



UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO

INSTITUTO DE FÍSICA

Tese de Doutorado

**Estudo da Sensibilidade do Experimento
LHCb ao Decaimento Raro $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$
e Contribuição ao Desenvolvimento
do Sistema de Múons**

Érica Polycarpo

Orientador: Bernard M. Maréchal

Rio de Janeiro, 05 de Abril de 2002

Polycarpo, Érica.

P782e Estudo da Sensibilidade do Experimento LHCb ao
Decaimento Raro $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ e Contribuição ao Desenvolvimento
do Sistema de Múons.

Érica Ribeiro Polycarpo Macedo. Rio de Janeiro: IF-UFRJ, 2002.
ix, 226p. il.

Dissertação (Doutorado) - Universidade Federal do Rio de Janeiro,
Instituto de Física, 2002.

1. Modelo Padrão. 2. Mésons B_s^0 . 3. Instrumentação.

Agradecimentos

Eu agradeço ao meu orientador, Prof. Bernard M. Maréchal, por ter me encorajado e incentivado durante todos esses anos em que estive ligada ao grupo LAPE, especialmente nos quatro anos de doutorado, e por sempre ter criado oportunidades para que o trabalho fosse realizado da melhor forma possível. A sua paixão pela instrumentação e a sua obstinação por realizá-la no Brasil plantou uma semente naqueles que o acompanharam como eu.

Várias pessoas contribuíram para a minha efetiva participação no estudo de tecnologias para o sistema de múons e para a minha formação em instrumentação: Anatoli Kachtchouk, Burkhard Schmidt, Hans Jurgen Hilke, Jose Lamas-Valverde, Leandro de Paula, Miriam Gandelman, Thomas Schneider e Werner Riegler.

No desenvolvimento do método de identificação de múons tenho muito a agradecer a João Torres de Mello Neto, por dividir comigo esta tarefa e me contagiar com sua paixão pela Física e pelas noções de estatística. Agradeço também a Flávia Landim por estar sempre pronta a resolver nossas dúvidas de estatística e pela sua participação, junto com Carolina de Assis, neste trabalho.

Sou muito grata a Hans Dijkstra, por ter me passado a análise do decaimento raro $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, sempre me orientando e sugerindo novos caminhos. Agradeço também a Eric van Herwijnen, que produziu as amostras de dados simulados para este estudo com muita eficiência e simpatia, e a Olivier Schneider, por ter lido cuidadosamente a nota final deste trabalho, sugerindo modificações e verificando números. Também foi importante o incentivo que recebi de Tatsuya Nakada, porta-voz do experimento e meu co-orientador no doutorado sanduíche, durante o tempo em que estive no CERN.

Muitos professores contribuíram para a minha formação. Agradeço à dedicação de todos eles, em particular daqueles que já foram mencionados acima, de Sandra

Amato, minha primeira orientadora na Física de Partículas, e dos professores dos cursos de Física de Partículas, Aníbal José Ramalho e José Martins Simões.

Curt Roloff e Diego Carvalho estiveram sempre prontos para resolver aqueles probleminhas de computação que apareciam sempre quando eu tinha mais pressa.

Alguns amigos estiveram sempre por perto, para dar apoio, discutir física, servir de platéia nos treinos das apresentações, espantar a saudade de casa... Não poderia deixar de agradecer a Tatiana da Silva e Danielle Moraes. A Fábio Zappa e Simone Coutinho agradeço pelo incentivo no período final da tese.

Aos meus pais, agradeço pelo amor e pela responsabilidade com que me educaram e pelo apoio de sempre. Aos meus sogros, pelo carinho e pela enorme ajuda nestes quatro anos. Ao meu marido, o meu sincero agradecimento pela compreensão no tempo em que estive no CERN e pelo colo na volta para casa.

Esta tese foi parcialmente financiada pela CAPES, pelo CNPq, pela FAPERJ, pela Fundação José Bonifácio (UFRJ) e pela Comunidade Européia (contrato CI1*-CT94-0118).

Resumo

O LHCb é um experimento dedicado à realização de medidas precisas de violação de CP nos sistemas de mésons B e ao estudo de decaimentos raros desses mésons. Um dos decaimentos raros de interesse para a procura de física além do Modelo Padrão é o decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. O presente trabalho descreve a análise da sensibilidade do LHCb a esse decaimento, o desenvolvimento de tecnologias para o sistema de múons do experimento e o estudo de uma estratégia de identificação de múons.

Abstract

The LHCb experiment is dedicated to precise measurements of CP violation in B-mesons systems and of rare B decays. To search for physics beyond the Standard Model, one of the interesting rare decays is $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. The present work describes the analysis of the LHCb sensitivity to this decay, the development of technologies for the LHCb muon system and the study of a muon identification strategy.

Sumário

1	Introdução	1
2	Aspectos Teóricos	5
2.1	O Modelo Padrão Eletrofraco	5
2.1.1	Os Campos Fermiônicos	6
2.1.2	Os Campos de Calibre e a Lagrangiana	7
2.1.3	Quebra Espontânea de Simetria	9
2.1.4	Massas dos bósons	10
2.1.5	As correntes eletrofracas	10
2.1.6	Massas dos férmions	11
2.1.7	As correntes neutras na base de massa	13
2.1.8	A corrente carregada na base de massa	13
2.2	Cromodinâmica Quântica	14
2.3	Violação de CP	17
2.3.1	Simetrias discretas	17
2.3.2	Formalismo para o sistema de mésons- B neutros	17
2.3.2.1	Etiquetamento de sabor	20
2.3.3	Violação de CP no Modelo Padrão	21
2.3.3.1	A matriz CKM	22
2.3.3.2	Os triângulos de unitariedade	23
2.4	Decaimentos dos mésons B via interação fraca [29]	25

2.4.1	Os decaimentos raros $B_{d,s}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$	28
3	Aspectos Experimentais	33
3.1	O Projeto LHC	33
3.2	O Experimento LHCb	37
3.2.1	O detetor de vértices	40
3.2.2	O sistema de veto de empilhamento	42
3.2.3	Imã	44
3.2.4	Sistema de determinação de trajetórias (SDT)	45
3.2.5	Detetores RICH	46
3.2.6	Calorímetros	48
3.2.7	Sistema de <i>Trigger</i>	51
3.3	Sistema de Múons	52
3.3.1	Estrutura Geral do Sistema	53
3.3.1.1	Esquema físico de leitura	54
3.3.1.2	Esquema lógico de leitura	56
3.3.2	Tecnologias	59
3.3.3	Desempenho	59
3.3.3.1	<i>Trigger</i> de múons	59
3.3.3.2	Identificação de múons	61
3.4	Procedimento de simulação	62
3.4.1	Geração dos eventos	62
3.4.2	Passagem das partículas pelo aparato	62
3.4.3	Adição de sinais de <i>background</i> no sistema de múons	63
3.4.4	Digitalização	65
3.4.5	Reconstrução de eventos	65
3.5	LHCb- <i>light</i>	65

4	Teste de Tecnologias para o Sistema de Múons	69
4.1	Exigências	70
4.2	Princípio de operação de detetores a gás [87]	73
4.2.1	Geometria e princípio de operação das MWPC [92]	76
4.2.2	Geometria e princípio de operação das RPC	77
4.3	Arranjo experimental	80
4.4	Resultados	81
4.4.1	Câmaras multifilares proporcionais	81
4.4.2	Câmaras de placas resistivas com múltiplas camadas	87
4.5	Discussão dos resultados	88
5	Identificação de Múons no Experimento LHCb	91
5.1	Definição do algoritmo	92
5.1.1	Algoritmo	92
5.2	Análise de desempenho	93
5.2.1	Comparação entre as simulações simplificada e realista	94
5.2.2	Panorama geral de desempenho	95
5.3	Análise multivariada	96
5.3.1	Treino e teste	97
5.3.2	Resultados	98
6	Estudo da Sensibilidade do LHCb ao Decaimento $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$	101
6.1	Topologia	102
6.2	Possíveis canais de contaminação	102
6.3	Reconstrução dos eventos	104
6.4	Resultados	105
7	Conclusões	109
A	Desempenho de um protótipo de MWPC para o LHCb	111

B	Desempenho de um protótipo de MRPC para o LHCb	141
C	Identificação de Múons no LHCb	151
D	Estudo do Desempenho da Identificação de Múons	173
E	Métodos Multivariados para Identificação de Múons	185
F	Estudo da sensibilidade do LHCb ao decaimento $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	203
G	Análise da sensibilidade do LHCb ao decaimento $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	211
	Bibliografia	227

Lista de Tabelas

2.1	A representação fundamental do grupo $SU(2)$ para as diferentes famílias de quarks e léptons.	7
2.2	Números quânticos do $SU_T(2) \times U_Y(1)$ para a primeira família de quarks e léptons	8
3.1	Principais parâmetros do LHC.	35
3.2	Resultados do reconhecimento de padrão global nos detetores RICH .	48
3.3	Eficiência dos três primeiros níveis de <i>trigger</i> do LHCb.	52
3.4	Tamanho dos blocos lógicos na estação M1	58
3.5	Eficiência do <i>trigger</i> de múons de nível 0	61
3.6	Desempenho do critério mínimo para identificação de múons	61
3.7	Valores nominais dos parâmetros de resposta dos detetores e da eletrônica do sistema de múons	66
4.1	Taxas de partículas no sistema de múons.	71
4.2	Resultados dos testes da MWPC com canais de leitura equipados com o chip SONY.	86
4.3	Resultados dos testes da MWPC com canais de leitura equipados com a eletrônica desenvolvida pelo grupo do PNPI	86
4.4	Fração de eventos em que um blocos vizinhos contêm um sinal dentro da janela de 20 ns.	87
5.1	Desempenho do critério mínimo para identificação de múons.	94

5.2	Panorama geral de desempenho de identificação de múons (critério mínimo)	95
5.3	Desempenho da identificação de múons para partículas com momento acima de 6 GeV/c	96
5.4	Fração de múons e “não-múons” da amostra de teste.	98
5.5	Eficiência final de identificação de múons, pureza e taxa final de identificação incorreta de “não-múons”	99
6.1	Limites superiores obtidos para a medida de $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	101
6.2	Razão entre as taxas de produção do hádron- b em questão e do méson B_s^0 [25] ($\frac{B(b \rightarrow b\text{-hadron})}{B(b \rightarrow B_s^0)}$), razões de ramificação [25], fração de eventos com massa invariante na região de massa de ± 25 MeV/c ² em torno da massa do méson B_s^0 ($\varepsilon_{\Delta m}$) e o fator de supressão fornecido pela identificação de múons para canais de decaimento em dois corpos que podem representar uma contaminação ao decaimento de interesse $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	103
6.3	Número de eventos utilizados nos estudos de sensibilidade do LHCb ao decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	107

Lista de Figuras

2.1	Diagramas de etiquetamento de sabor.	21
2.2	Triângulos de unitariedade da matriz CKM	24
2.3	Situação experimental do triângulo de unitariedade da matriz CKM	25
2.4	Diagramas de Feynman para o decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$	28
3.1	Sistema de injeção dos aceleradores LEP e LHC	34
3.2	Visão geral dos experimentos no LHC.	37
3.3	Vista lateral do experimento LHCb (plano $y - z$).	38
3.4	Ângulo polar de hádrons produzidos por pares $b\bar{b}$ gerados com o PYTHIA [54].	39
3.5	Geometria do detetor de vértices (TP).	41
3.6	Princípio básico de determinação do vértice primário	43
3.7	Figura esquemática dos detetores RICH1 e RICH2	46
3.8	Vista do plano frontal do ECAL e do HCAL	50
3.9	Vista lateral do sistema de múons no plano $y - z$	55
3.10	Vista frontal de um quadrante da estação M2	57
3.11	Diagrama esquemático da procura por traços no <i>trigger</i>	60
3.12	LHCb-light	67
4.1	Diagrama esquemático de uma avalanche	75
4.2	Seção transversal de uma MWPC completa (esquerda) e de uma ca- mada gasosa em detalhe (direita).	77

4.3	Geometria da câmara de placas resistivas MRPC	79
4.4	Diagrama esquemático do <i>trigger</i>	82
4.5	Diagrama esquemático da aquisição de dados	82
4.6	Arranjo experimental para irradiação de fótons.	83
4.7	Determinação da taxa de partículas na GIF.	84
5.1	Desempenho da identificação de múons em função de um corte na probabilidade de ser múon	100

Capítulo 1

Introdução

O Modelo Padrão (MP) das partículas elementares se mostrou extremamente bem sucedido na descrição das interações eletromagnética e fraca entre quarks e léptons, e forte entre os quarks, partículas que até hoje são consideradas peças fundamentais da natureza. Experimentos dos mais variados tipos realizaram testes até o nível de correções quânticas, sendo sensíveis a distâncias da ordem de 10^{-18} m, sem nunca ter sido encontrado algum sinal de desvio das previsões do Modelo Padrão. Existem, entretanto, setores da teoria que ainda não foram inteiramente testados, tais como a origem das massas dos férmions, a existência do bóson de Higgs e a origem da violação de CP nas interações fracas. Há também perguntas para as quais o Modelo Padrão não tem resposta, como a razão da existência de três diferentes famílias de quarks e léptons. Surgem, então, novos modelos que reproduzem os resultados do Modelo Padrão nas condições em que ele já foi testado e tentam solucionar os problemas ainda não resolvidos.

A construção de um novo acelerador no CERN (Laboratório Europeu de Física de Partículas, na Suíça), o LHC (*Large Hadron Collider*), tem como principal objetivo a compreensão de alguns desses problemas: a procura pelo bóson de Higgs, única partícula prevista pelo MP ainda não observada, os testes dos novos modelos e o estudo da violação da simetria carga-paridade (CP) nas interações fracas. En-

quanto as colaborações ATLAS e CMS darão maior ênfase à procura pelo Higgs e novas partículas, o experimento LHCb (*Large Hadron Collider beauty experiment for precision measurements of CP-violation and rare decays*) se dedicará à investigação da violação de CP e ao estudo de decaimentos raros do méson B.

Devido à alta seção de choque de produção de pares $b\bar{b}$ e à alta luminosidade, o LHC será a fonte mais abundante de mésons B, quando comparado aos aceleradores em operação até a data prevista para o início das suas colisões, em 2006. O LHCb está sendo desenvolvido para explorar o grande número de hádrons que contêm o quark b e que são produzidos no LHC a fim de realizar medidas de precisão no setor do quark b : assimetrias de CP nos decaimentos dos mésons B, medidas dos elementos da matriz CKM que envolvem os elementos de transições do quark- b (V_{ub} , V_{cb} e V_{tb}), medidas de decaimentos raros semi-leptônicos e leptônicos do méson B, que ocorrem via correntes neutras com troca de sabor (FCNC- *Flavour Changing Neutral Currents*), mistura $B^0\bar{B}^0$, etc. Para maximizar o número de hádrons- b reconstruídos, o LHCb terá uma geometria do tipo alvo-fixo, pois os pares $b\bar{b}$ são predominantemente produzidos na região frontal. Espera-se produzir cerca de 10^{12} pares $b\bar{b}$ em um ano de operação, a uma luminosidade de $10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. O início da tomada de dados está previsto para 2006.

Atualmente o experimento está em fase de desenvolvimento e o *layout* e as tecnologias estão sendo definidos, visando ao seu melhor desempenho com o menor custo possível. Para a escolha da melhor configuração do detetor, uma complexa cadeia de estudos se faz necessária. O estudo da física que se deseja fazer está muito correlacionado com o desenvolvimento do *software* e do *hardware*.

Primeiramente, as características básicas do detetor são escolhidas em função dos resultados previstos pelos modelos teóricos para uma série de decaimentos considerados como canais de referência (*benchmark channels*), e da experiência obtida em colaborações anteriores. Uma descrição simplificada do detetor é utilizada para simular, com técnicas de Monte Carlo, eventos de interesse e eventos que podem ser erroneamente identificados como de interesse : a contaminação ou *background*.

Com esse tipo de simulação, determina-se os parâmetros que são importantes no desempenho do experimento, qual o tipo de resposta que cada subdetetor deve fornecer e quais as características desta resposta. Em paralelo, protótipos reais são testados e aprimorados para atender a tais exigências. Os resultados dos testes são incorporados à simulação, que vai se tornando cada vez mais detalhada. O impacto de cada modificação na configuração do detetor sobre os resultados físicos de interesse é monitorado e progressos teóricos são também incorporados à simulação.

Nesta tese descrevo minha contribuição em três das várias etapas mencionadas acima: o desenvolvimento e teste de tecnologias para compor o sistema de múons do LHCb (Capítulo 4), o desenvolvimento e análise do desempenho de um algoritmo de identificação de múons (Capítulo 5) e o estudo de uma estratégia de seleção do decaimento raro $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (Capítulo 6). O trabalho propriamente dito é apresentado nos apêndices, na forma de notas para a Colaboração LHCb. No corpo da tese, os detalhes, bem conhecidos pelos membros da Colaboração porém ausentes nas notas, são apresentados de forma a permitir que pesquisadores que não pertençam à Colaboração, ou mesmo fora da área de física de altas energias, possam compreender os estudos realizados dentro do contexto em que estão inseridos. Nos Capítulos 2 e 3, uma breve descrição das ferramentas teóricas e experimentais relevantes para o conteúdo deste trabalho é realizada. Nos capítulos seguintes, são apresentados os resumos das atividades desenvolvidas, cujos detalhes podem ser encontrados nos apêndices e, finalmente, no último capítulo são apresentadas as conclusões.

Capítulo 2

Aspectos Teóricos

O objetivo deste capítulo é fornecer uma visão geral dos aspectos teóricos essenciais para o estudo dos mésons que contém o quark b^1 , dos seus decaimentos e da violação de CP.

As interações fundamentais são entendidas atualmente como decorrentes de simetrias de calibre (ou *gauge*). O Modelo Padrão Mínimo contém a Cromodinâmica Quântica (*QCD - Quantum ChromoDynamics* [1]), que descreve a interação forte, e o Modelo Padrão das Interações Eletrofracas [2].

A interação forte é responsável pela produção dos quarks b nas colisões próton-próton (p-p) e pela formação dos hádrons- b . Maior ênfase será dada aos decaimentos dos mésons- B de interesse para o experimento LHCb, que ocorrem via interação eletrofraca.

2.1 O Modelo Padrão Eletrofraco

O Modelo de Weinberg-Salam-Glashow [2] unifica parcialmente as interações fraca e eletromagnética utilizando invariância sob transformação de calibre e quebra espontânea de simetria.

¹De agora em diante os mésons que contém o quark b serão denominados mésons- B , enquanto os hádrons que contém o quark b serão denominados hádrons- b .

A teoria é invariante frente às transformações do grupo $SU_T(2) \times U_Y(1)$, de isospin (T) e hipercarga (Y). O mecanismo de quebra espontânea de simetria é introduzido para dar massa aos férmions e bósons de *gauge*, adicionando-se à Lagrangiana termos de acoplamento entre um campo escalar, cujo valor esperado no vácuo é diferente de zero, e as partículas cujas massas devem ser geradas.

2.1.1 Os Campos Fermiônicos

Os férmions são descritos por espinores de Dirac de quatro componentes que representam partículas e antipartículas. Três são as famílias, ou sabores, de férmions [3], cada uma contendo dois quarks e dois léptons. Os quarks, que constituem os hádrons em conjunto com os glúons, têm carga elétrica fracionária, três cores possíveis² e possuem massa. Os léptons, que não possuem cor, têm cargas elétricas unitárias³ e massa ou, no caso dos neutrinos, são eletricamente neutros e têm massa teoricamente nula⁴.

A violação de paridade nas correntes fracas carregadas, observada experimentalmente, é incorporada à teoria pela atribuição das componentes esquerda (Ψ_L) e direita (Ψ_R) dos férmions a representações fundamentais diferentes ($\Psi_L + \Psi_R = \Psi$). Os férmions esquerdos se transformam como dubletos frente ao grupo $SU_T(2)$, enquanto os direitos são singletos. A representação fundamental deste grupo para cada família é apresentada na tabela 2.1. Supondo que não existam neutrinos direitos (ou antineutrinos esquerdos), os campos relativos a estas componentes foram omitidos.

A simetria de calibre do $SU_T(2)$ leva ao tripleto de correntes fracas J_μ^a :

$$J_\mu^a = \frac{1}{2} \bar{\Psi}_L \gamma_\mu \tau_a \Psi_L, \quad a = 1, 2, 3$$

As matrizes γ_μ e τ_a são as matrizes de Dirac e Pauli, respectivamente, e Ψ_L representa os dubletos de isospin l_L e q_L ($\Psi_L = \frac{1}{2}[1 - \gamma_5]\Psi$).

²Cores são as “cargas” da interação forte.

³Uma unidade corresponde à carga do elétron $e = 1.6 \times 10^{-19}C$.

⁴Evidências de massa não nula dos neutrinos foram anunciadas pelo experimento Super-Kamiokande em 1998 [4].

	famílias ou sabores		
Léptons (l_L e l_R)	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$ e_R	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$ μ_R	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$ τ_R
Quarks (q_L e q_R)	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$ u_R d'_R	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$ c_R s'_R	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$ t_R b'_R

Tabela 2.1: A representação fundamental do grupo SU(2) para as diferentes famílias de quarks e léptons.

Da mesma forma, associada ao grupo de simetria $U_Y(1)$ existe uma corrente fraca de hipercarga J_μ^Y :

$$J_\mu^Y = Y \bar{\Psi} \gamma_\mu \Psi$$

A hipercarga fraca Y está relacionada com a carga eletromagnética Q e a terceira componente do isospin T_3 de acordo com:

$$\frac{Y}{2} \equiv Q - T_3$$

A tabela 2.2 lista os autovalores do isospin e da hipercarga para os férmions.

2.1.2 Os Campos de Calibre e a Lagrangiana

São quatro os bósons associados aos geradores dos grupos $SU_T(2)$ e $U_T(1)$: o tripleto de isospin W_μ^1 , W_μ^2 e W_μ^3 e o singlete de hipercarga B_μ . Estes bósons são introduzidos sem massa para garantir a invariância de *gauge* e, portanto, a renormalizabilidade da teoria. O termo de interação eletrofraca da Lagrangiana é, então, dado pelo acoplamento da corrente J_μ^a ao tripleto de campos vetoriais de isospin e da corrente

Lépton	T	T_3	Q	Y
ν_e	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	-1
e_L	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-1
e_R	0	0	-1	-2

Quark	T	T_3	Q	Y
u_L	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$
d_L	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
u_R	0	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{4}{3}$
d_R	0	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$

Tabela 2.2: Números quânticos do $SU_T(2) \times U_Y(1)$ para a primeira família de quarks (direita) e léptons (esquerda). Não há nenhuma explicação fundamental nesta teoria para a quantização da carga elétrica, mas um grupo de simetria maior, que incorpore o $SU_T(2) \times U_Y(1)$, pode estabelecer a relação entre as cargas de quarks e léptons diretamente da invariância de calibre [5].

J_μ^Y ao singlete de hipercarga, com constantes g e g' , respectivamente:

$$\mathcal{L}_W = -igJ_\mu^a W_a^\mu - \frac{i}{2}g'J_\mu^Y B^\mu$$

Com a inclusão dos termos de energia cinética, a Lagrangiana do grupo $SU_T(2) \times U_Y(1)$ toma a seguinte forma:

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}_L \gamma^\mu (i \partial_\mu - g \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a - g' \frac{Y}{2} B_\mu) \Psi_L + \bar{\Psi}_R \gamma^\mu (i \partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu) \Psi_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (2.1)$$

onde

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g \epsilon_{abc} W_\mu^b W_\nu^c, \quad B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.2)$$

2.1.3 Quebra Espontânea de Simetria

Para acrescentar-se termos de massa para os bósons e os férmions sem violar a invariância de calibre, utiliza-se o mecanismo de quebra espontânea de simetria. Introduce-se um novo campo escalar (o campo de Higgs), ϕ , que interage com os bósons através da derivada covariante

$$D_\mu \phi D^\mu \phi^\dagger = |(\partial_\mu + ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a + ig' Y B_\mu) \phi|^2 \quad (2.3)$$

e com os férmions através do acoplamento de Yukawa

$$-G_Y [(\bar{\Psi}_L \phi) \Psi_R + \bar{\Psi}_R (\phi \Psi_L)]. \quad (2.4)$$

Para que o termo de Yukawa seja invariante de calibre, é necessário que o campo de Higgs seja um dubleto de isospin com hipercarga igual a 1, escolhido como:

$$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix},$$

com ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 e ϕ_4 reais. A Lagrangiana também pode conter um termo de auto-interação entre os campos de Higgs, do tipo :

$$\mathcal{L}_H = -V(\phi) \quad \text{com} \quad V(\phi) = -\mu^2(\phi^\dagger \phi) + \lambda(\phi^\dagger \phi)^2, \quad (2.5)$$

onde λ deve ser positivo. Com μ^2 também positivo o potencial de Higgs $V(\phi)$ é mínimo quando

$$\phi^\dagger \phi = \frac{\mu^2}{2\lambda}$$

As massas de férmions e bósons aparecem quando expande-se perturbativamente o campo em torno de um valor mínimo do potencial de Higgs $V(\phi)$. Escolhe-se o mínimo que têm valor esperado do vácuo diferente de zero:

$$\langle 0 | \phi | 0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

2.1.4 Massas dos bósons

O termo de massa das componentes carregadas do tripleto de isospin é dado por:

$$\left(\frac{1}{2}vg\right)^2 W_\mu^+ W^{-\mu} \quad (2.7)$$

$$\text{onde } W_\mu^\pm \equiv (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)/\sqrt{2}$$

Os termos de massa dos campos neutros não são diagonais na base (W^3, B) :

$$\frac{1}{8}v^2(gW_\mu^3 - g'B_\mu)^2 + 0(g'W_\mu^3 + gB_\mu)^2 \quad (2.8)$$

Os auto-estados de massa normalizados são :

$$Z_\mu = W_\mu^3 \cos\theta_W - B_\mu \sin\theta_W, \quad (2.9)$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin\theta_W + B_\mu \cos\theta_W \quad (2.10)$$

onde A_μ possui massa nula e corresponde ao campo do fóton. Z_μ corresponde ao campo do bóson neutro que intermedeia a interação fraca. O ângulo θ_W é o ângulo de mistura de Weinberg e é escrito em termos dos acoplamentos segundo:

$$\tan\theta_W = g'/g. \quad (2.11)$$

A ocorrência de um auto-estado de massa nula já era esperada, uma vez que, embora o valor escolhido para o valor esperado do vácuo do campo de Higgs quebre a simetria $SU_T(2) \times U_Y(1)$, ele é invariante frente ao grupo de simetria da Eletrodinâmica Quântica $U_{em}(1)$. A massa dos bósons carregados e do Z^0 são, desta forma :

$$M_W = \frac{1}{2}vg \text{ e } M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \implies \frac{M_W}{M_Z} = \cos\theta_W \quad (2.12)$$

2.1.5 As correntes eletrofracas

Utilizando as expressões (2.7), (2.9) e (2.10), podemos reescrever a Lagrangiana da interação eletrofraca em termos dos campos físicos W^\pm , Z e A :

$$\mathcal{L}_W = -\frac{g}{\sqrt{2}}(J_{cc}^\mu W_\mu^+ + J_{cc}^{\mu\dagger} W_\mu^-) - \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} J_{em}^\mu A_\mu - \sqrt{g^2 + g'^2} J_{nc}^\mu Z_\mu \quad (2.13)$$

Se exigimos que o termo eletromagnético tenha a forma usual

$$\mathcal{L}_{em} = -e J_{em}^\mu A_\mu, \quad (2.14)$$

onde

$$J_{em}^\mu \equiv J_3^\mu + \frac{1}{2} J_Y^\mu, \quad (2.15)$$

as constantes de acoplamento devem satisfazer:

$$g \operatorname{sen} \theta_W = g' \operatorname{cos} \theta_W = e. \quad (2.16)$$

Finalmente, identificamos as correntes carregada e neutra em (2.13) como, respectivamente:

$$J_{cc}^\mu \equiv \frac{1}{2} (J_1^\mu + J_2^\mu) \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} J_{nc}^\mu &\equiv J_3^\mu - \operatorname{sen}^2 \theta_W J_{em}^\mu = \bar{\Psi} \gamma^\mu \left[\frac{1}{2} (1 - \gamma^5) T_3 - \operatorname{sen}^2 \theta_W Q \right] \Psi \\ &\implies J_{nc}^\mu \equiv \bar{\Psi} \gamma^\mu \frac{1}{2} (g_v - g_a \gamma^5) \Psi \end{aligned} \quad (2.18)$$

Para cada férmion f , os acoplamentos vetorial e vetor-axial são definidos como:

$$g_v^f \equiv T_3 - 2Q_f \operatorname{sen}^2 \theta_W, \quad g_a^f \equiv T_3 \quad (2.19)$$

2.1.6 Massas dos férmions

O termo de massa dos férmions, originado do termo de Yukawa (2.4) após a quebra de simetria, é dado por:

$$-\frac{G_Y v}{\sqrt{2}} (\bar{\Psi}_L \Psi_R + \bar{\Psi}_R \Psi_L) \quad (2.20)$$

No caso do dubleto de elétrons, e analogamente dos outros léptons, temos:

$$-\frac{G_Y v}{\sqrt{2}} (\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) \equiv -m_e \bar{e} e, \quad (2.21)$$

onde m_e deve ser determinada experimentalmente, uma vez que G_Y é arbitrário.

Para os quarks, o processo de geração de massa é similar. No entanto, para gerar

massa para os membros superiores dos dubletos de quarks é preciso construir um novo dubleto de Higgs a partir de ϕ :

$$\phi_c = i\tau_2\phi^* = \begin{pmatrix} \bar{\phi}^0 \\ -\phi^- \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

O dubleto ϕ_c transforma-se frente ao grupo $SU(2)\times U(1)$ exatamente como ϕ , mas possui hipercarga fraca oposta, $Y(\phi_c) = -1$. O termo de Yukawa mais geral que se pode obter para o dubleto de quarks é:

$$-G_Y^d (\bar{u} \bar{d})_L \begin{pmatrix} \bar{\phi}^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_R - G_Y^u (\bar{u} \bar{d})_L \begin{pmatrix} \bar{\phi}^0 \\ -\phi^- \end{pmatrix} u_R + \text{conjugado hermitiano}, \quad (2.23)$$

que, após a quebra de simetria, resulta no seguinte termo de massa:

$$-\frac{G_Y^d v}{\sqrt{2}} \bar{d}d - \frac{G_Y^u v}{\sqrt{2}} \bar{u}u \quad (2.24)$$

Os auto-estados de calibre do $SU(2)\times U(1)$ devem, porém, ser distingüidos dos auto-estados de massa, pois há mistura entre quarks de mesma carga. Os termos de massa podem então tomar a forma

$$-(\bar{d}'_{iL} M_{ij}^d d'_{jR} + \bar{u}'_{iL} M_{ij}^u u'_{jR}). \quad (2.25)$$

Na base dos auto-estados de interação, d' e u' , as matrizes de massa M^d e M^u , não são necessariamente diagonais, ou mesmo hermitianas. No entanto, cada uma delas pode ser transformada em real e diagonal por transformações unitárias apropriadas das componentes direitas e esquerdas dos campos de quark. Logo, toma-se:

$$\begin{aligned} u'_L &= U_L^u u_L, & u'_R &= U_R^u u_R \\ d'_L &= U_L^d d_L, & d'_R &= U_R^d d_R, \end{aligned} \quad (2.26)$$

onde as matrizes $U_{L,R}^{u,d}$ são transformações unitárias tais que

$$U_L^{\dagger u,d} M^{u,d} U_R^{u,d} = m_{u,d}, \quad (2.27)$$

e $m_{u,d}$ são matrizes diagonais com autovalores positivos. Os autovalores de m_u (m_d) são as massas dos quarks do tipo u (d) que, no Modelo Padrão mínimo, são três : m_u, m_c e m_t (m_d, m_s e m_b).

2.1.7 As correntes neutras na base de massa

As correntes neutras eletromagnética e fraca, que eram diagonais em sabor na base de interação, continuam diagonais em sabor na base de massa, uma vez que, por exemplo,

$$\bar{u}'_L \gamma_\mu u'_L = \bar{u}_L U_L^{\dagger u} \gamma_\mu U^u u_L = \bar{u}_L \gamma_\mu u_L.$$

Assim, em modelos com um dubleto de Higgs e os quarks organizados em dubletos, não há, em primeira ordem, correntes neutras com troca de sabor (*Flavour Changing Neutral Currents - FCNC*), como $d \rightarrow s$. Tais transições somente ocorrem via processos de ordem mais alta (diagramas de *loop*) e são altamente suprimidas. De fato, a motivação original para que Glashow, Iliopoulos, e Maiani introduzissem o quark c antes mesmo da sua observação experimental [6] foi explicar a supressão do decaimento $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (mecanismo de GIM). Supressão semelhante ocorre no decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($b \rightarrow s$).

2.1.8 A corrente carregada na base de massa

A corrente fraca carregada, que intermedia troca de sabores, transforma-se, na base de massa, em :

$$J_{cc}^\mu = \bar{u}'_L \gamma^\mu d'_L = \bar{u}_L \gamma^\mu (U_L^{\dagger u} U_L^d) d_L$$

$$J_{cc}^\mu = (\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t})_L \gamma^\mu V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}_L, \quad (2.28)$$

onde $V_{CKM} \equiv U_L^{\dagger u} U_L^d$ é a matriz introduzida por Kobayashi e Maskawa [7], uma matriz 3×3 unitária que pode ser determinada pela medida de processos com troca de sabor. Excluindo os parâmetros G_Y das massas dos férmions e os elementos da matriz CKM, o Modelo Padrão Mínimo tem três parâmetros que não são fixados pela teoria: g , g' e v .

2.2 Cromodinâmica Quântica

A QCD é uma teoria de calibre baseada no grupo de simetria local $SU_{cor}(3)$, um grupo não abeliano de três dimensões com oito geradores. Como é uma simetria exata, os bósons de gauge associados aos geradores do grupo, chamados glúons, não possuem massa. A representação fundamental deste grupo é dada por tripletos de quarks com cargas fortes (as cores vermelha, verde e azul) diferentes. Como também os glúons possuem esta carga, a Lagrangiana de interação contém, além dos acoplamentos entre férmions (quarks) e glúons, termos onde estes últimos interagem entre si.

Os termos de auto-interação dos glúons permitem explicar uma propriedade fundamental da QCD, o princípio de “liberdade assintótica”. A intensidade da força forte aumenta com a distância de tal maneira que quarks e glúons ficam confinados no interior dos hádrons, e não podem ser observados no estado livre. Ao contrário, quanto mais próximos os quarks ficam, mais fraca se torna a interação entre eles, que se comportam como se estivessem livres. A solução da equação do grupo de renormalização para a constante de acoplamento α_s da QCD leva à expressão para a sua evolução em função da escala de energia considerada μ :

$$\alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \left[1 - \frac{\beta_1 \ln[\ln(\mu^2/\Lambda^2)]}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \right] \quad (2.29)$$

onde $\beta_0 = (33 - 2f)/3$, $\beta_1 = (306 - 38f)/3$ e f é o número de sabores de quark com massa inferior a $\mu/2$. A escala de energia Λ da QCD, depende do esquema de renormalização e de f . Dois regimes da QCD podem ser identificados a partir da equação (2.29):

1. O regime perturbativo, observado em processos com alta transferência de momento (energias muito maiores que a escala da QCD, Λ) e curtas distâncias ($\ll 1$ fm). Os cálculos são feitos em série de potências de α_s .
2. O regime não perturbativo, caracterizado por baixas energias (da mesma ordem de grandeza que Λ) e grandes distâncias (~ 1 fm). Neste caso, utiliza-se

vários métodos teóricos, apropriados para uma série de problemas específicos e com confiabilidade variável.

O modelo utilizado para descrever a produção de sabores pesados é o modelo de pártons⁵, onde pártons leves que constituem os hádrons iniciais colidem e produzem um par de quark e anti-quark por vértices elementares de interação forte. Essa descrição é apropriada para todos os processos “duros”⁶ em colisões hadrônicas e, conseqüentemente, para o caso de sabores pesados, desde que a massa do sabor pesado possa ser considerada suficientemente grande ($m_Q \gg \Lambda$).

A seção de choque total para a produção inclusiva em uma colisão entre dois hádrons, A e B, é dada por [8]:

$$\sigma_{Q\bar{Q}}(S) \approx \sum_{i,j} \int dx_i dx_j \hat{\sigma}_{i,j}(x_i x_j S, m_Q^2, \mu_R^2) F_i^A(x_i, \mu_F) F_j^B(x_j, \mu_F) \quad (2.30)$$

onde S é o quadrado da energia de centro de massa dos hádrons A e B, x_i e x_j são as frações dos momentos dos hádrons A e B que os pártons i e j carregam, μ_R e μ_F são as escalas de renormalização e fatorização, respectivamente, e m_Q é a massa do quark pesado produzido. $F_i^A(x_i, \mu_F)$ e $F_j^B(x_j, \mu_F)$ são as funções de distribuição dos pártons e $\hat{\sigma}_{i,j}$ é a seção de choque partônica de produção do quark pesado. A escala de fatorização separa as contribuições de curta e longa distância de forma que as contribuições de curta distância se encontram em $\hat{\sigma}_{i,j}$ e as contribuições de longa distância se encontram nas funções de distribuição dos pártons. A Equação 2.30 pode ser interpretada da seguinte forma: $F_i^A(x_i, \mu_F)$ dá a probabilidade de achar o párton i no hádron A com fração de momento x_i , $F_j^B(x_j, \mu_F)$ dá a probabilidade de achar o párton j no hádron B com fração de momento x_j e $\hat{\sigma}_{i,j}$ a probabilidade desses pártons produzirem o par $Q\bar{Q}$ observado. Os termos de ordem mais baixa que contribuem para $\hat{\sigma}_{i,j}$ são decorrentes de processos do tipo

$$\begin{aligned} q + \bar{q} &\rightarrow Q\bar{Q} \\ g + \bar{g} &\rightarrow Q\bar{Q} \end{aligned} \quad (2.31)$$

⁵Partículas pontuais que constituem os hádrons.

⁶Processos com alta transferência de momento.

chamados de aniquilação de quark e anti-quark, e fusão de glúons, respectivamente. Em geral, esses processos são denominados criação de pares. Processos de uma ordem mais alta (*Next to Leading Order - NLO*) são dados por

$$\begin{aligned}
 q + \bar{q} &\rightarrow Q + \bar{Q} + g \\
 g + \bar{g} &\rightarrow Q + \bar{Q} + g \\
 g + q &\rightarrow Q + \bar{Q} + q \\
 g + g &\rightarrow Q + \bar{Q} + g.
 \end{aligned}
 \tag{2.32}$$

Os dois primeiros processos são correções radiativas aos processos descritos em (2.31). Os processos seguintes descrevem interações onde um sabor pesado da distribuição de pártons de um hádron é colocado na camada de massa pelo espalhamento com um párton de outro hádron e são também chamados de mecanismos de excitação de sabor [8]. O par $Q\bar{Q}$ também pode ser produzido no processo $g \rightarrow Q\bar{Q}$ (*gluon splitting*) de um dos glúons dos estados final ou inicial.

Atualmente, a teoria de produção de quarks b em colisões hadrônicas [9] é apenas parcialmente bem sucedida. Por um lado, a forma das distribuições de momento transversal e as correlações entre as características de produção dos quarks b e \bar{b} são razoavelmente bem explicadas por QCD perturbativa. Por outro lado, as seções de choque medidas no Tevatron são maiores que as previsões fornecidas pela QCD. Avalia-se que duas possam ser as causas da discrepância observada: ou a normalização absoluta da seção de choque não é corretamente prevista devido a termos significativos de mais alta ordem, ou a forma das distribuições é distorcida por algum efeito perturbativo ou não-perturbativo (fragmentação, por exemplo).

2.3 Violação de CP

2.3.1 Simetrias discretas

Três operações discretas são simetrias potenciais da Lagrangiana de uma teoria de campos [10]: paridade (P), reversão temporal (T) e conjugação de carga (C). P transforma $(t, \vec{x}) \rightarrow (t, -\vec{x})$, T transforma $(t, \vec{x}) \rightarrow (-t, \vec{x})$ e, finalmente, C transforma partículas em anti-partículas e vice-versa. A combinação CPT é uma simetria exata em qualquer teoria de campos local. A combinação CP, no entanto, é violada em qualquer teoria com constantes de acoplamento complexas cujas fases não possam ser eliminadas por uma redefinição dos campos na teoria. A operação CP implica na troca entre partícula e anti-partícula e inversão do momento e da helicidade.

Observa-se na natureza que P, C e T são simetrias conservadas nos processos intermediados pelas interações eletromagnética e forte, enquanto P e C são simetrias violadas na interação fraca. Em 1964, a violação de CP nas interações fracas foi observada pela primeira vez no decaimento de káons [11]. Recentemente, foi também observada no decaimento dos mésons- B [12,13]. No sistema de mésons- B , o número de modos de decaimento disponíveis é bem maior e o Modelo Padrão permite o cálculo de previsões precisas para a violação de CP em vários deles.

2.3.2 Formalismo para o sistema de mésons- B neutros

A violação de CP é um tema muito vasto e seria impossível fazer uma revisão completa do assunto neste capítulo. Uma boa revisão é feita por Bigi e Sanda [14] e Branco, Lavoura e Silva [15]. Há também muitos artigos excelentes que descrevem violação de CP especificamente em decaimentos dos mésons- B [16]. Violação de CP em outros setores pode, por exemplo, ser encontrada nas Referências [17].

Nesta seção, baseada na proposta técnica do experimento LHCb [18], o formalismo básico é apresentado de tal forma que pode ser facilmente aplicado para os sistemas de mésons B_d^0 e B_s^0 . Os símbolos B^0 e \bar{B}^0 são utilizados para representar

os estados de partícula e anti-partícula para ambos os mésons B_d^0 e B_s^0 . Quando os mésons- B são produzidos, eles são criados pela hadronização de quarks com sabor definido:

$$B_{d(s)}^0 = \bar{b}d(s) \text{ e } \bar{B}_{d(s)}^0 = b\bar{d}(\bar{s})$$

No entanto, devido às interações eletrofracas esses auto-estados de sabor não são os auto-estados de massa dos mésons- B . Como consequência, os auto-estados de sabor, B^0 e \bar{B}^0 , se misturam para formar os auto-estados de massa, B_h e B_l :

$$|B_{h(l)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{p^2 + q^2}} [p|B^0\rangle - (+)q|\bar{B}^0\rangle]. \quad (2.33)$$

As expressões mais gerais das taxas de decaimento dependentes do tempo para estados iniciais B e \bar{B} que decaem em um estado final f no tempo t são:

$$\begin{aligned} R_f(t) &\propto \frac{|A_f|^2}{2} e^{-\Gamma t} [I_+(t) + I_-(t)] \\ \bar{R}_f(t) &\propto \frac{|\bar{A}_f|^2}{2} \left| \frac{p}{q} \right|^2 e^{-\Gamma t} [I_+(t) - I_-(t)], \end{aligned} \quad (2.34)$$

onde A_f é a amplitude instantânea para o decaimento $B \rightarrow f$, e Γ é a largura média de decaimento para os dois auto-estados de massa $|B_h\rangle$ e $|B_l\rangle$, logo $\Gamma = (\Gamma_l + \Gamma_h)/2$.

As duas funções dependentes do tempo, $I_+(t)$ e $I_-(t)$, são dadas por

$$\begin{aligned} I_+(t) &= (1 + |\zeta|^2) \cosh \frac{\Delta\Gamma}{2} t - 2\Re e(\zeta) \sinh \frac{\Delta\Gamma}{2} t \\ I_-(t) &= (1 - |\zeta|^2) \cos \Delta m t - 2\Im m(\zeta) \sin \Delta m t \end{aligned} \quad (2.35)$$

onde a largura de decaimento e diferença de massa são dadas por $\Delta\Gamma = \Gamma_l - \Gamma_h$ and $\Delta m = m_h - m_l$. O parâmetro ζ é dado por

$$\zeta = \frac{q \bar{A}_f}{p A_f}, \quad (2.36)$$

onde \bar{A}_f é a amplitude instantânea de decaimento para $\bar{B} \rightarrow f$.

As taxas para os estados finais conjugados de CP, \bar{f} , são

$$\begin{aligned}\bar{R}_{\bar{f}}(t) &\propto \frac{|\bar{A}_{\bar{f}}|^2}{2} e^{-\Gamma t} [\bar{I}_+(t) + \bar{I}_-(t)] \\ R_{\bar{f}}(t) &\propto \frac{|A_{\bar{f}}|^2}{2} \left| \frac{q}{p} \right|^2 e^{-\Gamma t} [\bar{I}_+(t) - \bar{I}_-(t)] .\end{aligned}\tag{2.37}$$

$\bar{A}_{\bar{f}}$ e $A_{\bar{f}}$ são as amplitudes instantâneas de decaimento para $\bar{B} \rightarrow \bar{f}$ e $B \rightarrow \bar{f}$, respectivamente, e $\bar{I}_+(t)$ and $\bar{I}_-(t)$ são dadas por

$$\begin{aligned}\bar{I}_+(t) &= (1 + |\bar{\zeta}|^2) \cosh \frac{\Delta\Gamma}{2} t - 2\Re \bar{\zeta} \sinh \frac{\Delta\Gamma}{2} t \\ \bar{I}_-(t) &= (1 - |\bar{\zeta}|^2) \cos \Delta m t - 2\Im m \bar{\zeta} \sin \Delta m t\end{aligned}\tag{2.38}$$

O parâmetro $\bar{\zeta}$ é dado por

$$\bar{\zeta} = \frac{p A_{\bar{f}}}{q \bar{A}_{\bar{f}}}.\tag{2.39}$$

Agora podemos definir as assimetrias de taxas de decaimento dependentes do tempo como

$$\begin{aligned}\mathcal{A}_f(t) &= \frac{R_f(t) - \bar{R}_f(t)}{R_f(t) + \bar{R}_f(t)} \\ \mathcal{A}_{\bar{f}}(t) &= \frac{R_{\bar{f}}(t) - \bar{R}_{\bar{f}}(t)}{R_{\bar{f}}(t) + \bar{R}_{\bar{f}}(t)} ,\end{aligned}\tag{2.40}$$

Do ponto de vista experimental é preferível estudar essas assimetrias ao invés das taxas de decaimento individuais, pois possíveis efeitos de aceitação dos detetores são cancelados.

Quando f é um auto-estado de CP, como no caso dos decaimentos $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S$ e $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, f e \bar{f} são estados idênticos e as assimetrias $\mathcal{A}_f(t) = \mathcal{A}_{\bar{f}}(t)$ transformam-se em assimetrias de CP. Existem três possíveis condições para que essas assimetrias sejam não-nulas, ou seja, para que ocorra violação de CP:

- Se $|A_f| \neq |\bar{A}_f|$, ocorre a violação de CP nas amplitude de decaimento;
- Se $|\frac{q}{p}| \neq 1$, CP é violada mesmo que não ocorra violação nas amplitudes de decaimento. Como $|\frac{q}{p}| \neq 1$ implica em uma taxa de oscilação para $B^0 \rightarrow \bar{B}^0$

diferente da taxa de oscilação para $\bar{B}^0 \rightarrow B^0$, esse tipo de violação é chamado violação de CP nas oscilações;

- Se $\Im m\zeta \neq 0$, CP também é violada, mesmo que a oscilação conserve CP. Como esse caso envolve o decaimento dos mésons B^0 e \bar{B}^0 no estado final f via dois processos - diretamente ou indiretamente via oscilação para o méson \bar{B}^0 e B^0 , respectivamente - esse caso é chamado violação de CP na interação entre os decaimentos e as oscilações.

Para medir essas assimetrias é preciso reconstruir o estado final f a partir das informações dos detetores e saber identificar se ele foi produzido no decaimento de um méson B ou \bar{B} . A tarefa de identificar o sabor do méson B que decai no estado final reconstruído é chamada *flavour tagging*, ou etiquetamento de sabor.

2.3.2.1 Etiquetamento de sabor

No LHCb, os méson B são produzidos em pares $B\bar{B}$. Quando o decaimento de um deles é reconstruído, o seu sabor pode ser corretamente identificado em eventos onde a carga elétrica de um lépton ou de um káon produzido no decaimento do outro méson B é medida. O lépton deve ser produzido diretamente no decaimento do quark b , enquanto o káon deve conter o quark s produzido na sequência $b \rightarrow c \rightarrow s$, como mostra a Figura 2.1.

Nem sempre, porém, o etiquetamento é feito corretamente, seja porque o méson pode oscilar antes de decair ou porque uma partícula qualquer do evento é incorretamente identificada como sendo o lépton ou o káon de uma das sequências de decaimento mostradas na Fig. 2.1. Uma medida do desempenho de etiquetamento é dada pela chamada “potência de etiquetamento” (*tagging power*):

$$P_{tag} = \epsilon_{tag}(1 - 2w_{tag}), \quad (2.41)$$

onde a eficiência de etiquetamento ϵ_{tag} deve ser a mais alta possível e a fração de etiquetamentos incorretos w_{tag} deve ser mantida a mais baixa possível. É necessário,

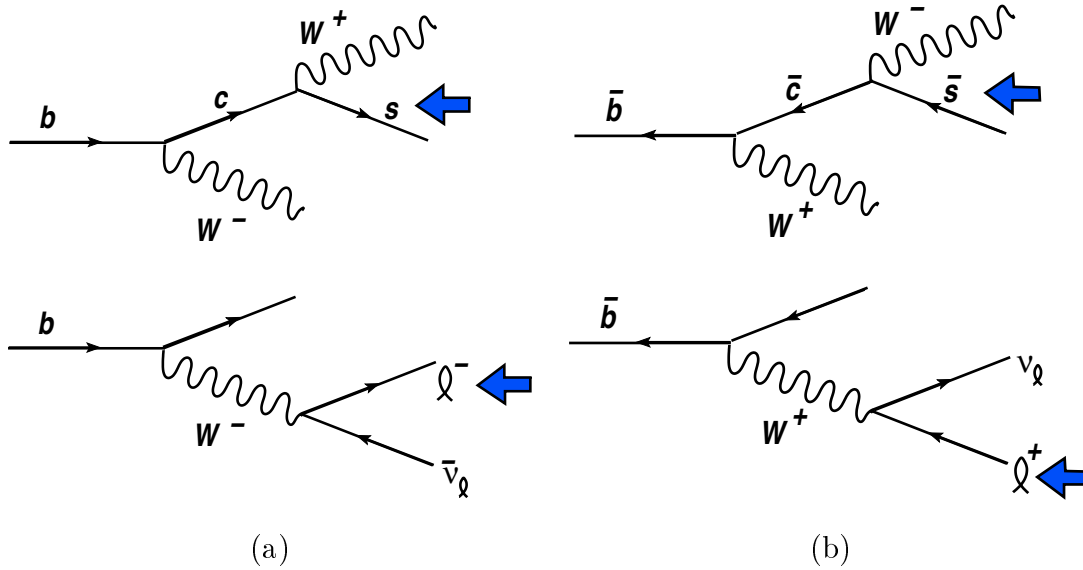


Figura 2.1: Diagramas de ilustração dos processos $b \rightarrow cX \rightarrow sX'$ e $b \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell X$ (a), e $\bar{b} \rightarrow \bar{c}X \rightarrow \bar{s}X'$ e $\bar{b} \rightarrow \ell^+ \nu_\ell X$ (b). O quark s dará origem a um K^- e o quark \bar{s} a um K^+ .

então que os algoritmos de identificação de léptons e káons sejam bem eficientes e forneçam uma baixa probabilidade de identificação incorreta. Este fato será levado em consideração no desenvolvimento do algoritmo de identificação de múons apresentado no Capítulo 5.

2.3.3 Violação de CP no Modelo Padrão

No Modelo Padrão mínimo, com três sabores, a violação de CP é consequência de uma fase na matriz de mistura dos quarks. Entretanto, ainda não pode ser afirmado que a violação de CP observada na natureza é exatamente aquela que se pode prever a partir dessa fase. Este é um dos aspectos menos testados do MP. Observações independentes de violação de CP nos decaimentos dos mésons B permitirão a realização de testes de consistência da descrição do MP para a violação desta simetria: ou as relações entre as diferentes medidas serão consistentes com as previsões do Modelo Padrão e resultarão na determinação completa dos parâmetros

da matriz CKM ou não haverá escolha dos elementos da matriz CKM que seja compatível com todas as medidas. Neste último caso, talvez seja possível, a partir das incompatibilidades observadas, aprender algo sobre a natureza das contribuições de física nova, além do Modelo Padrão.

Uma das motivações para se procurar por inconsistências na descrição do Modelo Padrão é fornecida pela cosmologia: as teorias mais modernas e aceitas prevêem um número bariônico líquido nulo no início do universo, quando as temperaturas eram muito altas. Atualmente, observa-se um desbalanço claro entre matéria e anti-matéria. Uma grande variedade de teorias explica este desbalanço como gerado na transição de fase fraca, a altas temperaturas [19]. Uma das condições necessárias para este tipo de explicação é a violação de CP [20]. Porém, o Modelo Padrão parece não ser capaz de fornecer uma quantidade suficiente de desbalanço entre matéria e anti-matéria para produzir a razão entre número bariônico e entropia observada nos dias de hoje.

2.3.3.1 A matriz CKM

Para descrever a mistura entre três dubletos de quarks, a matriz CKM tem nove elementos complexos:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

Devido à condição de unitariedade, somente 9 parâmetros reais são independentes. Destes nove, cinco fases podem ser absorvidas na definição de seis campos de quarks de diferentes sabores e não podem, portanto, ser medidas. Logo, a Matrix CKM deve ter apenas quatro observáveis. Como uma matriz ortogonal 3×3 tem somente três parâmetros reais, a matriz CKM deve ter uma fase. Na parametrização mais conveniente, proposta por Wolfenstein [21]:

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

onde a expansão até terceira ordem em λ é dada por

$$V_{CKM}^{(3)} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.43)$$

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

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -iA^2\lambda^5\eta & 0 & 0 \\ A(\rho + i\eta)\lambda^5/2 & (1/2 - \rho)A\lambda^4 - iA\lambda^4\eta & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.44)$$

2.3.3.2 Os triângulos de unitariedade

Nesta parametrização, as duas relações de unitariedade relevantes para os sistemas de mésons B podem ser expressas graficamente como triângulos no plano complexo mostrados na Figura 2.2.

O parâmetro λ é medido com incerteza de apenas 1% a partir da determinação de $|V_{ud}|$ e $|V_{us}|$ em decaimentos beta nucleares e decaimentos $K \rightarrow \pi\ell\nu$, respectivamente. A é determinado a partir de decaimentos semileptônicos do méson B . Com o aumento da estatística proporcionado nos próximos anos pelo CLEO [22], pelo BaBar [23] e pelo Belle [24], a extração de $|V_{cb}|$ deve permitir a diminuição da incerteza em A para cerca de 2%. Atualmente, as três medidas mais relevantes para a determinação das duas variáveis restantes, ρ e η , são [25]: a razão entre os decaimentos semileptônicos do B que contêm e que não contêm o quark c , a diferença entre as massas dos autoestados de massa dos mésons B_d^0 decorrente da oscilação $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ (ΔM_{B_d}) e o parâmetro de violação de CP nos decaimentos do káon, ϵ . Embora estas medidas sejam bastante precisas, ou pelo menos possam alcançar melhor precisão com o aumento de estatística, a determinação dos parâmetros ρ e η é dominada por incertezas teóricas e dependência na massa do quark top. Os resultados obtidos limitam uma região para o vértice superior do primeiro triângulo da Figura 2.2.

