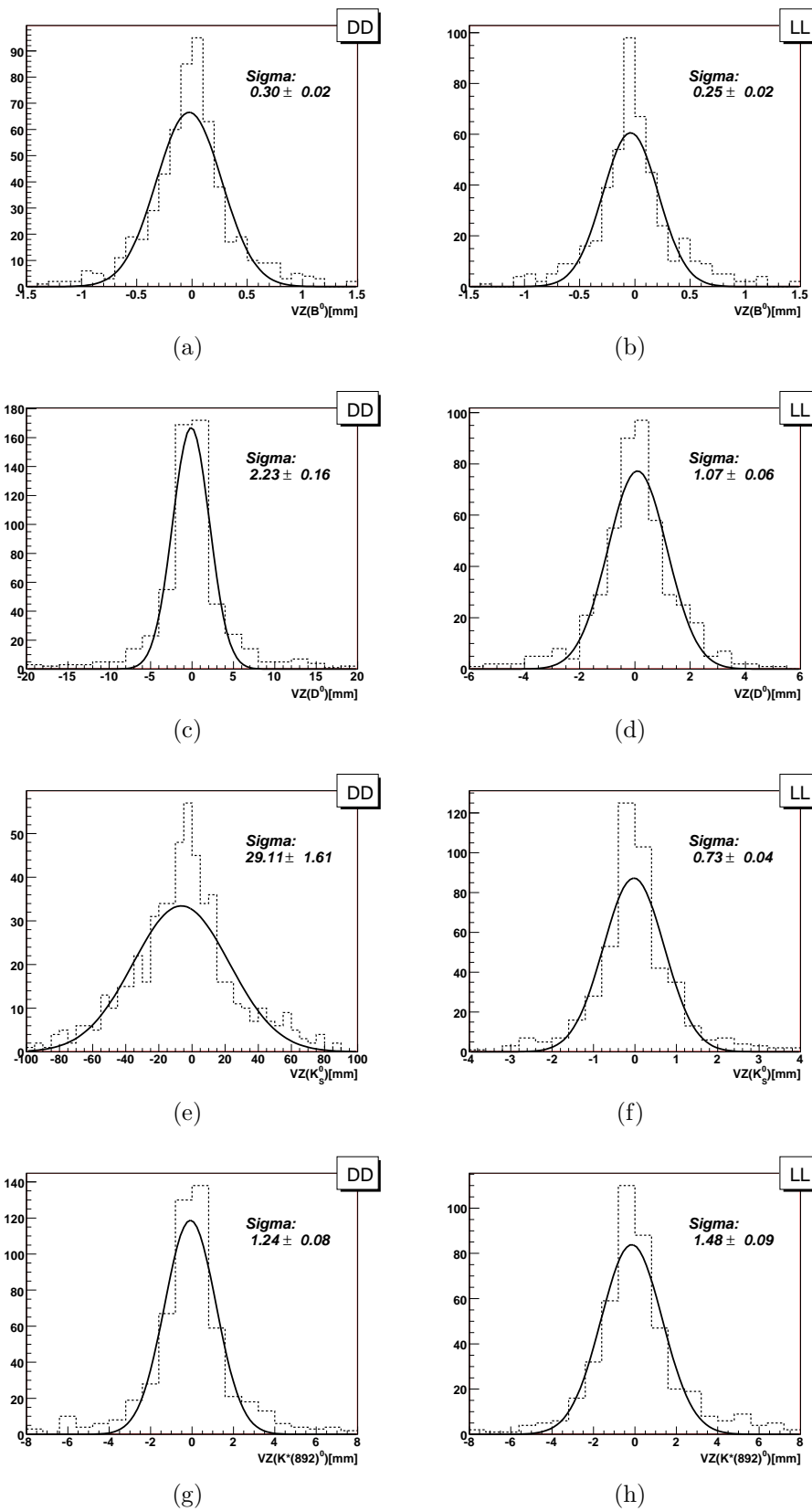


Figura 5.14: Resolução do vértice no eixo z, do: 5.14(a)  $B^0(DD)$ , 5.14(b)  $B^0(LL)$ , 5.14(c)  $D^0(DD)$ , 5.14(d)  $D^0(LL)$ , 5.14(e)  $K_S^0(DD)$ , 5.14(f)  $K_S^0(LL)$ , 5.14(g)  $K^{*(892)^0}(DD)$ , 5.14(h)  $K^{*(892)^0}(LL)$ . Uma gaussiana é ajustada a estas distribuições, sendo dado no gráfico, o sigma resultante deste ajuste.