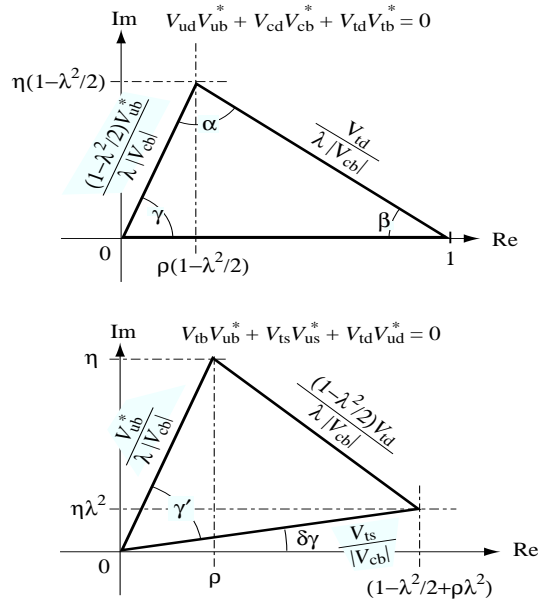


Figura 2.2: Dois triângulos de unitariedade na parametrização de Wolfenstein, com aproximação válida até quinta ordem.

A razão $\Delta M_{B_d}/\Delta M_{B_s}$ impõe limites teoricamente mais robustos, pois depende de razões entre os elementos de matriz hadrônicos que cancelam a dependência na massa do top e as correções de QCD. A incerteza experimental desta medida é limitada, porém, pela baixa resolução dos experimentos atuais, já que a frequência de oscilação do B_s é muito alta. Por outro lado, assimetrias de CP nos decaimentos do B em auto-estados de CP fornecem uma relação direta com os ângulos do triângulo de unitariedade. Medidas destes observáveis permitem, portanto, a realização de testes precisos de consistência interna do Modelo Padrão, bem como da sua descrição da mistura de quarks nas interações fracas. As medidas de $\sin(\beta)$ realizadas pelos experimentos OPAL, CDF, BABAR e BELLE [12, 13, 26, 27], por exemplo, são consistentes com as outras medidas apresentadas na Figura 2.3.

O experimento LHCb (*A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation and Rare Decays*) irá medir com excelente precisão os ângulos α , β e γ seja indiretamente, a partir da medida dos lados dos triângulos,

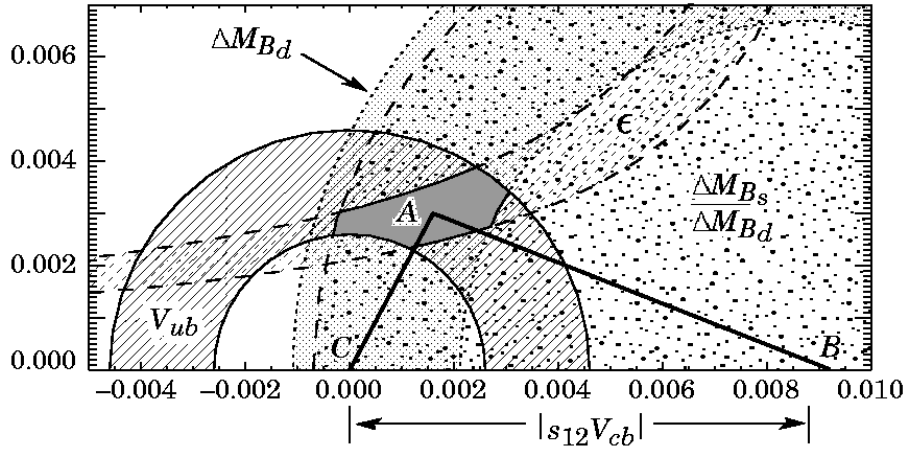


Figura 2.3: Vínculos na posição do vértice superior do triângulo obtidos a partir das medidas de $|V_{ub}|$, mistura $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ (ΔM_{B_d} e razão entre ΔM_{B_d} e ΔM_{B_s}) e ϵ . Um triângulo possível é mostrado na região mais provável [25].

ou diretamente dentro do formalismo do MP, a partir da medida de assimetrias de CP nos decaimentos do B, como [28]:

1. $\beta + \gamma$ a partir de $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$
2. β a partir de $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s$
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. γ a partir de $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}, D^0 K^{*0}, D_1 K^{*0}$

2.4 Decaimentos dos mésons B via interação fraca [29]

Como foi visto nas seções anteriores, uma investigação cuidadosa dos decaimentos fracos dos mésons B é imprescindível para a realização de testes novos e mais aprofundados do Modelo Padrão, em particular no que diz respeito à unitariedade da

matriz CKM e da sua compatibilidade com as massas dos quarks. Entretanto, para que os elementos da matriz CKM sejam determinados com alta precisão é necessário que as incertezas das previsões teóricas sejam reduzidas o suficiente. Embora os decaimentos fracos destes hádrons sejam mediados pela interação dos quarks que os constituem, em princípio fácil de calcular, eles também sofrem a ação da força forte, numa escala de energia da ordem de 1 GeV. A investigação das correções de QCD representam a parte mais difícil da análise teórica destes decaimentos. Duas ferramentas de teoria quântica de campos são utilizadas neste tipo de análise: a expansão em produtos de operadores (Operator Product Expansion - OPE) e o grupo de renormalização.

Na OPE [30], a amplitude A para um processo como um decaimento fraco pode ser representada como [31]

$$A = \langle \mathcal{H}_{efet} \rangle = \sum_i C_i(\mu, M_W) \langle Q_i(\mu) \rangle. \quad (2.45)$$

Nesta expressão Q_i são operadores locais e C_i são os coeficientes de Wilson. Tanto os operadores Q_i como os coeficientes C_i dependem da escala de renormalização μ , e C_i depende ainda da massa do bóson W e das massas de outras partículas pesadas como o quark top. O somatório $\sum_i C_i Q_i$ pode ser entendido intuitivamente como uma Hamiltoniana efetiva para o processo considerado, com Q_i descrevendo os vértices efetivos e C_i as constantes de acoplamento correspondentes. Ao passar da teoria completa para a teoria efetiva, o bóson W é eliminado como um grau de liberdade dinâmico. Esta eliminação é frequentemente denominada como *integrating out the W boson*. Intuitivamente, é como se, do ponto de vista da dinâmica de baixa energia, os efeitos da interação de curto alcance mediada por um bóson pesado fossem aproximadamente equivalente a uma interação pontual. O formalismo de OPE separa o problema em duas partes distintas: as contribuições de longa distância ficam contidas nos elementos das matrizes dos operadores locais e as contribuições de curta distância são descritas pelos coeficientes de Wilson. A escala de renormalização que separa os dois regimes é tipicamente da ordem de alguns GeV para o decaimento

dos mésons B . Como a amplitude A não pode depender da escala de renormalização μ , a dependência dos coeficientes de Wilson deve cancelar a dependência presente em $\langle Q_i(\mu) \rangle$. O cancelamento da dependência em μ geralmente envolve vários termos na expansão da Equação 2.45.

As contribuições de longa distância na Eq. 2.45 envolvem interações fortes de baixa energia e, por conseguinte, são difíceis de calcular. Muitas abordagens foram usadas no passado para obter uma idéia qualitativa e algumas estimativas quantitativas dos elementos de matrizes hadrônicas mais relevantes, tais como teoria de calibre na rede (*lattice gauge theory*), expansão em $1/N$, regras de soma hadrônicas e de QCD ou teoria de perturbação quiral [1]. Teorias efetivas de quarks pesados e expansões em quarks pesados têm sido largamente utilizadas para os decaimentos dos mésons B [33]. Apesar de todo o esforço, o problema ainda não foi resolvido satisfatoriamente e, em geral, os elementos das matrizes hadrônicas são a maior fonte de incertezas teóricas nos decaimentos fracos de mésons.

Em contraste com as contribuições de longa distância, as interações de QCD de curta distância podem ser analisadas sistematicamente usando métodos bem estabelecidos de teoria de campos. Devido à liberdade assintótica da QCD, esses efeitos podem ser calculados usando teoria de perturbação em $\alpha_s(\mu)$, a constante de acoplamento da QCD. De fato, $\alpha_s(\mu)$ é pequena o suficiente nas escalas de curtas distâncias relevantes, que variam da ordem de M_W até a ordem de 1 GeV, servindo como um parâmetro de expansão apropriado. Porém, a presença de logaritmos do tipo $\ln(\frac{M_W}{\mu})$ multiplicando $\alpha_s(\mu)$, onde $\mu = \mathcal{O}(1 \text{ GeV})$, no cálculo dos coeficientes de Wilson estraga a validade da série de perturbação usual. Essa é uma característica de teorias de campo renormalizáveis quando escalas de energias muito diferentes estão presentes. É preciso, então realizar uma análise do grupo de renormalização [32] que permite a soma dos termos logarítmicos em todas as ordens de teoria de perturbação. Desta forma, a teoria de perturbação usual é substituída por uma teoria de perturbação renormalizada, em que os termos de ordem mais baixa correspondem à soma dos termos logarítmicos principais $\sim [\alpha_s \ln(M_W/\mu)]^n$. Logo, na ordem

superior mais próxima (NLO), todos os termos da forma $\sim \alpha_s [\alpha_s \ln(M_W/\mu)]^n$ são somados aos termos de ordem mais baixa, e assim por diante.

2.4.1 Os decaimentos raros $B_{d,s}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$

Na seção 2.1.7, foi visto que FCNC são proibidas em primeira ordem no Modelo Padrão. Em vista disso, os decaimentos $B_{d,s}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ ocorrem, neste modelo, apenas por diagramas de *loop* chamados “pinguins” eletromagnéticos e diagramas de caixa, ilustrados na Figura 2.4. Somente o diagrama de pinguim intermediado pelo bóson Z^0 contribui para esses decaimentos. A amplitude correspondente ao diagrama de pinguim fotônico é nula devido à conservação da corrente eletromagnética para o par de léptons. Sendo assim, esses decaimentos exibem uma forte supressão GIM, quadrática nas massas dos quarks internos, que é característica dos diagramas de pinguim via Z^0 e dos diagramas de caixa.

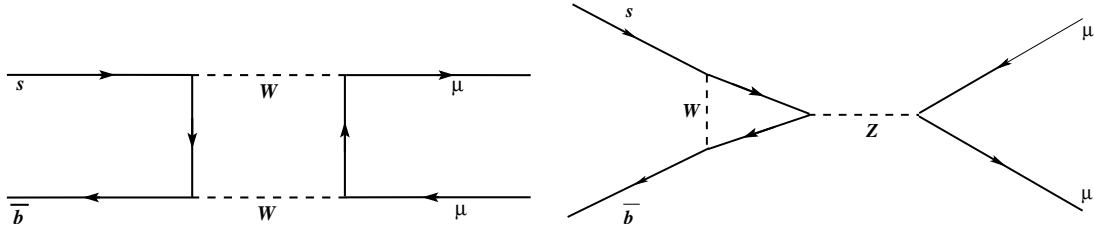


Figura 2.4: Os diagramas de Feynman de mais baixa ordem que contribuem para o decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

A grande vantagem destes decaimentos em relação a outros decaimentos dos mésons B é que previsões teóricas com baixíssimas incertezas podem ser obtidas, pois os elementos da matriz hadrônica exigidos são apenas os elementos das correntes de quarks entre os estados de hádrons, ou seja, as constantes de decaimento do mésons B_d e B_s , que podem, um dia, ser extraídas das medidas de decaimentos semileptônicos ou calculados em *lattice QCD*. Outras contribuições de baixa energia são desprezíveis. A dificuldade essencial do cálculo deste decaimento é, portanto, a

separação entre as escalas de curta e longa distância, fornecida pelo formalismo de OPE.

A razão de ramificação deste decaimento foi calculada pela primeira vez em 1982 [34]. Em 1993, foram publicados resultados com correções de ordem α_s [35]. Tais correções reduziram a incerteza na razão de ramificação devido à escala de renormalização de cerca de 30 % para apenas cerca de 2 %. Em 1999, esses cálculos foram retomados por Misiak [36], e foi feita uma correção na forma analítica dos coeficientes de Wilson sem efeito fenomenológico relevante. O resultado obtido por Buchalla e colaboradores em [35] foi então atualizado em [37].

A Hamiltoniana efetiva resultante dos gráficos da Fig. 2.4 pode ser escrita na forma

$$\mathcal{H}_{efet} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{2\pi \text{sen}^2 \theta_W} \left[\sum_i V_{ib}^* V_{in} F(x_i) (\bar{b}n)_{V-A} (\ell^+ \ell^-)_{V-A} \right], \quad (2.46)$$

onde $V-A$ refere-se a estrutura de Lorentz $\gamma_\mu(1-\gamma_5)$, n é o quark d no caso do B_d^0 e o quark s no caso do decaimento do méson B_s^0 , o somatório se dá sobre os quarks internos, $i = u, c, t$, e $x_i = m_i^2/m_W^2$. As funções $F(x_i)$ descrevem a dependência na massa dos quarks internos e incluem correções de QCD.

Usando a unitariedade da matriz CKM, o somatório em 2.46 transforma-se em:

$$\sum_{i=u,c,t} V_{ib}^* V_{in} F(x_i) = V_{cb}^* V_{cn} [F(x_c) - F(x_u)] + V_{tb}^* V_{tn} [F(x_t) - F(x_u)]. \quad (2.47)$$

A forte supressão de GIM significa que, para $x \ll 1$, $F(x)$ tem uma dependência quadrática nas massas dos quarks. Logo, os termos correspondentes aos quarks u podem ser desprezados. De forma similar, os termos relativos ao quark c podem ser desprezados, pois $F(x_c)/F(x_t) \sim \mathcal{O}(10^{-3})$ e as combinações dos elementos da matriz CKM, $|V_{cb}^* V_{cn}|$ e $|V_{tb}^* V_{tn}|$ são da mesma ordem de grandeza. Como $\frac{|V_{tb}^* V_{td}|}{|V_{tb}^* V_{ts}|} \sim \mathcal{O}(\lambda)$, a partir de agora fixaremos $n = s$, já que o decaimento $B_s^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ apresentará maior razão de ramificação do que o decaimento $B_d^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$.

A Equação 2.46 pode então ser reescrita como

$$\mathcal{H}_{efet} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{2\pi \text{sen}^2 \theta_W} V_{tb}^* V_{ts} Y(x_t) (\bar{b}s)_{V-A} (\ell^+ \ell^-)_{V-A}, \quad (2.48)$$

onde o coeficiente de Wilson $Y(x_t)$ é dado por

$$Y(x) = Y_0(x) + \frac{\alpha_s}{4\pi} Y_1(x), \quad (2.49)$$

o coeficiente na ordem principal [39] é

$$Y_0(x) = \frac{x}{8} \left[\frac{4-x}{1-x} + \frac{3x}{(1-x)^2} \ln x \right], \quad (2.50)$$

e, finalmente, o termo em NLO [37] é:

$$\begin{aligned} Y_1(x) = & \frac{10x + 10x^2 + 4x^3}{3(1x)^2} - \frac{4-x}{1-x} + \frac{2x - 8x^2 - x^3 - x^4}{(1-x)^3} \ln x \\ & + \frac{2x - 14x^2 + x^3 - x^4}{2(1-x)^3} \ln^2 x + \frac{2x + x^3}{(1-x)^2} L_2(1-x) \\ & + 8x \frac{\partial Y_0(x)}{\partial x} \ln(\mu u^2 / M_W^2) \end{aligned} \quad (2.51)$$

onde $\mu = \mathcal{O}(m_t)$ e

$$L_2(1-x) = \int_1^x dt \frac{\ln t}{1-t}. \quad (2.52)$$

O coeficiente de Wilson $Y(x_t)$ resulta do cálculo dos diagramas da Fig. 2.4 e dos diagramas correspondentes com correções de ordem α_s , ou seja, com a troca de um glúon. A soma das contribuições do diagrama pinguim e do diagrama de caixa é independente do calibre utilizado para o bóson W . Como os coeficientes de Wilson, que descrevem as contribuições de curta distância, são independentes das suposições sobre as linhas externas, supõe-se que os quarks externos estão na camada de massa e $m_q = 0$. Com essa suposição, a contribuição de gráficos com troca de Higgs fictícios é nula, e, ainda mais importante, as correções de QCD ao elemento de matriz do operador $(\bar{b}s)_{V-A}$ são nulas, o que torna a fatorização essencialmente trivial [35].

Assim, seguindo a fórmula usual de cálculo da razão de ramificação [38] a partir da Hamiltoniana efetiva dada na expressão (2.48), chega-se a :

$$Br(B_s^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-) = \tau(B_s) \frac{G_F^2}{\pi} \left(\frac{\alpha}{4\pi \sin^2 \theta_W} \right)^2 F_{B_s}^2 m_\ell^2 m_{B_s} \sqrt{1 - 4 \frac{m_\ell^2}{m_{B_s}^2}} |V_{tb}^* V_{ts}|^2 Y^2(x_t), \quad (2.53)$$

onde a constante de decaimento do méson B_s^0 é definida como

$$\langle 0 | (\bar{b}s)_{V-A}, \mu | B_s(p) \rangle = iF_{B_s} p_\mu, \quad (2.54)$$

que corresponde a $F_\pi = 132$ MeV, e $\tau(B_s)$ é o tempo de vida do B_s^0 . Tomando valores centrais para os parâmetros da expressão (2.53), chega-se ao valor $Br(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.5 \pm 1.0) \times 10^{-9}$ [40]. O decaimento em $e^+ e^-$ tem uma razão de ramificação ainda mais reduzida do que o decaimento em múons ($Br(B_s^0 \rightarrow e^+ e^-) = (8.0 \pm 3.5) \times 10^{-14}$), e o decaimento em $\tau^+ \tau^-$, embora mais provável ($Br(B_s^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-) = (7.4 \pm 1.9) \times 10^{-7}$), é muito difícil de ser detetado experimentalmente.

Vários modelos de extensão do Modelo Padrão prevêm contribuições adicionais aos gráficos da Figura 2.4 para o decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [41–44]. No Capítulo 6, onde a sensibilidade do experimento LHCb a esse decaimento será avaliada, o valor numérico da razão de ramificação fornecida pelo MP será utilizada.

Capítulo 3

Aspectos Experimentais

3.1 O Projeto LHC

O colisor LHC (*Large Hadron Collider*) [45] consistirá de um tubo no qual dois feixes de prótons, circulando em direções opostas, irão colidir. Para produzir, armazenar e acelerar os prótons, o túnel do LEP, bem como toda a infra-estrutura ao seu redor, será usado. O sistema de injeção é mostrado na Figura 3.1. Os prótons são acelerados até uma energia de 50 MeV no acelerador linear (*proton LINAC - LINear ACcelerator*) e, em seguida, injetados no PSB (*Proton Synchroton Booster*), de onde sairão com uma energia de 1.4 GeV para o PS (*Proton Synchroton*). No PS e no SPS (*Super Proton Synchroton*), as energias finais dos prótons serão de 26 GeV a 450 GeV, respectivamente. Finalmente, no LHC, ocorrerá a aceleração final até a energia de 7 TeV.

Além de procurar por fenômenos previstos teoricamente, os experimentos do LHC devem ser capazes, na medida do possível, de detectar processos improváveis dentro do contexto dos modelos teóricos discutidos atualmente, o que requer um cuidado especial na preparação do *layout* final da máquina, que deve ser mantido o tanto flexível quanto possível, garantindo assim a possibilidade de atualizações e adaptações capazes de solucionar demandas imprevistas.

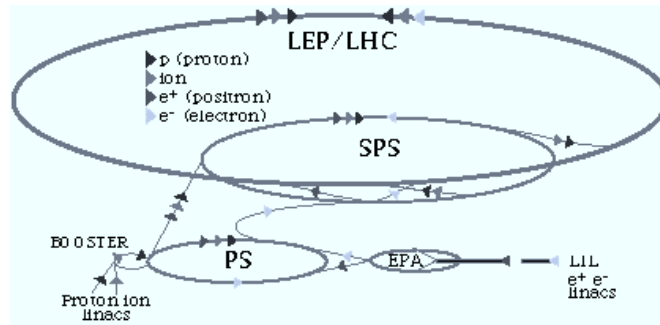


Figura 3.1: Sistema de injeção dos aceleradores LEP e LHC. Os prótons saíram do LINAC com 50 MeV de energia. A aceleração final, que os levará à energia de 7 TeV, será realizada já no LHC.

As tendências atuais da teoria indicam que física nova deve aparecer na escala de energia da ordem de TeV (ver, por exemplo, [46]). Como os eventos que se procuram são na sua maioria raros, é preciso produzi-los em uma taxa suficientemente alta. Por isso decidiu-se colidir feixes de prótons com energia de 7 TeV e alta luminosidade¹. Os prótons, devido a sua alta massa, não sofrem perdas significativas de energia por radiação síncrotron. A escolha de colisões $p - p$ ao invés de $p - \bar{p}$ deve-se à baixa eficiência de produção de anti-prótons, que dificultaria a obtenção da luminosidade nominal desejada, da ordem de $10^{34} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$. Os principais parâmetros do acelerador são dados na Tabela 3.1.

Além de colisões p-p, colisões de íons poderão ser produzidas a uma energia de centro de massa maior que 1250 TeV, energia bem maior que a energia dos aceleradores de íons pesados em operação atualmente no CERN [47] ou no Laboratório Nacional de Brookhaven nos Estados Unidos [48]. Atualmente, cinco experimentos

¹Quando dois feixes de partículas colidem, a luminosidade é definida como $\mathcal{L} = N_1 N_2 / (A.t)$, onde N_1 e N_2 são os números de partículas nas nuvens dos feixes, A é a área da região de interação transversal à direção do feixe e t é o tempo entre as colisões entre nuvens do feixe.

Parâmetro	Unidades	Valor
Perímetro	[km]	27
Energia de Centro de Massa	[TeV]	14
Campo de Dipolo	[T]	8.4
Luminosidade	[cm ⁻² s ⁻¹]	~10 ³⁴
Nuvens por feixe		2835
Partículas por nuvem		~10 ¹¹
Espaçamento entre nuvens	[ns]	25
Ângulo de cruzamento	[μ rad]	200
Raio da região de interação (RMS)	[μ m]	16
Comprimento da região de interação (RMS)	[cm]	5.3

Tabela 3.1: Principais parâmetros do LHC.

foram aprovados para o LHC (Fig. 3.2):

1. CMS (*Compact Muon Solenoid* [49])

Esse experimento foi projetado para detetar as diversas assinaturas de física além do MP através da medida precisa e identificação de múons, elétrons e fótons em uma grande faixa de energia e com alta luminosidade. As procuras mais importantes serão aquelas pelo bóson de Higgs do MP, partículas supersimétricas, medidas de violação de CP e possíveis sinais de deconfinamento em colisões de íons pesados. Serão também abordados tópicos de física dos quarks *top* e *bottom*.

- TOTEM (*Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC* [50])

O experimento TOTEM será dedicado à medida da seção de choque total, de espalhamento elástico e de processos difrativos no LHC. A seção de choque total será medida usando um método baseado na detecção si-

multânea de espalhamento elástico com pequenas transferências de momento e de interações inelásticas, que também permite a determinação absoluta da luminosidade do acelerador. O detetor de processos inelásticos será integrado ao experimento CMS, formando um sistema de determinação de trajetórias que cobrirá os cones a baixos ângulos em relação ao feixe. Depois de calibrado, fornecerá um sistema absoluto de monitoramento da luminosidade da máquina no ponto IP5 (*Interaction Point 5*).

2. ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus* [51])

Também desenvolvido para atuar como um experimento de propósito geral, o detetor ATLAS foi otimizado para investigar a origem do mecanismo de quebra espontânea de simetria, seja no MP ou em modelos supersimétricos. Entre outros assuntos, será possível estudar a violação de CP nos decaimentos dos mésons B, procurar pelo Higgs, por bósons pesados, leptoquarks, partículas supersimétricas etc.

3. ALICE (*A Large Ion Collider Experiment* [52])

O ALICE é único experimento do LHC inteiramente dedicado à física de colisões nucleares. Seu principal objetivo é estabelecer e estudar a formação de uma nova fase da matéria, o plasma de quarks e gluons. Indícios dessa transição de fase foram recentemente descobertos nos experimentos do CERN [53].

4. LHCb (*Large Hadron Collider beauty experiment for precision measurements of CP-violation and rare decays* [18])

Assim como o ALICE, o LHCb é um experimento com objetivos específicos. Irá se dedicar ao estudo da física dos quarks b: violação da simetria CP e decaimentos raros dos mésons B. A realização de várias medidas precisas e independentes dos parâmetros de violação de CP do Modelo Padrão podem

levar a inconsistências que revelariam física nova. Mais detalhes sobre o experimento LHCb serão dados na próxima seção.

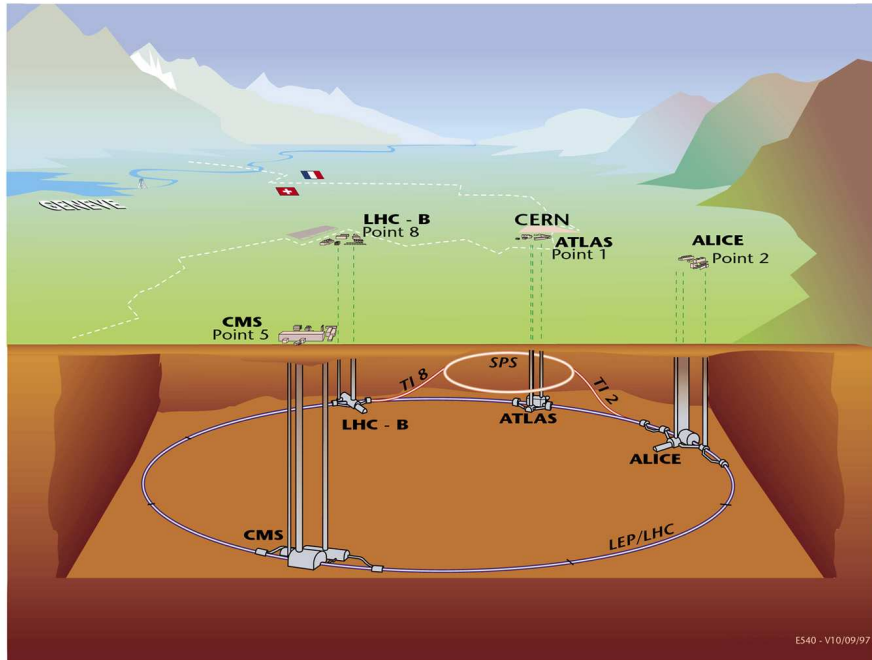


Figura 3.2: Visão geral dos experimentos no LHC.

3.2 O Experimento LHCb

O detetor LHCb, ilustrado na Fig. 3.3, é um espectrômetro de geometria similar aos experimentos de alvo fixo. Sua geometria foi escolhida em função da cinemática de produção dos pares $b\bar{b}$ em colisões próton-próton. Os principais mecanismos de produção de $b\bar{b}$ são a criação de sabor (como a fusão de glúons), excitação de sabor e divisão de glúons (*gluon splitting*) [9].

A energias como a do LHC, as funções de distribuição dos pártons são tais que pártons com momentos muito diferentes têm mais alta probabilidade de interagirem. Como consequência, os hádrons são predominantemente produzidos com alto

momento e no mesmo cone a baixos ângulos. A correlação entre os ângulos de produção dos mésons formados a partir de pares $b\bar{b}$ no LHC é ilustrada na Figura 3.4. O ângulo polar é definido em relação à direção do eixo dos feixes de prótons, no referencial de centro de massa do par $p-p$. A aceitação angular do LHCb é de 300 mrad no plano $x-z$ e 250 mrad no plano $y-z$.

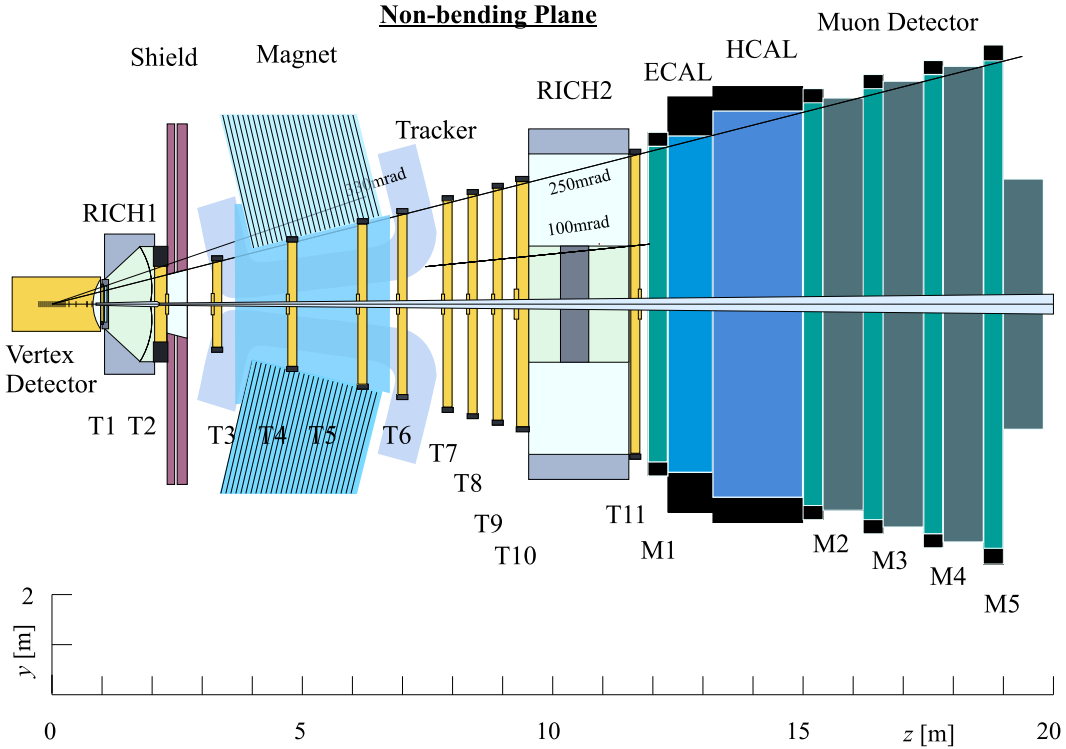


Figura 3.3: Vista lateral do experimento LHCb (plano $y-z$).

O fato dos dois quarks serem produzidos no mesmo cone permite que o LHCb, com sua geometria frontal, seja capaz de detetar tanto os produtos do decaimento de interesse como os produtos do hádron decorrente da hadronização do quark restante, o que é fundamental para a determinação do sabor do hádron- b (*flavour tagging*), tarefa imprescindível para as medidas de assimetrias que o experimento se propõe a realizar.

O comprimento total do detetor, de cerca de 20 m, é limitado pelo tamanho da

caverna no ponto IP8, onde será instalado. O ponto de interação entre os prótons do LHC deverá ser deslocado de aproximadamente 11 m em relação ao ponto de interação entre os elétrons e pósitrons do LEP. Durante o funcionamento do LEP, esta caverna era ocupada pelo experimento DELPHI.

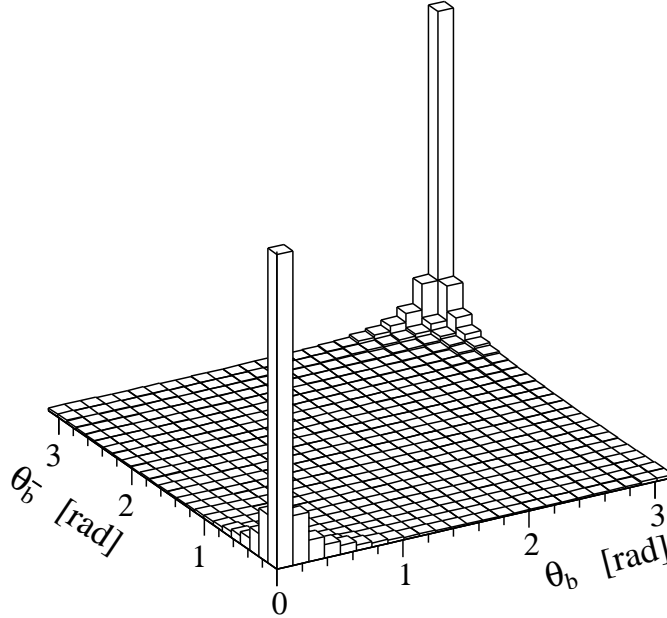


Figura 3.4: Ângulo polar de hádrons produzidos por pares $b\bar{b}$ gerados com o PYTHIA [54].

Na luminosidade nominal do LHC, a maioria das colisões entre nuvens dos feixes produzirão mais de uma interação inelástica entre prótons², o que dificultará a identificação do sabor dos hádrons-b, bem como a clara determinação dos vértices primários e secundários. Para tornar mais fáceis estas tarefas e minimizar a ocupância³ nos detetores, bem como os danos causados pela radiação, o LHCb utilizará uma ótica especial que desfocalizará o feixe, reduzindo a luminosidade média

²A superposição de interações próton-próton é frequentemente denominada *pile-up* ou empilhamento.

³O número de partículas ou sinais induzidos no detetor por unidade de comprimento, área ou por canal de leitura, e por unidade de tempo, ou por evento.

para $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ no ponto IP8, onde ele será instalado.

Para aproveitar todo o potencial do LHC para a física dos hádron-b, o LHCb deverá ter como principais características uma excelente resolução de tempo próprio, uma ótima identificação de partículas e um sistema de *trigger* flexível e altamente eficiente.

A seguir, será dada uma descrição geral de cada um dos componentes do detetor, com ênfase para o sistema de múons, onde se concentra grande parte do trabalho desta tese. A não ser quando mencionado explicitamente, a descrição dos subdetetores do LHCb corresponderá à configuração da Proposta Técnica do experimento (TP - *Technical Proposal* [18]), utilizada nas simulações desta tese.

Informações básicas sobre o princípio de funcionamento dos detetores mencionados a seguir podem ser encontrados nas referências [55–58].

3.2.1 O detetor de vértices

O VELO (*VErtex LOcator*) deve fornecer informações precisas sobre as coordenadas dos traços próximos ao ponto de interação. Essas coordenadas serão utilizadas para a reconstrução de vértices primários e secundários com acurácia suficiente para a medida de assimetrias dependentes do tempo, em particular dos mésons B_s^0 , que possuem alta frequência de oscilação. Ele deve também fornecer informação para o segundo nível de *trigger*, cuja leitura será feita dentro de $1 \mu\text{s}$. A tecnologia utilizada para o sistema é a de detetores de microtiras de silício com $300 \mu\text{m}$ de espessura.

O sistema consiste de 17 estações posicionadas entre $z = -18 \text{ cm}$ e $z = 80 \text{ cm}$, sendo $z = 0$ a posição média do ponto de interação entre as nuvens de próton (veja Fig. 3.5). As primeiras 12 estações são separadas de 4 cm, enquanto as cinco últimas são espaçadas de cerca de 10 cm, para cobrir traços de mais baixo ângulo polar. Dois discos de silício, colocados perpendicularmente ao feixe, compõem uma estação: um disco possui tiras circulares para a medida da distância radial r ao eixo z (tiras- r) e o outro possui tiras radiais para a medida do ângulo azimutal ϕ

(tiras- ϕ). A cobertura radial dos discos vai de $r = 1$ cm até $r = 6$ cm. Com esta geometria, todo traço dentro da aceitação do detetor, até o ângulo polar mínimo de 15 mrad, atravessa pelo menos três estações do detetor de vértices.

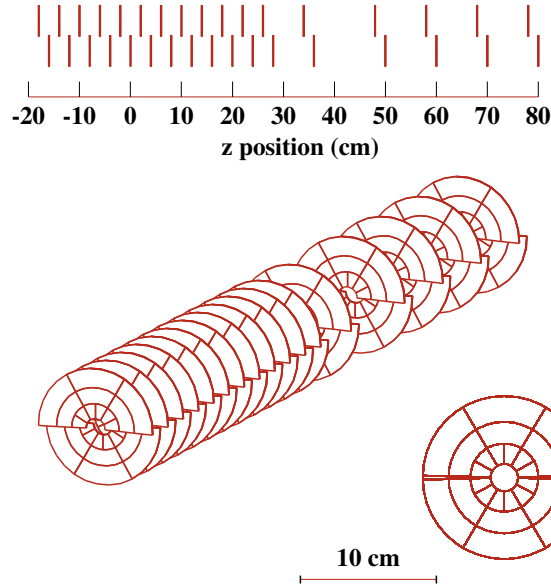


Figura 3.5: Geometria do detetor de vértices (TP).

A distância entre as tiras- r de leitura varia de 40 a 80 μm , enquanto as tiras- ϕ são separadas de uma distância de 40 a 104 μm . A variação da separação entre as linhas de leitura é escolhida para que a ocupância seja mantida uniforme, em torno de 0.5 %, e a resolução RMS (*Root Mean Square*) obtida para os *hits* mais próximos ao ponto de interação seja a melhor. Para um ponto medido em uma estação que tenha sido ativada nos discos r e ϕ , a resolução RMS obtida fica entre 6 e 10 μm . A resolução RMS do parâmetro de impacto para traços de alto momento é de cerca de 40 μm .

O sistema de vértices completo ficará dentro do tubo do feixe. Os discos de silício serão separados do vácuo primário do tubo por uma parede fina, que atuará como uma blindagem ao campo de rádio-freqüência (*RF shield*) gerado pela passagem das

partículas dos feixes. Para que essa parede de blindagem possa ser fina o suficiente para minimizar a quantidade de material introduzida na região, os discos de silício ficarão em um vácuo secundário.

Muito esforço vem sendo feito na otimização da geometria desta cavidade de alumínio que separa o vácuo primário do vácuo secundário e atua como blindagem contra os campos de rádio-frequência e no desenvolvimento do sistema de vácuo. Detalhes podem ser encontrados no *Technical Design Report* do detetor de vértices [59]. Nesta referência também são descritos desenvolvimentos recentes da configuração de todo o detetor de vértices, como o aumento do número de estações de 17 para 25 e a mudança na cobertura radial das estações.

3.2.2 O sistema de veto de empilhamento

Esse detetor deve rejeitar eventos com mais de um vértice primário e passar esta informação ao primeiro nível de *trigger*. A sua leitura deve, portanto, ser realizada dentro de 25 ns, intervalo de tempo entre as colisões das nuvens de próton do LHC.

No plano transversal ao feixe, a região de interação é bem definida, medindo cerca de $100 \mu\text{m}$ ⁴. Na direção do feixe, a sua dispersão é da ordem de 5 cm. Portanto, vértices primários produzidos por múltiplas interações p-p são espalhados na direção z e podem ser identificados com resolução modesta.

A coordenada z de um vértice primário (z_{PV}) pode ser determinada utilizando apenas a informação radial dos traços em dois planos A e B, perpendiculares ao eixo z . Assumindo-se que o vértice primário (PV - *Primary Vertex*) está em $x = y = 0$, as coordenadas radiais r_A e r_B de um traço originado neste PV obedecem a seguinte relação:

$$\frac{r_B}{r_A} = \frac{z_B - z_{PV}}{z_A - z_{PV}}.$$

No plano $r_A - r_B$, um ponto é obtido pela combinação de medidas de um mes-

⁴A ótica utilizada para reduzir a luminosidade nominal do LHC no ponto de interação do LHCb causa uma defocalização dos feixes.

mo traço. Pontos correspondentes a traços originados no mesmo vértice formam uma reta que passa pela origem. Diferentes retas correspondem a diferentes vértices primários. Pontos obtidos pela combinação de medidas de traços diferentes se distribuem aleatoriamente pelo plano. Para se encontrar os vértices, varre-se o plano $r_A - r_B$ com retas que passam pela origem, variando-se z_{PV} , e conta-se o número de pontos que caem sobre cada uma das retas. Ao se fazer um histograma do número de pontos em função de z_{PV} , um vértice primário aparece como um pico na distribuição.

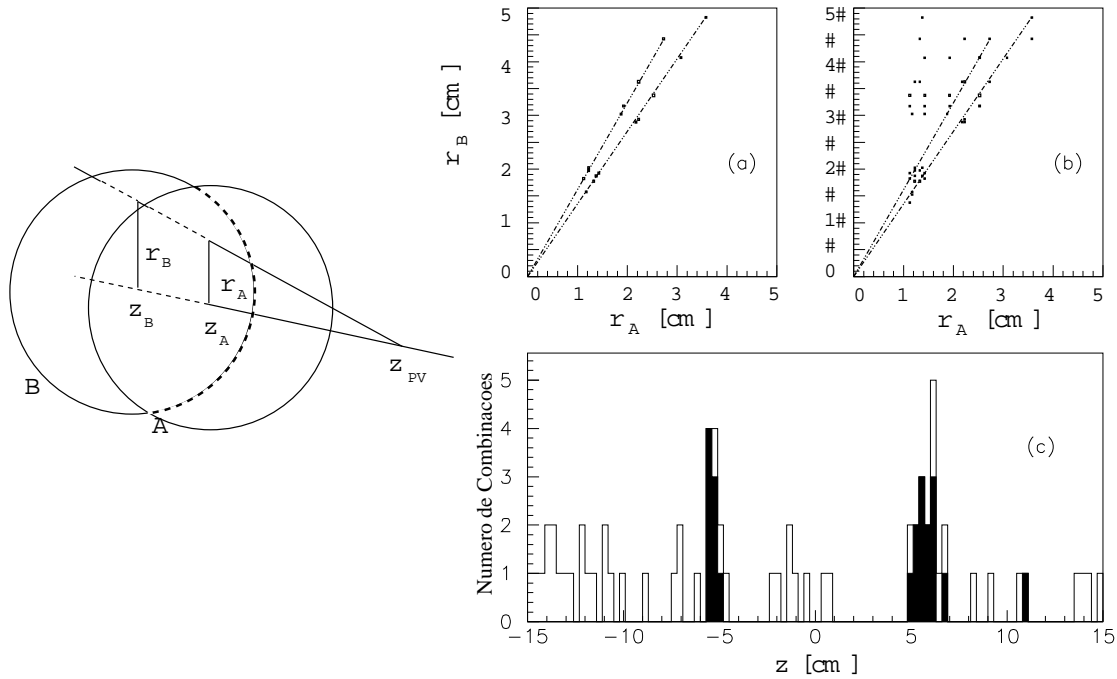


Figura 3.6: Princípio básico de determinação do vértice primário. Nos gráficos (a), (b) e (c), um evento típico com dois vértices é mostrado. (a) Combinações verdadeiras, (b) todas as combinações. A inclinação de uma linha pontilhada corresponde à posição z de um vértice. O histograma da posição z_{PV} é mostrado no gráfico (c). Os bins escuros correspondem a combinações verdadeiras.

Para implementar o algoritmo descrito acima e ilustrado na Figura 3.6, dois planos de silício equipados com tiras circulares (tiras- r) são utilizados. Cada plano

é dividido em seis setores de 60° . Cada setor possui 300 tiras com separação variando entre 120 e 240 μm , dependendo do raio. A eletrônica de *front-end*, colocada bem próxima do detetor, faz a discriminação do sinal. Estudos de simulação mostram que uma rejeição de 80% dos eventos com duas interações p-p pode ser obtida para uma retenção de $\sim 90\%$ dos eventos com uma interação.

3.2.3 Imã

Para atingir uma precisão relativa nas medidas de momento melhor que cerca de meio por cento para partículas de momento até 200 GeV, o imã deve fornecer um campo magnético integrado de 4 Tm. A cobertura angular necessária é de ± 300 mrad no plano $x - z$ e de ± 250 mrad no plano $y - z$.

No projeto original apresentado no TP, um dipolo de espiras supercondutoras proporcionava um campo magnético vertical de valor máximo igual a 1.1 T, que produzia uma deflexão das partículas no plano horizontal $x - z$. A geometria das espiras foi escolhida para otimizar a homogeneidade do campo e uma placa de ferro blindava o detetor de vértices e o detetor RICH do campo magnético chamado *fringe* ou *stray field*, como mostrado na Figura 3.3 (*shield*).

Após a proposta técnica, estudos mostraram que a forma complicada das espiras e as forças magnéticas de até 170 ton/m levariam a um custo muito alto e riscos mecânicos. Mudou-se então, para um imã não-supercondutor. Além do custo mais baixo e da construção mais rápida e com menores riscos mecânicos, este magneto permite a inversão do campo com uma regularidade compatível com a tomada de dados do experimento, o que é de grande importância para o estudo e a redução de erros sistemáticos nas medidas de violação de CP. O efeito da nova proposta foi estudado em detalhe [60] e o desempenho do experimento mostrou-se compatível com aquele obtido com o magneto supercondutor.

3.2.4 Sistema de determinação de trajetórias (SDT)

O sistema de *tracking* deve permitir a reconstrução das trajetórias de partículas carregadas com alta eficiência e a determinação do seu momento com alta precisão. Deve também fornecer medidas das direções dos traços nas projeções $x - z$ e $y - z$ para a reconstrução dos anéis Čerenkov nos detetores RICH. Seus *hits* serão ainda utilizados no terceiro nível de *trigger*.

Na sua configuração original [18], o sistema era constituído de 11 estações, como pode ser visto na Fig. 3.3. Devido à alta densidade de partículas na região próxima ao ponto de interação, o sistema é dividido em uma parte interna e outra externa. O raio de separação entre os dois subsistemas é de cerca de 50 cm.

Para a parte externa, a tecnologia prevista no TP é a de câmaras de deriva com células em forma de favo de mel ou *honeycomb*. Na parte interna, a granularidade precisa ser bem menor do que na parte externa⁵, e as tecnologias previstas no TP são MSGC (*Microstrip Gas Chambers*) associadas a GEM (*Gaseous Electron Multiplier*) ou detetores de tiras de silício.

A reconstrução das trajetórias em três dimensões é realizada utilizando planos de fios com pequenos ângulos de $\pm 5^\circ$ com a direção vertical. A precisão no momento é dominada por espalhamentos múltiplos, por isso o número de estações na região de campo magnético é minimizada, o que diminui também o número de conversões de fótons. Espera-se uma resolução relativa $\frac{\sigma_p}{p} = 0.3\%$ aproximadamente constante para partículas de momento variando entre 5 e 200 GeV/c.

Mais recentemente, estudos levaram ao abandono da estação T11 e a geometria de favo de mel foi substituída pela geometria de canudos ou *straw tubes* na parte externa do sistema [61]. MSGC com GEM ainda estão sendo desenvolvidas para satisfazer todas as demandas da parte mais interna. Por enquanto, detetores de silício ainda são a solução de apoio, pois são bem testados, resistentes à radiação, rápidos e precisos, embora de custo bem mais alto.

⁵Por razões de ocupância.

3.2.5 Detetores RICH

Dois detetores RICH (*Ring Imaging CHerenkov*), ilustrados na Fig. 3.7, estão sendo desenvolvidos para identificar partículas e fornecer uma boa separação entre píons e káons com momento entre 1 e 100 GeV/c [62]. Esses detetores são fundamentais para a supressão de *background* na seleção de decaimentos com hádrons no estado final e também para o aumento da eficiência de identificação do sabor dos mésons-B, utilizando-se káons.

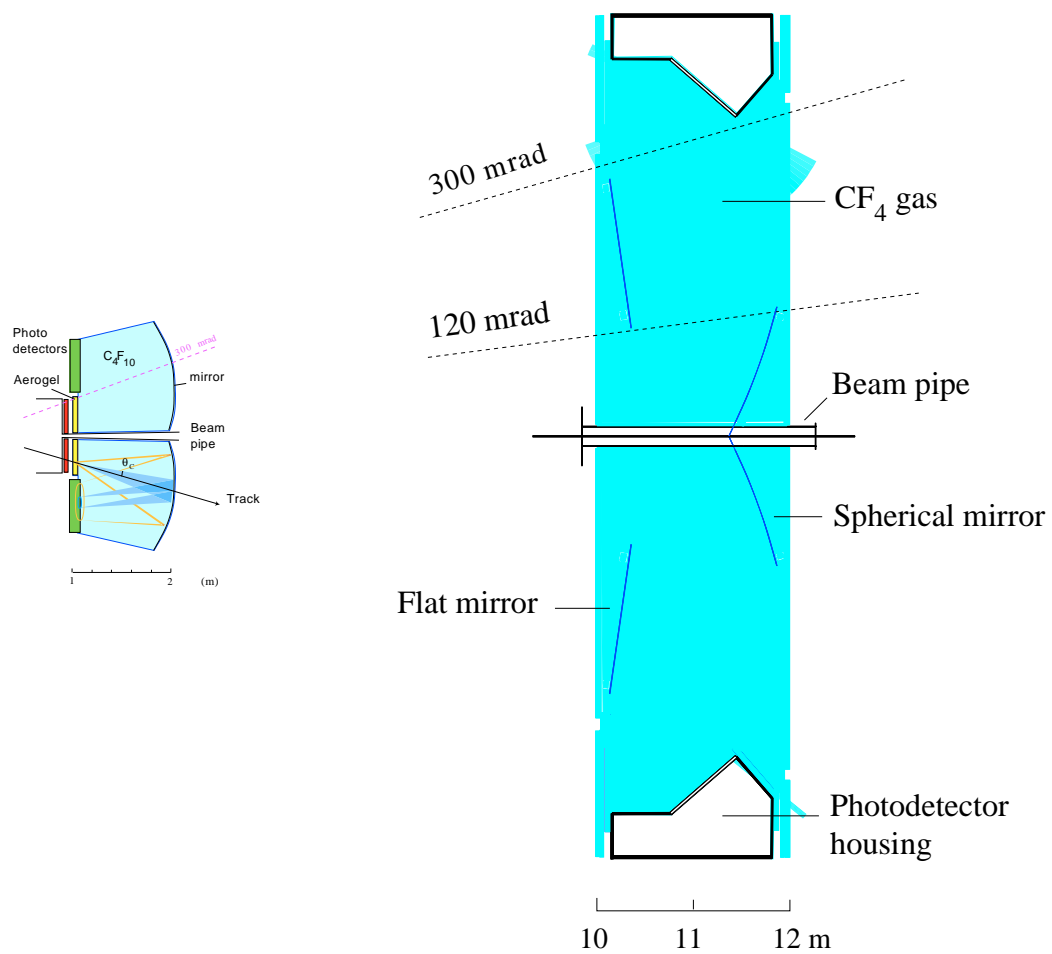


Figura 3.7: Figura esquemática dos detetores RICH1 (esquerda) e RICH2 (direita), vistos de cima. A figura está aproximadamente em escala.

Um primeiro detetor, RICH1, será colocado antes do imã e cobrirá a região angular entre 25 e 300 mrad, utilizando como radiadores aerogel e gás C_4F_{10} . Assim ele será capaz de identificar partículas de 1 a 70 GeV/c, em uma grande faixa de ângulos com a menor área possível.

Um segundo detetor (RICH2), com melhor resolução, será posicionado antes do calorímetro, cobrindo a região angular entre 15 e 120 mrad. O radiador utilizado no RICH2 será o gás CF_4 . O RICH2 permitirá a identificação de partículas de momento até aproximadamente 100 GeV/c. Como partículas de alto momento são produzidas a mais baixo ângulo polar, seu ângulo máximo de cobertura pode ser menor que aquele do RICH1.

Para associar anéis nos dois detetores RICH com as trajetórias reconstruídas no sistema de *tracking* e determinar probabilidades para as hipóteses da partícula ser elétron, múon, pión, káon ou próton, um ajuste global de uma função de verossemelhança é realizado.

A função de verossemelhança é calculada supondo-se uma distribuição aproximadamente normal⁶ para o ângulo Čerenkov de cada traço, e utilizando-se uma distribuição de sinais de contaminação⁷ parametrizada de acordo com a simulação. Para cada evento, o número e a posição dos fótons na superfície dos detetores são calculados fazendo-se suposições sobre o tipo de partícula para cada traço. A distribuição de fótons nos detetores é então comparada com os valores medidos. A combinação de suposições que maximiza a verossemelhança é o resultado do ajuste.

Como resultado final, a cada traço são associadas cinco probabilidades, uma para cada tipo de partícula. Uma idéia geral do desempenho dos detetores RICH do LHCb é dada pela Tabela 3.2, obtida a partir da simulação de uma amostra de 500.000 eventos onde pelo menos um dos B_d^0 decai em dois píons. A eficiência ε é definida como a fração de traços de um determinado tipo de partícula que são

⁶Ou Gaussiana.

⁷Gerada por ruído na eletrônica, anéis Čerenkov de traços que não são reconstruídos, espalhamento no aerogel, etc.

corretamente identificados e a pureza \mathcal{P} é a fração de traços que são identificados como de um determinado tipo que são realmente daquele tipo.

IDP ⁸	Tipo de Partícula (verdadeiro)						\mathcal{P}
	e	μ	π	K	p	X	
e	97.4	0.7	24.6	1.4	0.5	3.1	0.76
μ	4.0	8.7	69.5	2.0	0.5	4.9	0.10
π	2.5	1.3	545.7	3.3	0.7	5.1	0.98
K	0.3	0.1	12.7	70.6	4.8	4.3	0.76
p	0.2	0.0	1.7	4.3	35.9	0.0	0.85
X	9.9	0.8	19.8	3.2	0.0	55.6	0.62
ε	0.85	0.76	0.81	0.83	0.85	0.76	

Tabela 3.2: Resultados do reconhecimento de padrão global aplicado a traços bem reconstruídos de momento entre 1 e 150 GeV/c, selecionados em eventos $B_d^0 \rightarrow \pi\pi$. Cada traço resulta em uma entrada na Tabela, e X se refere a traços com momento abaixo do limiar em todos os radiadores. As linhas indicam o tipo de partícula reconstruído, \mathcal{P} indica a pureza e ε a eficiência. A amostra tem 500.000 traços, mas foi renormalizada a 1.000i traços.

3.2.6 Calorímetros

As funções dos calorímetros são múltiplas: contribuir à identificação de hádrons, elétrons e fótons, e medir suas energias e posições. A energia e a posição das células ativadas são a base para o primeiro nível de *trigger* e devem, portanto, ser fornecidas com alta seletividade e rapidez. É a participação dos calorímetros no *trigger* que estabelece os vínculos para a definição da sua estrutura geral, composta de um *Scintillator Pad Detector* (SPD), seguida de um *preshower* (PS), do calorímetro eletromagnético (ECAL), com 25 comprimentos de radiação, e do calorímetro ha-

⁸Identificação da Partícula (reconstruída).

drônico (HCAL), com 5.6 comprimentos de interação (λ_I). O SPD foi introduzido para reduzir a contaminação no *trigger* de elétrons por píons neutros. O *preshower* surgiu da necessidade de redução de contaminação por píons carregados, obtida com a segmentação longitudinal da detecção do chuveiro eletromagnético. O conjunto dos calorímetros tem no total 6.8 comprimentos de interação.

A escolha das tecnologias depende basicamente da resolução necessária para cada componente do sistema:

- HCAL

O HCAL é um calorímetro constituído de blocos na forma de um sanduíche de ferro e cintilador, chamados telhas, cuja leitura é feita por fibras óticas do tipo WLS (*WaveLength Shifting*). O acoplamento ótico entre as fibras e a fotomultiplicadora é feito por um misturador de luz na forma de um paralelepípedo de 3.5 cm de comprimento. As placas de cintilador e de ferro são posicionadas paralelamente ao feixe. Para cada 16 mm de ferro são utilizados cerca de 4 mm de cintilador. Com 5.6 comprimentos de interação (1.2 m de espessura), a resolução em energia obtida é de ⁹

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%.$$

- ECAL

Calorímetro do tipo *Shashlik* com 2 mm de chumbo alternados com 4 mm de cintilador. A coleção da luz também é feita por fibras WLS. A resolução obtida é de:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.5\%.$$

- SPD e PS

O *preshower* é formado por uma placa de chumbo de 12 mm de espessura seguida de um plano de blocos de cintiladores de 15 mm de espessura, iguais

⁹Energia E em GeV.

aos blocos utilizados no SPD. No total, possui 2 comprimentos de radiação. Mais uma vez, a luz é coletada por fibras WLS.

A aceitação geométrica deve ser compatível com aquela do sistema de determinação de trajetórias das partículas carregadas e do VELO. Os limites externos são de 300 mrad na direção horizontal e 250 mrad na vertical. O limite interno de 30 mrad em ambas as direções evita problemas de ocupância e danos causados por radiação. Como a densidade de partículas varia de duas ordens de magnitude ao longo da distância ao eixo dos feixes no plano $x - y$, a granularidade transversal adotada para o calorímetro é também variável. A Figura 3.8 mostra um esquema da segmentação lateral dos calorímetros. Os números dados em milímetros são os tamanhos da células e logo abaixo é dado o número de canais de leitura em cada uma das partes. Para se obter o tamanho das células do SPD e PS, reduz-se em $\sim 1.5\%$ as células do ECAL. Mais detalhes sobre o calorímetro são encontrados no *Technical Design Report* [63].

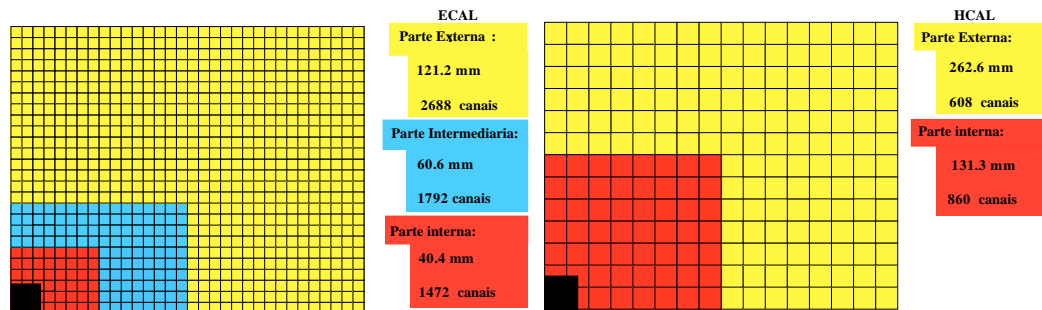


Figura 3.8: Plano frontal do ECAL (esquerda) e do HCAL (direita), mostrando a segmentação lateral. Apenas um quarto dos planos é mostrado. A região em preto corresponde ao espaço ocupado pelo tubo do feixe.

3.2.7 Sistema de *Trigger*

Devido à massa elevada e ao longo tempo de vida dos hádrons-b, eventos nos quais estes são produzidos podem ser distinguidos de outras interações inelásticas entre os prótons pela presença de um vértice secundário e de partículas com alto momento transversal. O sistema de *trigger* do LHCb utiliza estas duas características para selecionar eventos em três dos quatro níveis que o compõem. A divisão em níveis torna o *trigger* mais flexível e permite selecionar com eficiência os canais de decaimento de interesse.

O nível 0 seleciona elétrons, múons e hádrons de alto p_T , utilizando informação dos calorímetros e do sistema de múons, e rejeita eventos com mais de uma interação p-p a partir da informação do sistema de veto de empilhamento. Este nível opera a uma frequência de 40 MHz (a frequência de cruzamento entre as nuvens de prótons do LHC) e deve reduzi-la para 1 MHz. O tempo que decorre entre o cruzamento das nuvens de partículas e o recebimento da resposta do *trigger* de nível 0 na eletrônica de *front-end* dos detetores, denominado latência, é principalmente determinado pelo tempo de voo das partículas, pelo processamento dos sinais dos detetores, pelo tamanho dos cabos, pelo tempo de execução do algoritmo de *trigger* e pelo tempo necessário para transferir a decisão do *trigger* para a eletrônica de *front-end* dos detetores. No TP, a latência do nível 0 era de $3.2 \mu\text{s}$, mas estudos recentes a fixaram em $4 \mu\text{s}$ [64].

O nível 1 dispara quando reconhece vértices separados. Depois da reconstrução do vértice primário, traços com parâmetros de impacto significativos em relação a este vértice são selecionados. Estes traços são então combinados, se estiverem próximos. A latência máxima deste nível, de $256 \mu\text{s}$ no TP, foi aumentada para $1024 \mu\text{s}$, tempo que se mostrou suficiente para o processamento dos algoritmos sofisticados que serão utilizados neste nível [65]. Esta etapa deve reduzir a frequência de *trigger* 1 MHz para 40 kHz.

O nível 2 de *trigger* utiliza a informação do momento, fornecida pelo sistema

Decaimento	Física	Nível 0	Nível 1	Nível 2
$B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$\beta + \gamma$	0.76	0.48	0.83
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(e^+e^-)K_S$	β	0.72	0.42	0.81
$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)K_S$	β	0.88	0.50	0.81
$B_s^0 \rightarrow D_s^+K^-$	$\gamma - 2\delta\gamma$	0.54	0.56	0.92
$B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0K^{*0}$	γ	0.37	0.59	0.95

Tabela 3.3: Eficiência dos três primeiros níveis de *trigger* para eventos onde o estado final é reconstruído *offline* e o sabor do méson B que decai é corretamente identificado [18]. Os níveis 0, 1 e 2 são aplicados consecutivamente e as eficiências são relativas ao nível anterior.

de *tracking*, para eliminar falsos vértices secundários, normalmente gerados pelo espalhamento múltiplo de partículas de baixo momento. O fator de redução da taxa de *trigger* fornecido por esta fase deve ser 8, levando a uma taxa de *trigger* na saída de 5 kHz.

O nível 3 deve selecionar canais exclusivos de decaimentos de hádrons- b de acordo com a sua topologia. Deve utilizar a informação de todos os subdetetores do LHCb para selecionar os decaimentos com base nos códigos de reconstrução e análise, aplicando cortes mais abertos. A taxa final de gravação de dados após o nível 3 deve ser de ~ 200 Hz.

A eficiência dos três primeiros níveis de *trigger* para alguns canais de decaimento é apresentada na Tabela 3.3. Espera-se que a última etapa seja 100 % eficiente para os eventos de sinal.

3.3 Sistema de Múons

O *trigger* e a reconstrução *offline* de múons são as tarefas que devem ser realizadas pelo sistema de múons do experimento LHCb. Os múons estão presentes em estados

fnais de muitos decaimentos dos hádrons-b que são sensíveis aos parâmetros de violação de CP, como $B_d^0 \rightarrow J/\Psi(\mu^+\mu^-)K_s^0$ e $B_d^0 \rightarrow J/\Psi(\mu^+\mu^-)\Phi$. Além disso, múons de decaimentos semileptônicos permitem a identificação do estado inicial de sabor de mésons B produzidos juntamente com o méson que decai (*tagging*) e o estudo de decaimentos raros via correntes neutras com troca de sabor, como $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, podem levar a descoberta de física nova, além do Modelo Padrão.

O sistema de múons deve selecionar múons de alto momento transversal para o *trigger* de nível 0. Cerca de 10 a 30 % da frequência de saída do *trigger* de nível 0, de 1 MHz, é dada pelo *trigger* de múons.

Traços reconstruídos pelo SDT e pelo VELO com alta precisão devem ser corretamente identificados na faixa de momento entre 3 e 150 GeV/c. A identificação eficiente de múons com baixa contaminação é necessária tanto para a etiquetagem do sabor como para a reconstrução limpa de decaimentos do B com múons no estado final. Esta tarefa foi desenvolvida como parte do trabalho desta tese, e será apresentada no Capítulo 5.

Para que os capítulos seguintes possam ser compreendidos somente com o conteúdo desta tese, uma descrição mais detalhada do sistema será dada a seguir, com base no TDR do sistema de múons [66].

3.3.1 Estrutura Geral do Sistema

O sistema de múons é composto de cinco estações, cujas posições podem ser vistas na Figura 3.3. A primeira estação de múons (M1) fica em frente ao SPD, a 12.1 m do ponto de interação, e é importante para a medida do momento transversal das partículas, medida essa usada na tomada de decisão do nível 0 de *trigger*. As outras quatro estações são intercaladas com paredes de ferro, que atuam como filtros, e ficam a uma distância média do ponto de interação de 15.2 m (M2), 16.4 m (M3), 17.6 m (M4), 18.8 m (M5). A blindagem de múons abrange os calorímetros e os três filtros de ferro e tem um comprimento de absorção total de 20 comprimentos

de interação nuclear (λ_I). O espaço reservado para as estações dentro da blindagem é de 40 cm, na direção do feixe. A espessura das paredes de ferro é de 80 cm. A aceitância geométrica do sistema para múons produzidos em decaimentos do hádron- b é de 20%, relativa ao ângulo sólido total. Nos planos horizontal ($x - z$) e vertical ($y - z$), a cobertura angular é de 20 a 306 mrad e de 16 a 258 mrad, respectivamente. Uma vista lateral do sistema, cuja área total é de 435 m², é mostrada na Figura 3.9.

3.3.1.1 Esquema físico de leitura

Entende-se como canal físico o elemento da câmara cuja leitura é feita por um canal de *front-end*. O tamanho máximo de um canal físico (grupo de fios ou setor de cátodo) é determinado pelos fatores que limitam a eficiência de operação das câmaras, como ocupância e capacitância. A capacitância, por exemplo, têm influência sobre o ruído e o tempo que o sinal leva para ser discriminado na eletrônica de *front-end*, o que afeta a resolução temporal da câmara [92].

Na maior parte do sistema de múons, os canais físicos são blocos que fornecem diretamente as coordenadas x e y de um ponto espacial. Nas regiões R1 e R2 das estações M2 e M3, caracterizadas por uma razão $y/x = 5$ e alta granularidade no plano de curvatura ($x - z$), os canais físicos consistem de tiras que fornecem as coordenadas x e y independentemente. As coordenadas de um ponto espacial nestas regiões são obtidas pelo cruzamento das tiras de leitura das coordenadas x e y ¹⁰ de uma câmara, o que pode causar alguma perda de eficiência.

Para garantir a redundância do sistema, duas camadas de detetores com leitura independente serão utilizadas. Os sinais dos canais físicos correspondentes serão coletados em *OR* lógico nas câmaras. O número total de canais físicos no sistema é de cerca de 120.000.

¹⁰Implementado como um *AND* lógico.

Muon Detector sideview

Arrangement of chambers in Y via overlapping Projectivity of chamber size from M1 to M5

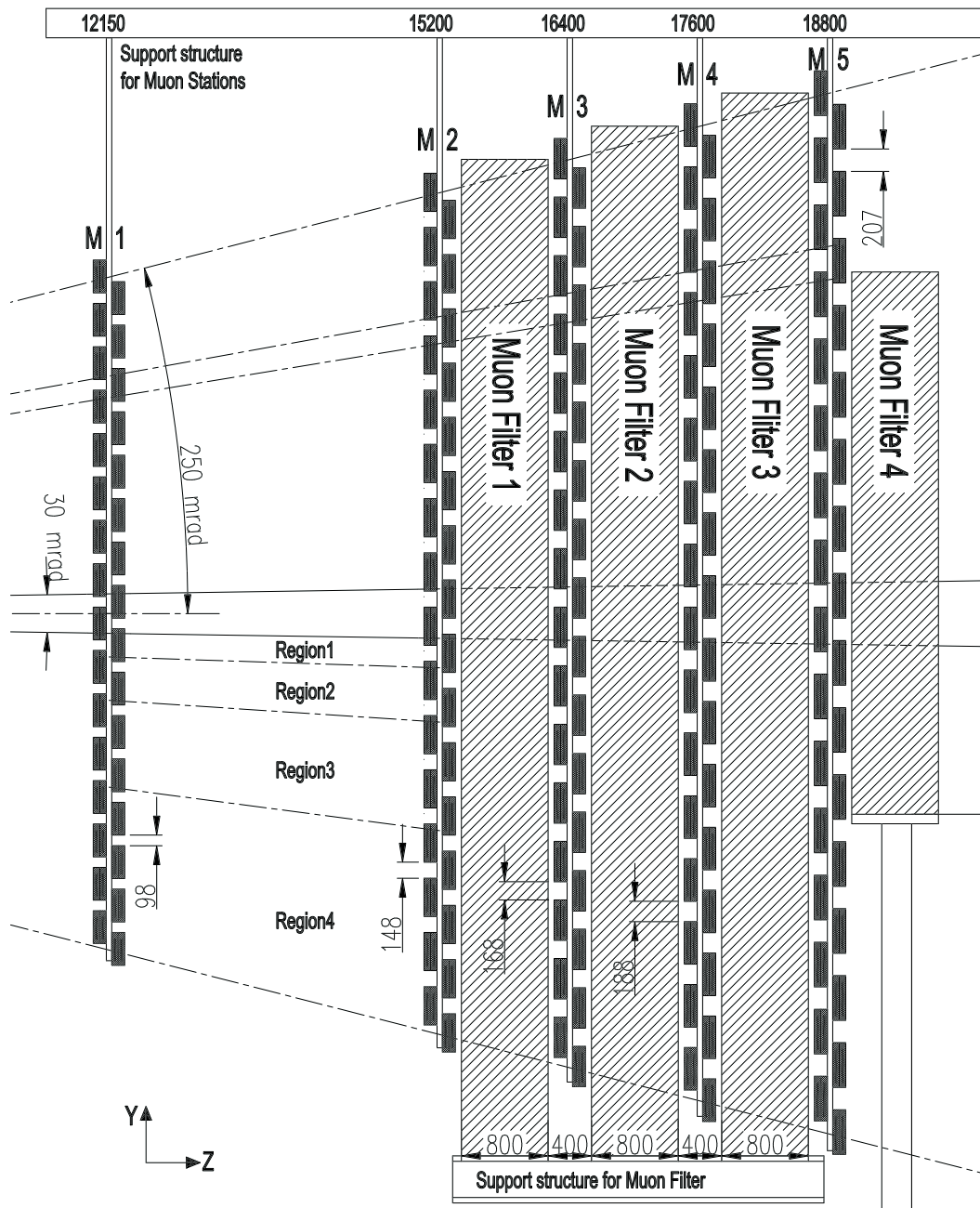


Figura 3.9: Vista lateral do sistema de múons. Cada caixa representa uma câmara, contendo duas camadas de leitura independentes. A figura mostra também a disposição das câmaras em cada estação. Câmaras adjacentes no plano $x - y$ são colocadas em diferentes posições na direção z , o que garante a projetividade do sistema e proporciona uma superposição nas extremidades.

3.3.1.2 Esquema lógico de leitura

Dois estágios da implementação do esquema lógico de leitura podem ser identificados: o agrupamento de canais físicos em canais lógicos e o cruzamento de canais lógicos em x e y para formar os blocos lógicos de leitura. O cruzamento de tiras verticais e horizontais, chamadas de canais lógicos, fornecem as coordenadas de um bloco lógico. Isso permite que o número de canais a serem manipulados pela eletrônica e pelo processador do *trigger* seja reduzido de 55296 para 25920. O cruzamento das tiras é feito pelo processador do *trigger*.

As tiras são empregadas nas estações M2-M5, com exceção da região R1 de M4 e M5. As suas dimensões são limitadas pela ocupância. A utilização de tiras não é possível em M1, devido à elevada taxa de partículas nesta estação, e na região R1 de M4 e M5, onde a redução do número de canais lógicos seria insignificante. Nestas regiões os blocos lógicos são criados diretamente a partir dos canais físicos.

O esquema lógico descreve a granularidade lógica dos blocos de leitura nas direções x e y em cada região de cada estação do sistema de múons, assim como ela é vista pelo *trigger* e pela reconstrução *offline*. Dadas as diferentes exigências de granularidade e a grande variação do fluxo de partículas na superfície das estações¹¹, cada estação é subdividida em quatro regiões com dimensões diferentes de blocos de leitura (Figura 3.10). O tamanho das regiões e dos blocos lógicos obedecem a um fator de escala igual a 2 de uma região para a próxima. O esquemas lógicos das cinco estações são projetivos em y ao ponto de interação.

Lembrando que o plano horizontal é o plano de deflexão magnética, a dimensão dos blocos lógicos na direção x nas estações M1-M3 são principalmente determinadas pela precisão necessária para a obtenção de uma boa resolução em momento transversal (p_T) para o nível 0 de *trigger*. Em y , a dimensão em todas as cinco estações é determinada pela rejeição de *triggers* produzidos por traços que não apontam para o ponto de interação. A razão entre os tamanhos dos blocos nas direções y e x ,

¹¹O fluxo de partículas nas diferentes regiões do sistema é dado na Tabela 4.1, no Capítulo 4.

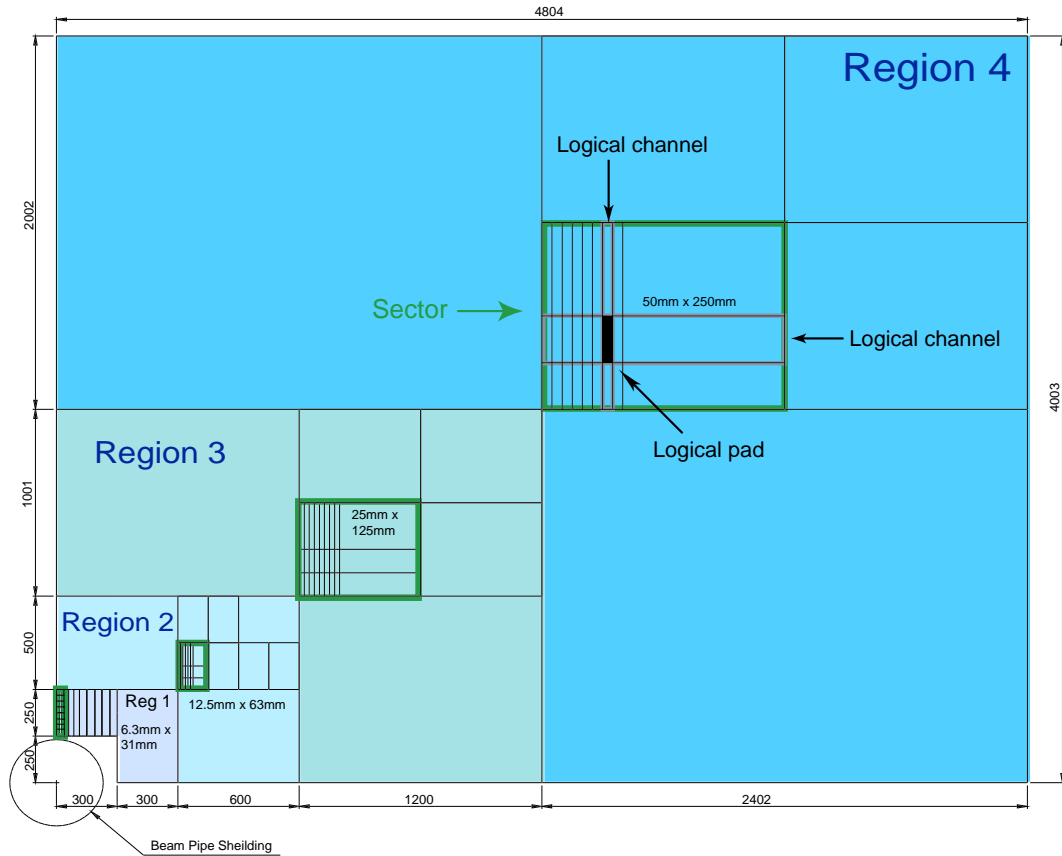


Figura 3.10: Vista frontal de um quadrante da estação M2, mostrando as dimensões das regiões. Dentro de cada região, um setor definido pelo tamanho das tiras horizontais e verticais é mostrado. A interseção das tiras verticais com as horizontais são os blocos lógicos, que correspondem aos canais lógicos de leitura. As dimensões dos canais e das regiões são escalonadas de um fator 2 de uma região para a próxima.

	Dimensões dos blocos em M1 (cm ²)					Dimensões das fronteiras internas das regiões em M1 (cm ²)
	M1	M2	M3	M4	M5	
R1	1×2.5	0.5×2.5	0.5×2.5	2×2.5	2×2.5	24×20
R2	2×5	1 ×5	1 ×5	4×5	4 ×5	48×40
R3	4×10	2×10	2×10	8×10	8×10	96×80
R4	8×20	4×20	4×20	16×20	16×20	192 ×160

Tabela 3.4: Tamanho dos blocos (*pads*) lógicos nas quatro regiões de cada estação ($x \times y$) projetados para M1 (escalonados de z_{M1}/z_{Mi}). Desta forma fica evidenciada a projetividade entre as estações em y e o fator 2 que existe entre as dimensões dos blocos em regiões consecutivas de uma mesma estação. As posições das fronteiras internas entre as regiões em M1 também são mostradas.

y/x , resultante das exigências citadas acima é de 2.5 em M1 e 5 em M2 e M3. Nas estações M4 e M5, usadas para confirmar a presença de múons, essa razão é de 1.25. Na Tabela 3.4, a granularidade lógica do sistema de múons, que contém no total 55296 blocos lógicos, é resumida.

Como consequência da simetria do esquema de leitura descrito acima, o número de câmaras e os seus tamanhos podem ser minimizados, o que torna o sistema mais fácil de ser construído e montado. Os tamanhos das câmaras variam entre ~ 0.1 m² na região 1 e ~ 0.5 m² na região 4. Cada região de cada estação é composta de câmaras de mesmo tipo, tamanho e procedimento de leitura. No total, há apenas 20 tipos de câmaras diferentes para todo o sistema de múons. Ao todo, serão 1380 câmaras.

3.3.2 Tecnologias

As regiões externas (R3 e R4) das duas últimas estações (M4 e M5) do sistema de múons serão equipadas com câmaras de placas resistivas. As regiões restantes ($\sim 52\%$ da área total) serão instrumentadas com câmaras proporcionais multifilares, com exceção da região interna de M1 (R1 e R2), que tem uma área de 2.9 m^2 (menos de 1% da área total do sistema), onde a tecnologia ainda será escolhida.

Uma análise mais detalhada da seleção de tecnologias para o sistema de múons será apresentada no Capítulo 4.

3.3.3 Desempenho

O desempenho do sistema em termos de *trigger* e análise de dados para obtenção de resultados físicos foi avaliado a partir de eventos simulados. As características da simulação serão descritas na seção 3.4.

3.3.3.1 *Trigger* de múons

A implementação do nível 0 de *trigger* de múons é explicada em detalhes nas referências [67–69]. Para cada bloco lógico ativado em M3, procura-se por *hits* em M2, M4 e M5, em uma região de interesse (FOI - *Field Of Interest*) em torno de uma linha projetada ao ponto de interação. Quando são achados blocos ativados em todas as quatro estações, é feita uma extrapolação para M1 a partir dos blocos em M2 e M3, e o bloco ativado mais perto da extrapolação em M1 é escolhido (Figura 3.11). A direção do traço indicada pelos *hits* em M1 e M2 é usada na medida do momento transversal (p_T), supondo-se que a partícula parte do ponto de interação e utilizando-se a aproximação de “lente fina” para o ímã, ou seja, supondo-se que a partícula sofre um impulso em um ponto fixo localizado no centro de curvatura do dipolo.

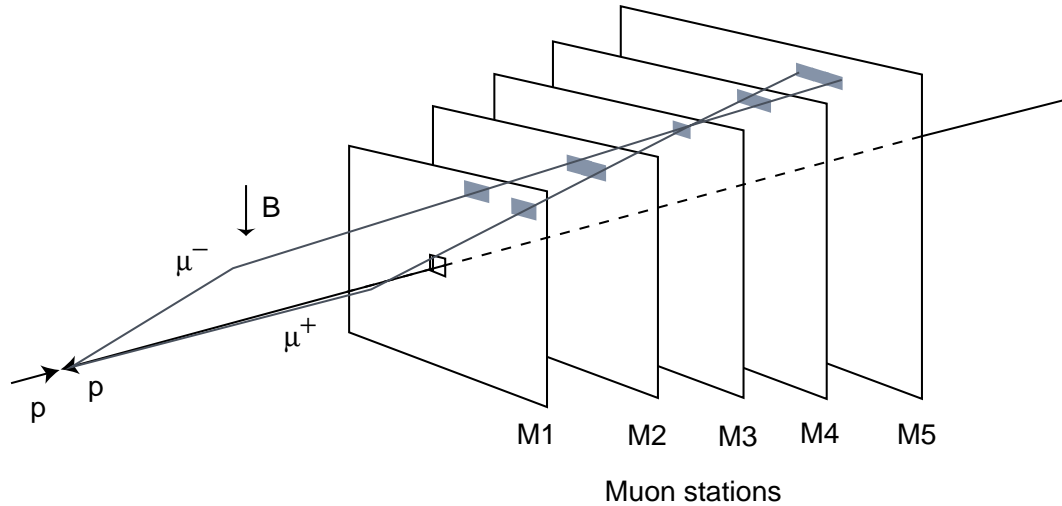


Figura 3.11: Diagrama esquemático da procura por traços no *trigger*. No exemplo mostrado, múons de cargas opostas cruzam mesmo bloco em M3. As regiões de interesse em cada estação são mostradas na forma de retângulos cinzas.

O desempenho do *trigger* de múons é avaliado pela eficiência de seleção de múons produzidos no decaimentos de hádrons-*b* em função da retenção de eventos de *minimum bias*¹². As regiões de interesse e o valor de p_T usados no *trigger* são otimizados para fornecer a eficiência máxima para uma determinada retenção de eventos de *minimum bias*. A Tabela 3.5 mostra a eficiência do *trigger* de múons para partículas que atravessam a estação M3 em duas situações de contaminação, a nominal e a máxima, definidas na Seção 3.4.3.

Estudos realizados para verificar a queda no desempenho do *trigger* devido a possíveis variações nos parâmetros de respostas dos detetores e da eletrônica [70], como eficiência e ruído, mostraram que o sistema é bem robusto¹³. Quedas máximas de 5% foram observadas para valores extremos destes parâmetros.

¹²O conjunto de todos os processos inelásticos em colisões $p - p$.

¹³Apresenta variações desprezíveis no seu desempenho quando parâmetros relevantes para a sua implementação são modificados.

Retenção	Contaminação Nominal		Contaminação Máxima	
	b \rightarrow μ X $\varepsilon_{\mu_{Tr}}$ [%]	corde no p_T [GeV/c]	b \rightarrow μ X $\varepsilon_{\mu_{Tr}}$ [%]	corde no p_T [GeV/c]
	1%	41.8 ± 1.1	1.40 ± 0.04	35.5 ± 1.8
2%	55.2 ± 0.9	1.02 ± 0.02	49.7 ± 1.4	1.17 ± 0.07
3%	61.4 ± 0.7	0.75 ± 0.02	56.9 ± 1.2	0.97 ± 0.04

Tabela 3.5: Eficiência do *trigger* de múons de nível 0 ($\varepsilon_{\mu_{Tr}}$) para regiões de interesse otimizadas. O valor mínimo do momento transversal, também otimizado para maximizar a eficiência, é dado para as diferentes retenções de *minimum bias*.

3.3.3.2 Identificação de múons

O desempenho do procedimento de identificação de múons utilizando somente informação do sistema de múons é resumido na Tabela 3.6. Detalhes do procedimento de identificação e do seu desempenho serão dados no Capítulo 5.

	Contaminação Nominal	Contaminação Máxima
ϵ^μ	94.0 ± 0.3	94.3 ± 0.3
\mathcal{M}^e	0.78 ± 0.09	3.5 ± 0.2
\mathcal{M}^π	1.50 ± 0.03	4.00 ± 0.05
\mathcal{M}^K	1.65 ± 0.09	3.8 ± 0.1
\mathcal{M}^p	0.36 ± 0.05	2.3 ± 0.1

Tabela 3.6: Eficiência de identificação de múons (%), ϵ^μ , e probabilidade de identificação incorreta de elétrons e hádrons como múons, \mathcal{M}^i ($i = e, \pi, K, p$), em eventos em que pelo menos um dos quarks b decai diretamente em múon ($b \rightarrow \mu X$).

3.4 Procedimento de simulação

A simulação de eventos consiste de várias operações básicas, realizadas sucessivamente: geração, passagem das partículas pelo aparato experimental, adição de *background*, digitalização dos sinais e reconstrução.

3.4.1 Geração dos eventos

Interações próton-próton na energia de centro de massa do LHC (14 TeV) são geradas com o pacote Pythia 6.125 [54], usando um modelo de interações múltiplas caracterizado por um parâmetro de impacto variável e um corte mínimo no momento transversal das colisões parton-parton ajustado de forma a reproduzir as multiplicidades médias de traços carregados obtidas para colisões próton-antipróton com energias de centro de massa na faixa de 50 GeV a 1.8 TeV [71], as mais altas energias para as quais existem dados disponíveis. As funções de distribuição dos partons são retiradas do conjunto CTEQ4L [72]. A geração leva em conta a dispersão angular das partículas do feixe e a distribuição espacial da posição da colisão primária.

3.4.2 Passagem das partículas pelo aparato

A simulação da passagem das partículas pelo detetor é realizada utilizando o pacote GEANT 3.21 [73], as configurações dadas nos relatórios técnicos dos calorímetros, do RICH e do sistema de múons, e a descrição da proposta técnica (TP) para o SDT e o VELO.

As rotinas de transporte do programa GEANT fazem as partículas atravessarem o material dos detetores, simulando com técnicas de Monte Carlo todos os processos secundários e levando em consideração o campo magnético na região adequada. Um mapa detalhado do campo é utilizado, incluindo as não-uniformidades como efeitos de borda, aberrações, etc. Uma descrição simplificada da caverna no ponto IP8,

da infra-estrutura do lugar e dos elementos do tubo do feixe, na versão Al-Be¹⁴, é utilizada.

No detetor de vértices, a divisão de carga entre tiras e a deposição de energia nas placas de silício são bem detalhadas. Nos calorímetros, o desenvolvimento dos chuveiros é simulado acuradamente até uma energia mínima, onde as partículas deixam de ser seguidas [63]. No ECAL, o limiar inferior de energia para elétrons e fótons é de 1 MeV, e para múons e hádrons é de 10 MeV. No HCAL, o limiar de energia é de 10 MeV para múons e 500 MeV para as outras partículas. Os mesmos limiares são utilizados nas placas de blindagem do sistema de múons. No RICH, uma simulação detalhada da radiação Čerenkov é realizada [62].

A descrição das cinco estações de múon e das paredes de ferro é bem próxima daquela apresentada na seção anterior. Cada uma das 276 câmaras que formam uma estação de múons é simulada em detalhe [74], levando em consideração as diferentes camadas de material, a mistura gasosa apropriada e as caixas de alumínio que envolvem os detetores. Quatro camadas gasosas são utilizadas para as MWPC, e duas para as RPC. O posicionamento das câmaras segue o esquema previsto para a operação real do sistema, parcialmente ilustrado na Figura 3.9. Os suportes de alumínio que sustentam as estações não são descritos, mas considera-se que o seu efeito seja desprezível. Um *hit* é criado em uma câmara de múons cada vez que uma camada gasosa é atravessada por uma partícula ionizante. As coordenadas dos pontos de entrada e saída da camada gasosa são armazenados, bem como o tempo de voo da partícula.

3.4.3 Adição de sinais de *background* no sistema de múons

Quatro tipos de contaminação aos múons produzidos diretamente no decaimento de mésons B podem ser identificados:

1. Múons produzidos nos decaimentos de píons e káons das colisões p-p.

¹⁴Recentemente adotada como solução padrão.

2. Partículas produzidas em chuveiros eletromagnéticos gerados na região do tubo do feixe, próximo às câmaras de múons, ou em chuveiros hadrônicos no calorímetro, como hádrons de *punch-through*¹⁵ e múons de decaimentos de hádrons dos chuveiros.
3. Elétrons de baixa energia produzidos por espalhamento Compton ou por efeito fotoelétrico no material das câmaras de múons. Neutrons de baixa energia produzidos nas cascatas hadrônicas nos calorímetros, nos filtros de ferro ou nos componentes do acelerador, geram fótons por processos nucleares $n-\gamma$. Esses fótons tem uma probabilidade da ordem de 10^{-3} de gerar elétrons detetáveis, por espalhamento Compton ou efeito fotoelétrico nas câmaras de múons. Normalmente os elétrons alcançam apenas uma camada gasosa. Nestes casos, o detetor pode ser ativado até cerca de 100 ms depois da colisão primária.
4. Múons associados ao halo do feixe no túnel do acelerador.

Um estudo detalhado destes *backgrounds* foi realizado [75,76]. Para que a simulação leve em consideração os resultados desse estudo, *hits* de *background* são adicionados aos *hits* obtidos pelo programa Geant em todas as cinco estações, de acordo com uma série de parametrizações. A multiplicidade total de *hits* nas estações é, portanto, aumentada de um fator de escala, e obedece às devidas correlações de energia e posição. Dois conjuntos de fatores de escala são em geral considerados na análise de desempenho do sistema. Um fator de escala igual a 1 para cada estação é tomado para a situação de *background* nominal e um fator de escala igual a 2 para M1, e 5 para M2-M5, definem a situação de máximo *background*. Neste último caso, o fator de escala em M1 é menor porque as contribuições de processos de baixa energia são menores, já que essa estação se encontra antes dos calorímetros. Os fatores de escala que definem a situação de máxima contaminação são também denominados fatores de segurança.

¹⁵Hádrons produzidos na cascata hadrônica que escapam dos calorímetros para as câmaras de múons

3.4.4 Digitalização

A simulação da transformação dos sinais analógicos em sinais digitais utiliza parâmetros determinados de acordo com as tecnologias dos detetores, dos esquemas de leitura do sinal e da eletrônica que se espera utilizar. Nos sub-detetores mais relevantes para as simulações desta tese, a digitalização é simulada com detalhes [62,63,66]. Em particular, no sistema de múons as características básicas das câmaras (eficiência, *cross-talk*, ruído, *time jitter*) e da eletrônica de leitura (ruído, *timing*) são levadas em consideração. Valores nominais para os parâmetros são baseados em medidas realizadas nos feixes de teste, quando disponíveis, ou em estimativas conservadoras¹⁶(Tabela 3.7). A probabilidade de *cross-talk* neste caso é definida como a fração de vezes que um sinal é encontrado em um bloco de leitura vizinho a um bloco atravessado por uma partícula.

3.4.5 Reconstrução de eventos

Um verdadeiro procedimento de reconhecimento de padrões é implementado no detetor de vértices, para a determinação do vértice primário, no RICH, e no sistema de múons. No SDT, a informação de Monte Carlo é utilizada pra identificar os *hits* com os traços. No entanto, estudos preliminares realizados para o TP indicam que a eficiência de reconstrução das trajetórias deve ser próxima de 100%. As trajetórias são ajustadas de acordo com o algoritmo de filtro de Kalman [77], onde perdas de energia e espalhamento múltiplo são continuamente levados em consideração.

3.5 *LHCb-light*

No TP, a quantidade de material prevista para o VELO era de 0.1 comprimentos de radiação (X_0) e para o SDT era de 0.016 comprimentos de radiação por estação. Após a submissão dos relatórios técnicos e o desenvolvimento de um reconhecimento

¹⁶Conservadoras no sentido de que valores piores do que os esperados são utilizados.

Resolução temporal (RMS) (para uma camada gasosa)	
MWPC (anodo)	5.7 ns
MWPC (catodo)	6.6 ns
RPC	1.4 ns
Eficiência (uma camada)	0.95
Probabilidade de <i>cross-talk</i>	
MWPC	0.08
RPC	0.15
Ruído (câmara)	
MWPC	~ 0
RPC	100 Hz/cm ²
Ruído (eletrônica)	100 Hz/canal
Imprecisão de sincronização	3 ns
Tempo morto de leitura	(50 ± 10) ns
Largura da janela de leitura	20 ns

Tabela 3.7: Valores nominais dos parâmetros de resposta usados na simulação. As probabilidades de *cross-talk* têm uma dependência na posição da partícula dentro do canal de leitura, logo os valores mostrados são apenas indicativos.

de padrões verdadeiro para a determinação de trajetórias no LHCb, verificou-se que a quantidade de material atravessada por uma partícula até a última estação de *tracking* corresponde a 60% de X_0 e 20% de λ_I , o que causa uma degradação da eficiência de reconstrução de fótons, elétrons e hádrons. Para melhorar a resolução da medida de momento destas partículas e a eficiência de reconstrução de decaimentos com muitos hádrons no estado final, várias alternativas vêm sendo consideradas como, por exemplo [78]:

1. Redução da quantidade de material no VELO de 19% de X_0 para 12% de X_0 , com o uso de uma cavidade de proteção contra campos de rádio-frequência melhorada, possivelmente com Berílio, e sensores de silício com 220 μm de espessura, ao invés de 300 μm ;

2. Redução da quantidade de material no RICH1 de 14% de X_0 para 5.5% X_0 , com a retirada do aerogel, o uso de um material mais leve para o espelho e de um suporte para o espelho melhorado;
3. Redução da quantidade de material no SDT de 27% de X_0 para 12% de X_0 . Ao todo, o sistema teria apenas quatro estações uma em frente do imã (TT1), composta de sensores de silício, e três atrás do imã (ST1, ST2 e ST3) com *straw tubes* na parte externa e silício na parte interna (Figura 3.12).
4. Troca do material para compor a região cônica do tubo do feixe, de ~ 2 m de comprimento : a liga de Al-Be seria trocada por Berílio puro.

Com isso, a quantidade de material atravessada por uma partícula até a última estação do SDT seria de 29.5% de X_0 , excluindo o tubo do feixe. O impacto dessas mudanças no desempenho do experimento ainda está sendo estudado.

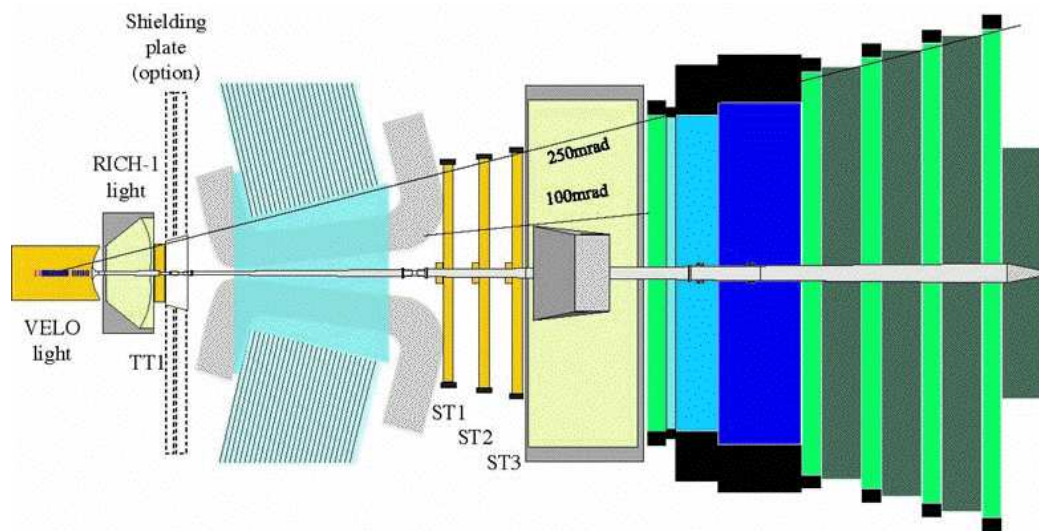


Figura 3.12: Possível configuração do LHCb após a otimização que encontra-se em andamento: LHCb-light.

Capítulo 4

Teste de Tecnologias para o Sistema de Múons

Na proposta técnica do experimento LHCb, câmaras de placas resistivas com múltiplas camadas gasosas (MRPC - *Multigap Resistive Plate Chambers*) e câmaras assimétricas com blocos catódicos foram sugeridas como tecnologias para o sistema de múons. Durante um período de intensa pesquisa e desenvolvimento, outras tecnologias foram também estudadas: câmaras de placas resistivas com uma ou duas camadas gasosas (RPC - *Resistive Plate Chambers*), câmaras proporcionais multifilares (MWPC - *MultiWire Proportional Chambers*), e câmaras com fina camada gasosa (TGC - *Thin Gap Chambers*).

Os estudos de desempenho das MRPC [79] mostraram que o uso de múltiplas camadas gasosas não oferece nenhuma vantagem em relação ao uso de RPC convencionais com placas de baixa resistividade. Como já existem indústrias italianas organizadas para a produção destas últimas, que são mais fáceis de construir, e os recursos humanos disponíveis para a produção final do sistema de múons são limitados, a primeira decisão do grupo de múons com relação à escolha das tecnologias foi a eliminação das MRPC dentre as candidatas.

Para a escolha final dentre as outras candidatas foi estabelecido um grupo de

revisão com membros internos ao LHCb, do qual fiz parte como representante do LAPE, suplementado por especialistas externos. A análise realizada por este grupo culminou em uma série de seminários de apresentação de cada uma das propostas (TGC [80], RPC [81] e MWPC [82]) e uma série de seminários de avaliação de cada uma das tecnologias [83].

A escolha das tecnologias utilizadas na composição do sistema de múons baseou-se nos estudos de desempenho dos detetores, em estimativas refinadas das taxas de partículas às quais o sistema ficará submetido [84] e nas condições de envelhecimento das câmaras, bem como em uma análise dos custos, dos riscos e, finalmente, dos recursos humanos e financeiros do grupo.

Com base nos critérios descritos acima, chegou-se à seguinte conclusão:

- Cerca de metade do sistema ($\sim 52\%$ da sua área total) deve ser equipada com MWPC operando com baixo fator de amplificação, para limitar a carga total acumulada e, assim, diminuir efeitos de envelhecimento do detetor. Como as TGC operam com alto fator de amplificação decidiu-se por não utilizá-las no sistema de múons.
- RPC devem ser empregadas nas regiões externas (R3 e R4) das duas últimas estações (M4 e M5), correspondente a $\sim 48\%$ da área total.

A seguir, são apresentadas as principais exigências que devem ser satisfeitas pelas tecnologias escolhidas.

4.1 Exigências

A combinação dos objetivos que devem ser alcançados pelo sistema de múons com o fluxo de partículas ao qual o sistema ficará submetido durante a sua operação foi determinante na escolha das tecnologias para as diferentes regiões das cinco estações.

Dentre os objetivos do sistema, o *trigger* de nível 0 e a identificação *offline* de múons, o *trigger* é o que determina o maior número de exigências. Com relação

	M1	M2	M3	M4	M5
Região 1	230 kHz/cm ²	7.5 kHz/cm ²	2 kHz/cm ²	2.3 kHz/cm ²	880 Hz/cm ²
	460 kHz/cm ²	37.5 kHz/cm ²	10 kHz/cm ²	6.5 kHz/cm ²	4.4 kHz/cm ²
Região 2	93 kHz/cm ²	5.3 kHz/cm ²	650 Hz/cm ²	430 Hz/cm ²	350 Hz/cm ²
	186 kHz/cm ²	26.5 kHz/cm ²	3.3 kHz/cm ²	2.2 kHz/cm ²	1.8 kHz/cm ²
Região 3	40 kHz/cm ²	1.3 kHz/cm ²	200 Hz/cm ²	150 Hz/cm ²	130 Hz/cm ²
	80 kHz/cm ²	6.5 kHz/cm ²	1.0 kHz/cm ²	750 Hz/cm ²	650 Hz/cm ²
Região 4	12.5 kHz/cm ²	230 Hz/cm ²	83 Hz/cm ²	50 Hz/cm ²	45 Hz/cm ²
	25 kHz/cm ²	1.2 kHz/cm ²	415 Hz/cm ²	250 Hz/cm ²	225 Hz/cm ²

Tabela 4.1: Taxas de partículas no sistema de múons. A primeira linha mostra o fluxo de partículas correspondente à luminosidade máxima no ponto de interação do experimento LHCb para uma seção de choque total de 102.4 mb. Na segunda linha os fatores de segurança são incluídos.

ao fluxo de partículas, uma estimativa das taxas nas diferentes regiões do sistema foi realizada com estudos detalhados de simulação [84] utilizando os pacotes GCA-LOR [85] e MARS [86]. A Tabela 4.1 mostra as taxas obtidas, supondo-se uma luminosidade $\mathcal{L} = 5 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, a luminosidade máxima na qual o experimento deve ser capaz de operar por curtos períodos. As taxas obtidas após a multiplicação pelos fatores de segurança definidos na seção 3.4.3, para a situação de máximo *background*, também são mostradas na Tabela 4.1.

A escolha das tecnologias e as fronteiras das regiões onde cada uma será utilizada foi particularmente determinada pelos seguintes parâmetros:

1. Resolução temporal: O sistema de múons deve ser capaz de diferenciar os diferentes cruzamentos do feixe e, portanto, precisa responder à passagem de partículas com uma resolução temporal menor do que o intervalo entre duas colisões. Exige-se uma eficiência mínima de 95% dentro de uma janela de 20

ns para cada uma das duas camadas de uma estação.

2. Resolução espacial: a resolução espacial deve permitir a determinação do momento transversal dos múons que disparam o *trigger* com uma resolução de 20%. Além do tamanho dos blocos lógicos, os fatores que determinam a resolução espacial são o ângulo com que a partícula atravessa as estações e o *cross-talk* entre os canais de leitura. O *cross-talk* deve ser mantido baixo o suficiente para não aumentar significativamente o número de blocos ativados em relação ao número de blocos que tiveram sinal realmente induzido pela passagem da partícula, chamado de *cluster* geométrico. Dependendo do ângulo médio de travessia da camada, da granularidade e da separação entre as camadas, o tamanho do *cluster* geométrico varia entre 1.1 na região externa e 1.3 na região interna do sistema de múons. A deterioração da eficiência de *trigger* causada pelo *cross-talk* para eventos de $b \rightarrow \mu X$ não deve ultrapassar 2 %.
3. Envelhecimento e capacidade de suportar altas taxas de partículas: o desempenho do detetor pode ser deteriorado quando operado sob alto fluxo de partículas ou após um longo tempo de operação com acúmulo de cargas, que leva ao processo de *ageing*.

Todas as tecnologias propostas para o sistema de múons satisfazem bem a exigência de resolução temporal. As RPC atingem resoluções temporais menores que 2 ns (RMS), enquanto que, nas MWPC, a resolução temporal alcançada é de cerca de 3 ns.

As RPC são particularmente afetadas por altas taxas de partículas, devido à alta resistividade dos seus eletrodos. Elas serão utilizadas em regiões onde o fluxo de partículas não excede 1 kHz/cm², fluxo no qual foram testadas e apresentaram bom desempenho. Efeitos de carga espacial pelo acúmulo de íons nas MWPC não são esperados para fluxos de até cerca de 10 MHz, bem acima do fluxo esperado para as regiões onde elas serão utilizadas.

O processo de envelhecimento do material das câmaras não é completamente entendido. No caso de câmaras multifilares, pode ocorrer polimerização do gás nos fios e catodos. Em geral, um limite superior de 1 C/cm para a carga acumulada nos fios em 10 anos de operação é considerado seguro. Nas condições em que as MWPC irão operar no LHCb, a carga acumulada será de cerca de 0.5 C/cm nos fios e 1.7 C/cm² nos catodos, nas regiões de fluxo mais alto. Nas RPC, a carga total integrada em 10 anos deve ser de 1.1 C/cm². Testes em andamento devem provar que essas câmaras operam eficientemente mesmo após o acúmulo de cargas integradas suficientemente altas.

Nas seções a seguir, serão apresentados os princípios de funcionamento de detetores a gás em geral, as particularidades das MRPC e MWPC, o sistema de aquisição empregado nos testes realizados com MRPC e MWPC, e os resultados desses testes obtidos como parte dos estudos desta tese.

4.2 Princípio de operação de detetores a gás [87]

A equação de Bethe e Bloch [87] descreve a perda de energia de uma partícula carregada em função da sua energia e das características do meio que ela atravessa:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N e^4 z^2}{mc^2 \beta^2} \left[\ln\left(\frac{2mc^2}{I}\right) \beta^2 \gamma^2 \right] - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2}. \quad (4.1)$$

Ao atravessarem um volume gasoso, partículas carregadas com energia da ordem de 1-100 GeV perdem energia principalmente por ionizações dos átomos do gás, gerando grupos (*clusters*) de pares elétron-íon ao longo da sua trajetória.

Se um campo elétrico suficientemente alto é aplicado no volume gasoso, os elétrons primários derivam em direção ao anodo e adquirem energia suficiente entre colisões sucessivas para gerar outros pares elétron-íon no seu percurso, dando início a um processo de multiplicação de cargas denominado avalanche [88]. A multiplicação de cargas é descrita pelo primeiro coeficiente de Townsend α . O aumento do

número de elétrons por unidade de caminho percorrido é dado por:

$$dN = N\alpha ds. \quad (4.2)$$

O desenvolvimento das avalanches é um processo complicado, pois envolve ionização simples e múltipla, excitações ópticas e meta-estáveis, talvez recombinação e até mesmo transferência de energia por colisões entre átomos [87]. O coeficiente α é determinado, portanto, pelas seções de choque de excitação e ionização para os elétrons que conseguem adquirir energia suficiente no campo e deve ser medido para cada mistura gasosa. Ele também depende do campo elétrico E e da pressão P do gás. Uma expressão aproximada para a dependência de α em função do campo é [89]:

$$\frac{\alpha}{P} = Ae^{-B\frac{P}{E}}, \quad (4.3)$$

onde A e B são constantes que devem ser medidas para cada mistura [90].

No modo de operação proporcional, a amplitude do sinal é proporcional à energia perdida pela partícula que atravessa o meio de detecção gasoso. Essa proporcionalidade é válida desde que as mudanças no campo induzidas pelas densidades de carga na avalanche sejam desprezíveis quando comparadas ao campo estático E_0 gerado pela diferença de potencial entre os eletrodos.

Um fator que pode limitar o regime de proporcionalidade do detetor é a emissão de fótons. As seções de choques de excitação dos átomos das misturas gasosas usuais são comparáveis à seções de choque de ionização. Na desexcitação, são criados fótons que podem ionizar outros componentes da mistura com mais baixo potencial de ionização. Para o Argônio, por exemplo, os fótons emitidos têm comprimento de onda na faixa do ultravioleta. Se esses fótons viajam mais do que o tamanho médio longitudinal da avalanche antes de provocar uma ionização os elétrons criados por eles vão iniciar novas avalanches. Se eles conseguem alcançar a superfície condutora do catodo, podem também arrancar elétrons por efeito fotoelétrico.

Em geral, para reduzir o percurso desses fótons adiciona-se à mistura gasosa um componente que têm um alto coeficiente de absorção de fótons (*quenching gas*).

Moléculas orgânicas, como o Butano (C_4H_{10}), muito utilizado no caso de misturas baseadas em Argônio, têm muitos graus de liberdade rotacionais e vibracionais e possuem altos coeficientes de absorção em uma ampla faixa de comprimentos de onda.

A composição da mistura gasosa determina o comportamento do detetor quando a amplificação da avalanche é aumentada além da região de proporcionalidade e o campo efetivo E_2 presente no meio das cargas espaciais formadas pelas nuvens de elétrons e íons positivos torna-se significativamente menor que E_0 . A densidade de cargas demasiadamente alta deforma o campo entre a nuvem de elétrons e o anodo (E_1), bem como o campo entre a nuvem de íons e o catodo (E_3), que tornam-se maiores que E_0 (Figura 4.1).

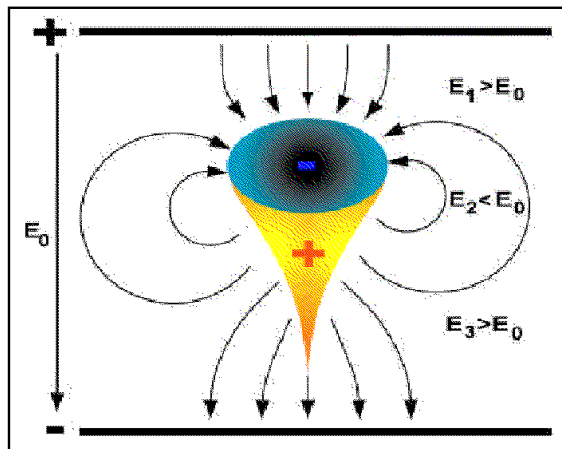


Figura 4.1: Diagrama esquemático da formação do campo de cargas espaciais na evolução de uma avalanche.

Quando a mistura gasosa têm um componente com alto coeficiente de absorção de fótons, as fóto-ionizações produzidas perto da cauda da avalanche, próximas aos íons, dão início a avalanches secundárias e assim por diante. Ao processo de criação de avalanches cada vez mais afastadas do anodo dá-se o nome de modo *streamer*. Os *streamers* geram sinais de grande amplitude e extremamente rápidos, com uma

carga total praticamente independente da ionização primária. Quando as avalanches atingem regiões de campos mais baixos, o *streamer* se extingue, por isso esse modo de operação é também chamado *self-quenching streamer* ou *limited streamer* [91].

Se, por outro lado, a mistura gasosa tem pouco conteúdo de um gás com alto coeficiente de absorção ultravioleta, então os fótons podem percorrer distâncias comparáveis ao tamanho da câmara e processos multiplicativos podem se desenvolver independentemente da posição e do número de ionizações primárias, o que caracteriza o modo Geiger. Contadores Geiger são descritos, por exemplo, em [56].

4.2.1 Geometria e princípio de operação das MWPC [92]

A geometria das MWPC do LHCb é mostrada na Figura 4.2. Uma câmara é constituída de duas camadas gasosas de (5.0 ± 0.3) mm de espessura, cada uma delas com um plano central de fios de $30 \mu\text{m}$ de diâmetro separados de (1.5 ± 0.1) mm. O campo elétrico perto do fio é dado por:

$$E = \frac{V_a}{r \ln\left(\frac{r_c}{r_a}\right)}, \quad (4.4)$$

onde V_a é diferença de potencial entre o anodo e os catodos e r_c é o “raio equivalente do catodo” [93]

$$r_c = \frac{s}{2\pi} e^{\pi h/s}. \quad (4.5)$$

e s e h são a separação entre os fios e a distância entre o plano de fios e o catodo, respectivamente. Nos catodos, o campo elétrico é:

$$E_c = \frac{\pi V_a}{s \ln\left(\frac{r_c}{r_a}\right)}. \quad (4.6)$$

Os elétrons produzidos na ionização primária (cerca de 50 elétrons por camada gasosa), são acelerados por um campo de cerca de 8 kV/cm em direção ao anodo. O processo de multiplicação começa a ocorrer bem perto dos fios¹, em cuja superfície o campo chega a 250 kV/cm, correspondendo a um ganho de 10^5 para as misturas

¹Metade da carga da avalanche é produzida no último livre percurso médio para ionização.

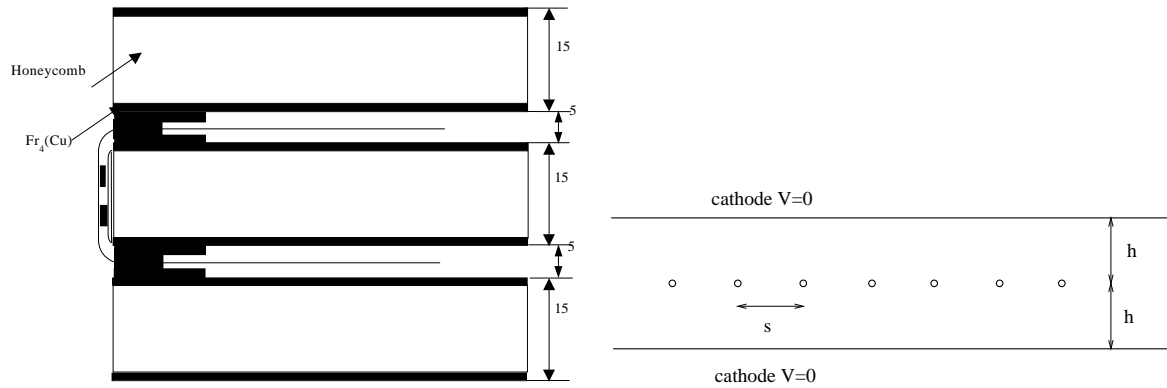


Figura 4.2: Seção transversal de uma MWPC completa (esquerda) e de uma camada gasosa em detalhe (direita).

gasosas utilizadas, como Ar/CO₂/CF₄ (40/45/15) e Ar/CO₂/C₂H₂F₄ (40/45/15), e uma alta tensão aplicada ao anodo de cerca de 3 kV. O sinal induzido em um catodo é igual à metade do sinal induzido no anodo. A maior parte da carga induzida é devida ao movimento dos íons em direção ao catodo.