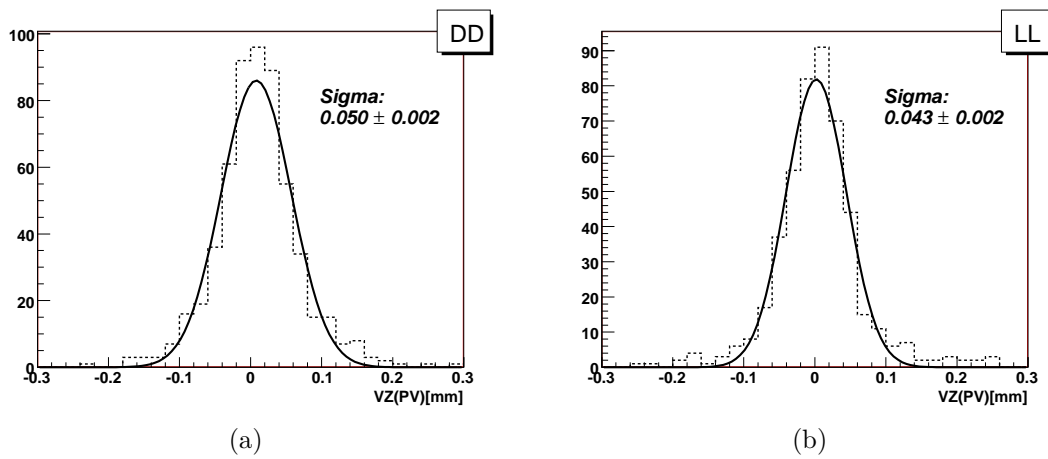


Figura 5.15: Resolução do vértice no eixo z do vértice primário. Uma gaussiana é ajustada a estas distribuições, sendo dado no gráfico, o sigma resultante deste ajuste.

# Capítulo 6

## Conclusão

O objetivo desta tese foi o estudo da viabilidade de medir o canal de decaimento  $B^0 \rightarrow D^0(K_S^0 K^+ K^-) K^*(892)^0$  no detetor LHCb. Canal esse, que até o presente momento não foi medido.

Temos como resultado deste trabalho que este canal poderá ser medido no LHCb. Porém, com a luminosidade inicial do LHCb de  $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  e uma eficiência total de seleção de 0,088%, esperamos detectar 100 eventos por ano, considerando todas as possíveis ressonâncias intermediárias, do decaimento do  $D^0$  em  $K_S^0 K^+ K^-$  ( $K_S^0 a_0(980)^0$ ,  $K^- a_0(980)^+$ ,  $K^+ a_0(980)^-$ ,  $K_S^0 f_0(980)$ ,  $K_S^0 \phi$  e  $K_S^0 f_0(1400)$ ). Só será possível portanto utilizá-lo como mais um canal auto-estado de CP, a ser somado no cálculo das amplitudes de interferência, através do modelo ADS. Utilizando este modelo, no caso do  $D^0 \rightarrow K_S^0 \phi$ , em que temos 46 eventos selecionados por ano, obteve-se uma estimativa de melhora de 0,09 na incerteza de  $\gamma$ . Para esse cálculo supomos que a eficiência total de seleção é idêntica para todas as ressonâncias. Essas estimativas foram calculadas através da comparação do resultado obtido na referência [48] e o resultado do mesmo cálculo, acrescentando o canal de interesse desta tese, no caso em que surge a ressonância intermediária  $\phi$ . Espera-se no futuro, quando o detetor estiver trabalhando com maior luminosidade, poder utilizar o canal  $B^0 \rightarrow D^0(K_S^0 K^+ K^-) K^*(892)^0$  na medida de  $\gamma$  através do seu espaço de fase (Dalitz).

Outro dado conclusivo a cerca deste canal, é que se faz necessário realizar uma melhora na razão  $B/S$  para podermos ter uma contribuição mais significativa no cálculo de  $\gamma$ , através do modelo ADS. Uma fonte de perda de eficiência do canal, está na não utilização de todos os tipos de  $K_S^0$ . Portanto, um passo importante para a continuação do estudo deste canal, é o aperfeiçoamento da pré-seleção utilizada, para selecionar  $K_S^0$  de outros tipos, como por exemplo: LD, LV,... Se faz importante ressaltar, que análises de outros canais, mostram que a maior porcentagem de  $K_S^0$  reconstruídos, são do tipo DD e LL, por essa razão, a pré-seleção utilizada só considerava esses dois casos.