4.2.2 Geometria e princípio de operação das RPC

Nas câmaras de placas resistivas um campo elétrico uniforme ($E \sim 50kV/cm$) é produzido por duas placas paralelas, feitas de um material com alta resistividade ($\rho \sim 10^{10-12}\Omega cm$). O intervalo entre as duas placas é preenchido com uma mistura gasosa, tipicamente baseada em Argônio e um componente com alto coeficiente de absorção de luz ultravioleta, como o Butano, e uma pequena fração de um componente com alta eletronegatividade, como os freons. Uma composição gasosa usual é dada por (60% Argônio/40% Butano + 3.5-4.0% Freon).

Nessas condições quando o gás é ionizado pela passagem de uma partícula carregada, os elétrons derivam sob ação do campo elétrico em direção ao anodo criando avalanches logo no início do percurso. O livre caminho médio dos fótons é pequeno, o campo efetivo produzido pelas cargas espaciais é alto e um *streamer* é gerado, praticamente “desligando” o campo elétrico em uma região limitada em torno do

ponto onde ocorreu. A alta resistividade dos eletrodos impede que a descarga se propague para o resto do volume gasoso, de forma que o resto da câmara continua sensível à passagem de outras partículas.

Câmaras com placas resistivas feita de papel tratado com resina fenólica, ou baquelite, começaram a ser estudadas em 1981 [94]. O baixo custo destas placas torna o uso destes detetores particularmente interessantes para aplicações onde áreas muito grandes precisam ser instrumentadas. A alta resistividade dos eletrodos e a elevada amplificação das cargas primárias no gás levam, no entanto, à redução da eficiência com o aumento da taxa de partículas.

Para aumentar a capacidade de operação destas câmaras a altas taxas, começou-se a utilizar misturas gasosas com alto conteúdo de gases eletronegativos, como os freons, de forma a reduzir a corrente dissipada por uma única descarga no gás [95–97]. Este modo de operação com baixo ganho é frequentemente denominado “modo avalanche”. Neste modo de operação os canais de leitura precisam ser equipados com amplificadores de alto ganho e discriminadores com baixo limiar. A ocorrência de sinais induzidos por *streamers*² é, portanto, altamente prejudicial ao funcionamento do detetor, pois pode gerar sinais em vários canais de leitura e aumento do tempo morto. Logo, um dos problemas mais estudados nos últimos anos é como conseguir trabalhar em modo avalanche em uma larga faixa de voltagens, livre da ocorrência de *streamers*.

Um proposta para diminuir a probabilidade de *streamers* no modo avalanche foi idealizada por Williams e seus colaboradores [98]. Na geometria de duas placas paralelas, o sinal induzido no eletrodos de leitura dependem da posição onde o cluster de ionização primária é produzido. A distribuição de carga induzida resultante é exponencialmente decrescente, se efeitos de carga espacial são desprezados. Dividindo a camada gasosa em intervalos menores, o sinal induzido nos eletrodos de leitura é resultante da soma das avalanches geradas em cada uma das sub-camadas [99–101].

²A carga induzida por *streamers* é aproximadamente 100 vezes maior do que a carga induzida por avalanches.

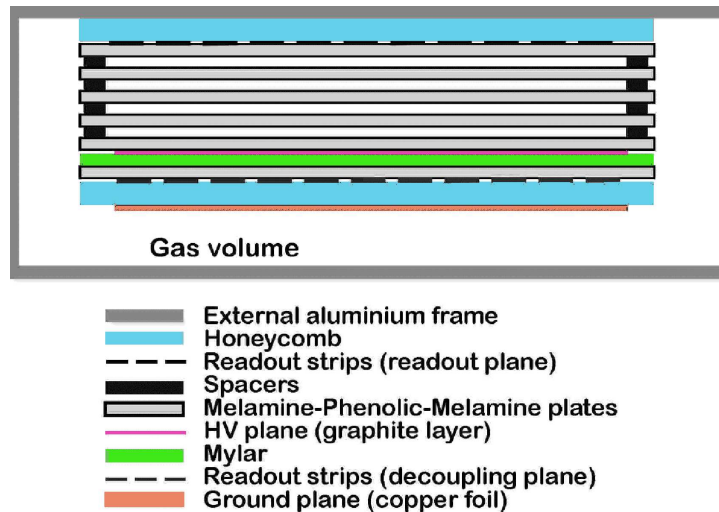


Figura 4.3: Geometria da câmara de placas resistivas com múltiplas camadas gasosas. O plano de alta tensão fica na face externa da quinta placa, da parte superior para a parte inferior do detetor. As camadas de “favo de mel” garantem a rigidez mecânica do sistema.

Como consequência, as flutuações são reduzidas, a distribuição de carga torna-se mais concentrada e a resolução temporal é melhorada [102]. Além disso, as placas internas adquirem o potencial correto por eletrostática, o que torna o sistema bastante estável.

O protótipo testado para o LHCb possui uma área sensível de $24 \times 24 \text{ cm}^2$, é composto de quatro camadas gasosas, cada uma com 0.66 mm de espessura, que são mantidas por espaçadores de *nylon*. Um corte transversal da câmara é mostrado na figura 4.3. As placas resistivas, de melamina e resina fenólica, têm 0.7 mm de espessura e resistividade de $5 - 6 \times 10^{11} \Omega \text{cm}$. O plano de alta voltagem é formado por uma camada de grafite, pulverizada na superfície externa de uma das placas mais externas do conjunto. O plano de leitura é feito de uma folha de kapton, com tiras de cobre dourado de 1.3 cm de largura e 24 cm de comprimento.

A mistura gasosa utilizada é 96% $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ /3% iso-Butano/1% SF_6 . Para assegurar as propriedades elétricas e mecânicas das placas, 1% de vapor d’água foi

adicionado à mistura. Uma média de aproximadamente 20 elétrons primários por milímetro percorrido no gás são produzidos pela passagem de uma partícula carregada [101].

4.3 Arranjo experimental

Os testes são desenvolvidos utilizando dois tipos de feixes no CERN: feixes de píons com momento médio de 3 GeV/c (acelerador PS) ou 120 GeV/c (acelerador SPS). Cada nuvem de partículas do feixe tem uma duração de cerca de 400 ms, no PS, e 2500 ms, no SPS, e o intervalo entre nuvens é de aproximadamente 15 s.

O sistema de *trigger* é composto de dois cintiladores ($15 \times 15 \text{ cm}^2$ and $20 \times 20 \text{ cm}^2$) alinhados com o feixe de partículas. Um hodoscópio composto de oito tiras verticais (Hch_{1-8}) e oito tiras horizontais (Vch_{1-8}), de 0.8 cm de largura e 8.0 cm de comprimento cada, colocado entre os dois cintiladores maiores, é utilizado na análise *offline* (Fig. 4.4).

A Figura 4.5 mostra um diagrama da aquisição de dados. Os sinais das fotomultiplicadoras acopladas aos cintiladores são discriminados e uma coincidência entre os sinais dos cintiladores maiores é usada como sinal de *common stop* (CS) para os módulos TDC. Os sinais de padrão NIM são convertidos em padrão ECL e são então conectados a um conversor TDC e um contador, ambos em uma *crate* VME conectada a um computador por uma conexão ethernet. Cada canal de leitura do detetor é amplificado e discriminado em uma eletrônica de *front-end*, que em geral tem como saída um sinal em padrão ECL que pode ser conectado diretamente ao TDC e ao contador na *crate* VME.

Os TDC operam em modo *common stop*, ou seja, o sinal de *trigger*, atrasado de cerca de 200 ns, dispara a gravação dos sinais de entrada nos canais do TDC que foram convertidos nos 64 μs anteriores a ele. Nos contadores, a janela de contagem é sincronizada com o feixe, de forma que há uma contagem entre duas nuvens de partículas e uma contagem coincidente com a passagem das nuvens de partículas.

A contagem entre duas nuvens fornece informação sobre o ruído das câmaras e a contagem dos cintiladores durante a passagem das nuvens fornece informação sobre a taxa de partículas.

Para os testes de MRPC, foi também utilizado um feixe de múons produzidos pelo desvio do feixe do SPS para uma parede espessa³. Neste caso, os testes foram realizados em um local onde uma fonte de fótons (^{137}Cs) é utilizada para irradiar a câmara contínua e uniformemente (*Gamma Irradiation Facility - GIF*), como mostra a Figura 4.6. Os fótons com energia da ordem de 1 MeV geram, principalmente por espalhamento Compton nas placas da câmara, elétrons capazes de ativar a camada gasosa. Uma série de filtros com diferentes fatores de atenuação são colocados em frente à fonte para permitir a variação do fluxo de fótons. A eletrônica de aquisição utilizada nestes teste é análoga àquela utilizada nos feixes do PS e SPS, com exceção da medida da taxa de partículas, já que os fótons não produzem sinais nos cintiladores. Para a medida da taxa efetiva de partículas, utilizou-se o método descrito na referência [103], onde é realizado um ajuste exponencial da distribuição do intervalo temporal entre *clusters* consecutivos na câmara. Um exemplo desse ajuste é dado na Figura 4.7. A taxa efetiva para um determinado fator de atenuação é dada pela diferença entre a taxa determinada com a fonte e o filtro correspondente e a taxa determinada com a fonte desligada.

4.4 Resultados

4.4.1 Câmaras multifilares proporcionais

Os resultados obtidos para o protótipo de MWPC estão descritos na seção 5 da nota LHCb, no Apêndice A [82].

A tabela 4.2 resume os principais resultados apresentados na proposta desta tecnologia. As voltagens necessárias para se obter uma eficiência de 95% (ϵ_{95}) e

³Este desvio que provoca a extinção do feixe de hádrons é chamado *beam dump*.

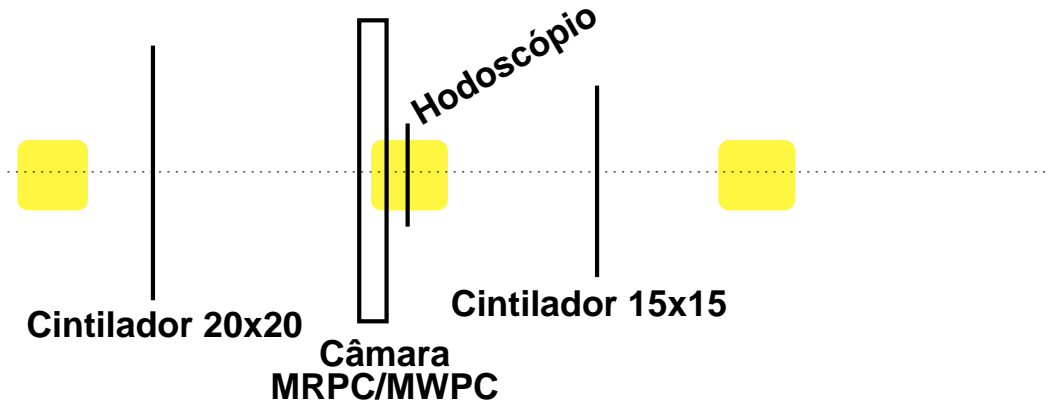


Figura 4.4: Diagrama esquemático do *trigger*.

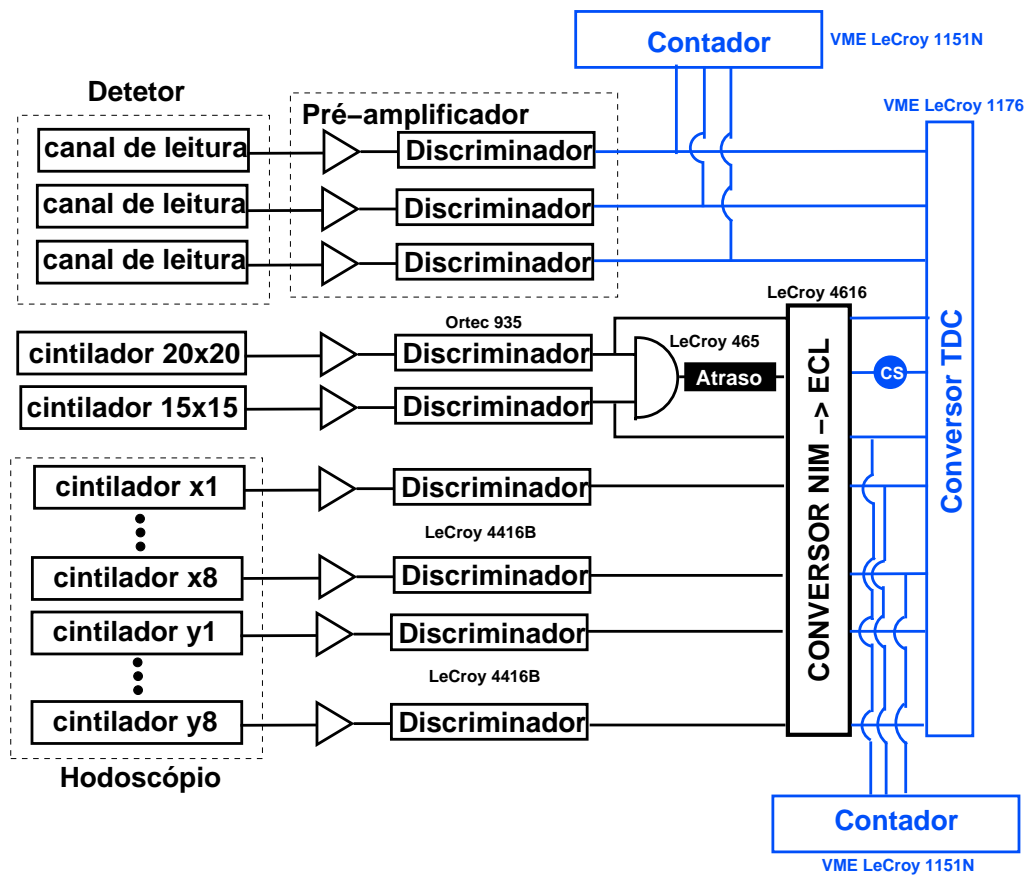


Figura 4.5: Diagrama esquemático da aquisição de dados.

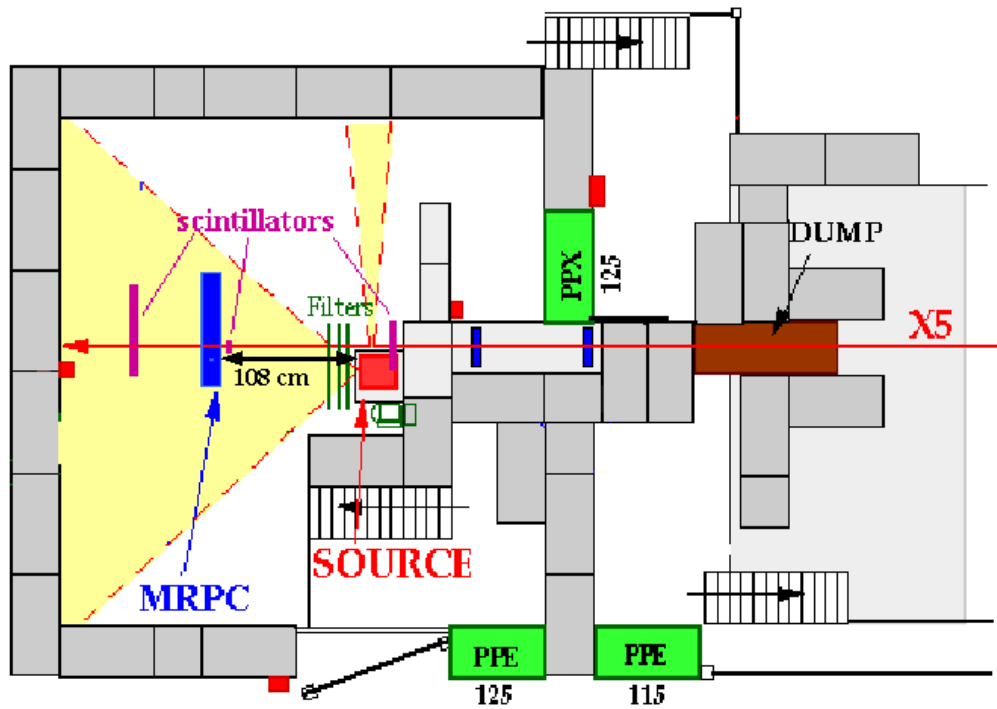


Figura 4.6: Arranjo experimental dos testes com irradiação de fótons. As setas coloridas indicam as posições da fonte, dos cintiladores usados para o *trigger* e da câmara. A distância da câmara à fonte é tal que a câmara é completamente irradiada.

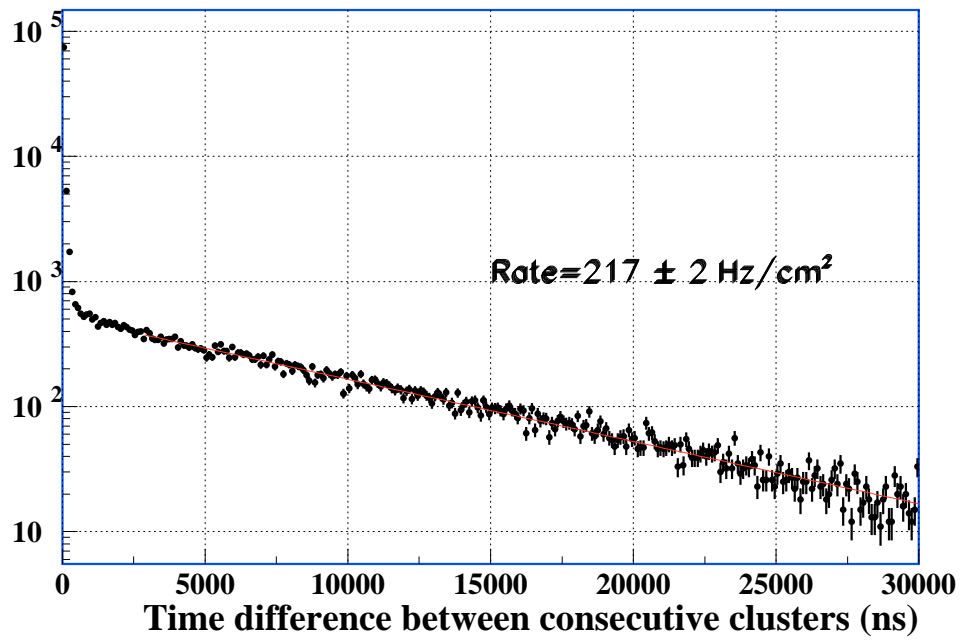


Figura 4.7: Determinação da taxa de partículas no caso em que a MRPC é uniformemente irradiada por fótons (GIF).

99% (ϵ_{99}) em uma janela temporal de 20 ns são dada para duas misturas gasosas diferentes: Ar/CO₂/CF₄ (40/45/15) e Ar/CO₂/C₂H₂F₄ (40/45/15). As resoluções temporais (RMS) correspondentes também são mostradas. Todos os resultados foram obtidos com o sinal do catodo e do anodo sendo processados pelo chip SONY [104], desenvolvido para as TGC do experimento ATLAS. Verifica-se que um ganho mais alto é necessário para se obter alta eficiência usando a mistura gasosa Ar/CO₂/C₂H₂F₄ (40/45/15). Com uma eletrônica otimizada para o sinal do detector, composta de elementos discretos e desenvolvida pelo grupo russo (Petersbourg Nuclear Physics Institute - PNPI), verifica-se que resultados melhores podem ser obtidos (Tabela 4.3), principalmente para o catodo. Para a mesma mistura gasosa, a eficiência de 99% pode ser alcançada com um ganho mais baixo. Quanto menor o ganho, menor a carga total gerada na avalanche, e menores os efeitos de envelhecimento do detector. A eletrônica de componentes discretos não poderá ser utilizada no futuro, pois não é resistente a radiação. O chip SONY pode ser utilizado nas regiões mais externas do sistema de múons, onde as taxas de partículas são menores. Atualmente, o chip ASDQ [105] é o circuito integrado que melhor se adapta às características do sinal das MWPC [106]. Outra possibilidade para a eletrônica de *front-end* é o chip CARIOCA [107], que vem sendo desenvolvido e otimizado para as câmaras do LHCb.

O tamanho dos *clusters*, ou seja, o número de canais adjacentes que são ativados pela passagem de uma partícula, é tomado como uma medida de *cross-talk*. O tamanho médio dos *clusters* é de 1.08 para o anodo e 1.06 para o catodo, quando a câmara opera a um ganho de 2×10^5 (Ar/CO₂/CF₄) e de 1.27 para o anodo e 1.26 para o catodo quando o ganho é de 4×10^5 (Ar/CO₂/C₂H₂F₄). A Tabela 4.4 mostra a fração de vezes em que um canal de leitura vizinho ao canal atravessado pela partícula tem um sinal na janela de 20 ns usada para medir a eficiência. Uma vez que os limiares de digitalização do sinal são os mesmos, qualquer que seja o gás, espera-se que o aumento do ganho resulte em um aumento de *cross-talk* entre os eletrodos de leitura.

Mistura gasosa: Ar/CO ₂ /C ₂ H ₂ F ₄ (40/45/15)				
Canal	Anodo		Catodo	
Eficiência	HV (kV)	Resolução RMS (ns)	HV (kV)	Resolução RMS(ns)
ϵ_{95}	3.15	4.7	3.25	4.8
ϵ_{99}	3.40	3.4	3.40	4.7
Mistura gasosa: Ar/CO ₂ /CF ₄ (40/45/15)				
Canal	Anodo		Catodo	
Eficiência	HV (kV)	Resolução RMS (ns)	HV (kV)	Resolução RMS(ns)
ϵ_{95}	3.05	4.6	3.10	4.9
ϵ_{99}	3.10	4.1	3.20	4.0

Tabela 4.2: Resultados dos testes da MWPC com canais de leitura equipados com o chip SONY.

Mistura gasosa : Ar/CO ₂ /CF ₄ (40/45/15)				
Canal	Anodo		Catodo	
Eficiência	HV (kV)	Resolução RMS (ns)	HV (kV)	Resolução RMS(ns)
ϵ_{95}	3.05	4.2	3.05	4.3
ϵ_{99}	3.15	3.2	3.15	3.3

Tabela 4.3: Resultados dos testes da MWPC com canais de leitura equipados com a eletrônica desenvolvida pelo grupo do PNPI.

Eletrônica	Mistura gasosa	Ganho	Anodo	Catodo
PNPI	Ar/CO ₂ /CF ₄	2×10^5	4 %	3 %
SONY	Ar/CO ₂ /CF ₄	2×10^5	5 %	4 %
SONY	Ar/CO ₂ /C ₂ H ₂ F ₄	4×10^5	20 %	13 %

Tabela 4.4: Fração de eventos em que um blocos vizinhos contêm um sinal dentro da janela de 20 ns.

A dependência da eficiência com a taxa de partículas também foi estudada com o chip SONY. A eficiência obtida com um ganho de 2×10^5 reduz de $\sim 99\%$ para $\sim 97\%$ quando o fluxo de partículas aumenta para ~ 720 kHz. A principal causa dessa redução é o empilhamento de sinais cuja probabilidade aumenta com a largura dos pulsos.

O desempenho das MWPC é compatível com praticamente todas as regiões do sistema de múons do LHCb, com exceção das regiões R1 e R2 da estação M1, onde a operação com um ganho de 2×10^5 iria resultar em uma carga total acumulada nos fios acima do limite de 1 C/cm.

4.4.2 Câmaras de placas resistivas com múltiplas camadas

Os resultados obtidos para o protótipo de MRPC são apresentados no artigo do Apêndice B [79] e foram apresentados por mim no *V Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors*, em Bari, na Itália, em Outubro de 1999.

A eficiência da câmara em uma janela temporal de 15 ns foi medida para fluxos de partículas variando entre 1.5 kHz/cm² e 11.5 kHz/cm² no PS. Mostrou-se que o campo elétrico necessário para a câmara atingir uma eficiência acima de 95 % aumenta com a taxa de partículas devido a queda de potencial nas placas resistivas.

No SPS, a eficiência foi medida em função do tempo de duração da nuvem de partículas, mostrando que uma variação da eficiência ocorre devido a variação da

taxa, mas também devido ao tempo de irradiação. Por isso, a irradiação contínua fornecida pela fonte de ^{137}Cs do CERN é a melhor forma de testar as características do protótipo.

Na *Gamma Irradiation Facility*, os múons foram utilizados para monitorar o desempenho da MRPC. Uma eficiência de 97 % foi alcançada para uma taxa de 1.9 kHz/cm². A eficiência foi calculada em uma janela temporal de 15 ns. A resolução temporal variava de 1.5 a 1.9 ns, dependendo da taxa. O tamanho do *cluster* foi tomado como uma medida de *cross-talk* na câmara. Verificou-se que o tamanho médio dos *clusters* gerados pela passagem dos múons era estável com a variação da taxa e da voltagem aplicada, tendo um valor máximo de 1.2 tiras de leitura. A taxa de ruído, de 60 Hz/cm², embora alta quando comparada a placas de câmaras resistivas untadas com óleo, ainda satisfaz os requisitos do LHCb.

Como já foi dito anteriormente, todas as exigências estabelecidas para a operação do detetor de múons do LHCb nas regiões de fluxo até 1.9 kHz/cm² foram satisfeitas pelo protótipo de MRPC. Todavia, outras tecnologias, de mais fácil construção mostraram desempenho semelhante.

4.5 Discussão dos resultados

Embora os resultados obtidos com o protótipo de MRPC tenham demonstrado a compatibilidade do seu desempenho com as exigências determinadas pelo sistema de múons do LHCb nas regiões externas das estações, esta tecnologia é relativamente nova e nem todas as suas características foram estudadas, especialmente no que diz respeito ao envelhecimento das câmaras. Este tipo de detetor nunca foi utilizado em experiências de longo termo em condições de radiação como as que serão produzidas durante a operação do LHCb.

As câmaras proporcionais multifilares são detetores muito bem estudados e têm sido utilizados em aplicações diversas com muito sucesso. Os resultados apresentados demonstram a viabilidade do uso desta tecnologia no sistema de múons do LHCb.

Estudos mais recentes [106] visam testar protótipos com geometrias idênticas as que serão usadas no sistema de múons e equipados com uma eletrônica viável para as regiões sujeitas aos fluxos de partículas mais altos.

Capítulo 5

Identificação de Múons no Experimento LHCb

A identificação de partículas é peça fundamental dos experimentos de altas energias. No caso do LHCb, essa identificação será importante não só para a reconstrução dos decaimentos dos hádrons- b , mas também para a identificação correta do estado inicial de sabor destes hádrons. Sendo assim, o procedimento de identificação de múons será utilizado tanto nas medidas de assimetrias de decaimentos hadrônicos como nos estudos que envolvem decaimentos com múons no estado final. Um algoritmo que forneça alta eficiência de identificação de múons e baixa probabilidade de identificar incorretamente hádrons, especialmente píons, é particularmente relevante para decaimentos raros, como o apresentado no Capítulo 6.

Apenas partículas carregadas que tenham a sua trajetória bem reconstruída no sistema de *tracking*, que sejam originadas na região de interação e que tenham momento acima de $3 \text{ GeV}/c$ são analisadas pelo algoritmo.

Os múons passam pelo material do detetor como partículas de mínima ionização e, em geral, atravessam todo o aparato, deixando sinal em todas as estações do sistema de múons. Múons de baixo momento, porém, podem perder toda a sua energia antes de alcançar M5. Cerca de 50% dos múons com momento de $3 \text{ GeV}/c$

conseguem alcançar pelo menos a estação M3. Além disso, para serem utilizados no etiquetamento de sabor, os múons devem ter momento transverso maior que 1.5 GeV/c, o que implica em um corte mínimo de momento em ~ 4.5 GeV/c. Cortes similares são também aplicados na reconstrução de estados finais com múons.

O estudo da identificação de múons foi desenvolvido em três etapas e os resultados foram publicados em notas da colaboração LHCb [108–110], que serviram de base para o relatório técnico do sistema de múons [66]. Essas publicações encontram-se nos apêndices C, D e E. Os aspectos mais relevantes de cada uma das fases são apresentados a seguir.

5.1 Definição do algoritmo

Para a definição do algoritmo e ajuste dos seus parâmetros, foi utilizada uma amostra de 120.000 múons e 120.000 píons, com distribuição uniforme de momento - ($1 \leq p \leq 150$) GeV/c)- e ângulo polar - ($0 \leq \theta \leq 250$) mrad. Uma descrição simplificada do sistema de múons foi utilizada nesta primeira fase do estudo: cada estação era composta de duas camadas de melamina e duas camadas gasosas.

A estrutura geral do algoritmo foi definida de forma a utilizar a capacidade de penetração dos múons, mantendo-se a eficiência de múons o mais alta possível, e reduzir a contaminação por píons com base em variáveis discriminantes criadas a partir de informação do sistema de múons.

5.1.1 Algoritmo

A trajetória das partículas carregadas é extrapolada linearmente a partir da última estação do sistema de *tracking* para cada uma das estações de múons. De acordo com o momento da partícula, exige-se que um número mínimo de estações possua pelo menos um sinal (*hit*) dentro de uma região de interesse em torno da extrapolação:

- M2+M3 para $3 < p < 6$ GeV/c
- M2+M3+(M4 or M5) para $6 < p < 10$ GeV/c
- M2+M3+M4+M5 para $p > 10$ GeV/c

Dada a simetria do esquema lógico de leitura¹, a região de interesse é parametrizada em função do momento nas diferentes regiões angulares R1-R4 de cada uma das estações. Assim, tanto o espalhamento múltiplo como a granularidade do sistema são levados em consideração na sua definição.

Partículas que satisfazem o critério acima, a partir de agora denominado critério mínimo, são consideradas candidatas a múon. Define-se então, as seguintes variáveis:

- ΔS_x : diferença entre as inclinações S_x da trajetória no plano $x - z$ dadas pelo sistema de *tracking* na estação T10 e pelo sistema de múons. No sistema de múons, $S_x = (x_{M3} - x_{M2}) / (z_{M3} - z_{M2})$, onde x_{M2} e x_{M3} são as coordenadas x dos blocos ativados mais próximos da extrapolação nas estações M2 e M3.
- $\langle \frac{\Delta x}{\Delta x_{bloco}} \rangle = \frac{1}{N} \left| \sum_{i=1}^N \frac{\Delta x_i}{\Delta x_{bloco}} \right|$: razão média entre a distância do ponto de extrapolação ao bloco ativado mais próximo ($x_{bloco} - x_{extrap}$) e o tamanho do bloco (Δx_{bloco}), ambos na direção x . A média é feita sobre todas as estações que contém sinais dentro da região de interesse e a distância em cada estação pode ser negativa no caso de $x_{bloco} < x_{extrap}$.

5.2 Análise de desempenho

O desempenho do algoritmo foi analisado a partir de duas amostras de $b \rightarrow \mu X$, onde pelo menos um dos quarks b produzidos na colisão $p - p$ tem um decaimento semileptônico: uma amostra de 4.500 eventos simulados com base na descrição simplificada do sistema de múons e uma amostra de 10.000 eventos simulados com base na descrição do sistema de múons dada na seção 3.4. Efeitos da disposição

¹Descrito na seção 3.3.1.2.

realista das câmaras e da resposta dos detetores puderam ser analisados a partir da comparação com os resultados obtidos com a simulação simplificada.

As figuras de mérito utilizadas na análise de desempenho do algoritmo são a eficiência de identificação de múons, ϵ^μ , a fração de identificação incorreta de outras partículas como múons, \mathcal{M}^i , onde i pode ser um elétron (e), um pión (π), um káon (K) ou um próton (p), e a pureza, \mathcal{P}^μ .

$$\epsilon^\mu = \frac{\# \text{ de múons identificados como candidatos a múons}}{\# \text{ de múons na amostra de referência}} \quad (5.1)$$

$$\mathcal{M}^i = \frac{\# \text{ de partículas do tipo } i \text{ identificadas como candidatas a múons}}{\# \text{ de partículas do tipo } i \text{ na amostra de referência}} \quad (5.2)$$

$$\mathcal{P}^\mu = \frac{\# \text{ of múons identificados como candidatos a múons}}{\# \text{ total de partículas identificadas como candidatas a múons}} \quad (5.3)$$

A amostra de referência é dada pelo conjunto de partículas simuladas que satisfazem as exigências para serem analisadas pelo procedimento de identificação, definidas no início deste capítulo.

5.2.1 Comparação entre as simulações simplificada e realista

A Tabela 5.1 mostra os valores de ϵ^μ e \mathcal{M}^π obtidos com a simulação simplificada e a simulação realista do sistema de múons. A situação do *background* neste caso é a chamada nominal. As amostras são completamente independentes.

Figura de mérito	Tipo de simulação	
	simplificada	realista
ϵ^μ (%)	94.0 ± 0.6	94.0 ± 0.3
\mathcal{M}^π (%)	1.49 ± 0.05	1.50 ± 0.03

Tabela 5.1: Desempenho do critério mínimo para identificação de múons, na situação de *background* nominal, para duas amostras simuladas.

Verifica-se que o efeito da simulação realista das câmaras é menor do que as incertezas estatísticas obtidas com as amostras disponíveis. Sendo as incertezas

suficientemente pequenas, o resultado é bastante satisfatório. Um corte na variável ΔS_x capaz de reduzir a eficiência de múons para 90 %, causa uma redução da identificação incorreta de píons para cerca de 1.1 % em ambos os tipos de simulação. Os resultados são mais uma vez compatíveis, mostrando que também as variáveis discriminantes construídas com informações do sistema de múons não são fortemente afetadas pelos efeitos incluídos na descrição realista do sistema.

5.2.2 Panorama geral de desempenho

Em seguida, outras partículas na amostra são analisadas e um panorama completo do desempenho do algoritmo é dado na Tabela 5.2, para duas situações de *background*. Deste ponto em diante, todos os resultados são referentes à simulação realista do sistema de múons.

	<i>Background</i>	<i>Background</i>
	Nominal	Máximo
ϵ^μ	94.0 ± 0.3	94.3 ± 0.3
\mathcal{M}^e	0.78 ± 0.09	3.5 ± 0.2
\mathcal{M}^π	1.50 ± 0.03	4.00 ± 0.05
\mathcal{M}^K	1.65 ± 0.09	3.8 ± 0.1
\mathcal{M}^p	0.36 ± 0.05	2.3 ± 0.1
\mathcal{P}^μ	69.3 ± 0.5	45.2 ± 0.4

Tabela 5.2: Eficiência de identificação de múons (%), fração de identificação incorreta de outras partículas (%) e pureza (%) para as situações nominal e máxima de *background*.

Para contaminação máxima, a fração de identificação incorreta de píons e káons obtida com o critério mínimo é demasiadamente alta. Várias formas de redução que utilizam apenas as informações dos sistemas de *tracking* e de múons foram

estudadas na nota apresentada no apêndice D. A mais eficiente delas combina um corte explícito no momento das partículas, a exigência de sinais dentro da região de interesse nas estações M2-M5 e um corte em ΔS_x que reduz a eficiência de múons para 90%. Com isso, o valor da identificação incorreta de píons é reduzida para cerca de 1.2 %, como mostra a Tabela 5.3.

ϵ^μ	90.1 ± 0.6 %
\mathcal{M}^e	0.6 ± 0.1 %
\mathcal{M}^π	1.19 ± 0.05 %
\mathcal{M}^K	1.2 ± 0.1 %
\mathcal{M}^p	0.3 ± 0.1 %
\mathcal{P}^μ	77.8 ± 0.7 %

Tabela 5.3: Desempenho da identificação de múons para partículas com momento acima de 6 GeV/c, quando exige-se que sinais sejam encontrados na região de interesse de todas as estações de M2 a M5 e utiliza-se o corte $\Delta S_x < 0.053$, que mantém a eficiência de múons em $\sim 90\%$.

Também foi verificada a inexistência de assimetrias na eficiência de identificação de múons. A eficiência para múons de carga elétrica positiva para a situação de contaminação nominal, por exemplo, é de $(94.2 \pm 0.3)\%$, enquanto que para múons de carga elétrica negativa é de $(93.6 \pm 0.6)\%$.

5.3 Análise multivariada

O experimento LHCb possui, no entanto, outros subdetetores com poder de identificação de partículas, como os detetores RICH e os calorímetros. A fim de usar todo o potencial do LHCb para identificar múons, foi realizada uma análise multivariada. Três métodos foram testados: dois métodos amplamente utilizados em física de altas energias - matriz de Fisher e rede neural - e um método baseado na inferência

Bayesiana, que utiliza cadeias de Markov, uma técnica de geração de Monte Carlo originada na física estatística (MCMC - *Markov Chain Monte Carlo*).

A amostra inicial é composta por partículas que passaram pelo critério mínimo de identificação de múons, na situação de máxima contaminação. Esta amostra é dividida em duas, sendo que a proporção de múons e de outras partículas em cada uma delas é igual a da amostra total. A amostra maior é utilizada no treino de cada um dos métodos e a menor é utilizada para o teste.

Além de ΔS_x e Δxx , variáveis construídas com informação do sistema de múons, foram retiradas do calorímetro hadrônico e do RICH as seguintes informações :

- HCAL: razão entre a energia depositada na célula atravessada pela partícula e a energia depositada nas nove células ao redor da célula atravessada.
- RICH: probabilidade da partícula ser um múon, determinada a partir do reconhecimento de padrão global do evento.

A fim de tirar proveito das correlações entre as quatro variáveis acima, também o momento das partículas foi incluído na análise multivariada.

5.3.1 Treino e teste

A amostra de treino é composta de 5968 traços (2768 múons e 3200 não-múons), enquanto a de teste é composta de 600 traços (276 múons e 324 não-múons).

Ao invés de trabalhar com as próprias variáveis, o logaritmo natural das variáveis mais um ($\log(x + 1)$) foi usado, a fim de tornar as distribuições mais próximas de uma distribuição normal.

O número de nós na camada de entrada da rede neural é vinculado ao número de variáveis escolhidas. O número de saídas foi escolhido como 1, sendo que o seu valor alvo durante o treino foi definido como 1 para múons e 0 para não-múons. O número de nós na camada intermediária foi otimizado para fornecer a mais baixa fração de identificação incorreta para uma eficiência de múons de 90 %.

Para o método MCMC, 10.000 iterações do algoritmo foram realizadas e as primeiras 5.000 foram descartadas (período de queima ou *burn-in*). Os resultados são baseados nas 5000 últimas iterações.

5.3.2 Resultados

A Tabela 5.4 mostra a fração de traços da amostra de teste mantidos por um corte na probabilidade de ser múon que resulta em uma eficiência final de identificação de múons de 90%. A eficiência final é dada pela multiplicação da eficiência do critério mínimo de identificação, dada na Tabela 5.2, pela fração de múons que passam pelo corte na probabilidade de ser um múon. O mesmo é válido para a taxa de identificação incorreta de outras partículas.

	Fisher	Neural Network	MCMC
ϵ_{corte}^{μ}	95.6 ± 0.1	95.6 ± 0.1	95.6 ± 0.1
\mathcal{M}_{corte}	29 ± 2	25 ± 2	23 ± 2

Tabela 5.4: Fração de múons e “não-múons” da amostra de teste selecionados por um corte na probabilidade de ser um múon que resulta em uma eficiência total de identificação de múons de 90%.

Na Figura 5.1, a eficiência final de identificação de múons, a pureza e a taxa final de identificação incorreta de não-múons é dada em função de um corte na probabilidade de ser múon, para cada um dos três métodos. Os valores indicados pelas linhas finas são dados na Tabela 5.5. Os resultados são promissores e, mais importante do que os valores dados na Tabela 5.5, é a forma da dependência da eficiência e da taxa de identificação incorreta com os valores de corte. A eficiência cai muito mais suavemente do que a taxa de identificação incorreta, o que resulta em uma pureza muito maior. Por exemplo, um corte na probabilidade de ser múons que fornece uma eficiência final de identificação de múons de cerca de 80 % resulta

	Fisher	Neural Network	MCMC
ϵ^μ	90 ± 1 %	90 ± 1 %	90 ± 1 %
\mathcal{P}^μ	74 ± 2 %	76 ± 2 %	78 ± 2 %
\mathcal{M}	1.1 ± 0.1 %	0.96 ± 0.09 %	0.88 ± 0.09 %

Tabela 5.5: Eficiência final de identificação de múons, pureza e taxa final de identificação incorreta de não-múons, para os cortes mostrados graficamente na figura 5.1.

em uma pureza maior que 95 % em todos os três métodos.

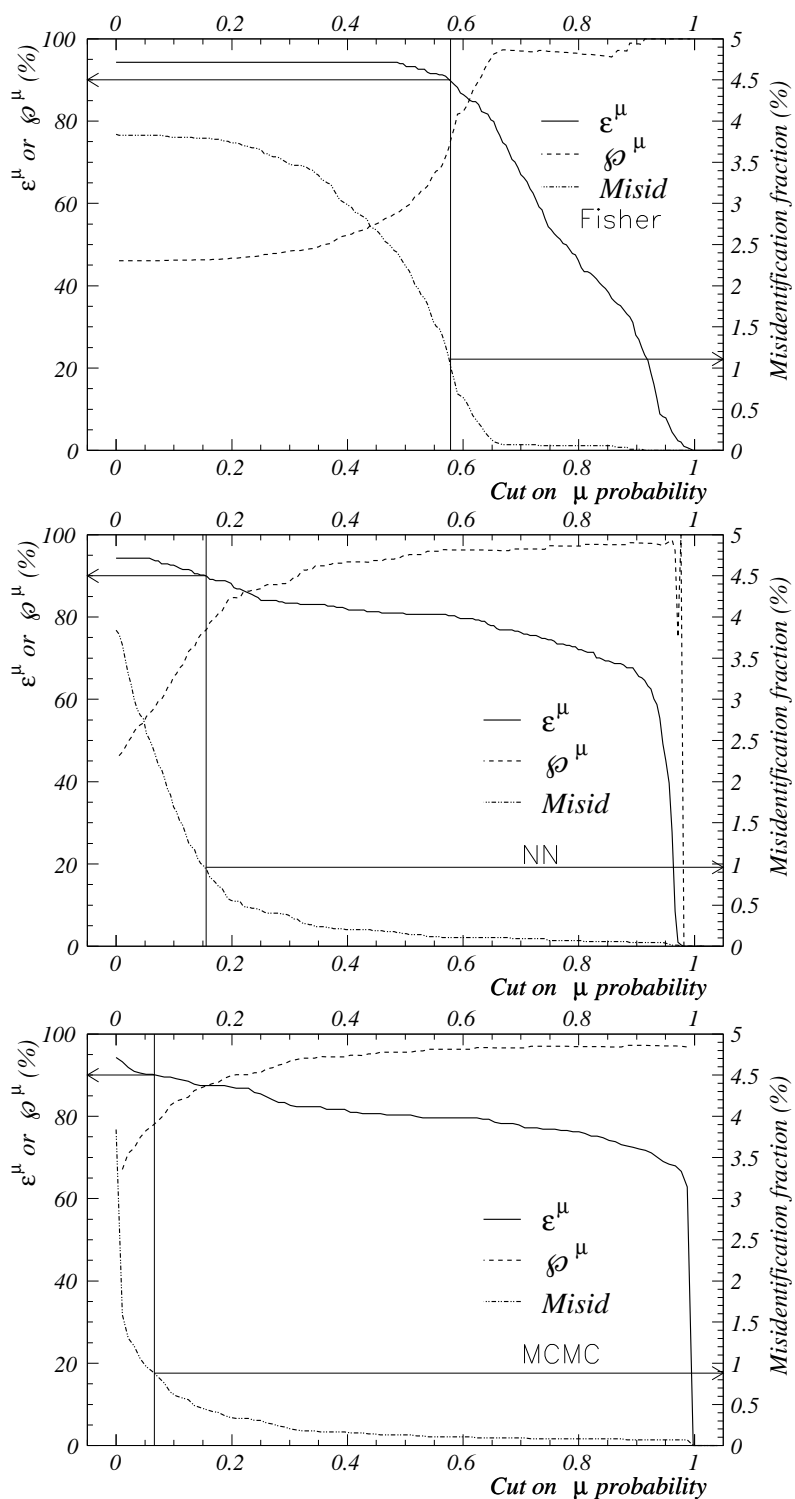


Figura 5.1: Eficiência final de identificação de múons e pureza (eixo esquerdo), e taxa final de identificação incorreta de não-múons (eixo direito), em função de um corte na probabilidade de ser múon para os métodos da matriz de Fisher, rede neural e MCMC. Em todos os gráficos, linhas finas indicam a eficiência de múons de 90% e o valor correspondente para a taxa de identificação incorreta.

Capítulo 6

Estudo da Sensibilidade do LHCb ao Decaimento $B \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Experimentos em colisores tanto de elétrons como de prótons já procuraram pelo decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, sem nunca tê-lo observado. Os limites superiores estabelecidos até hoje são dados na Tabela 6.1.

Experimento	acelerador	luminosidade	Br (90% CL)	publicação
UA1	$p\bar{p}$ (SPS)	5.3 pb^{-1}	$< 8.3 \times 10^{-6}$	[111] (1991)
L3	e^+e^- (LEP)	-	$< 3.8 \times 10^{-5}$	[112] (1997)
CDF	$p\bar{p}$ (Tevatron)	$(98.0 \pm 6.4) \text{ pb}^{-1}$	$< 2.0 \times 10^{-6}$	[113] (1998)

Tabela 6.1: Limites superiores obtidos para a medida da razão de ramificação $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$. No experimento L3, a amostra utilizada corresponde a 3.5 milhões de decaimentos hadrônicos do Z^0 .

Os experimentos CLEO (CESR), BABAR (PEP-II) e BELLE (KEKB) operam em máquinas com energia de centro de massa na ressonância $\Upsilon(4S)$, que decai quase que inteiramente em pares $B^0 \bar{B}^0$ ou $B^+ B^-$. Por conseguinte, esses experimentos não são capazes de medir o decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

6.1 Topologia

No LHCb, o decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ aparece como duas partículas carregadas com momento transverso relativamente alto que atravessam o sistema de múons. Os dois traços possuem altos parâmetros de impacto com relação ao vértice primário (PV) e formam um vértice secundário bem separado do vértice primário. O comprimento médio de decaimento dos mésons B no LHCb é de cerca de 1 cm. O méson reconstruído a partir destes dois traços apresenta baixo parâmetro de impacto e alto momento transverso. A medida experimental da massa do B_s^0 é (5.369 ± 0.017) GeV/ c^2 .

6.2 Possíveis canais de contaminação

Outros decaimentos de hádrons- b com duas partículas no estado final apresentam a mesma cinemática de decaimento e poderiam representar uma contaminação significativa ao decaimento de interesse para esse estudo. Na tabela 6.2 são apresentados os principais decaimentos em dois corpos, e os fatores relevantes para a comparação entre o número de eventos que serão produzidos no LHCb: a razão entre as taxas de produção do hádron- b em questão e a taxa de produção do méson B_s^0 , a razão de ramificação de cada um dos decaimentos, a fração de eventos cuja massa invariante fica na faixa de ± 25 MeV/ c^2 em torno da massa do B_s^0 quando a massa do múon é associada aos hádrons do estado final do decaimento, e o fator de supressão fornecido pelo procedimento de identificação de múons.

Como os dois últimos fatores são da ordem de 1 para eventos de sinal e estima-se que a eficiência dos critérios de seleção adicionais seja a mesma para os decaimentos de sinal e de contaminação, a razão entre o número de eventos reconstruídos de cada um dos decaimentos e o número de eventos de sinal é:

$$\frac{B(b \rightarrow b\text{-hadron})}{B(b \rightarrow B_s^0)} \times \frac{\text{Br}(\text{hádron-}b \rightarrow hh)}{B(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)} \times \varepsilon_{\Delta m} \times \text{fator de supressão de } \mu\text{-id.} \quad (6.1)$$

decaimento	$\frac{B(b \rightarrow b\text{-hadron})}{B(b \rightarrow B_s^0)}$	$Br(\text{hádron-}b \rightarrow hh) (\times 10^{-6})$	$\varepsilon_{\Delta m}$	fator de μ -id
$B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$	~ 3.6	4.3 ± 1.7	$< 1\%$	25×10^{-6}
$B_d \rightarrow K^+ \pi^-$	~ 3.6	17.2 ± 2.7	$< 1\%$	25×10^{-6}
$B_s \rightarrow K^- \pi^+$	1	< 210	$\sim 17\%$	25×10^{-6}
$B_s \rightarrow K^+ K^-$	1	< 59	$\sim 1\%$	25×10^{-6}
$\Lambda_b \rightarrow p \pi^-$	~ 1.1	< 50	$\sim 9\%$	$< 25 \times 10^{-6}$
$\Lambda_b \rightarrow p K^-$	~ 1.1	< 50	$\sim 15\%$	$< 25 \times 10^{-6}$

Tabela 6.2: Razão entre as taxas de produção do hádron- b em questão e do méson B_s^0 [25] ($\frac{B(b \rightarrow b\text{-hadron})}{B(b \rightarrow B_s^0)}$), razões de ramificação [25], fração de eventos com massa invariante na região de massa de ± 25 MeV/ c^2 em torno da massa do méson B_s^0 ($\varepsilon_{\Delta m}$) e o fator de supressão fornecido pela identificação de múons para canais de decaimento em dois corpos que podem representar uma contaminação ao decaimento de interesse $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

De acordo com os dados da Tabela 6.2 e, considerando o valor esperado para a razão de ramificação do decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (3.5×10^{-9} , como foi visto na seção 2.4.1), o número de decaimentos de hádrons- b com dois corpos no estado final produzidos no LHCb, após a seleção será pelo menos uma ordem de grandeza inferior ao número de eventos de sinal selecionados. A única exceção é o decaimento $B_s \rightarrow K^- \pi^+$. Como o limite superior estabelecido para a medida experimental da razão de ramificação deste decaimento ainda é cerca de uma ordem de grandeza superior à estimativa teórica [114], este canal também será desprezado no momento.

Outras possíveis fontes de contaminação são dadas pela combinação de dois múons, cada um deles produzidos no decaimento de um dos hádrons- b ($b \rightarrow \mu \nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu \nu_\mu X$) ou hádrons- c ($c \rightarrow \mu \nu_\mu X; \bar{c} \rightarrow \mu \nu_\mu X$) gerados na colisão p - p . Essa última é suprimida pela exigência de alto p_T do *trigger* de nível 0 e pelo corte na massa invariante dos múons. A primeira, como será visto posteriormente, é a maior fonte de *background* para este decaimento. A contribuição de combinações

aleatórias de partículas em eventos inclusivos de $b\bar{b}$ também será avaliada.

6.3 Reconstrução dos eventos

Primeiramente é feita uma procura por vértices primários, usando o algoritmo descrito na Referência [115]. Uma vez que o vértice primário é bem reconstruído, os traços que satisfazem alguns critérios mínimos de qualidade são combinados em pares. É feito um ajuste do vértice secundário a partir destes pares, e calcula-se então o momento resultante e outras variáveis relevantes para o candidato ao méson B_s^0 .

As variáveis utilizadas na seleção dos pares são:

- Parâmetro de impacto dos traços em relação ao vértice primário.
- Erro no parâmetro de impacto dos traços, definido como $\sqrt{(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2)}$, onde σ_{xx}^2 e σ_{yy}^2 são os elementos diagonais da matriz de covariância do traço no ponto de menor aproximação ao vértice primário.
- Diferença entre o χ^2 do vértice primário original e o χ^2 do vértice primário obtido com a inclusão de cada um dos traços.
- Distância de menor aproximação entre os dois traços.
- χ^2 do ajuste do vértice secundário, obtido com os dois traços candidatos.
- Parâmetro de impacto do B_s^0 reconstruído em relação ao vértice primário.
- Distância do vértice primário ao vértice secundário na direção do eixo z .
- Distância do vértice primário ao vértice secundário dividida pelo erro, na forma $M_{SV-PV} E^{-1} M_{SV-PV}$, onde M_{SV-PV} é o vetor distância entre os dois vértices e E^{-1} é a matriz inversa da soma das matrizes de erro.
- Momento transversal do méson B_s^0 reconstruído.

6.4 Resultados

Em um ano de tomada de dados do LHCb, cerca de 10^{12} pares $b\bar{b}$ serão produzidos nas colisões $p - p$:

$$\#(b\bar{b}) = \mathcal{L}(\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}) \times \sigma_{b\bar{b}}(b) \times 10^7 \text{s}, \quad (6.2)$$

onde \mathcal{L} é a luminosidade ($2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), $\sigma_{b\bar{b}}$ é a seção de choque de $pp \rightarrow b\bar{b}$ e 10^7 s é o tempo estimado de tomada de dados em um ano. Desses eventos, apenas 749 terão um decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$:

$$\#(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) = \#(b\bar{b}) \times 2 \times B(b \rightarrow B_s^0) \times Br(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-), \quad (6.3)$$

onde $B(b \rightarrow B_s^0) = 10.7\%$ [25] é a taxa de produção do hádron B_s^0 e $Br(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ é a razão de ramificação do decaimento.

Essa disparidade entre o número total de eventos $b\bar{b}$ e o número de decaimentos $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ torna esta análise bastante difícil. A simulação completa de um evento $b\bar{b}$ leva em média 150 s, e ocupa cerca de 0.5 Mbytes em disco no formato padrão (DST). É, portanto, impossível gerar um número de eventos compatível com o que se espera produzir no LHCb para que uma estimativa convencional da contaminação seja obtida.

Pelo fato da estatística ser limitada, a aplicação seqüencial de cortes de seleção pode levar rapidamente à eliminação completa dos eventos de *background*, o que não significa que, no LHCb, eles serão tão facilmente eliminados. É preciso então encontrar outras formas de se fazer esta estimativa.

Dois tipos de estudos de sensibilidade, apresentados nas notas LHCb dos Apêndices F e G, foram feitos no decorrer desta tese. No estudo inicial, descrito no Apêndice F, utilizando amostras muito reduzidas, se comparou o número de eventos produzidos e reconstruídos no LHCb para dois processos diferentes de geração de eventos. Em um deles, o principal processo de produção dos pares $b\bar{b}$ era a fusão de glúons. No outro, o principal processo era o chamado divisão de glúons (*gluon splitting*). O objetivo do estudo, além de fornecer informação sobre a capacidade do experimento para ob-

servar o decaimento, era verificar se as características dos estados finais produzidos dependeriam muito do processo de produção. Devido a estatística muito limitada, foi preciso usar uma série de artifícios como, por exemplo, desprezar possíveis correlações entre algumas variáveis de corte e utilizar uma parametrização simplificada para o algoritmo de identificação de múons, para se chegar a um número final. A conclusão deste trabalho é que, no cone frontal a baixos ângulos, os dois diferentes processos de produção dos pares $b\bar{b}$ não resultam em estado finais significativamente diferentes, principalmente no que diz respeito aos eventos de contaminação gerados pela combinação de partículas produzidas por diferentes hádrons- b . Mais explicitamente, a estimativa do número de eventos de *background* gerados pelos diferentes processos era da mesma ordem de grandeza. Estimou-se que 11 eventos de sinal seriam reconstruídos em um ano de operação do LHCb, com um *background* de 2-4 eventos $b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$, resultados que foram apresentados no *Standard Model Physics (and more) at the LHC Workshop* [28], em Outubro de 1999, no CERN, e na conferência *V Heavy Quarks At Fixed Target* [116], em Outubro de 2000, no Rio de Janeiro.

A partir daí, a colaboração se organizou para produzir amostras que servissem para as análises de contaminação de todos os decaimentos estudados no LHCb, o que proporcionou um aumento significativo das amostras de $b\bar{b}$. Um algoritmo de identificação de múons para o experimento LHCb¹ foi desenvolvido, permitindo uma avaliação realista do desempenho do sistema. Para aumentar a estatística da amostra de eventos do tipo $b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$, que representa uma contaminação importante para o decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, modifiquei o código de simulação, eliminando os detetores do LHCb localizados além do RICH2, aplicando uma pré-seleção de pares e gravando a informação relevante em um formato reduzido. Com isso, o tempo de simulação diminuiu de 150 s para cerca de 10 s por evento, e o tamanho de um evento foi reduzido para 0.2% do tamanho original de 0.5 Mbyte. A Tabela 6.3

¹Apresentado no Capítulo 5.

fornece uma comparação entre os números de eventos analisados nas duas etapas.

	sinal	$b\bar{b}$	$b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$
Etapa 1	60 k	313 k	342 k
Etapa 2	73 k	1350 k	3342 k

Tabela 6.3: Número de eventos utilizados nos estudos de sensibilidade do LHCb ao decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$.

As amostras utilizadas na segunda etapa incluem os efeitos de *empilhamento*, quando mais de uma interação $p - p$ ocorre em uma colisão entre as nuvens de prótons do LHC. Os valores de cortes das variáveis foram reajustados. Com o aumento da estatística, os cortes puderam ser aplicados consecutivamente, pelo menos para a fonte de contaminação mais importante. Estima-se que 16 ± 0.4 eventos de sinal sejam produzidos em um ano. O aumento relativo à análise anterior deve-se principalmente ao fato de incluir eventos com múltiplas interações que passam pelo sistema de veto de empilhamento do LHCb. Quanto ao *background*, foi mostrado que combinações aleatórias das partículas produzidas em eventos com alta multiplicidade, como são os eventos de $b\bar{b}$, não são completamente desprezíveis, e eventos de $b \rightarrow \mu\nu_\mu X; \bar{b} \rightarrow \mu\nu_\mu X$ são realmente a principal fonte de contaminação. Ao todo, espera-se que 299 ± 172 eventos sejam produzidos em uma janela de massa de ± 20 vezes a resolução de massa invariante dos múons produzidos no decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. A incerteza nos números é estatística. Com um corte na massa de $\sim 1\sigma$ é possível alcançar uma razão sinal sobre *background* de cerca de 3.5 em um ano. Aumentando-se a estatística, espera-se que um novo ajuste dos cortes permita uma redução do número de eventos de *background* e uma análise estatística mais sofisticada, como, por exemplo, a utilização de um método multivariado como aqueles empregados no desenvolvimento da identificação de múons.

Os experimentos ATLAS e CMS estimam reconstruir 9 e 7 eventos de sinal, com uma contaminação de 31 e 3 eventos, respectivamente, em um ano de operação com

baixa luminosidade ($10^{33} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$ [28]). Por analisarem os eventos na região do barril, critérios de isolamento são muito mais efetivos para a rejeição de *background* nesses experimentos do que no LHCb, onde a concentração de partículas, detetadas no cone frontal, é bem maior. No CMS, que apresenta a melhor razão S/\sqrt{B} , supõe-se que a eficiência da identificação de múons seja de 100%, bem como dos níveis de *trigger* mais altos. Em ambas as estimativas, as amostras de *background* são ~ 100 vezes menores do que as amostras utilizadas neste trabalho.

Capítulo 7

Conclusões

Em 2006, quando o experimento LHCb iniciar a sua tomada de dados, o decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ não terá sido medido, a menos que contribuições de física nova, além do Modelo Padrão, aumentem significativamente a sua razão de ramificação. Neste último caso, a alta estatística de mésons B_s^0 produzidos no LHC irá permitir um estudo detalhado desse decaimentos para tentar entender os processos de física nova relevantes. Se a previsão do Modelo Padrão estiver correta, os experimentos do LHC serão os primeiros a observá-lo. Com as amostras de eventos simulados disponíveis até o momento, estima-se que uma razão S/\sqrt{B} de 3.5 possa ser obtida no primeiro ano de operação do LHCb, que deve começar a tomar dados antes dos outros experimentos do LHC, uma vez que a luminosidade nominal de operação do LHCb é uma ordem de grandeza menor do que a luminosidade inicial de operação dos experimentos ATLAS e CMS.

Uma das funções do detetor LHCb mais importantes para a seleção do decaimento $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ é a identificação de múons. Para identificá-los, foi desenvolvido um algoritmo baseado na penetração esperada em função do momento e em variáveis obtidas com informações do sistema de múons, dos calorímetros e dos detetores Čerenkov. Três métodos estatísticos foram utilizados para combinar as informações. Mostrou-se que, para uma eficiência de 90 % na identificação de múons, pode-se

chegar a uma probabilidade de identificação incorreta de píons de cerca de 7/1000, com a hipótese mais pessimista sobre o fluxo de partículas ao qual o sistema estará submetido. Esse resultado leva também em consideração as características da resposta dos detetores que serão usados no sistema de múons, medidas em testes de protótipos nos feixes do CERN.

Duas tecnologias, entre outras, foram estudadas para compor o sistema de múons: *Multigap Resistive Plate Chambers (MRPC)* and *MultiWire Proportional Chambers (MWPC)*. Os resultados mostraram que o desempenho da MRPC, embora satisfizesse os requerimentos, não era suficiente para justificar a sua adoção, pois outras tecnologias apresentaram desempenho semelhante ou mesmo superior com maior facilidade de construção. Por outro lado, as MWPC mostraram ótimo desempenho e foram propostas, juntamente com os grupos da Rússia e do CERN, como uma das tecnologias candidatas. Mais tarde, foram escolhidas para compor cerca de 45 % do sistema de múons do LHCb.

Apêndice A

Desempenho de um protótipo de MWPC para o LHCb



Wire Pad Chambers and Cathode Pad Chambers for the LHCb Muon System

B. Botchine, V. Lazarev, N. Saguidova, A. Vorobyov

Petersburg Nuclear Physics Institute (PNPI), Gatchina, Russia

A. Kachtchouk¹, W. Riegler, B. Schmidt, Th. Schneider

European Laboratory for Particle Physics (CERN), CH-1211 Genève 23, Switzerland

¹On leave from PNPI, Gatchina, Russia

M. Gandelman, B. Maréchal, D. Moraes, L. de Paula, E. Polycarpo

Instituto de Física, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brazil

Abstract

A proposal for Wire-Pad-Chambers and Cathode-Pad-Chambers for the LHCb Muon System is presented. It is shown that a single technology satisfies the requirements of almost the entire detector, guaranteeing maximum uniformity. The muon system layout based on this technology is shown, and the chamber geometry specifications together with electronics considerations are discussed. An overview of prototype results are presented, followed by considerations on ageing. Finally construction and cost issues are outlined.

1 Introduction

The task for the muon chambers in LHCb is to detect muons within a time window of 25ns with very high efficiency ($\geq 99\%$) with position resolution in X and Y ranging from 0.5 cm to 30 cm. We expect particle rates of up to 560 kHz/cm², so in addition the chambers have to cope with high rates and large charge deposits over 10 years of operation.

Wire Pad Chambers (WPCs) and Cathode Pad Chambers (CPCs) are able to satisfy all these requirements in all the regions of the detector. Table 1 shows the rates and accumulated charges for the entire detector.

Except for Region1 and Region2 in M1, the total accumulated charge in 10 years of operation is less than 1 C/cm which was proven to be a safe range with respect to aging effects. The only detector limitation of WPCs and CPCs would be gas gain drop due to space charge effects in the detector gas which are however negligible up to rates of 1 MHz/cm².

Two advantages of WPCs and CPCs we consider to be most important:

- **The technology can be used in almost the entire detector, guaranteeing maximum uniformity.**
- **WPCs and CPCs are ordinary Multi Wire Proportional Chambers which are very robust and whose performance is very well understood and can be well simulated.**

Table 1 Rates and accumulated charges in the detector for WPCs and CPCs. The charge is calculated assuming a gas gain of 1.6×10^5 .

	Station	M1	M2	M3	M4	M5
R1	Rate/cm ² /interaction	7×10^{-3}	2.5×10^{-4}	2×10^{-4}	1.2×10^{-4}	1.2×10^{-4}
	Rate @ 5×10^{32} (kHz/cm ²)	280	10	8	4.8	4.8
	Rate/cm ² + safety (kHz/cm ²)	560	50	400	24	24
	C/cm/10years @ 2.5×10^{32}	4.2	0.75	0.6	0.36	0.36
	Rate/channel wire pad (kHz)	–	780	730	500	580
	Rate/channel cathode Pad (kHz)	1400	590	550	500	580
R2	Rate/cm ² /interaction	4×10^{-3}	1.2×10^{-4}	2×10^{-5}	$1. \times 10^{-5}$	8×10^{-6}
	Rate @ 5×10^{32} (kHz/cm ²)	160	4.8	0.8	0.4	0.3
	Rate + safety (kHz/cm ²)	320	24	4	2	1.6
	C/cm/10years @ 2.5×10^{32}	2.4	0.36	0.06	0.03	0.024
	Rate/channel wire pad (kHz)	–	750	150	170	150
	Rate/channel cathode pad (kHz)	1600	560	220	130	120
R3	Rate/cm ² /interaction	1×10^{-3}	4×10^{-5}	4×10^{-6}	3×10^{-6}	3×10^{-6}
	Rate @ 5×10^{32} (kHz/cm ²)	40	1.6	0.16	0.12	0.12
	Rate/ + safety (kHz/cm ²)	80	8	0.8	0.6	0.6
	C/cm/10years @ 2.5×10^{32}	0.6	0.12	0.012	0.009	0.009
	Rate/channel cathode pad	1600	250	30	50	60
R4	Rate/cm ² /interaction	3×10^{-4}	5×10^{-6}	1×10^{-6}	7.5×10^{-7}	3×10^{-6}
	Rate @ 5×10^{32} (kHz/cm ²)	10	0.2	0.04	0.03	0.12
	Rate/ + safety (kHz/cm ²)	20	1	0.2	0.15	0.6
	C/cm/10years @ 2.5×10^{32}	0.18	0.015	0.003	0.002	0.009
	Rate/channel wire pad	1600	130	30	115	60

2 Muon System Layout

The muon chamber layout is based on the concept of projectivity between the five muon stations. It is fully conform to the so called "logical layout" described elsewhere [1] and is built with the smallest possible number of different chamber types, corresponding to the four regions. In particular for Regions 1 and 2 it represents an optimal solution from point of view of matching between granularity and number of FE-electronics channels required.

A schematic view of a quadrant of stations 1, 2 and 5 is given in Figures 1-3. They indicate as well the chamber dimensions for the various regions and stations.

2.1 Station M1

Due to the high occupancy in Station M1 the use of logical strips is not possible in any of the four regions. Furthermore, the logical pads to be used in the trigger have to be split further in regions 2-4 into smaller physical pads in order to stay with the total rate at around 1.5 MHz.

We envisage cathode pad readout in Regions 1 to 3 and anode wire (pad) readout in Region 4. The cathode pads in Region 3 are easily accessible from the chamber sides as the chambers are only 20cm wide.

Since Regions 1 and 2 are subject to the highest rates within the muon system and the accumulated charge is well above 1C/cm over 10 LHC years (Table 1), cathode pad chambers as discussed in this note are not proposed for this area. Micro gap chambers [2] operated with the same gas mixture might be a possible candidate for this area.

2.2 Stations M2 to M5

Stations 2 and 3 have a similar layout and impose the strongest requirements from granularity point of view: 6.25 mm in x in Region 1. However, since the occupancy is significantly smaller than in Station M1, logical strips can be used.

The building blocks for Regions 1 and 2 of these stations are small chambers, where the required x -granularity is given by anode wire pads and the y -granularity by cathode pads within the same chamber. Four of these building blocks are combined in a module for Region 2, as depicted in Figure 4. For Region 1 the building blocks have the same height but even less width (cf. Figure 5), in order to allow a modular structure of the whole system with acceptable channel occupancy. The two double layers in Regions 1 and 2 are put together in such a way that the distance between the layers along the z -axis is only 2.5 cm. This reduces the hit multiplicity in the two layers due to particles traversing the system with some angle to a minimum and helps to keep the total thickness per station low. Space of about 3.5 cm for the FE-board with the amplifier-shaper-discriminator chips is foreseen on the sides of each building block in these regions.

Region 3 is made of chambers which have only cathode pad readout, similar to Station 1. Several (physical) pads in the horizontal and vertical plane respectively are grouped together to form logical strips. This has the great advantage that no deterioration to the required time resolution is introduced by signal propagation in strips. Since the surface of a physical channel is anyway limited by the maximum capacitance, the number of additional (physical) channels is rather small (10-15%).

Region 4 is made of chambers with anode wire readout only, as in Region 4 of Station 1. Similar to Region 3, physical pads are combined to logical strips in the horizontal and vertical planes.

Stations 4 and 5 have again a very similar layout. The readout of the chambers in the various regions follows the one for Stations 2 and 3. However, the requirements in x -granularity are much less stringent.

2.3 General Aspects

The overlap of the chambers within a station has been studied in detail and is sketched in Figure 6. It demands minimal amount of space for a double layer of double gap chambers: Four times the size of a double gap chamber (estimated to 60 mm) plus 50 mm for a central support structure, hanging from the top. We believe that 300 mm space per station is sufficient for single or double layer of double gap chambers.

The proposed layout leads to 160 chambers per layer. The 16 chambers of Regions 1 and 2 of Stations 2-5 are made of 4, 6 or 10 building blocks of small chambers, which are combined to modules as discussed above.

A muon system with two double gap layers in each station would lead to a total of 1600 chambers and a sum of 140000 physical channels (front-end channels), which are then combined to about 25000 logical channels. The cost estimate given in section 7.2 is based on this configuration.

Alternatively, one could think of a layout where Station 4 is dropped and three layers of double gap chambers are used instead in Stations 3 and 5, in order to define on one hand a good seed for the muon trigger processor (station 3) and to reject on the other uncorrelated background (stations 3 and 5).

Both configurations provide a very redundant and highly efficient muon system, which is of great importance in order to achieve the physics goal of LHCb.

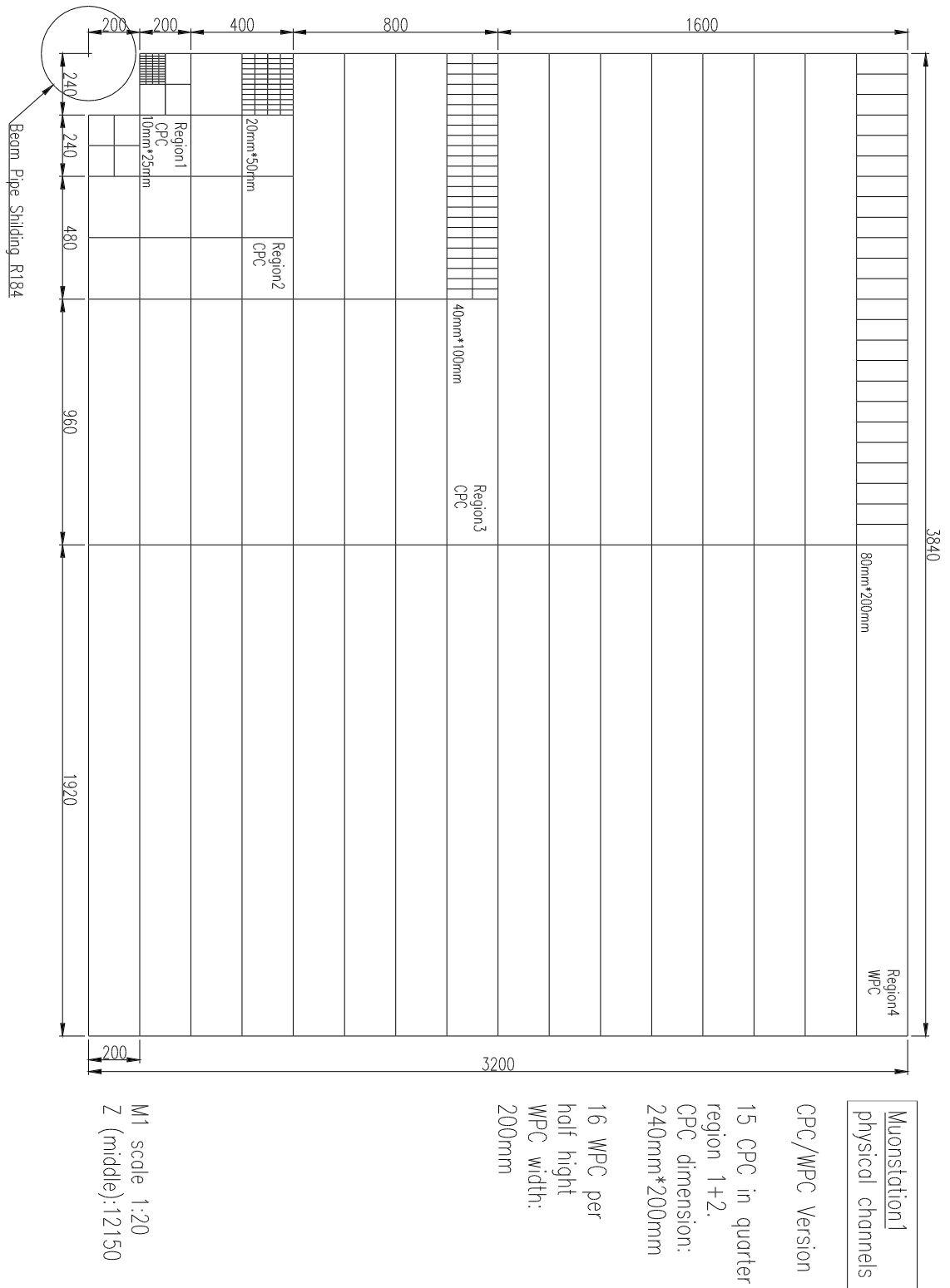


Figure 1 Layout of Station 1.

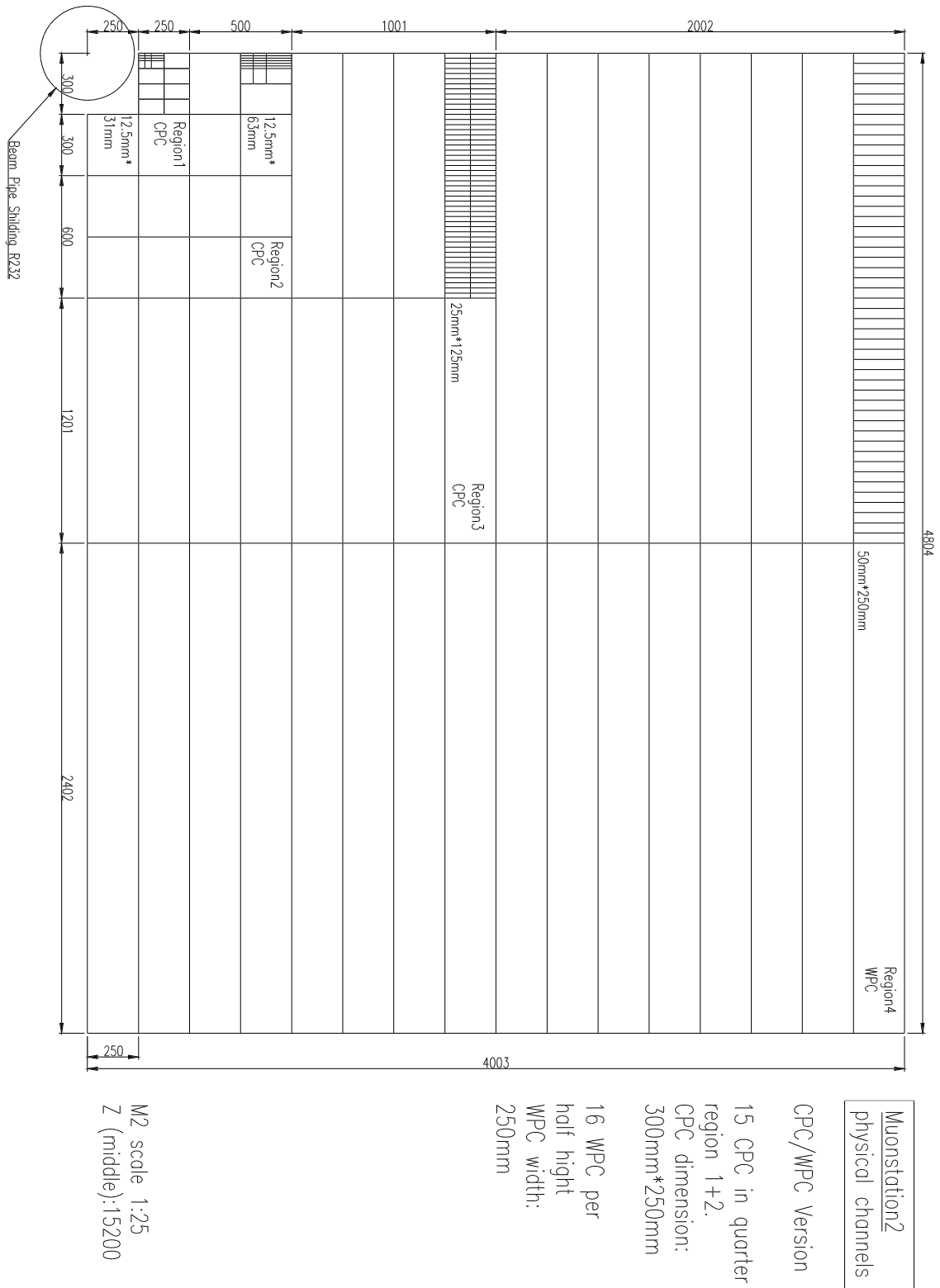


Figure 2 Layout of Station 2.

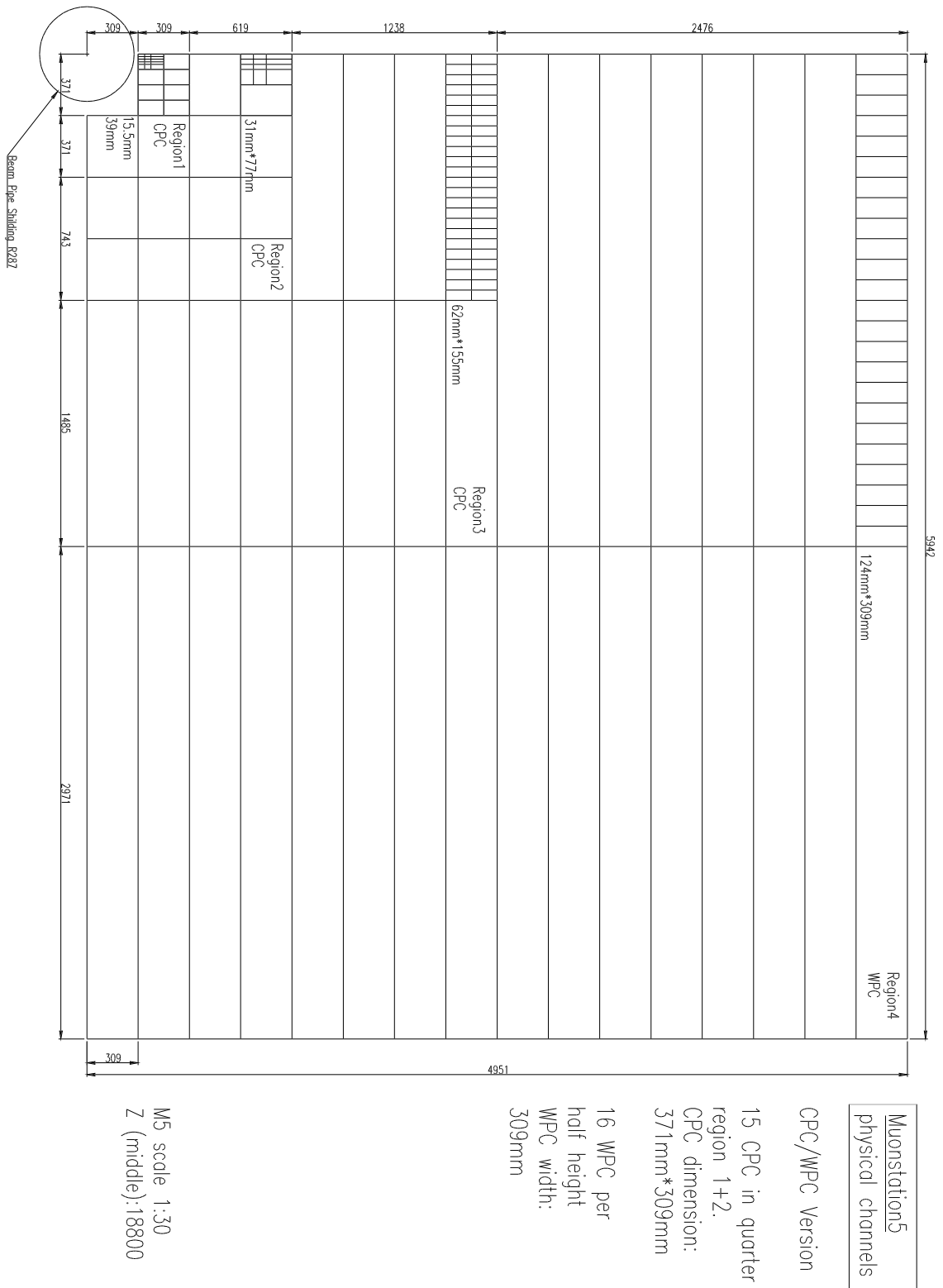


Figure 3 Layout of Station 5.

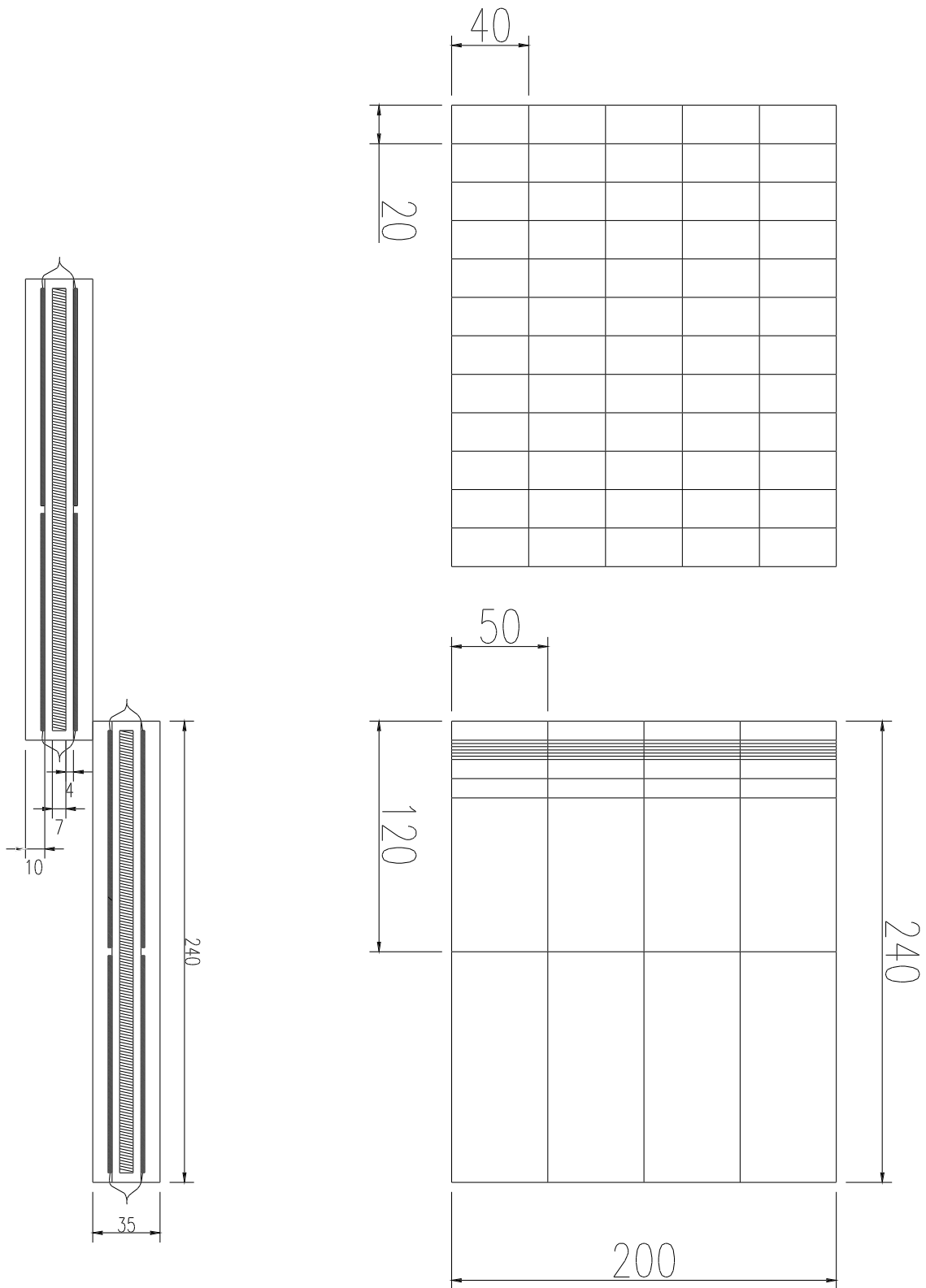


Figure 4 Building blocks for Region 1 and Region 2.

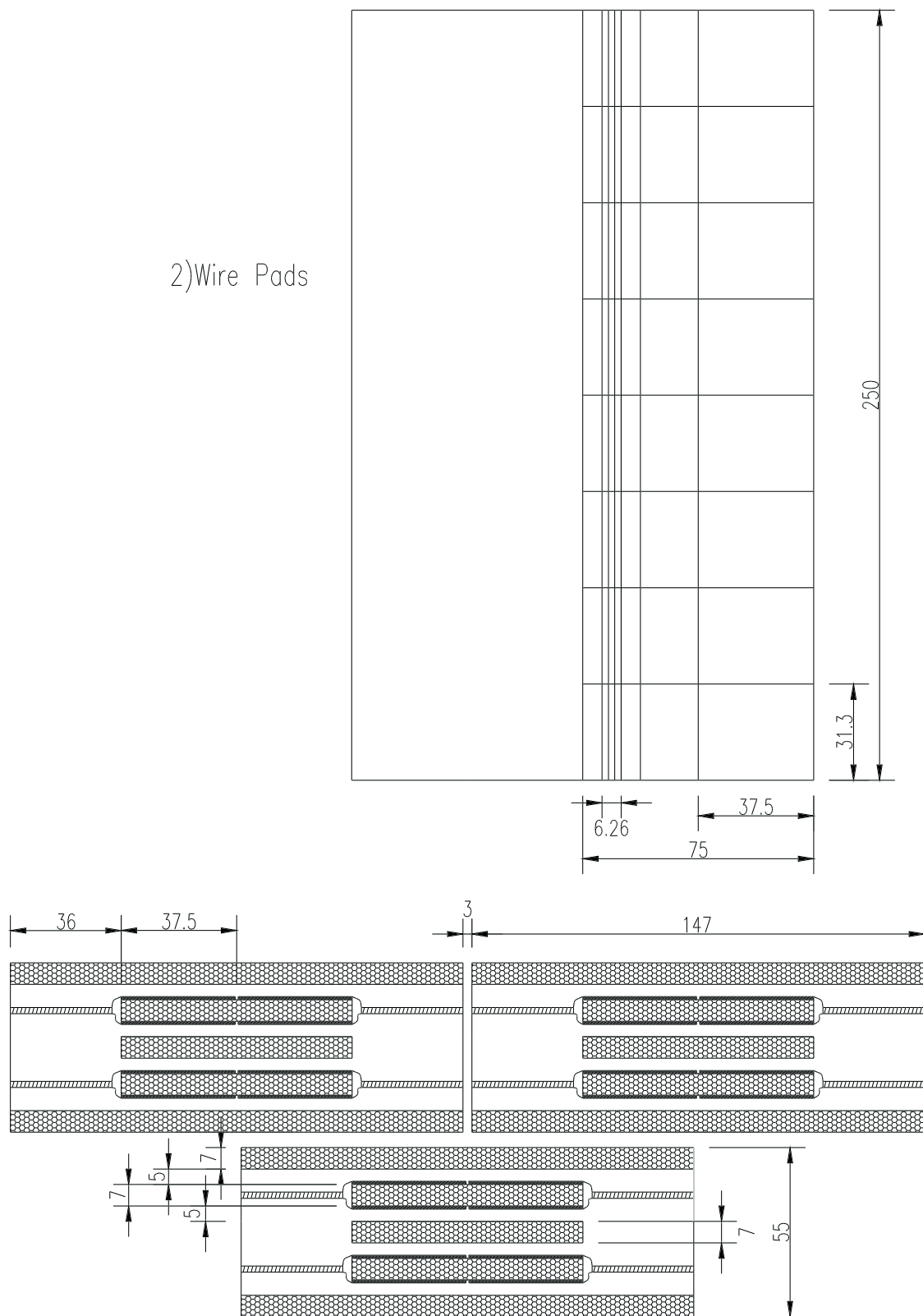
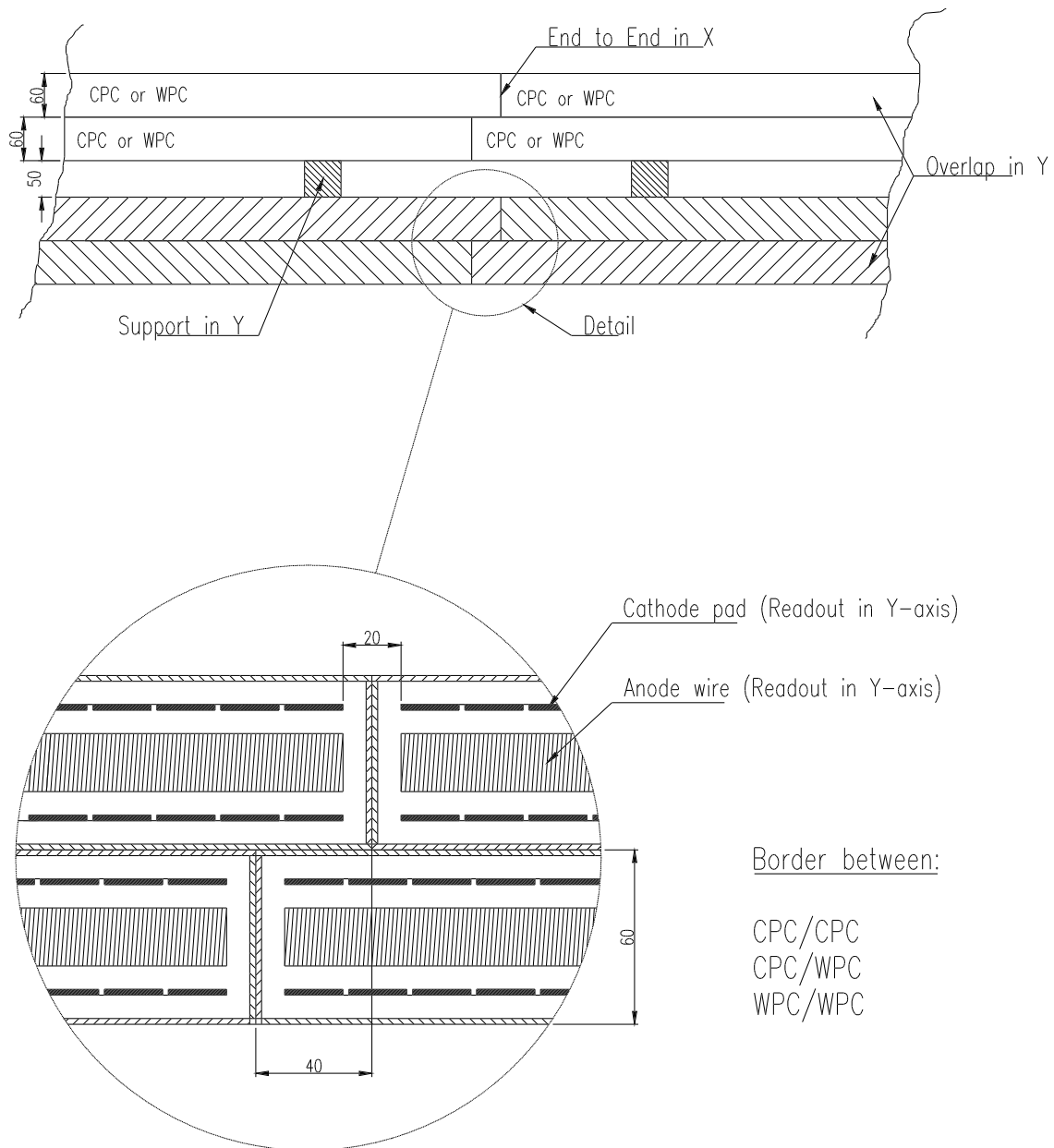


Figure 5 Detail of Region 1 building blocks.

Overlap in Y, End to End in X

Section AA in X Z plane



Thickness = 2 Layer + Support Structure in Y
3% of just one sensitive Layer

Figure 6 Detail of chamber overlap.

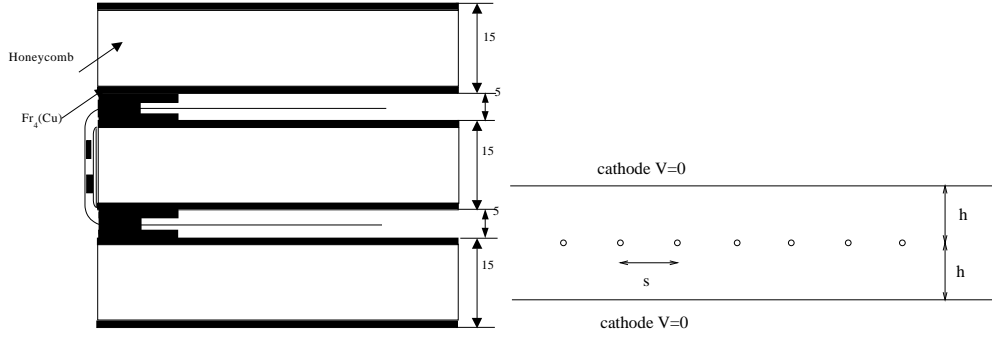


Figure 7 Cross section of a WPC or CPC chamber. The left figure shows the whole chamber, the right figure shows a single gap.

cathode to cathode distance ($2h$)	5 mm
wire diameter ($2r_a$)	$30 \mu\text{m}$
wire pitch (s)	1.5 mm
equivalent cathode radius (r_c)	45 mm
gas	Ar/CO ₂ /CF ₄ 40/45/15
gain and voltage	10^5 @ 3000 V
breakdown limit	3300 V
gas	Ar/CO ₂ /C ₂ H ₂ F ₄ 40/45/15
gain and voltage	10^5 @ 3100 V
breakdown limit	3700 V

Table 2 Some detector parameters.

3 Geometry and Principle

The chamber geometry is shown in Figure 7. One chamber consists of two gaps each having wires strung at a pitch of 1.5 mm. Some important parameters are listed in Table 3. A particle traversing these two gaps will ionize the gas leaving in total on average 100 primary electrons electrons (Figure 8).

The electric field in the chamber is given by

$$r_c = \frac{s}{2\pi} e^{\frac{\pi h}{s}} \quad E_a = \frac{V_a}{r_a \log\left(\frac{r_c}{r_a}\right)} \quad E_c = \frac{V_a \pi}{s \log\left(\frac{r_c}{r_a}\right)} \quad (1)$$

where E_a is the field on the anode wire surface and E_c is the field on the cathode surface. For a voltage of 3000 V we find a cathode field of about 7900 V/cm, so for the discussion we can assume an average field in the drift region of about 8 kV/cm. Figure 9 shows the drift velocity for different gases as simulated by MAGBOLTZ.

The chambers operate at a gas gain around 10^5 which requires 3000 V for the Ar/CO₂/CF₄ 40/45/15 mixture and about 100 V more for the Ar/CO₂/C₂H₂F₄ mixture. The movement of the ions produced in the avalanche induces a negative current signal on the wire where the avalanche happened and a positive current signal on the neighbouring wires and the cathodes. Since the sum of all induced signals on all electrodes is zero, the signal induced on one cathode is half of the wire signal.

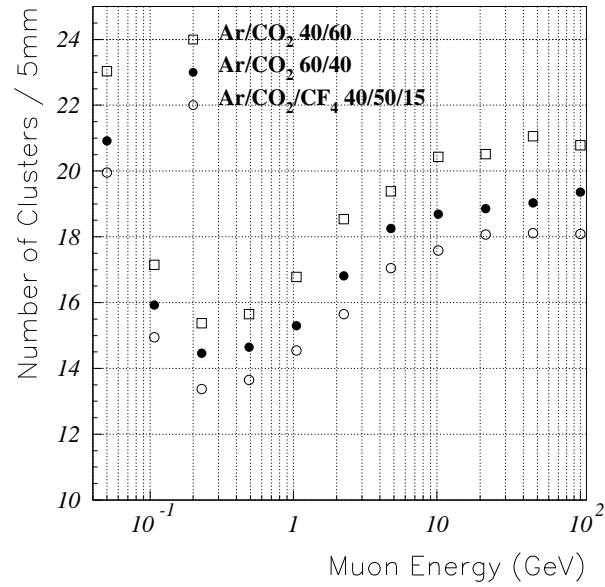


Figure 8 Number of clusters in a single gap as simulated with HEED. For a 10 GeV Muon we find about 20 clusters in a single gap, so with an average of 2.5 electrons/cluster we expect a primary ionization of 100 electrons.

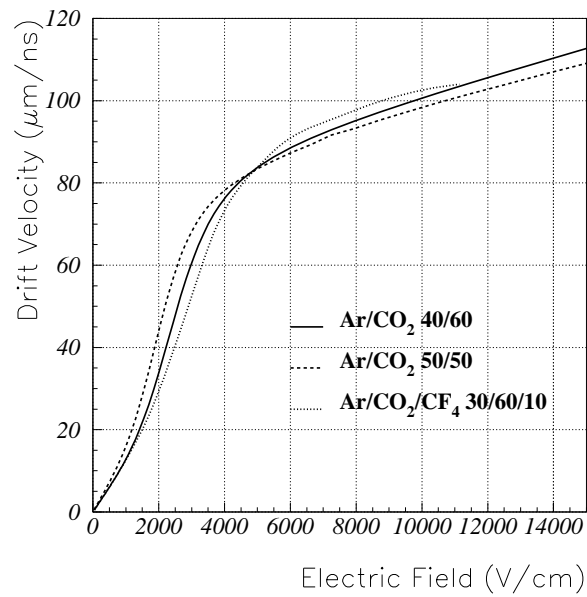


Figure 9 Drift velocity as a function of the electric field for different gases as simulated by MAG-BOLTZ. The average electric field in the WPCs and CPCs is around 8 kV.

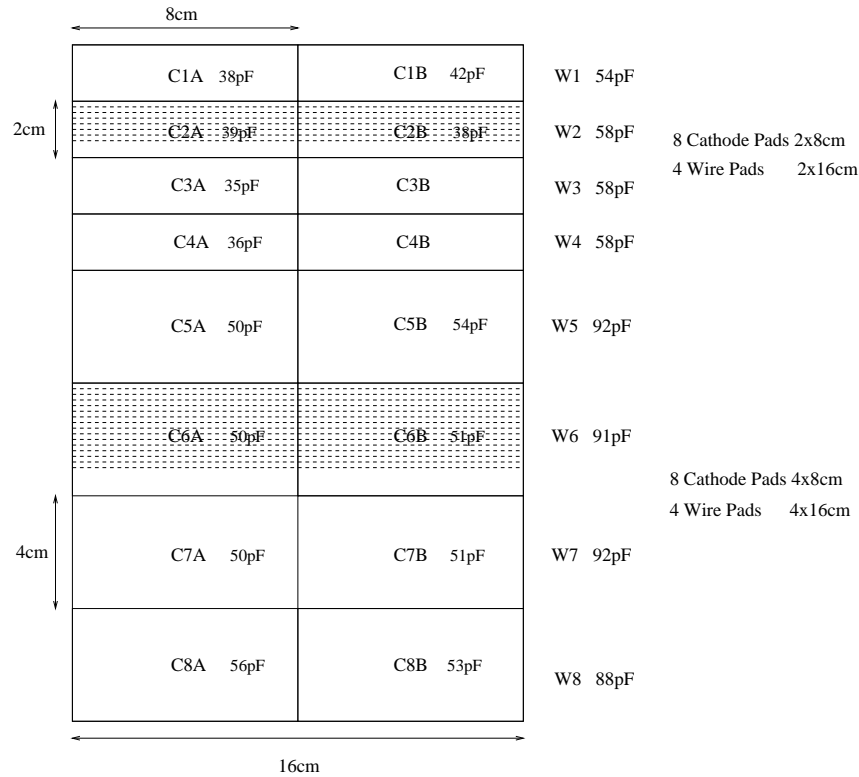


Figure 10 Schematic of a chamber prototype. The capacitance of the pads and the wires is the main source of noise.

By connecting several wires one gets a so called Wire-Pad, by segmenting the cathode one arrives at a Cathode-Pad. Figure 10 shows the segmentation of a prototype chamber that was used in the test beam.

The full width of half maximum of the charge distribution induced on the cathode pads is of the order of the anode-cathode spacing which is 2.5 mm in our case. A particle passing the chamber exactly between two pads will induce half the signal on both pads. If the particle crosses the chamber 2.5 mm from the edge of a pad, 90% of the charge is induced on one pad and only 10% is induced on the other pad. Since most of the cathode pads are several cm large, the 'cross talk' due to this effect is small.

Max. Wire Pad Capacitance	200 pF
Max. Cathode Pad Capacitance	100 pF
Max. Rate per channel	1.6 MHz
Max. Dose	≤ 1 MRad

Table 3 Some parameters determining the electronics environment. In a large part of the system the rates and doses are orders of magnitude smaller.

4 Electronics

In order to achieve good timing resolution at reasonably low gas gain, the front-end electronics is required to have short peaking time (around 10 ns) and low noise for detector capacitances of up to 200 pF. The high rates in some of the detector regions require in addition optimized tail cancellation and baseline restoration circuits as well as radiation hard technologies. Since the rates and occupancies vary strongly over the whole detector we might use different front-end chips in different detector regions. A few important system parameters for the current layout are listed in Table 4.1.

4.1 Signal Characteristics, Peaking Time

The movement of the avalanche ions induces a current of the form

$$i(t) = -\frac{q}{V}v(t)E(r(t)) = \frac{q}{2 \log \frac{r_c}{r_a}} \frac{1}{t + t_0} \quad t_0 = \frac{r_a^2 \log \frac{r_c}{r_a}}{2V_a \mu t} \quad (2)$$

where t_0 has values between 1.5-2 ns for our geometry. The total charge induced after a time T is then

$$Q(t) = \frac{q}{2 \log \frac{r_c}{r_a}} \log\left(1 + \frac{t}{t_0}\right) \quad (3)$$

Figure 11 shows the induced charge versus time for a single primary electron in the chamber and a gas gain of 10^5 . This figure together with the fact that we expect on average 100 primary electrons in the chamber sets the scale for the required front-end sensitivity.

4.2 Noise Characteristics

In addition to diffusion and the spatial distribution of the primary ionization electrons, the resolution is affected by time slewing due to pulse height fluctuations (Figure 12). This contribution is minimal for low threshold and fast signal rise time. The lowest possible threshold however is set by the noise which also depends on the front-end peaking time. The equivalent noise charge due to serial and parallel noise is given by

$$ENC^2 = \frac{1}{2}e_n^2 C^2 \int_{-\infty}^{\infty} f'(t)^2 dt + \frac{1}{2}i_n^2 \int_{-\infty}^{\infty} f(t)^2 dt \quad (4)$$

where $f(t)$ is the normalized front-end delta-response, C is the detector + input capacitance. The parameters e_n and i_n are the serial and parallel noise densities which depend on the front-end design and technology. Typical values are $e_n \approx 1 - 2 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ and $i_n \approx 2 - 3 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$.

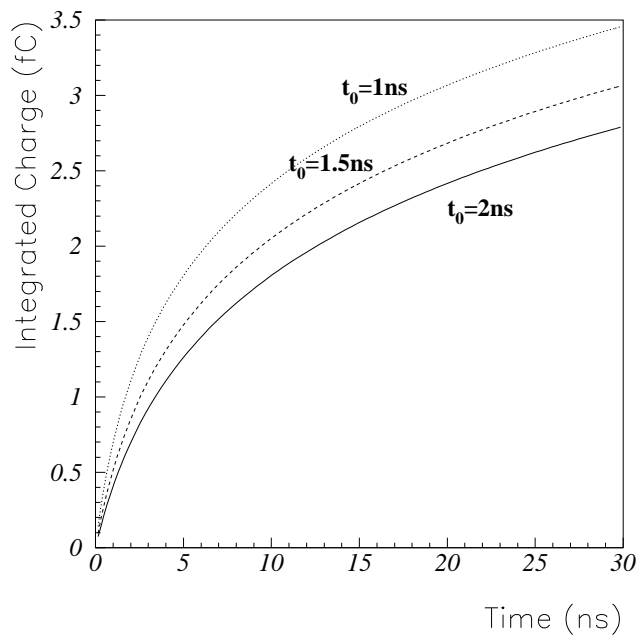


Figure 11 Integrated charge for a single primary electron and a gas gain of 10^5 .

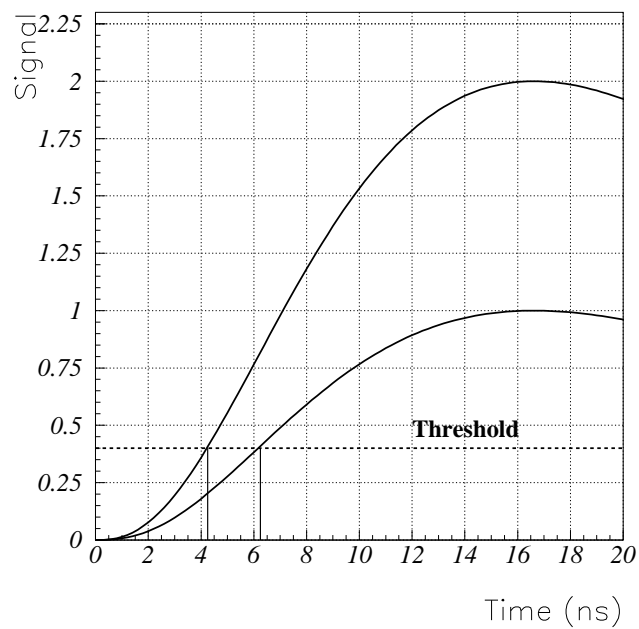


Figure 12 Pulse height fluctuations will result in threshold crossing time fluctuations (time slewing).

model	PNPI	SONY	ASDQ
technology	discrete comp.	SONY Bipolar	MAXIM Bipolar
input resistance	25 Ω	80 Ω	260 Ω
peaking time @ $C_{det}=0$	4 ns	11 ns	8 ns
peaking time @ $C_{det}=100$ pF	7 ns	20 ns	
ENC @ 10 pF	1800 e-	1500 e-	2300 e-
sensitivity @ $C_{det}=0$	10 mV/fC	5.6 mV/fC	25 mV/fC
sensitivity @ $C_{det}=100$ pF	6 mV/fC	3.5 mV/fC	
Radiation Limit		≥ 50 kRad	≥ 5 MRad
Av. Pulsewidth @ 100 pF	60 ns	90 ns	25 ns
Baseline restoration	no	yes	yes
Max. rate tested		1 MHz	15 MHz
Channels/Chip		4	8
Power Consumption/channel		59 mW	40 mW
Cost per Channel		1.7 SFr	4 SFr

Table 4 Some electronics parameters.

Table 5 Percentage of events with hits in the neighbouring pads within 20 ns

Electronics	Gas Mixture	Gas Gain	Anode Pads	Cathode Pads
a) PNPI	Ar/CO ₂ /CF ₄	2×10^5	4 %	3 %
b) SONY	Ar/CO ₂ /CF ₄	2×10^5	5 %	4 %
c) SONY	Ar/CO ₂ /C ₂ H ₂ F ₄	4×10^5	20 %	13 %

5 Performance

Several WPC and CPC prototypes were tested in the T7 and T11 beams at CERN. A CPC prototype with various pad sizes (from 1×2 cm to 8×16 cm) was constructed and tested in autumn 1998, using the readout design presented in the Technical Proposal [7] and was shown to be reliable.

A first WPC prototype with wire pad readout only was tested in May 1999. Further WPC prototypes have been tested in November 1999. They contained cathode strips as well as cathode pads. Here we present results from the prototype shown in Figure 10, with wire pads 4×16 cm² large and cathode pads 4×8 cm² large.

Figure 14 shows the efficiency as a function of the high voltage for the gas Ar/CO₂/C₂H₂F₄ 40/45/15 using the SONY chip. Cuts were applied in the charge and number of hits in the scintillators in order to select single particle events. For a time window of 25 ns the chamber is fully efficient at a voltage of 3.25 kV corresponding to a gas gain of 2×10^5 . To get to 99 % efficiency in 20 ns, it is necessary to operate at higher gain, namely at 3.4 kV. The chamber was operated up to 3.7 kV before breakdown occurred. Hence, in the outer detector regions, where the rates and therefore the total charge deposits are low, one has still a large operating plateau of 300 V which is very convenient. Figure 15 shows an example of the time distribution at the working point. The time resolution (RMS) is about 3.0-4 ns for the anodes and 3-4.5 ns for the cathodes in the operating range of 3.25 -3.5 kV. The measured shift of the mean arrival time is about 1.5-2 ns / 100V.

As discussed in the last section, the peaking time and the sensitivity of the SONY chip decreases rapidly for increased input capacitance. Therefore, in addition to the chamber geometry, the time resolution is largely influenced by the electronics. Using optimized electronics one can improve the performance to arrive at high efficiency even for lower gas gain. Figure 17 shows a comparison between the efficiencies obtained with SONY chip and PNPI electronics for the standard gas mixture Ar/CO₂/CF₄ (40/45/15). Figure 16 compares the time resolution for the PNPI and SONY electronics.

To study crosstalk events were selected using the best possible choice of hodoscope channels, in order to have the particles crossing the center of the pad and still have enough statistics. Table 5 presents the percentage of events which have more than one hit within the 20 ns time window. Since the gas Ar/CO₂/C₂H₂F₄ allows operation of the chamber at higher gas gain, which is necessary for the SONY chip, the increase of crosstalk at the corresponding voltage is explained. Optimizations can be done to decrease the capacitive coupling between the pads, reducing then the crosstalk and cluster size.