Já com relação a parte instrumental de minha formação de mestrado, contribui na montagem do experimento LHCb, junto ao sistema de múons, através de testes realizados nas câmaras MWPC construídas para este sistema. Trabalho este realizado durante a minha estadia no CERN e concluído, após o meu retorno ao Brasil. Durante este período de estágio, em que colaborei como membro do grupo de múons do LHCb, participei da produção e teste das câmaras que estavam sendo feitas no CERN e da instalação da estação de teste das câmaras produzidas na Itália. Quanto à produção, participei de algumas etapas de montagem das câmaras M1R2, preparando os planos catódicos e reparando possíveis vazamentos de gás entre as peças por onde passa o gás e as PCB (*Printed Circuit Board*). Os testes em que atuei faziam parte do controle de produção das câmaras. No teste da uniformidade do ganho das MWPC, trabalhei com as câmaras M3R1, que estavam sendo testadas de novo, na tomada e primeira análise dos arquivos de dados. Estive também encarregado da análise posterior dos dados das câmaras do tipo M2R2, onde obtive 22 câmaras boas, 1 sobressalente, e 2 que falharam. Na estação de teste das câmaras italianas, realizei um estudo sistemático do teste de vazamento de gás, obtendo que este teste apresenta uma boa reproducibilidade das medidas, podendo portanto ser usado na estação de teste das câmaras italianas. Estes trabalhos instrumentais resultaram nas notas públicas das referências [31] e [32].

# Bibliografia

- [1] J.H. Christenson et al., *Phys. Rev. Lett.* **13**: 138, 1964.
- [2] M. Kobayashi and K. Maskawa, *Prog. Theory Phys* **49**: 652-657, 1973.
- [3] Colaboração LHCB, <http://lhcb.cern.ch/>
- [4] M. E. Peskin e D. V. Schroeder, *An introduction to Quantum Field Theory*, Addiden-Wesley Publishing Company (1995).
- [5] Sheldon L. Glashow, *Nucl. Phys.*, **22**: 579-588, 1961.
- [6] Steven Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, **19**: 1264-1266, 1967.
- [7] Abdus Salam, *Svartholm: Elementary Particle Theory, Proceedings Of The Nobel Symposium Held 1968 At Lerum, Sweden*, Stockholm 1968, 367-377
- [8] F. J. Hasert *et al.*, *Phys. Lett. B* **46**: 121 e 138, 1973.
- [9] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.*, **10**: 531-532, 1963.
- [10] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, e L. Maiani, *Phys. Rev.*, **D2**: 1285-1292, 1970.
- [11] Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. B, 2006.
- [12] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. Lett.* **51**: 1945, 1983.
- [13] M. Gronau, D. Wyler, *Phys. Lett. B* **265**: 172-176, 1991.
- [14] I.Dunietz, *Phys. Lett. B* **270**: 75-80, 1991.

- [15] Atwood, Dunietz and Soni, *Phys. Rev. D* **63**:036005, 2001.
- [16] LHCb : TP. Technical Proposal, *CERN-LHCC-98-004*
- [17] LHCb : Magnet. Technical design report 1. *CERN-LHCC-2000-007*
- [18] LHCb : Calorimeters. Technical design report 2. *CERN-LHCC-2000-036*.
- [19] LHCb : RICH. Technical design report 3. *CERN-LHCC-2000-037*.
- [20] LHCb : Muon System. Technical design report 4. *CERN-LHCC-2001-010*.
- [21] LHCb : VELO. Technical design report 5. *CERN-LHCC-2001-011*
- [22] LHCb : Outer Tracker. Technical design report 6. *CERN-LHCC-2002-029*.
- [23] LHCb : Online System. Technical design report 7. *CERN-LHCC-2002-029*.
- [24] LHCb : Inner Tracker. Technical design report 8. *CERN-LHCC-2002-029*.
- [25] LHCb : Reoptimized Detector. Technical design report 9. *CERN-LHCC-2003-030*
- [26] LHCb : Trigger System. Technical design report 10. *CERN-LHCC-2003-031*.
- [27] LHCb : Computing. Technical design report 11. *CERN-LHCC-2005-019*.
- [28] Colaboração ATLAS, <http://cern.ch/atlas>
- [29] Colaboração CMS, <http://cms.cern.ch/>
- [30] Colaboração ALICE, <http://cern.ch/alice>
- [31] A. Alves *et al.*, *CERN-LHCb-2007-115*
- [32] R. Antunes-Nobrega, M. Lenzi, D. Pinci, F. Rodrigues, C. Satriano, *CERN-LHCb-2006-064*
- [33] <http://lhcb-muon-mwpc-cern.web.cern.ch/>

- [34] A. F. Barbosa *et al.*, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **53**:1, Fevereiro 2006.
- [35] Information Technology Division, *PAW Reference Guide - CERN Program Library Long Writeup Q121*, Janeiro 1999.
- [36] <http://root.cern.ch/>
- [37] <http://www.ni.com/labview/>
- [38] <http://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi/>
- [39] <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCB-release-area/DOC/gauss/>
- [40] <http://www.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>
- [41] <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCB-release-area/DOC/gauss/generator/evtgen.php>
- [42] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [43] Colaboração BABAR, <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT/>
- [44] <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCB-release-area/DOC/boole/>
- [45] <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCB-release-area/DOC/brunel/>
- [46] <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCB-release-area/DOC/davinci/>
- [47] <http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCB-release-area/DOC/bender/>
- [48] K. Akiba, M. Gandelman, *CERN-LHCB-2007-050*