In order to analyse the dependence of the efficiency on rate, including pile-up effects, events were selected with at least one hit in the scintillators facing the pad and no cut on the charge was applied. Events with hits on the hodoscope strips facing neighboring pads were rejected, in

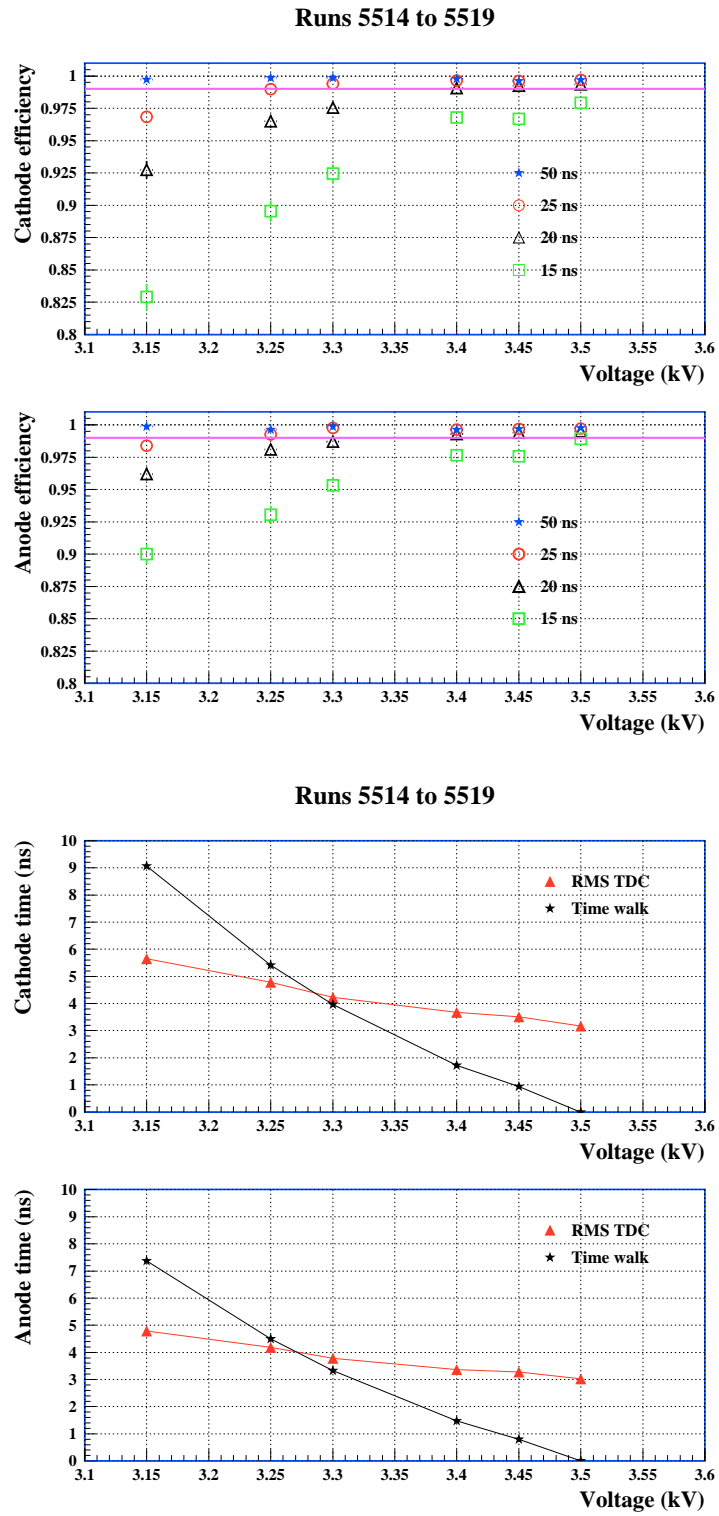


Figure 14 Efficiency versus voltage for different time windows for the gas Ar/CO₂/C₂H₂F₄ using the SONY chip. The cathode pads are 4 × 8 cm, the wire pads (anode) are 4 × 16 cm. The bottom figure shows the time rms and the mean arrival time shift versus voltage.

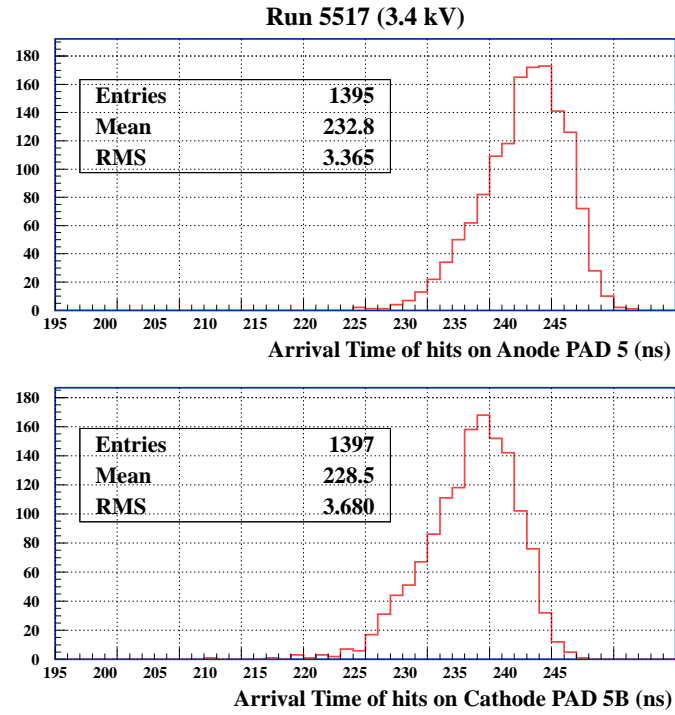


Figure 15 Time distribution at the working point for cathode and anode pads.

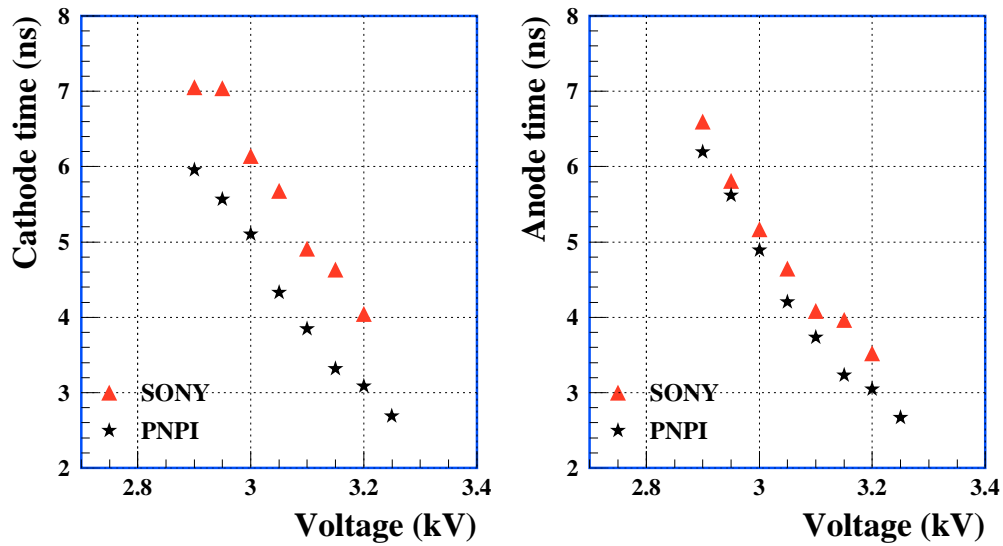


Figure 16 Time resolution for PNPI and SONY electronics.

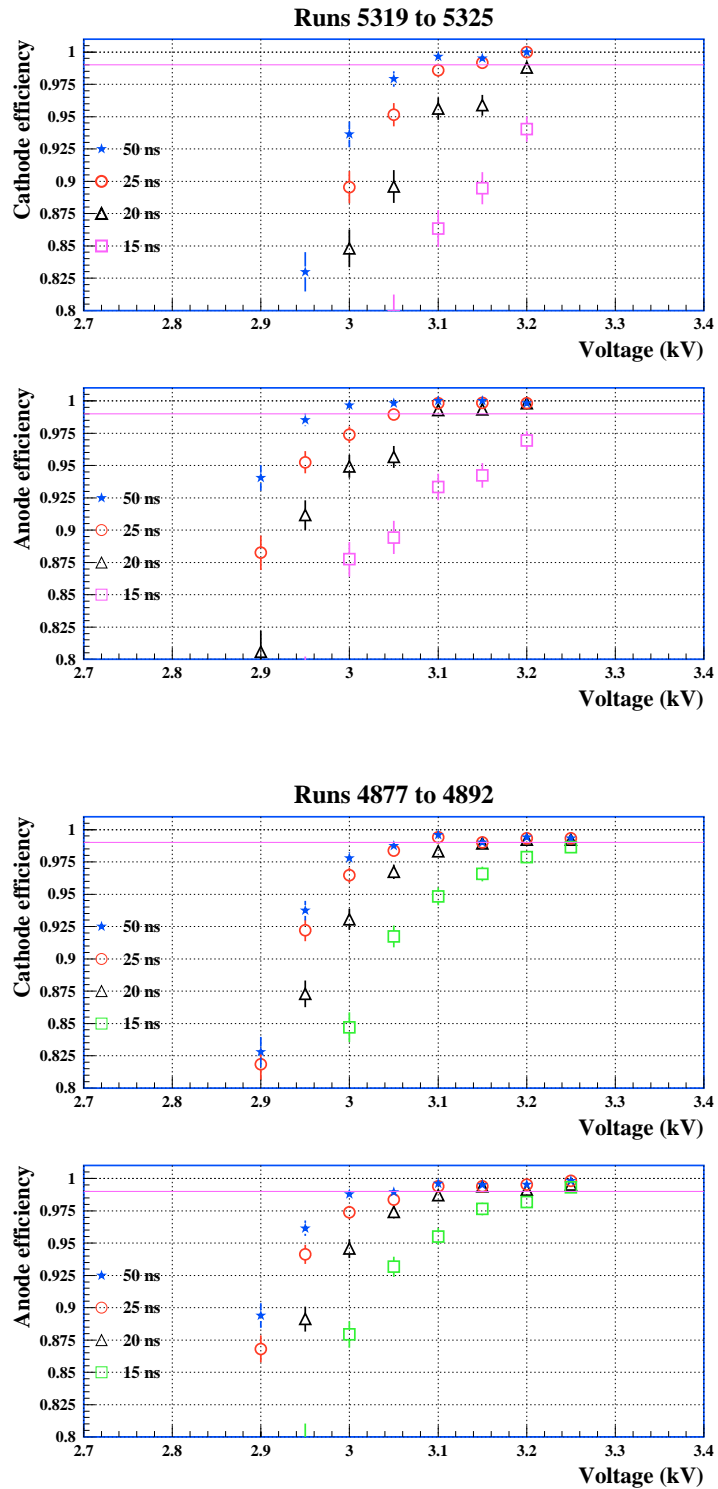


Figure 17 Efficiency versus voltage for the gas Ar/CO₂/CF₄ 40/45/15. The top figure shows the performance using the SONY chip, the bottom figure shows the performance using the PNPI electronics. For this gas a gain of 2×10^5 requires 3.15 kV.

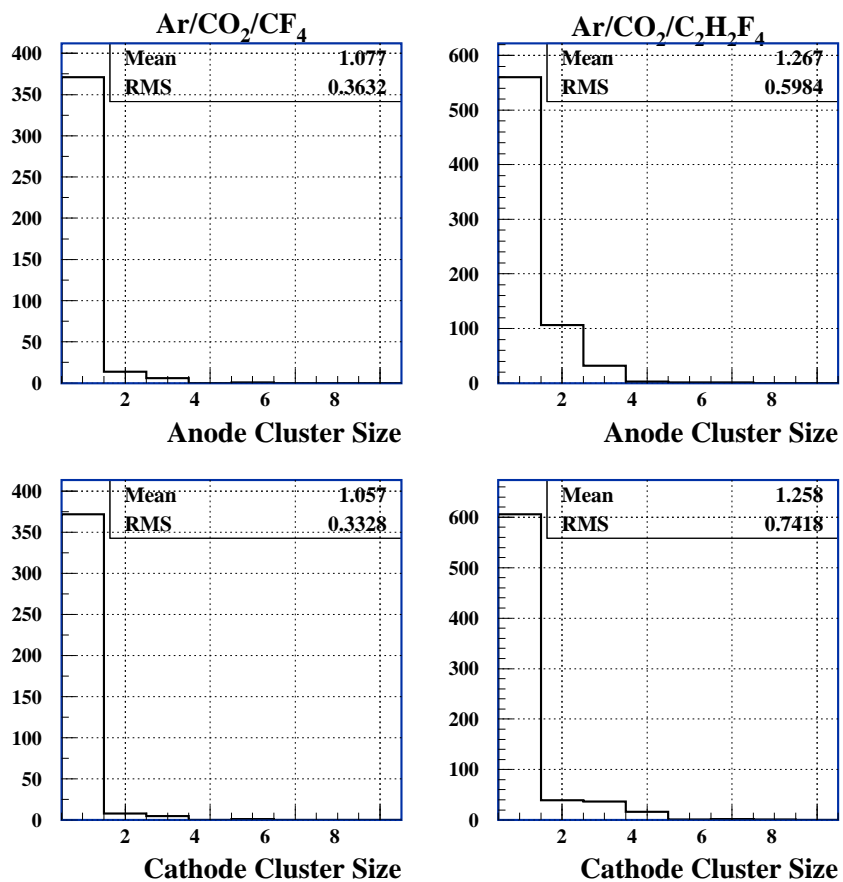


Figure 18 Cluster size distributions for anode (top) and cathode (bottom) for gas mixtures based on Ar/CO₂/CF₄ (left) and Ar/CO₂/C₂F₂H₄ (right) with the SONY electronics.

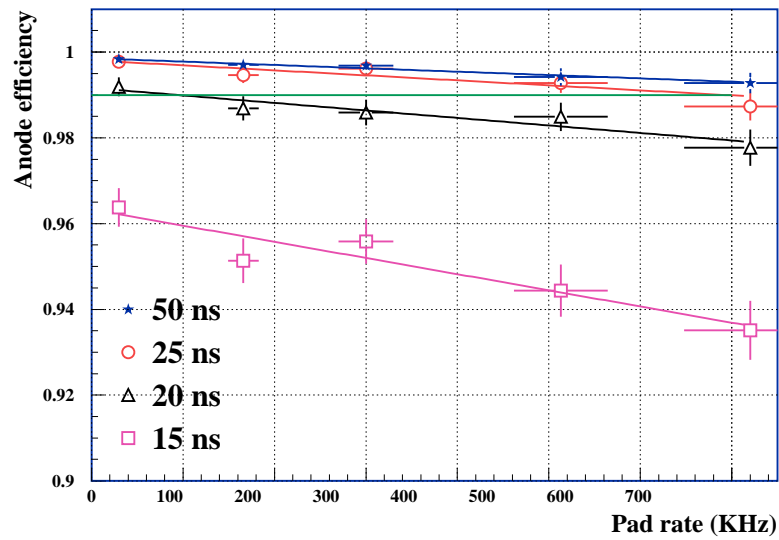


Figure 19 Efficiency versus rate for several time windows (SONY electronics).

order to reduce crosstalk and other effects.

Figure 19 shows the efficiency as a function of the rate measured in the anode pads equipped with SONY electronics. The gas gain is 2×10^5 . The efficiency in 20 ns is reduced by $\sim 2\%$ when the rate increases to ~ 720 KHz.

6 Ageing

Detailed ageing studies of the wire chambers have been performed at PNPI in the framework of the CMS End Cap Muon System programme (CMS Note 1999/011). One should stress that the WPC/CPC chambers are made precisely from the same materials as the CMS chambers and use the same gas mixture. Therefore, the results obtained for the CMS chambers are directly applicable to the proposed WPC/CPC chambers. These tests showed that with the gas mixtures Ar/CO₂/CF₄ in the relative proportions 30/50/20 as well as 40/50/10 the deterioration of the chamber performance (gas gain and dark currents) was not observed up to the accumulated charges of 13 Coul/cm wire. Note however that the irradiation of the chambers was local with a Sr-90 beta source.

The global irradiation tests of the CMS chambers have been started last year at GIF facility at CERN. So far only a modest accumulated charge has been collected (0.2 Coul/cm wire). These tests will be continued in March/April 2000. We are planning to perform the local ageing tests at PNPI with the Ar/CO₂/C₂H₂F₄ gas mixtures using a WPC prototype. These tests will be started in Feb 2000. Also global ageing tests of the WPC filled with the Ar/CO₂/C₂H₂F₄ gas mixture are planned to be performed at GIF in March/April 2000 in parallel with the CMS tests.

7 Realization

7.1 Construction

The WPC/CPC chambers are specially designed to make their construction as simple as possible. The wires are wound along the short side of the chamber that make it possible to use the small wire spacing (1.5 mm) needed for good time resolution without additional support structure. The WPC chambers use simple cathode planes without any pad/strip structure. There is no severe requirement to the flatness of the cathode plane to be produced in industry.

The FE-electronics is arranged in a very simple way on the chamber body. The construction of such chambers can be easily organised in any physics laboratory. The WPC chambers will be used in Region 4 of the LHCb Muon System covering about 75% of the total area. The CPC chambers designed for Region 3 have a very simple cathode pad structure : 2 rows of $4 \times 10 \text{ cm}^2$ pads with readout from both sides of the chamber. The construction of these chambers is not much different from the WPC construction. A similar type of construction will be used in Region 2 and 1 of M2 - M5.

PNPI has many years experience in wire chamber construction. At present the institute is involved in the construction of the Cathode Strip Chambers for the CMS End Cap Muon System [8] which has close similarity with the LHCb chambers. PNPI can organise a special production line of the WPC/CPC chambers and would be able to assemble an essential part of these chambers. The production scheme assumes that there will be at least one more production line in some other laboratory and that the major parts for the chambers will be produced by collaborating groups with involvement of industry.

7.2 Costing

Table 7.2 shows the cost estimates for the muon system. To estimate the manpower we considered one chamber per week per person. The contributions to the total cost which are technology specific are mainly the chambers, FE-chip and boards and HV and gas systems. they amount to slightly less than 2450 kCHF. Some of the estimates for parts of the electronics chain need further substantiation. As the total budget for the muon system is about 6000 k, the final sum leaves about 500 k available for manpower.

Chambers	Cu-panels Wires 0.15 SFr/m ² Spacers Alu Frames etc. for total 870 m ² Assembly	150-200 SFr/m ² 200-300 SFr/m ² 100 SFr/m ² 80 SFr/m ² 950 kSFr 40 manyears
Electronics	Fe board and chip short LVDS links intermediate boards Off detector electronics VME crates+controller total tests and assembly	850 k 350 k 350 k 500 k 200 k 2250 k 20 manyears
Service Systems	HV LV Gas system total	450 k 70 k 200 k 720 k
Various	supports tooling Iron Filter modif monitoring total	250 k 200 k 500 k 50 k 1000 k
Total Sum	with contingency of 10%	4920 k 5410 k

Table 6 Cost overview.

8 Conclusions

- WPCs and CPCs have shown to satisfy the requirements for almost the entire LHCb muon system.
- Except for Region 1 and Region 2 in M1, the accumulated charge in 10 years of operation is less than 1 C/cm .
- For Regions 3 and 4 in stations M3 to M5 the rates are low enough to allow a gas gain of up to 5×10^5 , hence using the SONY chip will provide satisfactory operation.
- For M1 and the inner regions of M2-M5 the high rates require gas gain less than 2×10^5 , so for safe operation a front end electronics chip must be found that matches the performance of the PNPI chip and also can stand a dose of up to 1 MRad.
- Detectors similar to CPC's but with different gain and geometry are under development for the hot spots in M1.

References

- [1] P.Colrain et.al, LHCb 2000-016 Muon
- [2] S. Getz et. a, Micro-Gap Chambers for the Inner Region of the LHCb Muon System, LHCb 2000-004 Muon
- [3] O. Sasaki et. al., Amplifier-Shaper-Discriminator ICs, ATLAS internal muon note, Oct. 1999
- [4] W. Bokhari et al., The ASDQ ASIC, CDF internal note, April 1998.
- [5] ATLAS inner detector TDR. CERN/LHCC/97-17, M. Newcomer et al., ASDBLR chip operational studies at CERN, ATLAS internal note 29.1. 1996.
- [6] B. Bochine et.al, Wire Pad chambers for the LHCb muon system. LHCb 2000-003 Muon
- [7] LHCb Technical Proposal, CERN/LHCC 98-4, LHCC/P4, 20 February 1998
- [8] CMS MUON TDR, CERN/LHCC 97-32, CMS TDR 3, 15 December 1997

Apêndice B

Desempenho de um protótipo de MRPC para o LHCb

Performance of a Multigap RPC prototype for the LHCb Muon System

P. Colrain^a, G. Corti^a, L. de Paula^{b,1,2}, M. Gandelman^{b,1,2},
J. Lamas-Valverde^a, B. Marechal^{b,1,2}, D. Moraes^{b,1,2},
E. Polycarpo^{b,1,2,3,4}, B. Schmidt^a, T. Schneider^a, A. Wright^a

^a*CERN, CH - 1211 Geneve 23, Switzerland*

^b*LAPE/IF-UFRJ, CP 68528 Rio de Janeiro, Brazil*

Abstract

Several technologies are under consideration for the muon system of the LHCb experiment. RPCs are one of the favourite candidates for the outer areas where the particle fluxes are expected to be at most some kHz/cm². This work describes the results obtained with a Multigap Resistive Plate Chamber prototype under various beam conditions at the CERN facilities.

1 Introduction

The LHCb experiment [1] is a single-arm spectrometer with forward angular coverage from ~ 10 mrad to ~ 300 mrad. The LHCb Muon System is composed of five muon tracking stations interleaved in a longitudinally-segmented shield. It must provide muon identification and L0 muon trigger formation. For the latter, good time resolution for bunch-crossing identification and reasonable momentum resolution are required. Due to their excellent timing properties, RPCs are candidates for the outer part of the muon system (starting from a polar angle of ~ 150 mrad). In this region, the rate capability required is about

¹ Partially supported by European Community (contract CI1*-CT94-0118)

² Partially supported by CNPq, Brazil

³ Partially supported by CAPES, Brazil

⁴ Corresponding author. Fax +41 22 7679425; e-mail Erica.Polycarpo@cern.ch

1.6-4.0 kHz/cm², depending on the LHCb operating luminosity. This number has been conservatively estimated, in order to guarantee safe operation.

It has been shown by many authors that the rate capability of RPCs can be improved by operating them in avalanche or low gas amplification mode (e.g. [2]), using gas mixtures with a high content of freon gases, in particular tetrafluoroethane [3]. The addition of small amounts of SF₆ has increased the range of voltages in which the chambers can operate without streamer formation [4]. Further improvements have been achieved by using lower resistivity bakelite plates ($\rho \sim 10^{10}\Omega\text{cm}$) [5]. It has also been shown that dividing the gas volume into several gaps [6] results in higher rate capability. The advantages of using several gas gaps are that the time walk and resolution are limited by the small size of the subgaps and that the tolerance to irregularities is larger. With this motivation, two multigap RPC prototypes have been built, with active areas $24 \times 24 \text{ cm}^2$ and $1.2 \times 2.2 \text{ m}^2$.

This paper describes the tests of the small prototype. In the CERN PS ($\sim 3 \text{ GeV}/c \pi$) and SPS ($120 \text{ GeV}/c \pi$) beam lines, special emphasis has been given to the rate capability studies. The performance of the chamber has also been tested under continuous and uniform irradiation over the whole surface in the Gamma Irradiation Facility (GIF), where timing properties and cross-talk effects were also investigated.

2 Characteristics of the MRPC prototype

The chamber, whose cross section is shown in figure 1, is composed of four gas gaps, each of 0.66 mm, preserved with nylon button spacers. The plates are 0.7 mm thick melamine-phenolic laminates, with bulk resistivity $5 - 6 \times 10^{11}\Omega\text{cm}$. The HV plane consists of a graphite layer sprayed on the outer surface of the external resistive plate, while the readout plane is made of kapton foil with copper gold coated strips (1.3 cm wide and 24 cm long), each connected to an amplifier shaper discriminator chip ASD8-B [7]. The thresholds used were always $\sim 120 \text{ mV}$. The gas mixture was 96% C₂H₂F₄/3% iso-Butane/1% SF₆. In addition, 1% of water vapour was added to this gas mixture, in order to ensure stability of the electrical and mechanical properties of the plates.

3 Tests carried out in the PS and SPS beam lines

3.1 Experimental setup

The trigger system was composed of two scintillators ($15 \times 15 \text{ cm}^2$ and $20 \times 20 \text{ cm}^2$) centered on the beam line. A hodoscope composed of 8 horizontal (Hch_{1-8}) and 8 vertical (Vch_{1-8}) scintillator strips (0.8 cm wide and 8.0 cm long) with 1 cm pitch was placed between the large scintillators and used in the offline analysis. The MRPC prototype was placed immediately behind the hodoscope. A fiducial region of three chamber strips was used to measure the efficiency for minimum ionizing particles which crossed the intersection (Hch_5, Vch_5) of the hodoscope, corresponding to the peak of the two-dimensional beam profile in figure 2. The signal from the strips was discriminated before feeding it to a 16-hit TDC (LeCroy 1176), operating in common-stop mode. A 15 ns time window was used to calculate the efficiency.

3.2 Rate capability studies at the PS and SPS

Figure 3 shows the efficiency measured at the CERN PS as a function of the applied high voltage for different rates measured in the (Hch_5, Vch_5) cell of the hodoscope. The efficiency is integrated over the spill duration of $\sim 400 \text{ ms}$. The knee of the plateau is shifted towards higher voltages when the rate increases, due to the increasing voltage drop across the resistive plates, which reduces the effective field in the gas volume.

In order to determine the effect of the irradiation time on the performance of the chamber, a further test was done at the CERN SPS, which has a spill duration of $\sim 2500 \text{ ms}$. The efficiency was measured for several time intervals. The result is shown in figure 4, together with the rate as measured in the hodoscope peak. The drop in efficiency is on one hand due to the variation of the rate within the burst; on the other hand it is possible to see that for similar rates a significant efficiency drop with time occurs (e.g., for a rate of approximately 7.5 kHz/cm^2 , the efficiency drops from 90% to 70%). Therefore we conclude that the rate capability as measured at the PS is not valid for high rates. A precise quantitative measurement of the efficiency drop would require more careful investigation. Since in GIF the chamber can be continuously irradiated at the same rate, it is the best available facility at CERN to test the performance of the present MRPC prototype with the given bulk resistivity.

4 Tests in the Gamma Irradiation Facility

4.1 Experimental Setup

The experimental setup in GIF was similar to the one used in the PS and SPS. The chamber was placed at 1.08 m from the ^{137}Cs source, between the two large scintillators. In such a position, the whole surface of the chamber could be uniformly irradiated. A set of lead filters with different attenuation factors (AF) allowed the reduction of the gamma flux through the chamber. The muon beam coming from the SPS beam dump was used to monitor the performance of the prototype.

4.2 Experimental Results

4.2.1 Measurement of rate and efficiency

Figure 5 shows the efficiency for various voltages and several attenuation factors. The efficiency is corrected for the probability of finding a spurious hit in the same time window (typical values $\sim 0.1\%$). The effective rate in the chamber was measured using the method described in [8] and a γ sensitivity of approximately $\#gaps/800 = 1/200$ has been observed, which is in good agreement with other measurements [9]. The chamber reaches 97% efficiency at 18 kV for a rate of approximately 1.9 kHz/cm².

4.2.2 Timing Properties

Figure 6 shows the time walk in the chamber as a function of the measured effective rate. The mean time measured without source (lowest rate) was taken as reference. The time resolution, shown in the same plot, lies in the range 1.5-1.9 ns. For the two highest rates, the voltages are 18 kV, otherwise it is 17 kV, which is already well within the efficiency plateau. It is clear that the timing requirements of LHCb are fulfilled by this prototype.

4.2.3 Cross Talk and Noise

The cluster size is taken as a measurement of the cross talk in the chamber. The same time window used to measure the efficiency was used to build the clusters (15 ns). The average cluster size has a very stable behaviour as function of the voltage and rate. For voltages in the range within which the chamber usually operates, the maximum cluster size is 1.2 strips, which indicates very small

cross-talk.

The noise rate was estimated by subtracting the muon flux coming from the SPS beam dump ($\sim 30 \text{ Hz/cm}^2$) from the rate measured with no source. This gives a noise rate of about 60 Hz/cm^2 , which is rather high. The cosmic ray flux is negligible.

5 Conclusions

We have tested a four-gap RPC prototype in three facilities at CERN. It has been shown that the rate capability measurements at the PS are not reliable for high rates. From the measurements at the SPS, it was possible to see that an irradiation time longer than $\sim 1 \text{ s}$ is needed for a stable operation of the chamber and that the variation of the rate within the burst must be taken into account when describing the efficiency drop. In GIF, the continuous irradiation allowed correct measurements of the rate capability to be made. In spite of the high resistivity of the melamine-phenolic plates of the prototype, the chamber reached 97% efficiency at 1.9 kHz/cm^2 . The time properties and cross-talk match the requirements for the LHCb muon system well.

References

- [1] LHCb Technical Proposal, CERN/LHCC 98-4.
- [2] R. Cardarelli *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 333 (1993) 39.
- [3] M. Abbrescia *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 392 (1997) 155-160
- [4] P. Camarri *et al.*, ATLAS Internal Note MUON-NO-226 (1998).
- [5] F. Ceradini *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 340 (1994) 466-473
- [6] E. Cerron-Zeballos *et al.*, IV International Workshop on Resistive Plate Chambers and related Detectors, Naples, Italy, 15-16 October 1997.
- [7] F. M. Newcomer *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 40(4) (1993) 630.
- [8] M. Maggi *et al.*, IV International Workshop on Resistive Plate Chambers and related Detectors, Naples, Italy, 15-16 October 1997.
- [9] G. Carboni, talk at this workshop.

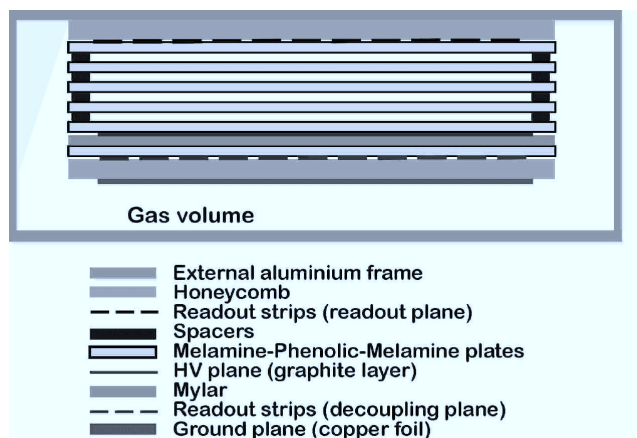


Fig. 1. Schematic of the resistive plate chamber. The HV plane is at the external face of the fifth melamine plate, from the top to the bottom part of the chamber. The honeycomb ensures the mechanical rigidity of the system.

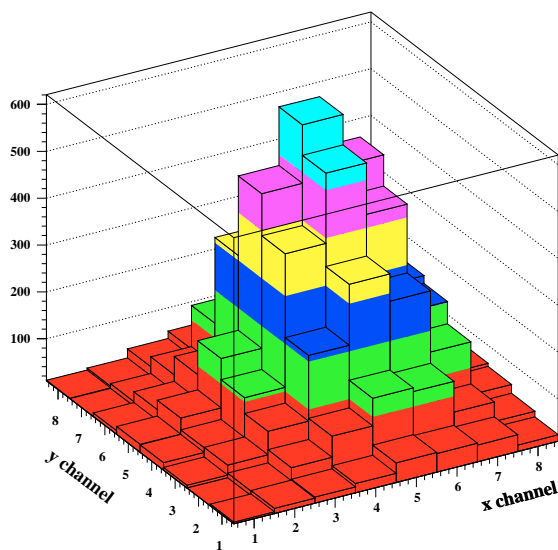


Fig. 2. Two-dimensional profile of the PS beam, determined by the hodoscope.

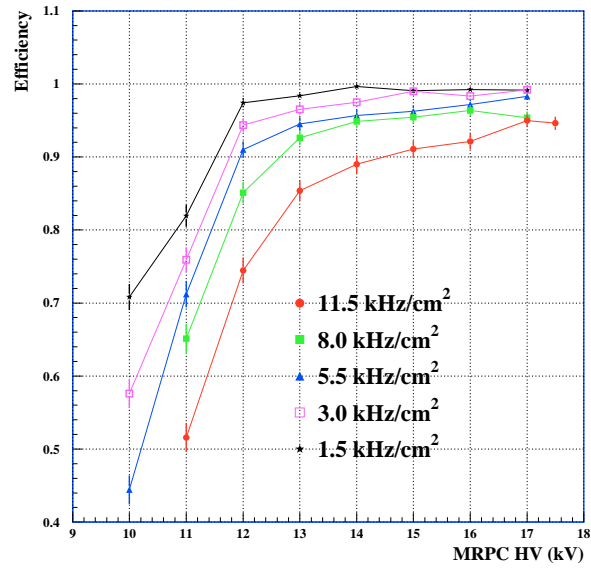


Fig. 3. Efficiency as a function of the high voltage, for several rates measured by the hodoscope in the PS.

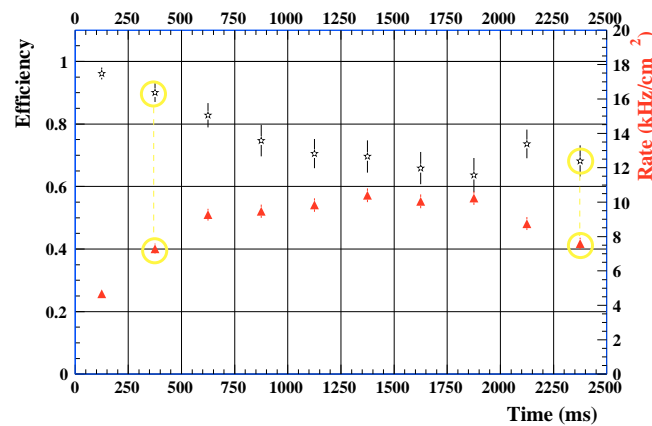


Fig. 4. Efficiency as a function of the time within the burst in the SPS hall (stars). The triangles are the rates for the same time intervals, measured at the hodoscope cell.

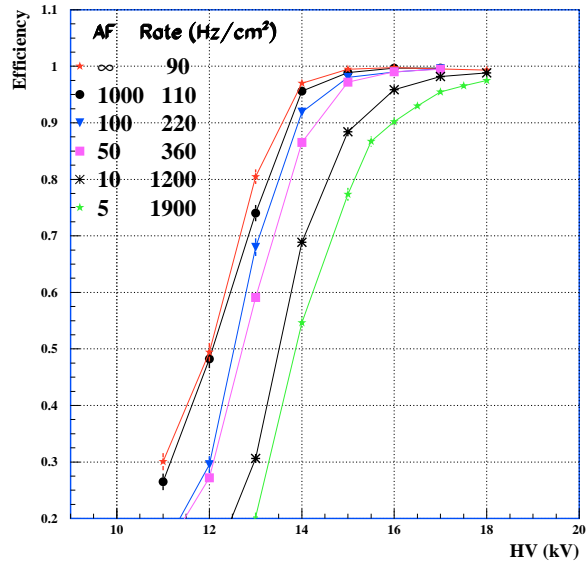


Fig. 5. Efficiency as a function of the effective rate of the MRPC, in the Gamma Irradiation Facility at CERN. The attenuation labelled “ ∞ ” refers to the data taken without source.

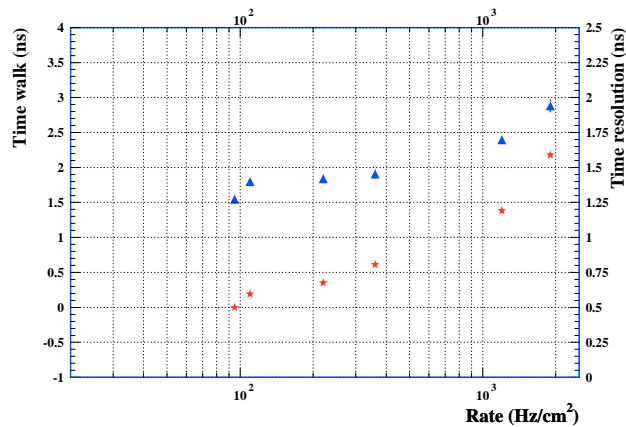


Fig. 6. Time walk (stars) and time resolution (triangles) as a function of the rate.

Apêndice C

Identificação de Múons no LHCb

LHCb Collaboration



LHCb 2001-009
Muon
16 June 2001
Updated version

Muon Identification in LHCb

Érica Polycarpo, João R. T. de Mello Neto

LAPE - Instituto de Física - Universidade Federal do Rio de Janeiro

Abstract

A muon identification algorithm is presented. Both muon identification and pion misidentification are studied and the implementation of the MUID package within the SICBDST framework is described.

1 Introduction

The muon detector [1] is used for triggering and for muon identification. Good muon identification is very important for the reconstruction of physics channels with muons in the final state, as well as for flavour tagging of the initial b quark. For rare decays, such as $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, it is fundamental to have a high muon identification efficiency while keeping the misidentification of other particles, mainly pions, as low as possible.

This work presents results obtained with a realistic muon identification algorithm for the LHCb experiment. The procedure operates on well reconstructed tracks (AXTK\$QUAL=1) within the Muon System acceptance. The extrapolation point is required to be within the M2 and M3 geometrical acceptance. The tracks must also originate from the interaction region (first measured point inside VELO) and have a minimum momentum of 3 GeV/c. The minimum momentum is defined as the momentum needed to $\sim 50\%$ of the muons to arrive in M3, shown in figure 1. In the $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ analysis, only tracks with momentum above 4 GeV/c are selected. In the Technical Proposal, a p_T cut of 1.5 GeV/c is applied to the flavour tagging muons, leading to a minimum momentum of ~ 4.5 GeV/c.

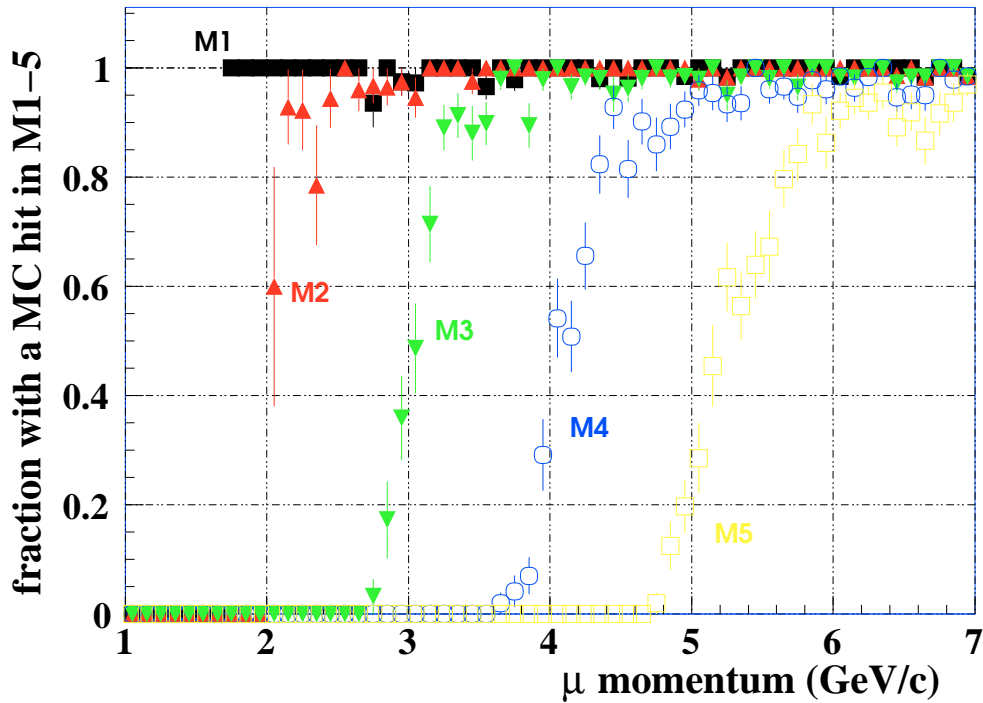


Figure 1: Fraction of muons which arrive at each of the five muon stations as function of momentum.

2 Data

About 4500 $b \rightarrow \mu X$ events, 120K single pions and 120K single muons were generated in LAPE (Rio de Janeiro), using SICBMC V233 and SICBDST V235 [2, 3]. The single pions and muons are generated flat in momentum ($1 \leq p \leq 150$) GeV/c and flat in the polar angle ($0 \leq \theta \leq 250$) mrad.

In this work, the single particle sample is used whenever the behavior of the efficiencies is given as function of the momentum of the particles. Total efficiencies or misidentification rates are given for the $b \rightarrow \mu X$ sample, which takes into account the more realistic momentum spectrum.

3 Algorithm

The tracks satisfying the requirements described in section 1 are linearly extrapolated from T10 to each of the muon stations. A field of interest (FOI) is defined around the extrapolation point in each station. A muon candidate is a track with a set of hits within the FOI in a minimum number of muon stations.

In order to define the FOI and the minimum number of stations required to have hits within the FOI, the muon efficiency is kept as high as possible in the entire momentum range, while the pion misidentification is kept at the level of 1-2%.

From section 3 to 5, the reference sample used to calculate the muon efficiencies is defined as muons which hit M3 (as done in reference [5, 6]) and the reference sample used to calculate the pion misidentification rate is defined as pions which hit M1. Those definitions allow the quotation of numbers which reflect the performance of the Muon System alone. In section 6, the results are given in the context of the physics analysis in LHCb.

3.1 Optimization of the FOI

The sample of *single muons* is used to optimize the FOI in each region of each station of the Muon System as a function of the momentum. Since the multiple scattering angle decreases with increasing momentum, hits from particles in the same muon station and region are searched for within a field of interest which decreases with increasing momentum.

To determine the FOI, the ratios

$$\frac{|\Delta x|_{MC}}{xpad} = \frac{x_{MCpad} - x_{extrapolation}}{xpad} \quad \text{and} \quad \frac{|\Delta y|_{MC}}{ypad} = \frac{y_{MCpad} - y_{extrapolation}}{ypad}$$

are studied as a function of momentum, in each region of each station. In the expression above $xpad$ is the x dimension of the pad and x_{MCpad} is the x position of the pad which is actually hit by the particle which produces the track (the same for the y coordinate). The distance $|\Delta x|_{MC}$ takes into account multiple scattering and pad granularity. In figure 2 the scatter plots

$$\frac{|\Delta x|_{MC}}{xpad} \times p \quad \text{and} \quad \frac{|\Delta y|_{MC}}{ypad} \times p$$

are shown for region 3 of station 3, together with the corresponding profile histograms. For each momentum bin, the *RMS* and the mean value of the ratios are recorded. Then the function

$$\frac{\Delta x_{foi}^n}{xpad}(p) = a_0 + a_1 p + a_2 \exp(a_2 p)$$

is fitted to the points given by

$$(mean + n \times RMS)$$

in each momentum bin, with $n = 2, 3$ or 4 . The fitted curves $\frac{\Delta x_{foi}^n}{x_{pad}}(p)$ for $n = 2$ to 4 are also shown in figure 2. For a particle with momentum p , hits are sought with ratios $\frac{|\Delta x|}{x_{pad}}$ and $\frac{|\Delta y|}{y_{pad}}$ smaller than the values of $\frac{\Delta x_{foi}^n}{x_{pad}}(p)$ and $\frac{\Delta y_{foi}^n}{y_{pad}}(p)$. Therefore, in each muon station, the value of $\frac{\Delta x_{foi}^n}{x_{pad}}(p)$ and $\frac{\Delta y_{foi}^n}{y_{pad}}(p)$ will depend on the momentum of the particle and on the Muon System region it traverses.

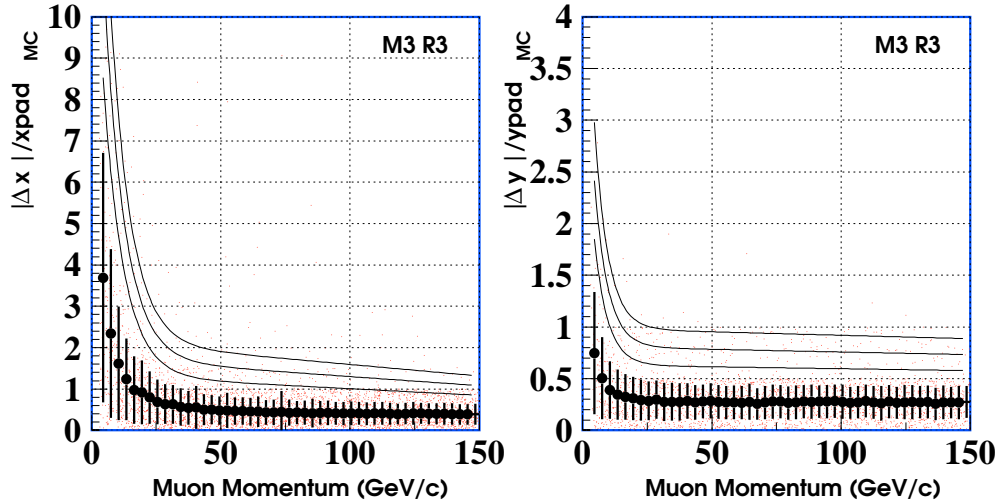


Figure 2: Scatter plots of the ratios $|\Delta x|_{MC}/x_{pad}$ and $|\Delta y|_{MC}/y_{pad}$ as a function of momentum in region 3 of station M3. The profile histogram is superimposed. The solid lines are the results of the fits $\frac{\Delta x_{foi}^n}{x_{pad}}(p)$, for $n = 2$ to 4 , with $n=2$ for the curve closest to the profile histogram.

The plot in figure 3 shows the fraction of muons with at least one hit within the FOI in M2 and M3. The relative difference between the muon fractions when using 3 or 4 RMS FOI is below 2% in the whole momentum spectrum, while the difference between 2 and 4 RMS is $\sim 11\%$ in the lowest momentum bin. The total pion misidentification in the $b \rightarrow \mu X$ sample (concentrated in the low momentum range) is kept below the 2% level in all the three options. By requiring a hit in M2 and M3 within a 3 RMS FOI around the extrapolation point, the muon efficiency can be kept above the 95% level. Hence, the 3 RMS FOI is the one chosen as the standard FOI in this muon identification procedure. The reduction of the pion misidentification can be achieved in additional steps, that can be more easily tuned by the users of the muon identification procedure.

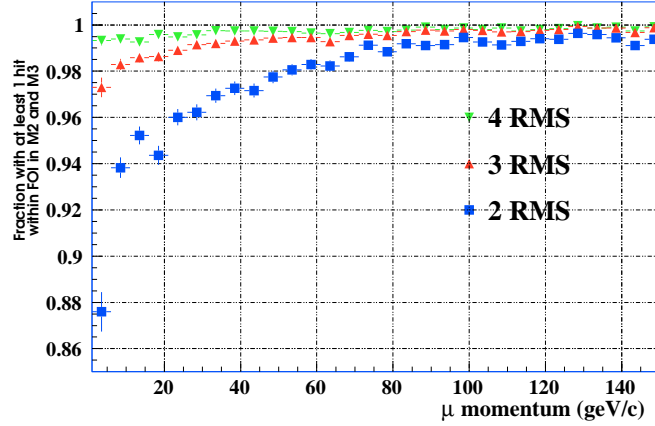


Figure 3: Fraction of muons with at least one hit within the FOI in M2 and M3 as function of their momenta. Note that the y scale starts at 85%.

To further improve the robustness of the algorithm, the requirement on the number of stations fired within the FOI is studied. Figure 4 shows the efficiency for muons of the single sample when requiring

1. 2 stations : $M2 + M3$;
2. 3 stations : $M2 + M3 + (M4 \text{ or } M5)$;
3. 4 stations : $M2 + M3 + M4 + M5$;

fired within a 3 *RMS* FOI around the track extrapolation. The second plot shows only the low momentum part of the total spectrum given in the first graphic. Above 6 GeV/c, the requirements of 2 and 3 stations are compatible for muons, while requiring 4 stations becomes compatible with them only above 40 GeV.

Hence, it is natural to define as final requirement the momentum dependent criteria :

$$\begin{array}{lll}
 M2 + M3 & \text{for} & p < 6 \text{ GeV}/c; \\
 M2 + M3 + (M4 \text{ or } M5) & \text{for} & 6 \text{ GeV}/c < p < 40 \text{ GeV}/c; \\
 M2 + M3 + M4 + M5 & \text{for} & p > 40 \text{ GeV}/c;
 \end{array}$$

The relevant efficiencies obtained in the $b \rightarrow \mu X$ sample are given in table 3.1 together with the efficiencies expected for a minimum hardware efficiency per station equal to 99%, which is required for triggering. The total muon efficiency drops by only 1% from requirement 1 to 4. Since requirement 4 keeps the procedure more robust against random combinations of background hits¹ [4] it is the one used to define a muon candidate.

¹Hits added by the Muon Background package.

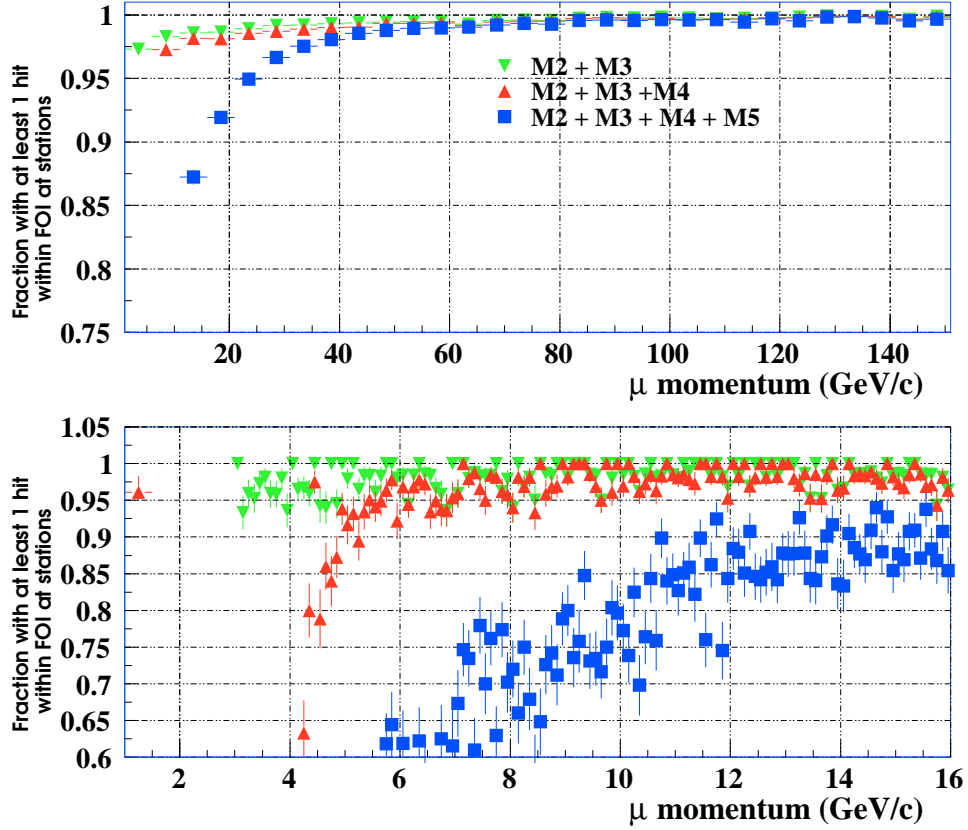


Figure 4: Fraction of muons with hits within the 3 RMS FOI in three different combinations of stations. The bottom plot is a *zoom* of the low momentum part of the spectrum in the top plot.

Particle	Requirement 1	Requirement 2	Requirement 3	Final Requirement
Muon	$97.0 \pm 0.5 \%$	$91.0 \pm 0.8 \%$	$74.8 \pm 1.2 \%$	$96.0 \pm 0.5 \%$
Pion	$0.70 \pm 0.04\%$	$0.45 \pm 0.03 \%$	$0.19 \pm 0.02\%$	$0.62 \pm .03\%$
Chamber efficiency	$> 98 \%$	$> 98 \%$	$> 96 \%$	96-98 %

Table 1: Relevant efficiencies in the $b \rightarrow \mu X$ sample. The third row is given by the logic combination of the chamber efficiencies of the stations used in the different requirements.

4 Composition of the misidentified pion sample

After the momentum dependent requirement described in the previous section, the muon efficiency is $96.0 \pm 0.5\%$ and the pion misidentification is $0.62 \pm 0.03\%$. Only 8% of these remaining pions were misidentified due to background hits found within the FOI in at least one of the muon stations and 84% of them are misidentified due to muon hits in all required stations. From those, 30% are muons produced in the direct decay in flight of the pions which are being extrapolated to the Muon System. The decay occurs between M1 and M2 (recall that we require the pion to reach M1). The other 70% are mainly muons produced in the decay of other pions and kaons that happen to be in the same direction of the pion analyzed. There is also a contribution from muons produced in the decay of D and B mesons close to the interaction point ($\sim 20\%$ of those 70%). Figure 5 shows the xz position where the muons which fire the pad closest to the pion extrapolation point in M2 are produced. The dots show muons produced in the decay of particles in the same direction as the pion and two muons produced in the decay of hadrons from the calorimeter cascade (punch-through).

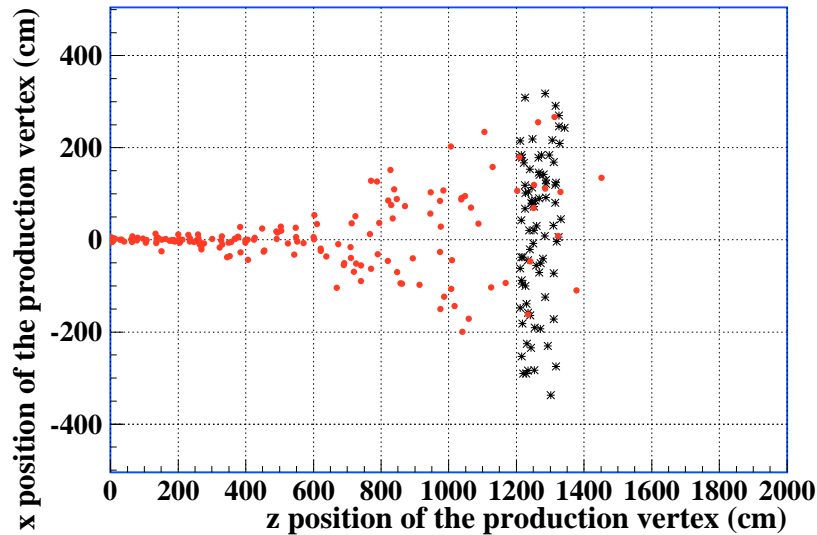


Figure 5: Position of the production vertex of the muons which fire the pad closest to the extrapolation point of the pions seen as muon candidates. The asterisks show muons produced in the decay in flight of the pion, the dots are the other contributions.

The other 8% of the pions are misidentified basically due to random combinations of punch-through hits and *ghost* hits. The *ghost* hits are an artifact of the Muon System digitization, which combines strips in the x and y directions to find the fired *pads*.

Figure 6 shows how the use of FOI reduces the punch-through in the muon stations. Table 4 summarizes the composition of misidentified pion sample.

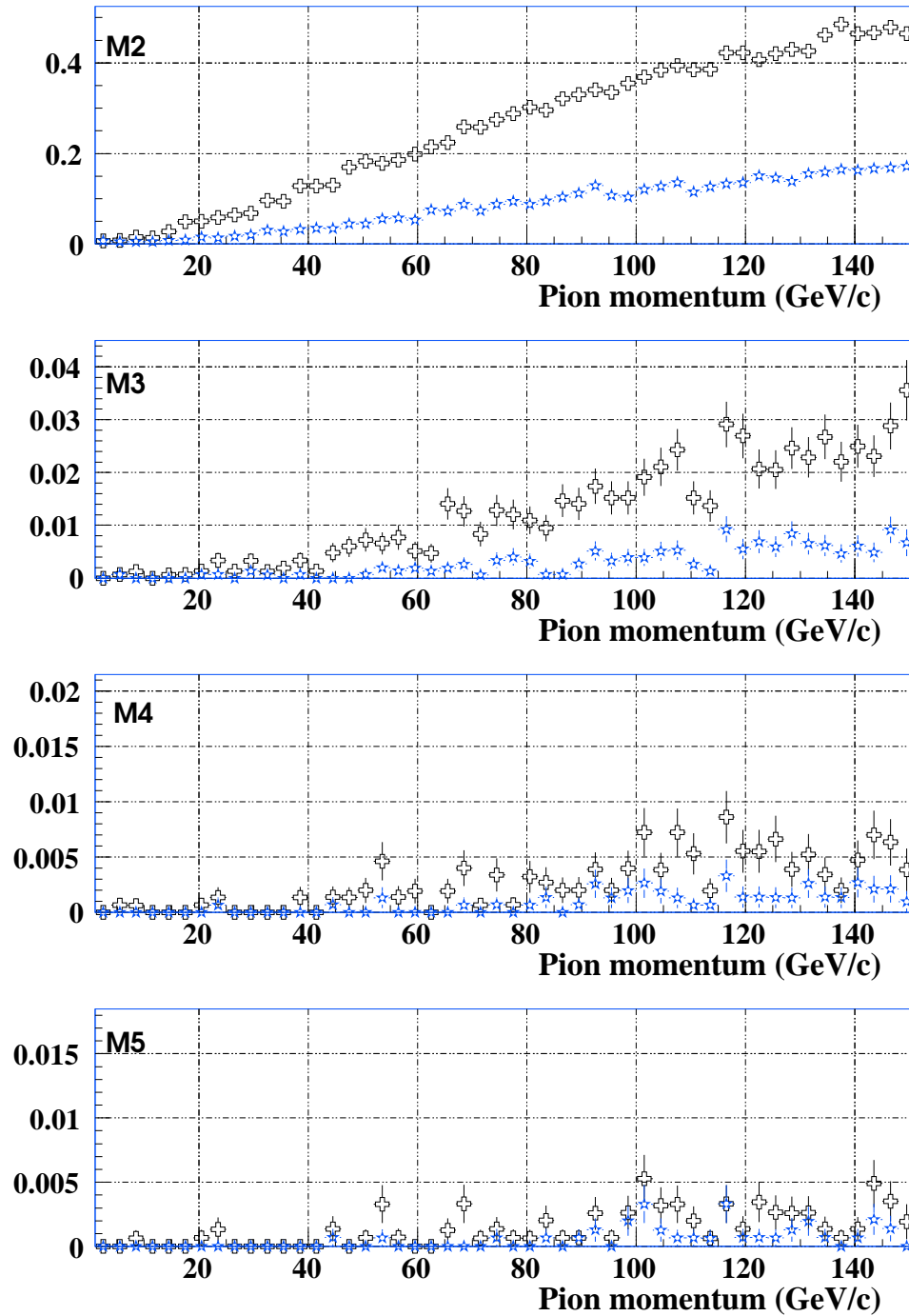


Figure 6: Punch-through in the muon stations after the calorimeter, as function of the momentum of the pions. The crosses give the probability to find a hit in the station when a pion is sent through the detector and the stars give the probability to find a hit within the FOI.

Source of pion misidentification	fraction
muons	84 %
from pion decays in flight	30 %
from hadron decays in the same direction of the pion	70 %
random combination of hits	16 %
with at least 1 background hit in any of the stations	50 %
with at least 1 punch-through or ghost hit	50 %

Table 2: Contribution of the different sources of pion misidentification to the total fraction of pions misidentified.

5 Discriminating variables

In order to assign a confidence level to the muon candidates that can help in the further reduction of the pion misidentification several variables were studied. From those, only the ones with some discriminating power are presented here:

- ΔS_x : difference between the slopes S_x given by the tracker system at T10 and the one calculated with the pads closest to the extrapolation point in M2 and M3 [5].
- $\langle \frac{\Delta x}{x_{pad}} \rangle = \frac{1}{N} \left| \sum_{i=1}^N \frac{\Delta x_i}{x_{pad}} \right|$: ratio between the signed distance from the closest pad to the extrapolation point in the bending direction, averaged over the stations with hits within the FOI.

Figure 7 shows the ΔS_x distribution for muons and pions in the $b \rightarrow \mu X$ sample. Each style represents one region of the system. Since the pad sizes increase from the inner region to the outer region, the average difference in the slopes increases accordingly in the muon sample. For pions this behavior is much less evident, due to the random combination of hits from different sources. The plots in figure 8 give the muon efficiency and the pion misidentification as a function of the cut in ΔS_x smaller than the value in the horizontal axis. In the bottom plot, the confidence level based on ΔS_x is used instead of the value of the variable itself. A cut that gives 90% muon efficiency results in a total pion misidentification of $\sim 0.45\%$.

Figure 9 shows the distribution of $\langle \frac{\Delta x}{x_{pad}} \rangle$. This variable is built in order to reduce the contamination from decays, which would have larger values due to distances from the extrapolation to the hits with the same sign in all stations. Figure 10 shows the discriminating power of both the ΔS_x and the $\langle \frac{\Delta x}{x_{pad}} \rangle$ variables. The pion misidentification is plotted against the muon efficiency for different cuts in the variables. One can notice that, if purity is more important than efficiency, the cut in $\langle \frac{\Delta x}{x_{pad}} \rangle$ is more adequate than the cut in ΔS_x . Using both cuts together, keeping the total final muon efficiency at 90 %, the relative reduction in the pion misidentification is of 5 %, as compared to the cut in ΔS_x only.

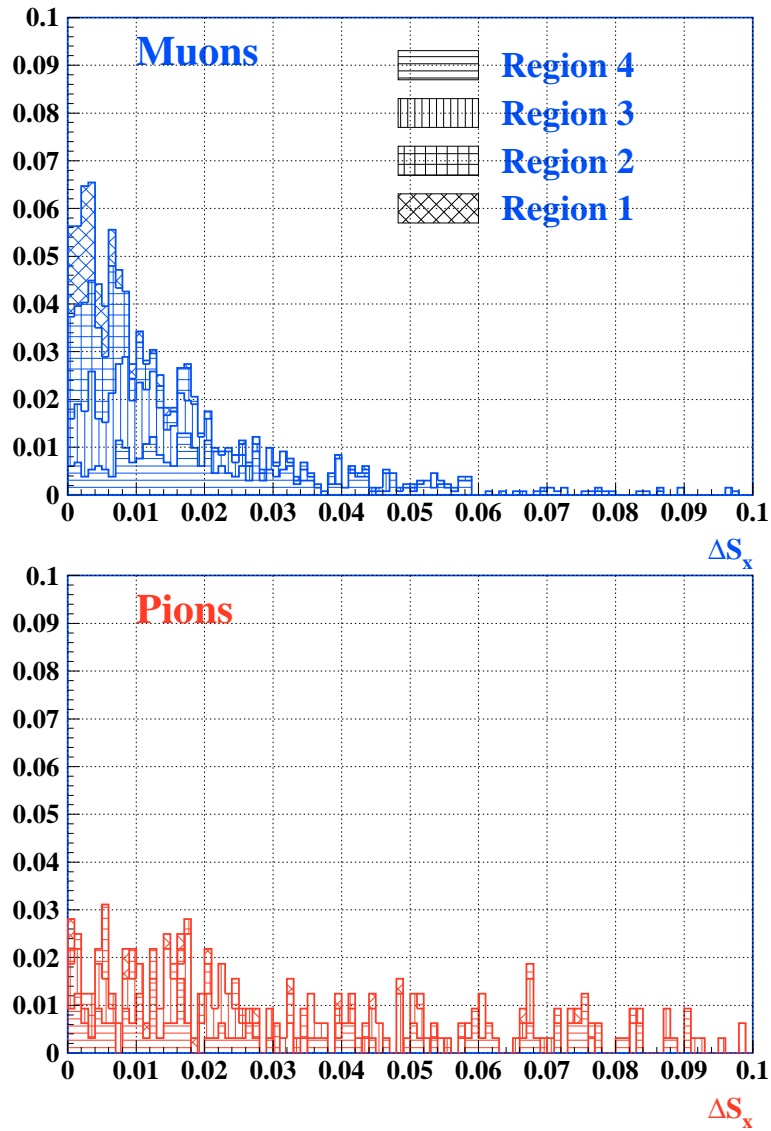


Figure 7: Difference between the $x-z$ slopes of the tracks in T10 and calculated with hits found within the FOI in M2 and M3. The contributions from the different regions are added and not superimposed. In the top plot, the tracks in region 1 are shown in the upper most distribution.

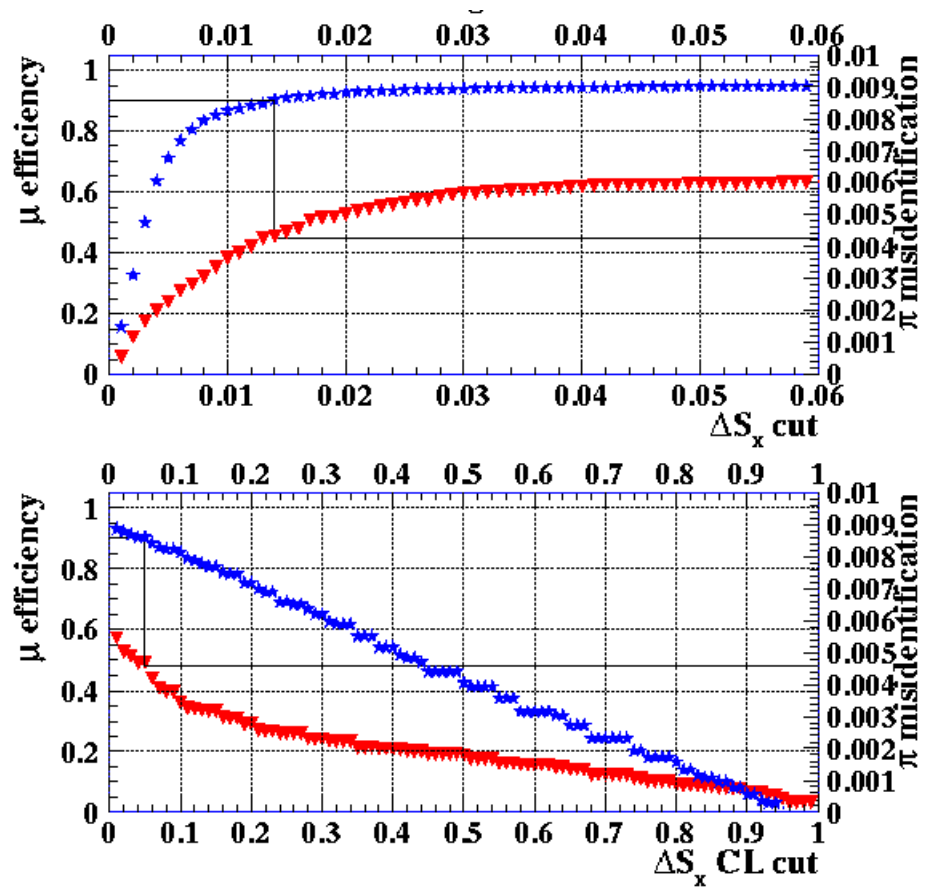


Figure 8: The top plot shows the muon efficiency (stars in the left axis) and the pion misidentification (triangles in the right axis) after a cut in the value of ΔS_x smaller than the value in the horizontal axis. The bottom plot shows the same information in the vertical axis for a cut in the confidence level based on ΔS_x .

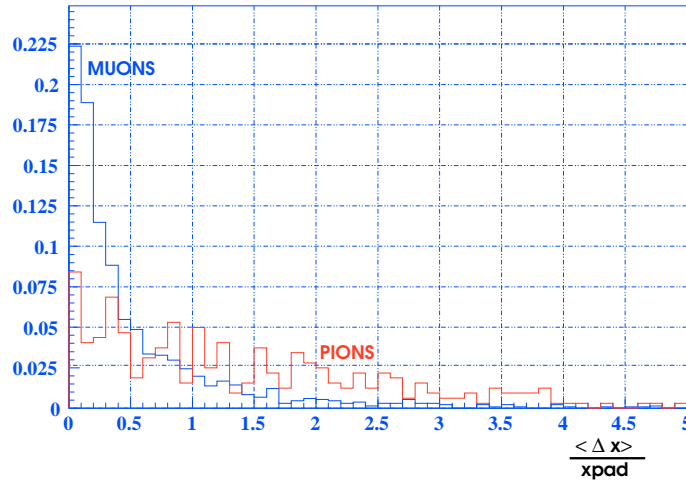


Figure 9: Ratio of the distance between the extrapolation point and the closest pad to the pad size in the x direction, averaged over the stations which have the closest pad within the FOI.

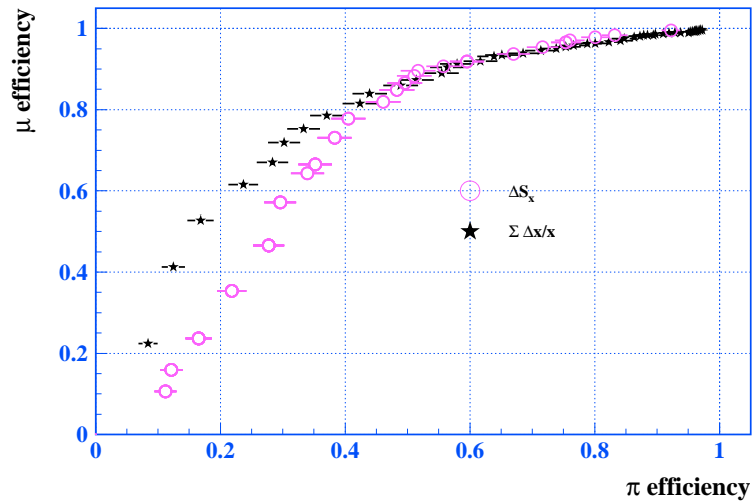


Figure 10: Muon efficiency plotted versus the pion efficiency for increasing cuts on ΔS_x and $\langle \frac{\Delta x}{x_{pad}} \rangle$.

6 Performance of the Muon ID procedure for Physics Analysis

For physics studies, the relevant efficiencies are those calculated with particles satisfying the requirements in sec. 1 only, without verifying if the particle reaches the Muon System. In this case, the final muon efficiency is reduced due to particles lost between the interaction point (IP) and M3. The pion misidentification is increased, due to decays in flight between the IP and M1. The dependence of these quantities on the particle momentum is shown in fig. 11. The total efficiency in the $b \rightarrow \mu X$ sample is $94.0 \pm 0.6 \%$ for muons and $1.49 \pm 0.5 \%$ for pions. The pion contamination comes in 90 % of the cases from candidates with muon hits in all stations. About 70 % of those candidates are muons coming from the decay in flight of the pion which is being extrapolated to the Muon System, while the other 30 % come from muons which happen to be in the same direction of the pion. In fact, the muon candidate is a true muon in the Muon System, but matching a pion track in the LHCb Tracker. Once again the contribution from background hits to the pion contamination is low, of the order of 5 %. The remaining 5 % of the pions are seen as muon candidates due to combination of punch-through hits and *ghost* hits. Table 6 shows a summary of the different contributions. The average number of pions reconstructed per event in the $b \rightarrow \mu X$ sample is ~ 80 and the average number of pions which satisfy the requirements used to define the reference sample is ~ 14 . Note that the right plot of figure 11 does not include all effects, since one particle is generated per event. Hence, the contribution from particles in the same direction of the pions is not included as well as the background hits. Those effects are more important for the pions, since the muons have mainly as closest hits the ones produced due to their passage through the chambers.

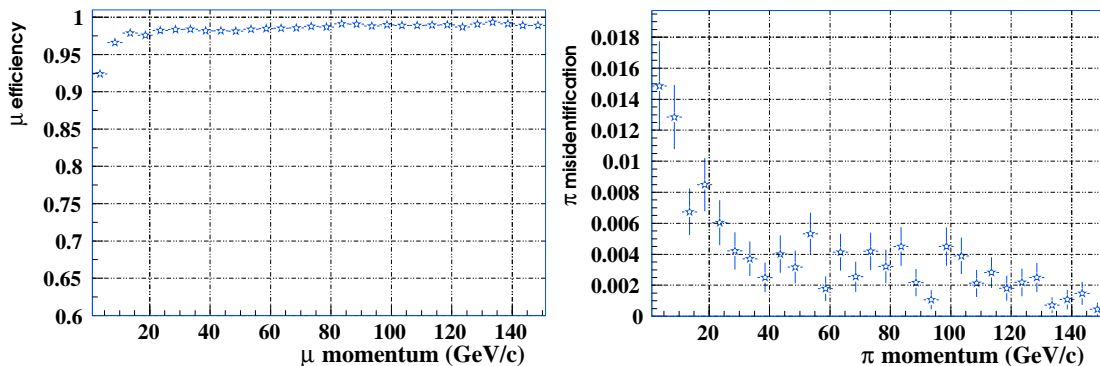


Figure 11: Muon efficiency (left) and pion misidentification (right) as function of the momentum, for particles coming from the interaction point.

Source of pion misidentification	fraction
muons	90 %
from pion decays in flight	70 %
from hadron decays in the same direction of the pion	30 %
random combination of hits	10 %
with at least 1 background hit in any of the stations	50 %
with at least 1 punch-through or ghost hit	50 %

Table 3: Contribution of the different sources of pion misidentification to the total fraction of pions misidentified.

A cut on ΔS_x that keeps the muon efficiency at 90% reduces the pion contamination to 1.1%.

In order to further reduce the pion contamination, we investigated a multivariate approach including information from the hadronic calorimeter and the RICH [7]. From HCAL we get the energy deposited in a nine cell cluster around the track (see figure 12). From the RICH we use the probabilities for the muon and the pion hypothesis as given in the bank RIFS (see figure 13). A three layer neural network based on JETNET[8] was set up with the following inputs for each muon candidate:

- particle momentum;
- ratio of HCAL energy to momentum of the track;
- RICH probability for muon hypothesis;
- RICH probability for pion hypothesis;
- ΔS_x ;
- $\langle \frac{\Delta x}{x_{pad}} \rangle$;

The output of the neural network is shown in the top plot of figure 14. One can see that there is a good separation between pions and muons. The efficiency as a function of the cut of the confidence level as given by the neural network is shown in the second and third plot for muons and pions respectively. Keeping the muon efficiency at 90% the pion contamination is reduced to 0.6%. This represents a relative gain of 45% compared to the cut on ΔS_x only.

Although this is a promising result, the multivariate approach is preliminary and is not included in the released code.

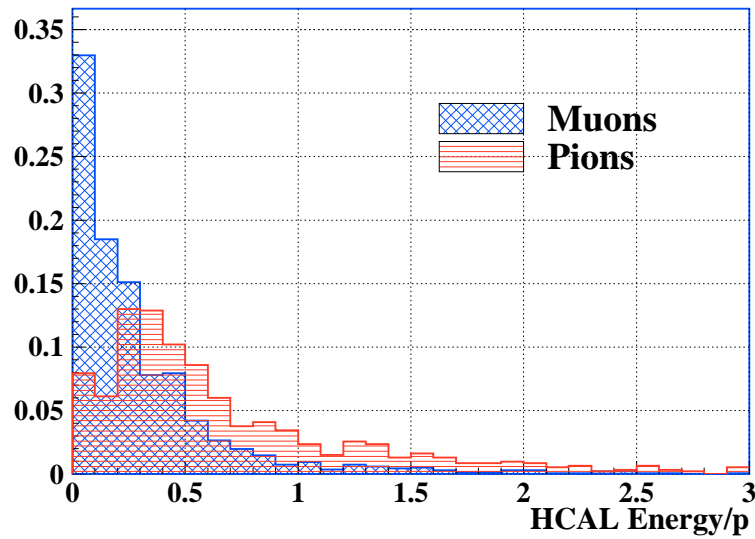


Figure 12: Ratio of the energy deposited in a nine cell cluster around the track in the hadronic calorimeter to the track momentum.

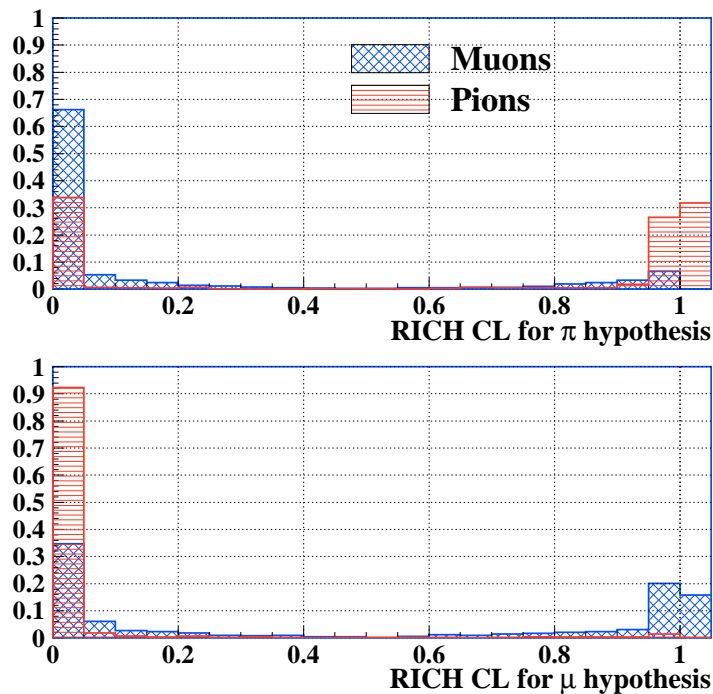


Figure 13: Distributions of the RICH probabilities for the pion hypothesis (top) and muon hypothesis (bottom). The distributions are all normalized to a total number of events equal to one. The probabilities are taken from the RIFS bank.

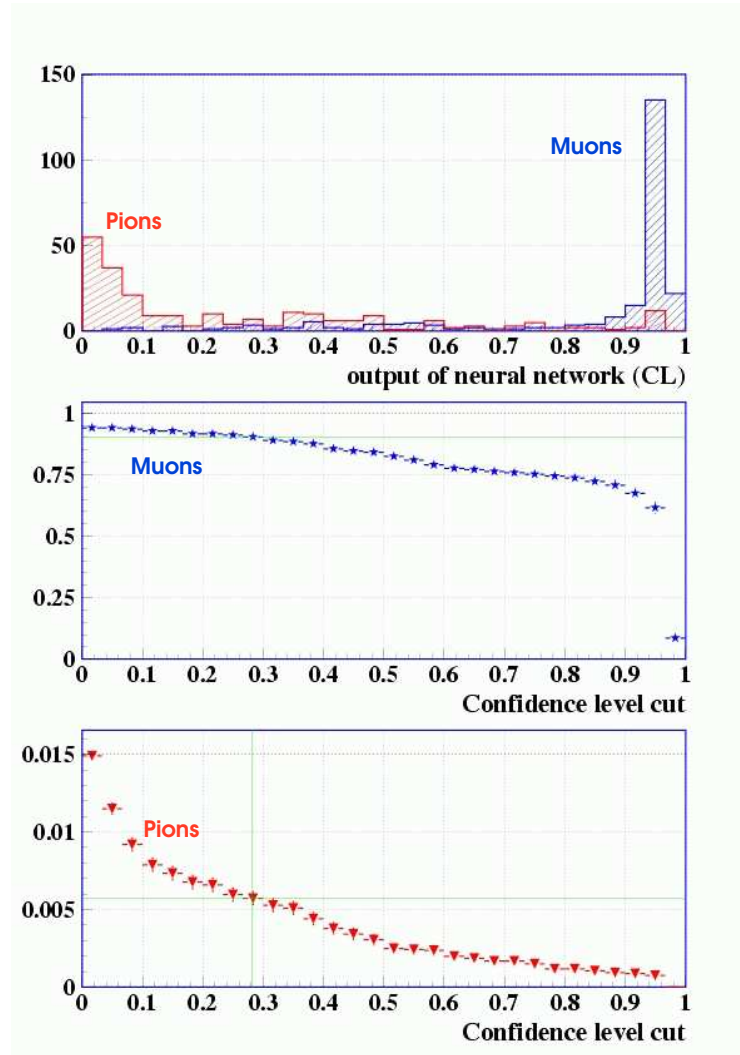


Figure 14: Output of the neural network for muons and pions (top). The muon efficiency after a cut on the neural network output larger than the value in the horizontal axis is shown in the middle plot, while the efficiency for pions is shown in the bottom plot. Note that the efficiency of the cut is multiplied by the efficiency of the muon candidate requirement.

7 MUID code

This algorithm has been implemented as a SICBDST package inside *recmuon/v3*. A bank called MUID is filled for each muon candidate track and has a reference to the corresponding AXTK object. The description of the bank is found below.

```

OBJECT
#
NAME:      MUID      ! Bank of Muon Candidates (accord-
ing to muon ID algorithm)
FANOUT:    MURE
AUTHOR:    E. Polycarpo, J. de Mello
VERSION:    0
PARTITIONS: 1      !
NOBJECTS:  500     ! initial number of objects
PARAMETERS: 18     ! number of parameters per object with-
out ID and refs
#
# ( Type may be F - float, I - integer, B - bit pattern, H - Hol-
lerith )
# Name Type   Min   Max  Accuracy
#
P      F    -5000. 5000.   0.01 ! muon candidate momentum
DSX   F      0.   500.   0.001 ! difference in the xz slopes
PDSX  F     -2.    2.   0.001 ! muon candidate probability
      ! (CL based on DSX)
DXX   F      0.   500.   0.001 ! ratio dx/padsize aver-
aged over stations
      ! with hits within FOI
PDXX  F     -2.    2.   0.001 ! muon candidate probability
      ! (CL based on DXX)
NHT1  I      0.   500.   1.0  ! number of hits in station 1 (in-
side FOI)
NHT2  I      0.   500.   1.0  ! number of hits in station 2 (in-
side FOI)
NHT3  I      0.   500.   1.0  ! number of hits in station 3 (in-
side FOI)
NHT4  I      0.   500.   1.0  ! number of hits in station 4 (in-
side FOI)
NHT5  I      0.   500.   1.0  ! number of hits in station 5 (in-
side FOI)
EHC1  F   -5000. 5000.   0.01 ! HCAL energy around the track (1 cell)
EHC9  F   -5000. 5000.   0.01 ! HCAL energy around the track (9 cells)
PREL  F      0.    1.   0.001 ! RICH RIFS prob (electron)
PRMU  F      0.    1.   0.001 ! RICH RIFS prob (muon)
PRPI  F      0.    1.   0.001 ! RICH RIFS prob (pion)
PRKA  F      0.    1.   0.001 ! RICH RIFS prob (kaon)
PRPR  F      0.    1.   0.001 ! RICH RIFS prob (proton)
MCID  I      0.   200.   1.0  ! Monte Carlo ID
#
REFERENCE:  1

```

```
AXTK  
#  
END OBJECT
```

8 Conclusions and Prospects

We presented an algorithm which is efficient for muons. The pion contamination is kept at the percent level and the major contribution to it comes from true muons crossing the Muon System, matching the pion track. The code was implemented in SICBDST and can be used in the physics analysis.

The study will be repeated with more statistics in the $b \rightarrow \mu X$ sample and possible improvements will be investigated. The performance will be analyzed with different levels of background hits and different logical layouts. We will also proceed with the multivariate approaches, like neural networks and Bayesian methods.

9 Addendum

After this note was written, it was noticed a mistake in plot 4. The correct plot is shown in figure 15. The efficiency for the requirement of four stations fired within the FOI is compatible with the requirement of three stations for momenta above 10 GeV/c, instead of 40 GeV/c. The results shown in this note were obtained using the 40 GeV/c threshold, even though the default threshold in the muon identification algorithm has been set to 10 GeV/c. The results with the correct threshold are similar to the ones shown here, because the contribution from particles with momentum above 10 GeV/c is small.

10 Acknowledgments

We would like to thank I. Korolko, T. Nakada, G. Wilkinson and the Muon group, in particular to G. Corti, K. Harrison, B. Schmidt, A. Tsaregorodtsev, P. Colrain and the other LAPE colleagues, for many useful discussions. Thanks to G. Martelotti for pointing out to us a mistake in plot 4. This work was partially supported by European Community (contract CII*-CT94-0118), CNPq, CAPES, FAPERJ and Fundação José Bonifácio (UFRJ).

References

- [1] *LHCb Technical Proposal*, S. Amato *et al.*, CERN LHCC 98-4, February, 1998.
- [2] *SICb user guide*, A. Tsaregorodtsev, <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/SICB/html/sicbug.html>
- [3] CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993).
- [4] *Muon System parameterized background - algorithm and implementation*, A. Tsaregorodtsev, LHCb 2000-11 MUON, May, 2000.

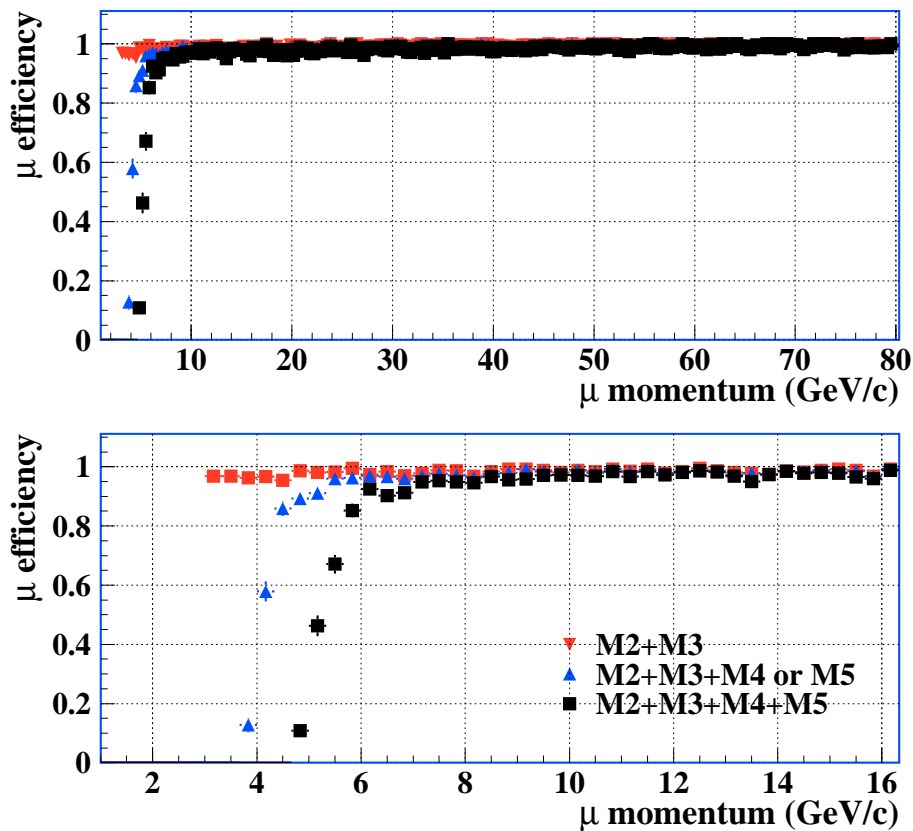


Figure 15: Fraction of muons with hits within the 3 RMS FOI in three different combinations of stations. The bottom plot is a *zoom* of the low momentum part of the spectrum in the top plot.

- [5] *Optimization of muon system layout*, P. Colrain and B. Schmidt, LHCb 2000-016 MUON, January, 2001.
- [6] *Montecarlo samples and efficiency definitions for the muon system optimization*, LHCb 2001-007 MUON, G. Martellotti, S. Martinez, R. Santacesaria.
- [7] *Multivariate Methods for Muon ID in LHCb*, with Flavia Landim and Ana Carolina de A. Jesus, in preparation.
- [8] *JETNET 3.0 - A Versatile Artificial Neural Network Package*, C. Peterson, T. Rönvaldsson, L. Lönnblad, CERN-TH 7135/94, (1994).

Apêndice D

Estudo do Desempenho da Identificação de Múons



Update on Muon Identification Performance

J. R. T. de Mello Neto, E. Polycarpo

Instituto de Física - UFRJ

Abstract

A detailed study of the performance of the muon identification algorithm is presented. The new simulation of the muon system is used, with more realistic description of the material and the digitization effects. Several alternatives are given to obtain a pion misidentification fraction under maximal background hit rates at the level of 1-2 %, while keeping the muon identification efficiency at 90 %.

1 Introduction

The muon identification procedure has been described in a previous note [1]. A summary of the procedure is given in section 2 below.

In this note the performance of the algorithm is studied using 10k $b \rightarrow \mu X$ events passed through the GEANT [2] simulation of the LHCb detector (SICBDST v250, dbase 233r2). The baseline design of the muon system geometry is described in the simulation [3], and is more realistic than the description used in the previous study of muon identification.

In the design of the muon system, special care has been taken to assess the background hit rates due to low energy neutrons produced in the calorimeters, the muon shield and in the accelerator components [4]. The effect of possible inaccuracies in the simulation of the multiplicities of high and low energy particles are taken into account by quoting the performance of the algorithm with the nominal background level and with the so called maximum background level, where a safety factor of 2 is applied to the rates in muon station M1 and a factor 5 is applied to the rates in M2-M5. The Aluminium-Beryllium beam pipe, recently adopted as the baseline for the LHCb experiment, is used in the simulation.

Chamber response effects are also included in the simulation [5, 6]. Nominal values for response parameters (efficiency, crosstalk, chamber and electronic noise, time jitter and dead-time) are based on testbeam measurements. Note that the efficiency of each station is greater than 99 %.

2 Summary of the algorithm

Each well reconstructed track is extrapolated from T10 to the muon system. The set of tracks which have their first measured point inside the VELO, have momentum $p \geq 3$ GeV/c and have their extrapolation points within the acceptance of M2 and M3 is defined as the reference sample.

A rectangular field of interest (FOI) is defined around the extrapolation point in each of the muon stations. The dimensions of the FOI in each station depend on the particle momentum and polar angle. The parameterization of the dimension of the FOI [1] is derived using the simulation and takes into account both multiple scattering and pad granularity.

Depending on momentum, hits are required to be found within the FOI of a minimum number of stations:

- M2+M3 for $3 < p < 6$ GeV/c
- M2+M3+(M4 or M5) for $6 < p < 10$ GeV/c
- M2+M3+M4+M5 for $p > 10$ GeV/c

If a track satisfies the requirements above, it is considered as a muon candidate. The purity of the resulting sample may be increased by cutting on additional discriminating variables or by applying a more sophisticated multivariate analysis [7].

3 Performance

The performance of the muon algorithm is evaluated using three quantities. The muon efficiency, ϵ^μ is defined as

$$\epsilon^\mu = \frac{\# \text{ of muons identified as muon candidates}}{\# \text{ of muons in the reference sample}}.$$

The particle misidentification rate, \mathcal{M}^i , is given by

$$\mathcal{M}^i = \frac{\# \text{ of particles of type } i \text{ identified as muon candidates}}{\# \text{ of particles of type } i \text{ in the reference sample}},$$

where i can be e (electron), π (pion), K (kaon) or p (proton). Finally, the muon purity, \mathcal{P}^μ , is defined as

$$\mathcal{P}^\mu = \frac{\# \text{ of muons identified as candidates}}{\text{total } \# \text{ of particles identified as candidates}}.$$

Table 1(a) shows the values obtained with the basic muon candidate criteria.

For nominal background, the largest misidentification rates are those of pions and kaons. The average pion multiplicity per event in the reference sample is much higher than the multiplicity of any other particle, as shown in Table 1(b). Therefore, the pions are the most important source of contamination in the final sample. Note that the total absolute track multiplicities in $b \rightarrow \mu X$ events is much higher than the ones given in Table 1(b). The average pion multiplicity in $b \rightarrow \mu X$ events, for example, is ~ 80 . For maximum background, the misidentification rates are about the same for the different particles.

	(a)		(b)	
	Nominal background	Maximal background	Particle	multiplicity/event
ϵ^μ	94.0 ± 0.3	94.3 ± 0.3	muons	0.68
\mathcal{M}^e	0.78 ± 0.09	3.5 ± 0.2	electrons	0.98
\mathcal{M}^π	1.50 ± 0.03	4.00 ± 0.05	pions	14.5
\mathcal{M}^K	1.65 ± 0.09	3.8 ± 0.1	kaons	2.3
\mathcal{M}^p	0.36 ± 0.05	2.3 ± 0.1	protons	1.3
\mathcal{P}^μ	69.3 ± 0.5	45.2 ± 0.4		

Table 1: Muon efficiency, particle misidentification rates and muon purity for nominal and maximum background hit rates (left). Average multiplicities per event in the reference sample (right).

Figure 1 shows ϵ^μ and \mathcal{M}^π as function of particle momentum. Since most of the pions are misidentified due to their decays into muons, it is expected that the low momentum part of the spectrum is the most difficult to eliminate. The probability to find background hits aligned with the direction of the track is proportional to the hit rates in the stations required to have hits within the FOI. The lower the number of stations required, the higher is the probability to take the track as a candidate. Hence, the contribution from background is also expected to be larger for low momentum particles, since the FOIs are larger (due to multiple scattering) and the number of stations required is smaller. In addition, there are more particles at low momentum. For high background rates, the misidentification probability is considerably increased. There are several ways of reducing these rates and they are discussed in section 5.

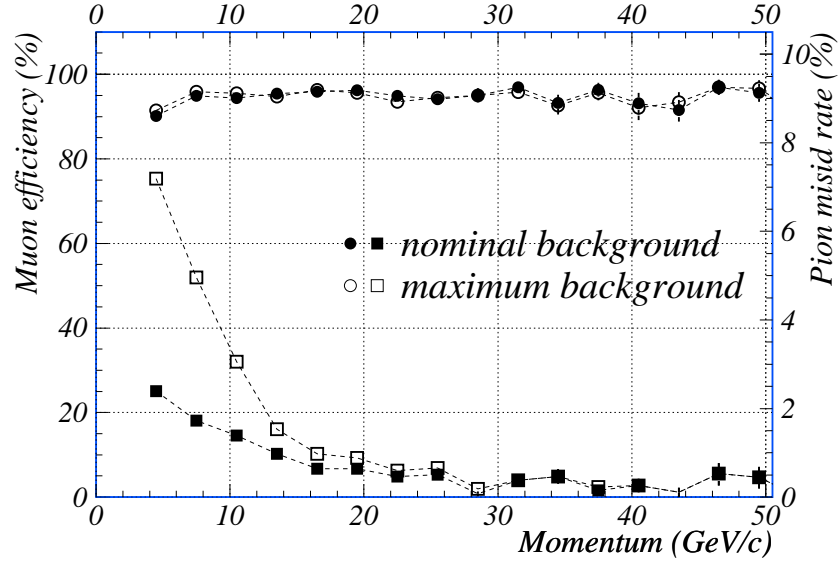


Figure 1: Muon efficiency and pion misidentification probability as a function of their momenta.

The muon identification efficiency and particle misidentification probabilities have been calculated separately for particles with positive and negative charge. The results are shown in Table 2, for nominal background. No large asymmetry is seen.

	Negative charge	Positive charge
ϵ^μ	93.6 ± 0.6	94.2 ± 0.3
\mathcal{M}^e	0.7 ± 0.1	0.8 ± 0.3
\mathcal{M}^π	1.40 ± 0.04	1.61 ± 0.05
\mathcal{M}^K	1.5 ± 0.1	1.8 ± 0.1
\mathcal{M}^p	0.27 ± 0.07	0.44 ± 0.08
\mathcal{P}^μ	69.3 ± 0.5	45.2 ± 0.4

Table 2: Muon identification efficiency and particle misidentification probabilities for particles with positive and negative electric charge.

4 Sources of misidentification

The particles misidentified are classified into four groups:

1. those having hits in all muon stations caused by a muon produced in their decay in flight;
2. those having hits in all muon stations caused by a muon produced in the decay of another particle which happens to be very close to them and pointing in the same direction;
3. those that have only background hits;
4. those tracks misidentified due to a random combination of hits due to punch-through, ghost hits or background hits.

Table 3 shows the fractions of these different misidentification sources.

particle		Misidentification rates (%)				
		μ hits in all stations		background hits in all stations	others	total
		direct decays	other decays			
nom. backg.	e	0.0	0.61	0.04	0.13	0.78
	π	0.92	0.40	0.08	0.10	1.5
	K	1.12	0.26	0.12	0.15	1.65
	p	0.0	0.23	0.07	0.06	0.36
max. backg.	e	0.0	0.4	2.4	0.7	3.5
	π	0.7	0.3	2.3	0.7	4.0
	K	0.9	0.2	1.9	0.8	3.8
	p	0.0	0.16	1.7	0.45	2.3

Table 3: Misidentification rates (%) due to different sources. The sum of the first four columns in the same row gives the total particle misidentification probability, which is shown in the last column.

More than 90% of the electrons misidentified are generated by photons produced in π^0 decays. In 78 % of the cases, a muon hits the muon system in the direction of the electron and it is found to be produced mainly in the decay of hadrons close to the interaction point. One example of an event where a π^0 is produced close to another hadron is the ρ decay.

About 60 % of the pions and kaons are misidentified due to their direct decay in flight. There is also a large contribution coming from muons in the same direction, most of them coming from hadron decays close to the primary vertex.

Protons have a low probability of being misidentified and also low multiplicity, therefore their contribution to the contamination is almost negligible.

For high background the random combination of hits is the largest contribution to the misidentification of all particles. The absolute number of particles misidentified due to muon hits in all stations is lower than for nominal background because, in order to classify the misidentification source, the true information about the hit closest to the extrapolation is used. A background hit can appear in one or more stations closer to the extrapolation than the muon hit. In this case it will be classified in the column “background hits in all stations” or “others”.

In those cases where a muon, close to the misidentified particle, hits the muon system, the origin of the muon is investigated. Table 4 shows the fraction of muons coming from the decay of different particles, either downstream in the spectrometer or close to the interaction point ($-30 < z < 60$ cm).

misid track	Downstream decays		IP decays				
	π	K	π	K	charm	beauty	others
electron	7%	4%	20%	32%	5%	20%	12%
pion	5%	6%	22%	27%	3%	29%	8%
kaon	9%	5%	14%	20%	5%	36%	11%
proton	3%	3%	34%	14%	7%	24%	15%

Table 4: Origin of the muon which hits the muon system, causing incorrect identification (nominal background).

5 Enhancement of the muon purity

Several ways of reducing the misidentification rates were studied. The most promising ones are shown here.

5.1 Cut in the discriminating variable ΔS_x

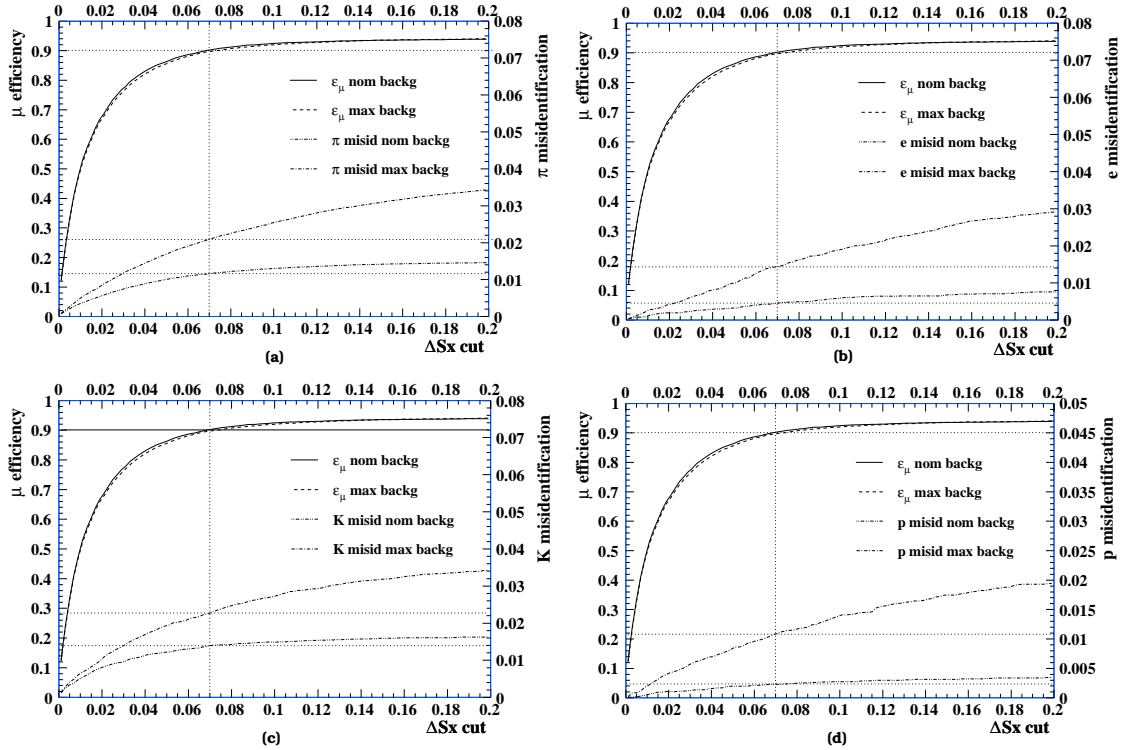


Figure 2: Muon identification efficiency and particle misidentification rates as a function of the ΔS_x cut.

Among several variables studied, the difference ΔS_x between the slopes given by the tracker system at T10 and that calculated using the pads closest to the extrapolation points in M2 and

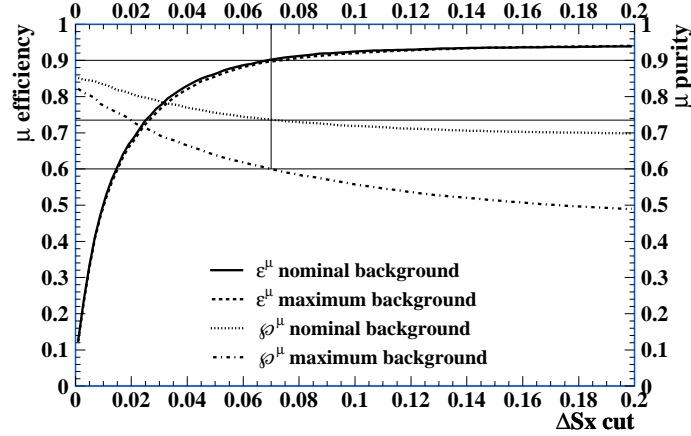


Figure 3: Muon efficiency and purity as function of the ΔS_x cut.

M3, provided the best discriminating power. In Fig. 2(a) the muon identification efficiency and the pion misidentification rate for nominal and maximum background are presented as a function of the cut on ΔS_x . A cut that gives a muon efficiency of 90% reduces the pion misidentification probability to $\sim 1.1\%$ for nominal background, and to about 2% in the case of maximum background.

In Figures 2(b), 2(c) and 2(d) the same information is displayed for electrons, kaons and protons. The same cut in ΔS_x ($\Delta S_x < 0.07$) reduces the electron, kaon and proton misid probabilities to 0.45%, 1.2% and 0.2% respectively, in the case of nominal background. For maximal background, they are reduced to 1.2%, 2.3% and 1.2%, respectively. The purity is increased from 69% to $\sim 74\%$ for nominal background and from 45% to $\sim 60\%$ for high background (Figure 3). The improvement in the muon purity is larger in the maximum background environment, since the contribution from random combination of hits is larger and easier to eliminate than the contribution from true muons crossing the muon detector. See Table 5 for a summary of these results.

	Nominal background	Maximal background
ϵ^μ	$90.0 \pm 0.4\%$	$90.0 \pm 0.4\%$
\mathcal{M}^e	$0.45 \pm 0.07\%$	$1.5 \pm 0.1\%$
\mathcal{M}^π	$1.15 \pm 0.03\%$	$2.14 \pm 0.04\%$
\mathcal{M}^K	$1.38 \pm 0.08\%$	$2.3 \pm 0.1\%$
\mathcal{M}^p	$0.23 \pm 0.04\%$	$1.13 \pm 0.09\%$
\mathcal{P}^μ	$73.7 \pm 0.5\%$	$59.6 \pm 0.5\%$

Table 5: Particle misidentification probability and purity after a cut on ΔS_x which provides a muon identification efficiency of 90%.

5.2 M1 confirmation

Another way to reduce the contamination is to require a hit within the FOI in M1 (see results in Table 5.2). This helps to reject candidates due to a random combination of hits. The relative reductions of the efficiencies and misid rates with respect to the default muon candidate requirements, is shown in Table 7. While the loss in muon efficiency is $\sim 2\%$, the reduction of the misidentification rates varies from ~ 7 to $\sim 21\%$.

	Nominal background	Maximal background
ϵ^μ	91.9 ± 0.2	91.9 ± 0.2
\mathcal{M}^e	0.72 ± 0.05	3.2 ± 0.1
\mathcal{M}^π	1.13 ± 0.02	3.38 ± 0.03
\mathcal{M}^K	1.22 ± 0.04	2.92 ± 0.07
\mathcal{M}^p	0.28 ± 0.03	1.84 ± 0.07
\mathcal{P}^μ	72.5 ± 0.5	49.6 ± 0.4

Table 6: Particle misidentification probability and purity when requiring a hit in M1.

Relative reduction	nominal background	maximum background
$\Delta\epsilon^\mu/\epsilon^\mu$	2.4	2.4
$\Delta\mathcal{M}^e/\mathcal{M}^e$	10.9	6.9
$\Delta\mathcal{M}^\pi/\mathcal{M}^\pi$	13.2	15.3
$\Delta\mathcal{M}^K/\mathcal{M}^K$	20.8	21.5
$\Delta\mathcal{M}^p/\mathcal{M}^p$	19.8	18.6

Table 7: Relative reduction of the efficiencies and misid rates when requiring a hit in M1.

5.3 Explicit momentum cut

Figure 1 shows the misid rate of pions and the muon id efficiency as a function of their momenta. Depending on the physics analysis, a cut on the momentum can be applied without reducing in a significant way the signal efficiency. For example, in fully reconstructed $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ events only $\sim 1.7\%$ of the muons have momentum below 6 GeV/c. A similar fraction is obtained for $B^0 \rightarrow J/\Psi(\mu^+ \mu^-) K_s^0$ events satisfying the full reconstruction criteria. Figure 4 shows the ϵ^μ (circles) and \mathcal{M}^π (squares) as a function of the cut on the momentum for the maximum background scenario. To further reduce the contamination, the default algorithm can be slightly modified to accept as candidates only those tracks with hits within the FOI in all stations from M2 to M5, independently of the momentum. The result is shown in opened markers. Note that the cut on the momentum was applied already in the reference sample. One can apply, in addition to the momentum cut, a cut on the difference of the slopes. Table 8 shows the results for a cut on the momentum at 6 GeV/c and after applying a ΔS_x cut which provides a muon identification efficiency of 90%.

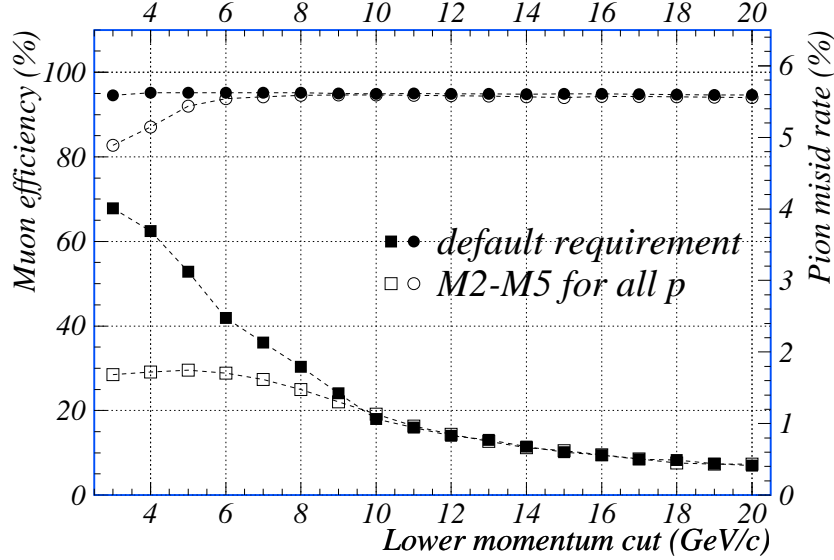


Figure 4: Muon identification efficiency and pion misidentification probability as a function of the cut on the momentum.

6 Conclusion

The performance of the muon identification algorithm has been tested with the new muon system simulation, including a realistic description of the detector material and digitization effects. For nominal background hit rates, the performance is very similar to the one obtained with the old simulation. When the maximum background rate is used, a deterioration of the performance is seen, compared to the nominal one. However, the contamination due to background hits is in general easier to eliminate than the contribution from true muons crossing the muon system. Three methods were presented in order to reduce the contamination after the muon candidate requirement. It has been shown that it is possible to attain a pion misidentification rate at the

	hits in M2-M5	hits in M2-M5 + $\Delta S_x < 0.053$
ϵ^μ	93.4 ± 0.5 %	90.1 ± 0.6 %
\mathcal{M}^e	1.3 ± 0.2 %	0.6 ± 0.1 %
\mathcal{M}^π	1.70 ± 0.06 %	1.19 ± 0.05 %
\mathcal{M}^K	1.8 ± 0.1 %	1.2 ± 0.1 %
\mathcal{M}^p	0.5 ± 0.1 %	0.3 ± 0.1 %
\mathcal{P}^μ	71.3 ± 0.7 %	77.8 ± 0.7 %

Table 8: Muon identification efficiency, particle misidentification probability and purity for tracks with momentum greater than 6 GeV/c, with the requirement that hits are found within the FOI of all four stations M2-M5. The second column shows the results after a cut on ΔS_x which provides a muon identification efficiency of 90%.

level of $\sim 1 - 2\%$ using only information from the LHCb tracking and muon systems, even under high background hit rates, while keeping the muon efficiency at the 90% level.

7 Acknowledgements

We would like to thank K. Harrison and B. Schmidt for many useful discussions and suggestions. Many thanks to P. Colrain for the discussions and the careful reading of the text. This work was partially supported by CNPq, CAPES, Fundação José Bonifácio (UFRJ), FAPERJ and European Community (contract CI1*-CT94-0118).

References

- [1] *Muon identification in LHCb*, E.Polycarpo and J.R.T. de Mello Neto, LHCb 2001-009 Muon, February,2001.
- [2] *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993).
- [3] *LHCb muon chamber geometry simulation*, S. Amato *et al.*, LHCb 2001-033 Muon.
- [4] *Upgrade of the Muon System background parametrization*, Paul Colrain, LHCb 2001-029 Muon.
- [5] *Simulation of chamber inefficiency and noise in the LHCb muon system and study of its effect on the L0 muon trigger performance*, J.H. Lopes, LHCb 2001-060 Muon.
- [6] *Cross talk simulation in the Muon system*, David Hutchcroft, LHCb 2001-087 Muon.
- [7] *Multivariate Methods in the Muon Identification at LHCb*, A.C. Assis Jesus *et al.*, LHCb 2001-084 Muon.

Apêndice E

Métodos Multivariados para Identificação de Múons



Multivariate Methods for Muon Identification at LHCb

Ana Carolina Assis Jesus, João R. T. de Mello Neto, Érica Polycarpo

Instituto de Física

Flávia Landim

Instituto de Matemática

Universidade Federal do Rio de Janeiro

Abstract

The best possible identification of a muon by LHCb will be obtained by combining the available information from all of the relevant subdetectors. We present a comparison among three multivariate methods, applying them to the muon identification. A neural network method and two parametric statistical approaches (one Bayesian and one classical) were studied in the context of separating muons from other particles using a simulation of events with the maximum background hit rate in the muon chambers. For a muon efficiency of 90% the pion misidentification is $\sim 1\%$. The Bayesian and the neural network methods gave the best performance.

1 Introduction

The use of multivariate analysis in High Energy Physics applications is well documented [1, 2]. Usually neural networks and classical methods like Fisher matrices are employed. In this work we add to these methods a new one, based on the Bayesian approach [3] and apply all three methods to the task of separating muons from other particles (mainly pions) in the simulated data of the LHCb experiment [4].

The default muon identification program [5] extrapolates well reconstructed tracks to the muon system and searches for hits in the muon stations within fields of interest around the extrapolation. Note that all particles with momentum greater than 3 GeV/c are analysed. This is the lowest possible momentum that would be considered in a physics analysis.

The performance of the program is given in Table 1 and described in detail in [6]. Since for maximal background rate [7] the particle misidentification was considered high (e.g. 4% for pions) we decided to combine the information from the RICH and hadronic calorimeter with the muon system.

	Nominal background	Maximal background
ϵ^μ	94.0 ± 0.3	94.3 ± 0.3
\mathcal{M}^e	0.78 ± 0.09	3.5 ± 0.2
\mathcal{M}^π	1.50 ± 0.03	4.00 ± 0.05
\mathcal{M}^K	1.65 ± 0.09	3.8 ± 0.1
\mathcal{M}^p	0.36 ± 0.05	2.3 ± 0.1
\mathcal{M}	1.40 ± 0.03	3.84 ± 0.04

Table 1: Muon efficiency and particle misidentification rates (%). The last line shows the non-muon misidentification rates (including all particles).

In this work we use five variables to classify the particles: (a) the ratio between the energy deposited in the hadronic calorimeter in the cell nearest to the charged track and the energy deposited in the nine closest cells in a “road” around the track; (b) the average ratio between the signed distance from the center of the closest fired cell to the extrapolation point in the muon system (Δxx); (c) the difference of the slopes of the track in the bending plane calculated in the tracker and in the muon system (ΔS_x); (d) the momentum of the track; (e) the RICH probability for the muon hypothesis. Figure 1 shows the distribution of each variable for muons and other particles. Many other variables were studied. The above ones presented more discriminating power according to an exploratory analysis using the nominal background. This exploratory analysis was performed independently, with both the neural net and the MCMC method, and both agreed on the most powerful variables.

We aim to improve the rejection of other particles while maintaining the muon efficiency high (equal to, or greater than, 90%) by using the full power of the variables, taking into account their correlations. If we cut on the muon rich probability (shown in Figure 1), for instance, the highest muon efficiency we can get is 71%. Even though we get a good rejection of other particles (the misidentification goes to 0.4%) the muon efficiency is too low. Cutting in other variables (separately) is not better and consecutive cuts only make the muon efficiency smaller. So we need a method that can use the correlations among those variables to better discrimi-

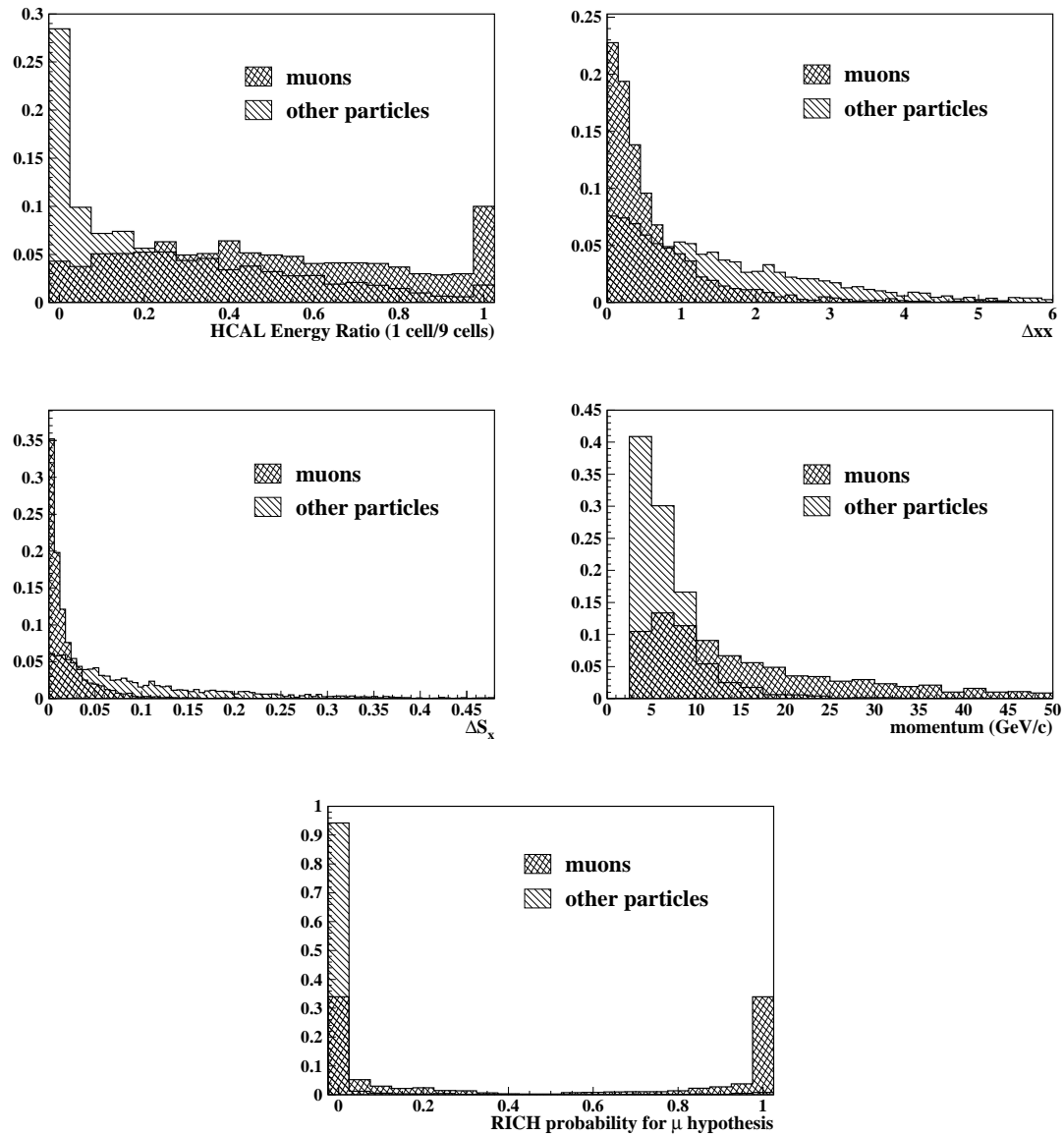


Figure 1: Variables used to discriminate between muons and other particles

nate the two samples. We will show that we can keep the misidentification around 1% while maintaining the muon efficiency around 90%.

We will present a very brief description of the two well known methods of Fisher Matrix and Neural Networks (NN) in Sections 2.1 and 2.2. The Bayesian approach based on Markov chain Monte Carlo (MCMC) will be described with more detail in Section 2.3 since it is relatively unknown in the High Energy Physics community¹.

2 Multivariate Methods

2.1 Fisher linear discriminant

Let's suppose we have p variables x_1, \dots, x_p to characterize the two-class problem. The sample is composed of N_1 data points of class C_1 and N_2 data points of class C_2 ($N_1 + N_2 = n$).

The problem is how to extract information of the two above classes of data points to classify other similar data points [8]. A simple geometrical interpretation of the method is shown in Figure 2.

The figure shows two classes which are well separated in the original two-dimensional space (x_1, x_2) . It is easy to see that the mean values of the projection of the data points onto the x_2 -axis are better separated than the projected class means onto the x_1 -axis. Nevertheless, the separation of the data is better when they are projected onto the x_1 -axis than when they are projected onto the x_2 -axis. There should be an axis where the projected data have the best separation. In the more general case, it is a hyperplane which best separates the classes. The solution proposed

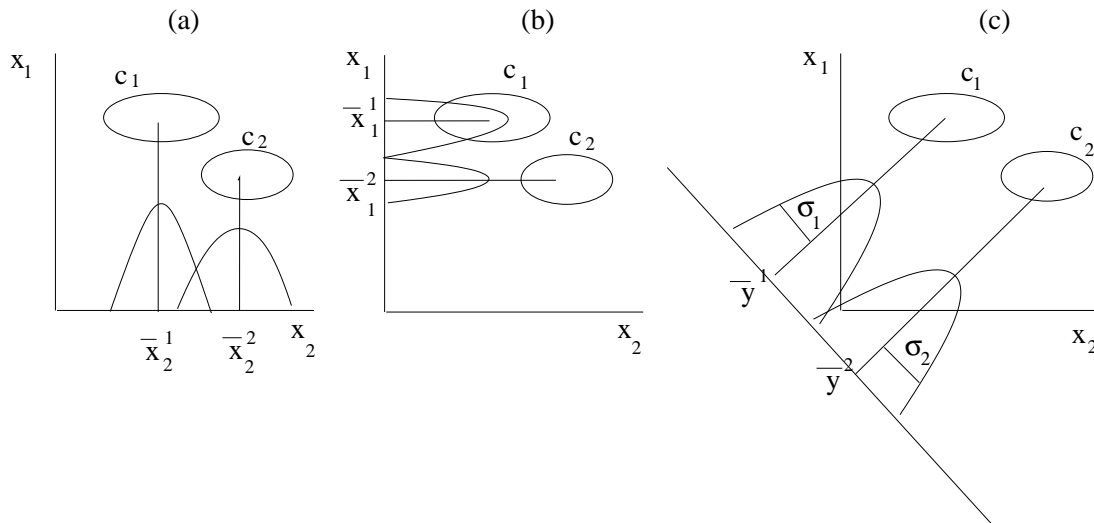


Figure 2: (a) Projection of the data onto the x_2 -axis leads to greater separation of the projected class means than does projection onto the x_1 -axis (b), and yet, it leads to greater class overlap; then, the problem is to find a direction at which the projection presents the best separation (c).

¹Even though it originated in the statistical physics literature.

by Fisher is to reduce the p -dimensional space down to one dimension, defining

$$q = \sum_{i=1,p} l_i x_i, \quad x_i \text{ belonging to } C_k.$$

The coefficients l_i are found by maximizing the ratio

$$\frac{(\bar{q}^1 - \bar{q}^2)^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2},$$

which represents the difference between the two projected class means, normalized by a measure of the within-class covariance ($\sigma_k^2 = \sum_{n=1, N_k} (q^n - \bar{q}^k)^2$). The result is :

$$l_i = \sum_j M_{ij}^{-1} (\bar{x}_j^1 - \bar{x}_j^2), \text{ where}$$

$$M_{ij} = M_{ij}^1 + M_{ij}^2 \text{ and}$$

$$M_{ij}^k = \frac{1}{N_k} \sum_{n=1}^{N_k} (x_i^{(n)} - \bar{x}_i)(x_j^{(n)} - \bar{x}_j).$$

Up to this point, every data point that entered in the above equations are taken from a training sample. For a new data point x^t from the testing sample, we define:

$$q^t = \sum_{ij} (\bar{x}_i^1 - \bar{x}_i^2) M_{ij}^{-1} x_j^t. \quad (1)$$

Then, we classify a new point as belonging to C_1 if $q^t > \bar{q}$ ($\bar{q} = \frac{1}{2} (\bar{q}^1 + \bar{q}^2)$) and classify it as belonging to C_2 otherwise.

2.2 Neural network

Another well known method of pattern classification is the artificial neural network [9] with feed-forward architecture. The philosophy of the NN approach is to abstract some key ingredients from the biological network of brain cells and out of those construct simple mathematical models that reproduce the good features of them.

In the standard feed-forward neural network, the input patterns are processed from a set of input units in the bottom to output units in the top, layer by layer, as schematically presented in Fig. 3.

The input pattern is given by a vector of p variables $\vec{x} = x_1, \dots, x_p$, belonging to one of two classes. It is fed into an input layer (receptors) and the output nodes represent the features o_i , which depends on $\vec{x}^{(k)}$ through the functional form

$$o_i(\vec{x}) = g\left(\sum_{j=1} w_{ij} g\left(\sum_{k=1} w_{jk} x_k + w_j^0\right) + w_i^0\right), \quad (2)$$

where w_{ij} and w_{jk} are the parameters to be fitted (connection strengths), the w_i^0, w_j^0 are thresholds and the non-linear transfer function $g(z)$ is a sigmoid function

$$g(z) = \frac{1 + \tanh z}{2}. \quad (3)$$

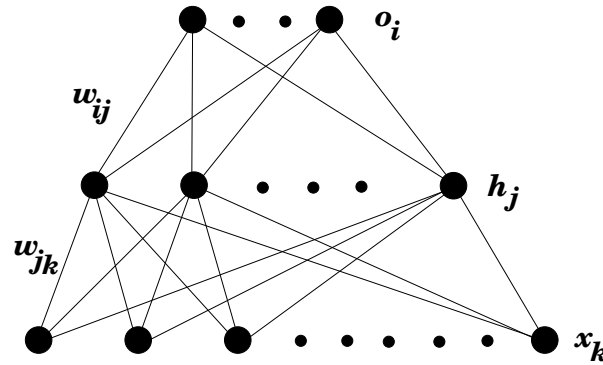


Figure 3: A simple feed-forward neural network with one hidden layer.

The index k runs over the number of variables in the input pattern. The indices i and j run over the number of nodes in the output and intermediate layers, respectively. The training of the network is performed by applying the standard back-propagation algorithm, implemented in the package JETNET 3.4 [10], by minimizing the summed square error function, E . This is done with a gradient descent method where the weights are incrementally updated in proportion to $\partial E / \partial w$. The gradient descent updating is

$$\Delta w_{t+1} = -\eta \frac{\partial E}{\partial w} + \alpha \Delta w_t \quad (4)$$

where η is the learning rate parameter and α is an additional momentum term. When no more changes (within some accuracy) occurs, i.e. $\Delta w \approx 0$, the weights are frozen and the network is ready to classify data it has never “seen”.

It is of utmost importance to ensure that the units are “active learners” and not saturated to their extreme values. The derivative of the activation function is zero for saturated units and thus, inhibits learning. This can be avoided by proper weight initialization.

2.3 Bayesian approach

In the Bayesian approach we assume variability about the unknown parameters of the model (non observable quantities) and the inference takes into account the information obtained from the variability about these parameters and from the sample (observable quantities). In the particular problem we are dealing with, the population is assumed to be partitioned into k classes so that each observation comes from one, and only one of such classes.

1. Observable quantities:

- (a) n p -dimensional vectors $\underline{x}_1, \dots, \underline{x}_n$ representing n observations,
- (b) a n -dimensional vector $\underline{z}^T = (z_1, \dots, z_n)$, where $z_j = i$ if the observation \underline{x}_j is from i^{th} class ($j = 1, \dots, n; i = 1, \dots, k$)
- (c) m p -dimensional vectors $\underline{y}_1, \dots, \underline{y}_m$ representing m observations whose classes are unknown.

We will call these quantities data, and represent them by $\{x\}, \underline{z}, \{y\}$.

2. Non observable quantities:

- (a) prior probabilities of each class, $\underline{\theta}^T = (\theta_1, \dots, \theta_k)$ where $0 < \theta_i < 1, \sum \theta_i = 1$, such that $P(Z_j = i) = \theta_i$.
- (b) parameters which describe the observational probabilistic model $\pi = \{\pi_1, \dots, \pi_k\}$. In this particular problem, we are assuming that, conditionally to each class, we have a normal p -variate distribution so that $\underline{X}_j | Z_j = i \sim N_p(\underline{\mu}_i, \Sigma_i), i = 1, \dots, k$ and $\pi_i = (\underline{\mu}_i, \Sigma_i)$.
- (c) unknown classes of the m observations $\underline{y}_1, \dots, \underline{y}_m$, denoted by $\underline{w}^T = (w_1, \dots, w_m)$, where $w_j = i$ if \underline{y}_j is classified to the i^{th} class, $i = 1, \dots, k, j = 1, \dots, m$.

In the two previous approaches in this note, the inference about the unknown classes is carried out based only in the data $\{x\} = \{\underline{x}_1, \dots, \underline{x}_n\}$ and \underline{z} , and, after the choice of the “best” rule, the non classified observations $\{\underline{y}_1, \dots, \underline{y}_m\}$ are classified using this rule.

In the approach proposed here, the information about the non classified observations is also taken into account to make an inference possible about the unknown classes.

Suppose, only for simplification, that our problem involves a sample represented by $\{\chi\}$ and the parameters by Θ . Suppose also that the model which describes the data is characterized by the likelihood function denoted by $f(\{\chi\}|\Theta)$ and the prior distribution of Θ whose density is denoted by $\xi(\Theta)$. Hence, the posterior density of Θ is given by

$$\xi(\Theta|\{\chi\}) = \frac{f(\{\chi\}|\Theta)\xi(\Theta)}{\int \dots \int f(\{\chi\}|\Theta)\xi(\Theta)d\Theta}$$

which can be rewritten as

$$\xi(\Theta|\{\chi\}) \propto f(\{\chi\}|\Theta)\xi(\Theta)$$

since the integral in the above equation does not depend on Θ and $\{\chi\}$ is the observed sample.

Therefore, the posterior density for Θ is determined, except for the constant of integration. In the majority of problems of inference it is not possible to determine explicitly the value of this constant and the use of numerical methods becomes necessary. There are situations where, although this constant cannot be evaluated in a closed form, we can generate a sample from the posterior distribution and then, based on this sample, we can do inferences about the non observable quantities.

When, even if we do not know $\xi(\Theta|\{\chi\})$, we can write it as a product of densities which we know how to generate samples from them, it is possible to generate a sample from the posterior in a direct form. However there are situations, mainly when the number of unknown quantities is quite large, where we can only generate a sample from the posterior using indirect methods of simulation known as Markov chain Monte Carlo methods (MCMC).

The MCMC method has become one of the most important tools in Statistics in the last decade. Its applications pervade in Bayesian statistical analysis but also appear in applications in the frequentist approach. See reference [11] for various examples. In the following, we present a brief summary of these methods.

A Markov chain is a sequence of random variables, X_1, X_2, \dots , such that the distribution of X_{t+1} given X_t is independent of X_{t-1}, X_{t-2}, \dots . Suppose that ξ , the density of interest, is the

density of the stationary distribution of a Markov chain. Then, correlated samples from the distribution can be generated by simulating the Markov chain. A sequence of realizations of such random variables is also called a Markov chain. An aperiodic, irreducible, positive recurrent Markov chain is associated with a stationary distribution which is the limiting distribution of the chain. See [12] for relevant definitions and discussions of properties of Markov chains. An algorithm based on a stationary distribution of a Markov chain is an iterative method because a sequence of operations must be performed until they converge.

A Markov chain is the basis for several schemes for generating random numbers. The interest is not in the sequence of the Markov chain itself. The elements of the chain are accepted or rejected in such a way as to form a different chain whose stationary distribution is the distribution of interest.

The techniques based on these chains are generally called “samplers”. The objective in the Markov chain samplers is to generate a sequence of autocorrelated points with a given stationary distribution.

For a distribution with density ξ , the Metropolis algorithm [13] generates a random walk and performs an acceptance/rejection based on ξ evaluated at successive steps in the walk.

The Markov chain samplers require a “burn-in” period, that is, a number of iterations before the stationary distribution is achieved. In practice, the variates generated during the burn-in period are discarded. The number of iterations needed varies with the distribution and can be quite large, sometimes several hundred. In general, convergence is much quicker for univariate distributions with finite ranges.

It is important to remember what convergence means; it does not mean that the sequence is independent from the point of convergence forward. The deviates are still from a Markov chain.

An algorithm that uses a more general chain for the acceptance/rejection step was developed in reference [14]. The Metropolis-Hastings sampler to generate deviations from a distribution with density p_X uses deviates from a Markov chain with density $g_{Y_{t+1}|Y_t}$. The conditional density $g_{Y_{t+1}|Y_t}$ is chosen so that it is easy to generate deviates from it and is called the “proposal density”. There are several variations of the basic Metropolis-Hastings algorithm [15].

A version of the Metropolis-Hastings algorithm is the Gibbs sampler, a common method of generating multivariate random variables. This method was used in ref. [16] for generating observations from a Gibbs distribution. In this method, after choosing a starting point, the components of the d -vector variate whose distribution is to be simulated are generated one at a time conditionally on all others. Suppose that $\Theta = (\Theta_1, \dots, \Theta_d)$ and that we want to generate a sample from $\xi(\Theta)$. This method requires the knowledge of all full conditional distributions whose densities are $\xi_{\Theta_i|\Theta_{(-i)}}$ where $\Theta_{(-i)} = \{\Theta_1, \dots, \Theta_{i-1}, \Theta_{i+1}, \dots, \Theta_d\}$. Reference [17] was very important in popularizing the Gibbs sampler.

In the particular problem of classification we are dealing with, we have used the Gibbs sampler since the initial assumptions we made lead to the knowledge of all full conditional distributions.

These assumptions are: permutable observations, conditional distribution to each class of the population multivariate normal, $\underline{\theta}$ and $\{\pi\}$ prior independents and π_1, \dots, π_k prior independents. The prior distribution is then given by a Dirichlet-product of Normal-inverted-Wishart. See reference [18] for more details.

After the convergence, we have a sample from the posterior distribution, that is, $(\underline{\theta}, \{\pi\}, \underline{w})^{(1)}, \dots, (\underline{\theta}, \{\pi\}, \underline{w})^{(M)}$ representing a sample of size M of $\xi(\underline{\theta}, \{\pi\}, \underline{w}|\{x\}, z, \{y\})$, where M is the number of iterations considered after the *burn-in*.

With respect to the posterior distribution of the unknown classes, we can use this sample in two different ways. First, we can look at the obtained classes for each observation for each iteration after convergence and estimate the posterior probabilities of classification by

$$\hat{p}_{ji} = \frac{1}{M} \# \{w_j^{(c)} = i\},^2$$

where \hat{p}_{ji} is the estimated posterior probability of the classification of y_j in the i^{th} class, $i = 1, \dots, k$, $j = 1, \dots, m$ and $w_j^{(c)}$ is the class generated for the j^{th} non classified observation in the c^{th} iteration after convergence, $c = 1, \dots, M$.

Since in this particular application we know the “unknown” classes, we also can look at the real error at each iteration after the convergence, and then we can study the posterior distributions of the efficiency and the purity. It is important to notice that this possibility is not so simple in the other methods.

2.4 Simulation procedures

In order to compare the performance of the three methods, the same data sets have been used for training and testing. So, 5968 tracks (2768 muons and 3200 other particles) have been used to train the methods, while 600 tracks (276 muons and 324 other particles) have been used to test the methods. This proportion of muons and pions have been chosen based on the proportions observed in the whole data set.

Instead of working with the variables themselves, the natural logarithm of the variables plus one has been taken. This makes the distributions closer to a normal and easier to handle.

The number of nodes in the input layer of the neural network is constrained by the number of input variables chosen. The number of features has been chosen as 1. The target value has been set to 1 and 0 for muons and other particles, respectively. The number of nodes in the hidden layer has been varied from 1 to 6 in order to optimize the network. The lower misidentification rate was obtained with three nodes, for a muon efficiency of 90 %. The learning rate parameter has been fixed at $\eta = 0.4$, the additional momentum term has been fixed at $\alpha = 0.5$ and, the activation thresholds have been chosen as $w^0 = 0.04$ and the weights w_{ij} have been randomly initialized.

For the MCMC method, ten thousand iterations of the algorithm have been performed and the initial five thousand have been discarded (burn-in). The results were based on the last five thousand iterations. We followed up the prior specifications suggested in [18].

From the above methods, the MCMC is the most computer intensive one.

3 Results

In Figure 4 the distributions of the “muon probability” are shown for muons and for other particles in the sample. The quantity called “muon probability” is the value of the parameter q in the Fisher matrix method, rescaled to lie between 0 and 1. In the neural network method the “muon probability” is the feature, the output of the network. In the Bayesian method it is given by the estimated posterior probability of the particle to be classified as a muon.

²the probability of observation y_j to belong to the i^{th} class is the number of iterations where it is classified to the i^{th} class divided by the total number of iterations.

In Figure 5, the final muon efficiency, muon purity and the misidentification of other particles are plotted as a function of a cut on the “muon probability” for all three methods. Note that the particle misidentification fraction and the muon identification efficiency are already multiplied by a factor corresponding to the values shown in the second column of Table 1. These are the final results obtained when the multivariate analysis is applied after the basic muon identification algorithm, described in ref. [6].

In Table 2 we list the muon efficiency, muon purity and misidentification rate corresponding to the chosen cuts on the muon probability, shown in Figure 5. The aim of reducing the misidentification to the one percent level is achieved by all three methods. It is important to note that, using a cut on the muon probability which reduces slightly the muon efficiency, the misidentification rate drops significantly, resulting in a much improved purity. For example, a cut on the muon probability which gives a muon identification efficiency of $\sim 80\%$ results in a muon purity above 95% in all three methods. This is the best advantage of the multivariate methods compared to the conventional cut analysis.

In order to compare the three methods, the values of the misidentification rates evaluated relatively to the testing sample are used. These rates have been calculated for the same cut on the muon probability used in Table 2 and are given in Table 3. They give the performance of the multivariate analysis for tracks selected by the basic muon identification algorithm. The Bayesian method and the neural network present the best performance.

	Fisher	Neural Network	MCMC
ϵ^μ	$90\pm 1\%$	$90\pm 1\%$	$90\pm 1\%$
\mathcal{P}^μ	$74\pm 2\%$	$76\pm 2\%$	$78\pm 2\%$
\mathcal{M}	$1.1\pm 0.1\%$	$0.96\pm 0.09\%$	$0.88\pm 0.09\%$

Table 2: Final muon identification efficiency, muon purity and particle misidentification fraction after the cuts graphically shown in Figure 5.

	Fisher	Neural Network	MCMC
ϵ^μ	95.6 ± 0.1	95.6 ± 0.1	95.6 ± 0.1
\mathcal{M}	29 ± 2	25 ± 2	23 ± 2

Table 3: Muon efficiency (%) and particle misidentification fraction (%) after the cuts graphically shown in Figure 5. Here the evaluation is performed relatively to the testing sample.

Figure 6 shows the muon efficiency as a function of the muon momentum for a cut in a muon probability that results in a total efficiency of 90%. We can see that the cut is reasonably efficient for the low momentum particles. In a previous note [6] we showed that similar results could be achieved, but only for particles with momentum above 6 GeV/c.

4 Conclusions and Prospects

By using multivariate methods to combine the information from the RICH detector, the hadronic calorimeter, the tracking and the muon systems of LHCb, we achieved a misidentification rate at the level of 1%, while keeping the muon identification efficiency at 90%.

We are aware that before we apply the above methods to real data we have to address several questions, like how to train the chosen method with data - if it is possible at all, or how to make sure that the Monte Carlo reproduces adequately the correlations among the several variables. Anyway, we consider the results to be very encouraging.

We intend to evaluate the dispersion of the efficiency and purity for all the studied methods. We also would like to study the possibility to implement them as part of a future particle identification program for LHCb.

5 Acknowledgments

This work was partially supported by CAPES, CNPq, FAPERJ, Fundação José Bonifácio (UFRJ) and European Community (contract CII*-CT94-0118).

References

- [1] VII International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research, <http://conferences.fnal.gov/acat2000/>, Fermilab, October, (2000).
- [2] D. Horn, *Neural Computing Methods and Applications*, summary talk AIHEP96, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A389**, 2 (1997).
- [3] Berger, J. O., *Bayesian Analysis of Mixture Models*. Notes. I Taller Mexicano de Estadística Bayesiana, Mexico, (1998).
- [4] S. Amato *et al.*, *LHCb Technical Proposal*, CERN LHCC 98-4, February, 1998.
- [5] E. Polycarpo, J. R. T. de Mello, *Muon Identification in LHCb*, LHCb 2001-009 Muon, February, 2001
- [6] J. R. T. de Mello Neto, E. Polycarpo, *Update on Muon Identification Performance*, LHCb 2001-061, May, 2001
- [7] A. Tsaregorodtsev, *Muon System parameterized background - algorithm and implementation*, LHCb 2000-11 MUON, May, 2000.
- [8] Johnson, R. A. and Wichern, D. W., *Applied Multivariate Statistical Analysis*. Third Edition, Prentice Hall, 1992.
- [9] C. M. Bishop, *Neural Networks for Pattern Recognition*, Oxford University Press, Oxford, (1995).
- [10] C. Peterson, T. Rönvaldsson, L. Lönnblad, *JETNET 3.0 - A Versatile Artificial Neural Network Package*, CERN-TH 7135/94, (1994).
- [11] Gilks, W. R., Richardson, S. and Spiegelhalter, D. J. (Editores). (1996). *Markov Chain Monte Carlo in Practice*. Chapman & Hall, London.
- [12] Meyn, S. P. and Tweedie, R. L. (1993). *Markov chains and stochastic stability*. Springer-Verlag, New York.

- [13] Metropolis, N., Rosenbluth, M. N., Teller, A. H. and Teller, E. (1953). *Equations of state calculation by fast computing machines*. Journal of Chemical Physics, **21**, 1087–1092.
- [14] Hastings, W. K. (1970). *Monte Carlo sampling methods and their applications*. Biometrika, **57**, 97–109.
- [15] Chib, S. and Greenberg, E., *Understanding the Metropolis-Hastings algorithm*. The American Statistician, **49**, 327–335 (1995).
- [16] Geman, S. and Geman, D. (1984). *Stochastic relaxation, Gibbs distributions, and the Bayesian restoration of images*. IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, **6**, 721–741.
- [17] Gelfand and Smith, *Sampling based approaches to calculating marginal densities*. Journal of American Statistical Association, **85**, 398-409, (1990).
- [18] Lavine, M. and West, M., *A bayesian method for classification and discrimination*. The Canadian Journal of Statistics, **20**, 4, 451–461, (1992).

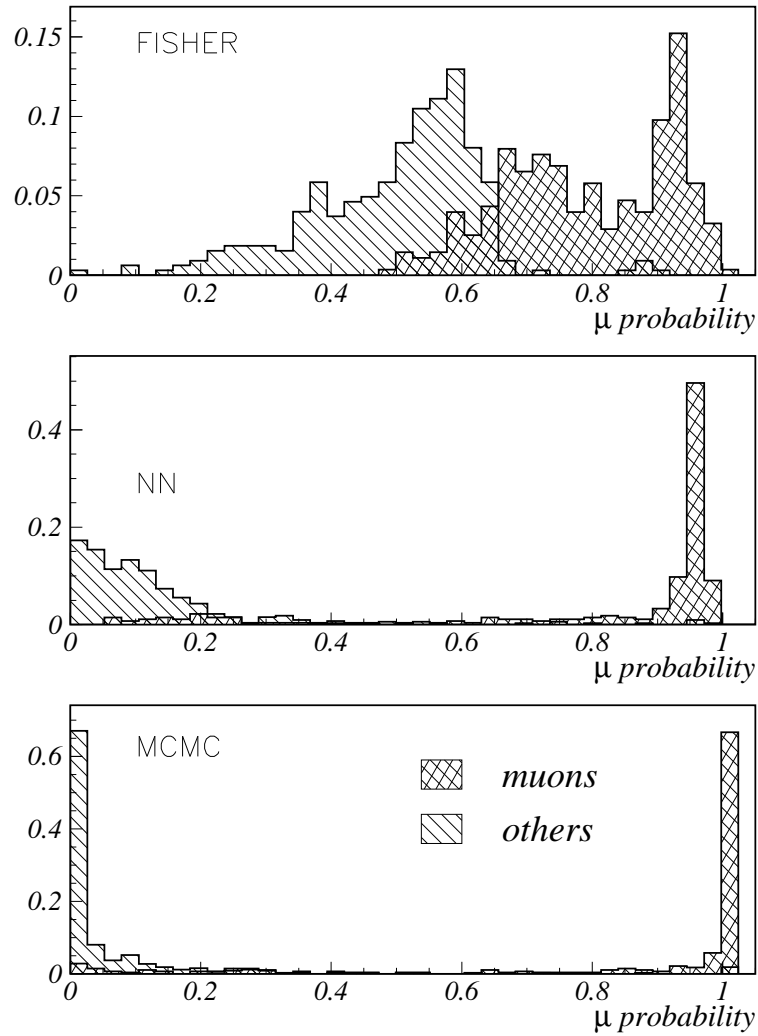


Figure 4: The muon and other particles distributions of the “muon probability”, as given by the MCMC, Fisher and neural network methods, respectively.

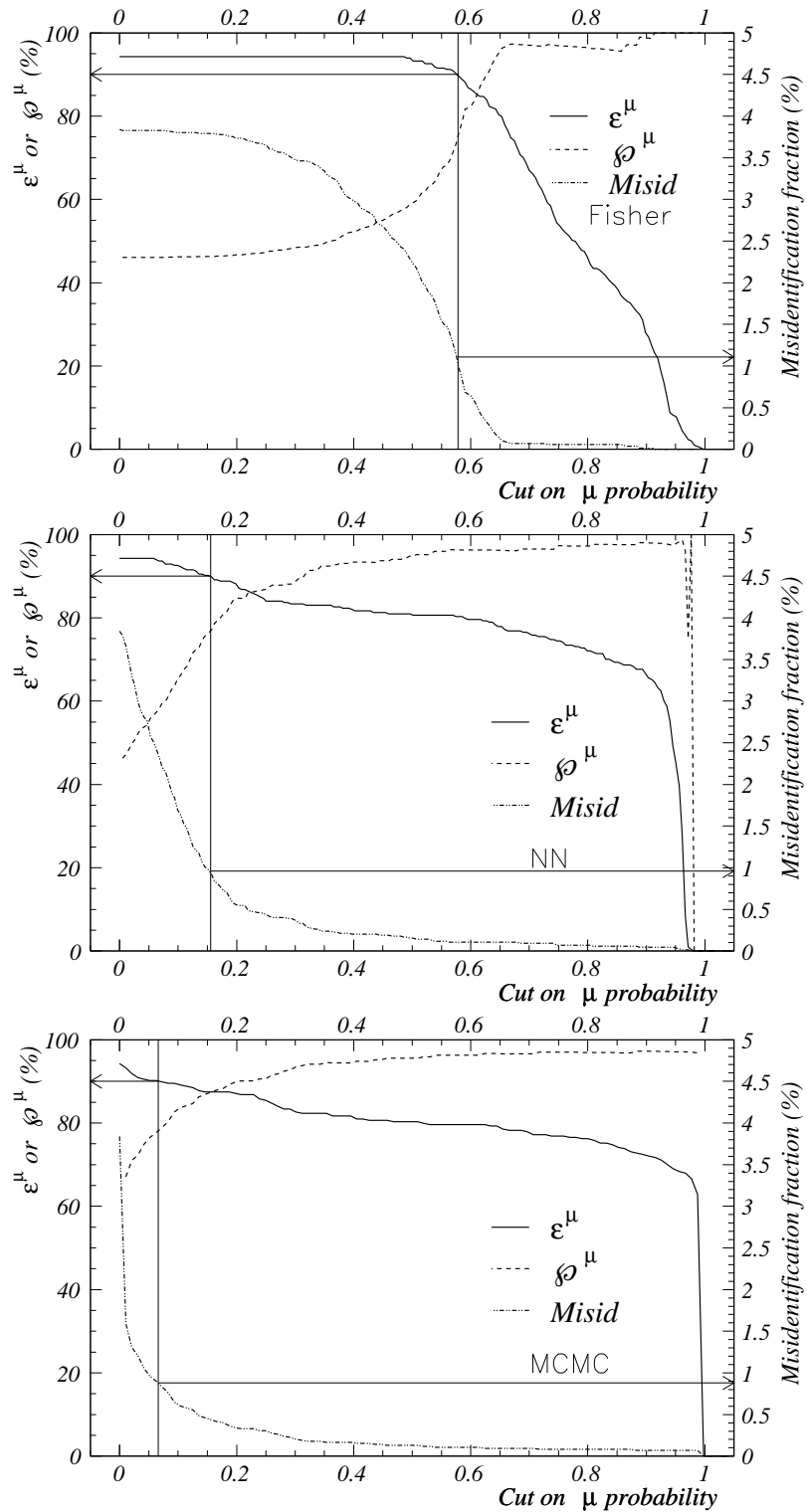


Figure 5: Muon efficiency, muon purity (right axis) and misidentification rate (left axis) as a function of the cut on the “muon probability” for the Fisher matrix method, neural network and MCMC. In all figures, thin lines indicate a muon of efficiency of 90 % and the corresponding value of the misidentification rate for the same value of the cut on the muon probability.

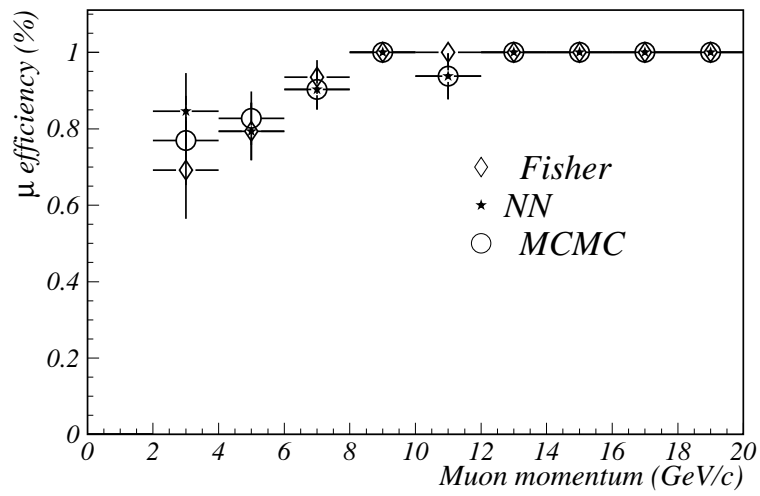


Figure 6: Muon efficiency as a function of the muon momentum after a cut on the muon probability that gives total efficiency of 90%.

Apêndice F

Estudo da sensibilidade do LHCb
ao decaimento $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Frascati Physics Series Vol. nnn (2001), pp. 000-000
HEAVY QUARKS AT FIXED TARGET - Rio de Janeiro, Oct. 9-12, 2000

Study of the sensitivity of the LHCb Experiment to the rare decay

$$B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

H. Dijkstra
CERN

B. Maréchal, E. Polycarpo*
LAPE/IF-UFRJ

On behalf of the LHCb Collaboration

ABSTRACT

LHCb's sensitivity to the decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ is studied using fully GEANT generated samples of both signal and background events. After full event selection, the ratio $signal/\sqrt{background}$ is expected to be above 5 already after the first year of LHCb operation, assuming the Standard Model (SM) expectation for the branching ratio.

1 Introduction

The LHCb experiment is a single arm forward spectrometer optimized to study CP violation in the B system at the LHC by testing precisely the consistency of the unitarity triangle. The expected $b\bar{b}$ cross section at the LHC center of mass energy of 14 TeV ($\sim 500\mu\text{b}$) results in a total production rate of $\sim 10^{12}b\bar{b}$ events per year, at the nominal LHCb luminosity of $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. This

copious b-meson statistics in LHCb allows the investigation of rare decay modes generated by the Flavour Changing Neutral Current. Those decays allow very sensitive tests of the SM and could also provide a route to the discovery of new physics. The $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ decay is one example of such processes. The SM expectation for its branching ratio is 3.5×10^{-9} ¹⁾. Present bounds from TEVATRON are at the level of 10^{-6} ²⁾ and the e^+e^- machines will not contribute with new measurements.

2 The LHCb Experiment

The concept of the LHCb detector and of its subsystems is discussed in detail in the Technical Proposal ³⁾. The detector covers the angular region from 10 mrad to 300 mrad in the horizontal plane (the bending plane) and 10 mrad to 250 mrad in the vertical plane (the non-bending plane). LHCb consists of a silicon vertex detector, two RICH detectors, the tracking system, electromagnetic calorimeter (ECAL) with preshower detector, hadronic calorimeter and the muon stations. The vertex detector is located inside the beam pipe and also includes a pile-up veto counter. A part of the tracking system is placed within a dipole magnet with a maximum field strength of 1.1 T in the vertical direction. The multi level trigger system ³⁾ takes advantage of the b-decays properties, i.e. high p_t tracks and detached vertices. Of particular interest for the $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ analysis are the Tracking System which provides excellent momentum and mass resolution, the RICH detectors which can help in the rejection of hadrons, and the Muon System which triggers the signal events and identify muons with high efficiency.

3 Performance

This section presents the samples used in this study, the selection criteria and the final yield of both signal and background events, using $L=2 \times 10^{32}$, 10^7 seconds as 1 year of LHCb data taking, 0.587 as single interaction fraction, $\sigma_{b\bar{b}} = 500 \mu\text{b}$, branching ratio of $b, \bar{b} \rightarrow \mu X = 0.10$. The probability for a b-quark to produce a B_s^0 is assumed to be 0.12. For some samples, events are rejected at the PYTHIA level if they do not contain a b-quark within a 600 mrad cone. As a consequence only 40% of the events have to be passed through the GEANT simulation.

3.1 Samples

The events are generated with PYTHIA ⁴⁾ and tracked through the detector using the LHCb simulation program SICB ⁵⁾, based on GEANT ⁶⁾.

The signal sample is composed of 24000 events within a 600 mrad cone containing the LHCb detector. In order to identify the main background channels, two samples of b inclusive events generated in 4π have been used: the first generated with PYTHIA parameter MSEL=5 (215,000 events) and the second with MSEL=1 (98,000 events), which is at present the default parameter in the LHCb generation. When MSEL=5(1), the dominant contribution to the $b\bar{b}$ production is gluon fusion (gluon splitting).

After investigation of this samples, the main contribution to background was shown to be double semileptonic decays ($b \rightarrow \mu X, \bar{b} \rightarrow \mu X$). Two samples of ($b \rightarrow \mu X, \bar{b} \rightarrow \mu X$) have been generated also with MSEL=5 (9,000 events) and MSEL=1 (128,000 events). This sample is generated in a 600 mrad cone.

3.2 Selection criteria

Only tracks well identified as muons¹ and well reconstructed ($\sqrt{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2} < 100\mu\text{m}$)² are considered as candidates. The signed impact parameter of each track with respect to the primary vertex is required to be between 0 μm and 3000 μm . The sign of the impact parameter is defined as negative when the track crosses the beam-line upstream of the PV. Since the muons should originate from a secondary vertex, $\Delta\chi_{PV}^2$ ³ is required to be greater than 9. The two track candidates are combined into a B_s^0 candidate vertex that must have the χ^2 of the fit smaller than 3 and $\text{IP}_{B_s^0}$ ⁴ smaller than 500 μm . The first level of trigger (L0) is applied. The preselection above have a signal efficiency of $18.1\pm 0.3\%$ and the acceptance of the L0 trigger for those events is $96.7\pm 0.3\%$. Table 1 shows the number of simulated events after preselection in the $b\bar{b}$ inclusive samples and two different mass cuts. The results indicate that the

¹a simple parameterization is used, which accept $\sim 98\%$ of the muons, and misidentifies $\sim 0.4\%$ of the pions as muons

² $\sigma_{xx,yy}^2$ are the elements of the covariance matrix of the track parameters at the primary vertex (PV)

³ $\Delta\chi_{PV}^2$ is the difference of the χ^2 of the PV fits when the candidate track is included and when it is not included

⁴ $\text{IP}_{B_s^0}$ is the impact parameter of the B_s^0 candidate

background in the B_s^0 mass region is in fact the $(b, \bar{b} \rightarrow \mu X)$ combinations. Figure 1 shows one example of the difference between signal (left) and background(right), after the preselection.

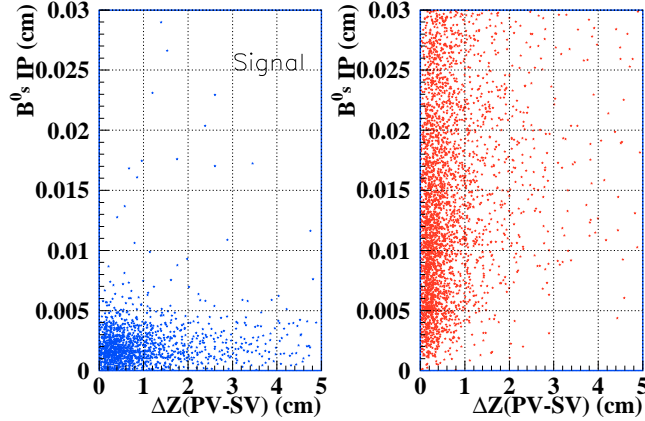


Figure 1: *Impact parameter of the B_s^0 candidate as function of the distance from the decay vertex to the primary vertex in the beam direction.*

When the $b \rightarrow \mu X, \bar{b} \rightarrow \mu X$ is then investigated, the number of true pre-selected pairs with invariant mass above 0.875 GeV in the exclusive $b, \bar{b} \rightarrow \mu X$ sample is 43 (MSEL=5) and 1011 (MSEL=1), equivalent to 11.2×10^6 and 18.5×10^6 events per year (*table 2*). At this stage, more stringent cuts should be applied. However, it appears that the low statistics limits the determination of the efficiency of those cuts for the background. In order to increase the statistics, combinations of $b \rightarrow \mu, \bar{b} \rightarrow \pi, K$; $b \rightarrow \mu, \bar{b} \rightarrow c \rightarrow \pi, K$ and $b \rightarrow c \rightarrow \mu, \bar{b} \rightarrow \pi, K$ are accepted as if they were true $b, \bar{b} \rightarrow \mu X$ pairs by forcing a misidentification of a pi or K as a mu. Table 3 shows the number of simulated pairs, including the extra background described above, after each of the cuts in the final selection. The background numbers result from the addition of pairs selected in both the $b\bar{b}$ inclusive and the $\rightarrow \mu X, \bar{b} \rightarrow \mu X$ samples. $\Delta Z_{(SV-PV)}$ is the distance between the primary and the secondary (SV) vertices in the beam direction, $\chi^2(SV - PV)$ is the chi-square distance between PV and SV and DCA is the distance of closest approach between the two tracks⁵. The efficiencies of the first five cuts in table 3 are, within statistical errors, compatible to the ones obtained if only the true background events are taken into account. The next three cuts are applied independently, therefore possible correlations are not taken into account. For the B_s^0 mass

⁵ $M_{SV-PV} E^{-1} M_{SV-PV}$, where M_{SV-PV} is the vector of the distance between the two vertices and E^{-1} is the inverse of the sum of their error matrices.

cut, a window of 200 MeV around 5.379 GeV is used for the background. Assuming the mass distribution is flat in this region, the efficiency is divided by 10. The final values of the cuts maximize the ratio $signal/\sqrt{background}$. The final event yield in one year is : ~ 11 signal events and $\sim 2.4(4.5)$ background events when MSEL=1(5) is used.

	MSEL=1	MSEL=5
# of generated events	98000	215000
preselection + $m_{B_s^0} > 0.875$ GeV	41 (2)	88 (7)
preselection + $m_{B_s^0} > 3.875$ GeV	1 (1)	4 (3)

Table 1: *Number of events in the $b\bar{b}$ inclusive sample before and after preselection. The numbers in parenthesis are the contributions from $b, \bar{b} \rightarrow \mu X$ pairs.*

	MSEL=1	MSEL=5
# of generated events	128000	9000
preselection + $m_{B_s^0} > 0.875$ GeV	1011	43
# of events equivalent to 1 year of LHCb operation	18.5×10^6	11.2×10^6

Table 2: *Number of events in the $b \rightarrow \mu X, \bar{b} \rightarrow \mu X$ sample after preselection.*

4 Summary and Prospects

The results presented in this report show that LHCb can measure the branching ratio of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay, assuming its Standard Model value, in its first year of operation. Due to the limited statistics of the background samples generated, we cannot conclude that the two generators lead to incompatible estimations of the final yield. With the most pessimistic estimation, the statistical significance ($\frac{signal}{\sqrt{background}}$) is more than 5.

The LHCb collaboration started the production of a fully GEANT simulated sample of $b\bar{b}$ inclusive with the order of a few million events. It will allow the investigation of possible additional background channels with improved accuracy. The development of a realistic muon identification algorithm is in progress. In particular the contamination from hadrons produced in the prompt B decay will be investigated, although preliminary results show efficiency and purity similar to the ones obtained in the present parameterization. The dedicated production of $\mathcal{O}(10^6)$ events of $b \rightarrow \mu X, \bar{b} \rightarrow \mu X$ events will allow the determination of the efficiencies with better precision and the inclusion of correlations neglected at present.

5 Acknowledgements

This work was partially supported by CAPES, CNPq and the European Commission (DGXII).

	Background		$B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$
	MSEL=1	MSEL=5	
preselection + $m_{B_s^0} > 0.875$ GeV	16036	1847	4351
$\min(\Delta\chi_{PV}^2) > 140$	5050	578	2515
$\max(\sqrt{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2}) < 60\mu m$	3992	443	2488
$\Delta Z_{(SV-PV)} > 750\mu m$	3920	434	2488
$\chi^2(SV - PV) > 1300$	3151	354	2219
$DCA < 50\mu m$	2881	313	2187
Efficiency at this level	18.0%	17.0%	50.3%
$ m_{B_s^0} - 5.379 < 20$ MeV	4	1	1722
maximum $\sqrt{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2} < 35\mu m$	1187	121	1481
$IP_{B_s^0} < 35\mu m$	37	6	1343
Total efficiency	1.3×10^{-7}	4.0×10^{-7}	30.9 %
# of events equivalent to 1 year of LHCb operation (<i>see table 2</i>)	18.5×10^6	11.2×10^6	36
expected events after all cuts	2.4	4.5	11

Table 3: *Number of events after preselection for signal and background (including forced misidentified hadrons.)*

References

1. A. Ali, Flavour Changing Neutral Current Processes in B Decays, DESY 97-019, February 1997.
2. T. Speer *et al*, Search for the $B_c^\pm \rightarrow J\Psi\pi^\pm$ and the B Rare Decays $B_d^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ and $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ at CDF, in: Proc. 1196 Divisional Meeting of Division Particles and Fields, American Physical Society, Minneapolis, Minnesota, August 1-15, 1996.
3. S. Amato *et al* (LHCb Collaboration), LHCb Technical Proposal, CERN/LHCC 98-4, 1998.
4. T. Sjöstrand and M. van Zijl, PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. Computer Physics Commun., 82,1994.
5. A. Tsaregorodtsev, SICb user guide, <http://lhcb-comp.web.cern.ch/lhcb-comp/SICB/html/sicbug.html>
6. Detektor Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013, 1994.

Apêndice G

Análise da sensibilidade do LHCb
ao decaimento $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$



Analysis of the LHCb sensitivity to the rare decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

E. Polcarpo

Instituto de Física - UFRJ

Abstract

An updated study of the LHCb sensitivity to the decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ is presented. The statistics of the background samples have been substantially increased and the cuts have been retuned. A signal significance $S/\sqrt{B} \sim 3.5$ can be achieved in one year of LHCb operation.

1 Introduction

The leptonic decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ is a Flavour Changing Neutral Current (FCNC) decay. In the Standard Model (SM) it occurs only via the loop diagrams shown in Fig. 1. Since the decaying b quark is heavy, long-distance effects are expected to be small compared to short-distance effects, therefore the cross-section of this process can be reliably calculated. The branching ratio for this decay has been first calculated in 1982 [1]. QCD corrections to $\mathcal{O}(\alpha_s)$ have been reported in Ref. [2]. These corrections have reduced the uncertainty on the branching ratio due to the renormalization scale from $\mathcal{O}(30\%)$ to roughly 2%. Several extensions of the SM with two Higgs doublets [3, 4], including supersymmetric models [5], predict a branching ratio larger than the expected SM contribution, which is $(3.5 \pm 1.0) \times 10^{-9}$ [6].

Experimentally, the subject is becoming more interesting since CDF is reaching the sensitivity necessary to see new physics effects. Experiments in both electron and proton machines have searched for $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ events [7–9]. The most stringent limit on the branching ratio is from CDF [9], 2.0×10^{-6} at 90% CL, and it is still 3 orders of magnitude above the SM prediction. BABAR and BELLE are not competitive with CDF because B_s^0 mesons are not produced in the collisions at PEP-II and KEKB. ATLAS, CMS and LHCb will search for these events in the Large Hadron Collider (LHC) at CERN (see Ref. [10]). This work gives an update on the detailed description of the sensitivity study performed in LHCb. The available computing resources are insufficient to generate as many background events as are expected to be collected in the first year of LHCb data taking. Hence, a conservative approach has been chosen to estimate the background yield expected in LHCb. The result is less significant than the result presented previously [11], when even more reduced background samples were available, but are still competitive with the other experiments at LHC.

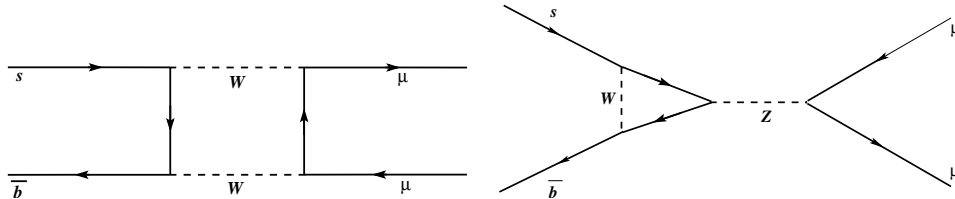


Figure 1: The leading one-loop diagrams contributing to the decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

2 Signal topology and possible background channels

The $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay appears at LHCb as two well reconstructed tracks with relatively high transverse momentum (p_T) which penetrate the muon detector. The tracks have large impact parameters with respect to the primary vertex (PV), and form a well detached secondary vertex (SV). The reconstructed B_s^0 meson has low impact parameter and high p_T .

Possible background channels are other two-body decays of b -hadrons produced at LHCb. The list in Table 1 presents those channels together with the ratio between the b -hadron production rate and the B_s^0 production rate ($\frac{B(b \rightarrow b\text{-hadron})}{B(b \rightarrow B_s^0)}$), the measured branching ratio $B(\text{background decay})$, the fraction of events which are expected to lie within $\pm 25 \text{ MeV}/c^2$ of the B_s^0 mass when the muon mass is assigned to the final state hadrons ($\varepsilon_{\Delta m}$) and the expected suppression provided by the muon

identification algorithm. Since the two last factors are of the order of 1 for signal events and the efficiency of additional selection criteria is expected to be the same for signal and background decays, the ratio between the yield of each background decay listed in Table 1 and the signal yield is equal to:

$$\frac{B(b \rightarrow b\text{-hadron})}{B(\bar{b} \rightarrow B_s^0)} \times \frac{B(\text{background decay})}{B(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)} \times \varepsilon_{\Delta m} \times \mu\text{-id suppression factor.} \quad (1)$$

By combining the information of all relevant LHCb subdetectors it is possible to achieve a pion and kaon misidentification probability as low as 0.5% without significant losses in the muon identification efficiency. The probability for a proton to be identified as a muon using only RICH information is evaluated as 0.5% [12] and using only the muon system information is 0.36% [13].

According to Eq.(1), all the two-body decays in Table 1, except $B_s \rightarrow K^- \pi^+$, the expected yield within ± 25 MeV/c² around the B_s^0 mass is at least one order of magnitude lower than the expected $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ yield in the same mass range. Since the experimental upper limit obtained for $B_s \rightarrow K^- \pi^+$ is still one order of magnitude above the theoretical prediction [14] and the other measurements are compatible with theory, all these decays will not be considered as significant sources of background.

decay channel	$\frac{B(b \rightarrow b\text{-hadron})}{B(b \rightarrow B_s^0)}$	Branching ratio ($\times 10^{-6}$)	$\varepsilon_{\Delta m}$	μ -id suppression
$B_d \rightarrow \pi^+ \pi^-$	~ 3.6	4.3 ± 1.7	$< 1\%$	25×10^{-6}
$B_d \rightarrow K^+ \pi^-$	~ 3.6	17.2 ± 2.7	$< 1\%$	25×10^{-6}
$B_s \rightarrow K^- \pi^+$	1	< 210	$\sim 17\%$	25×10^{-6}
$B_s \rightarrow K^+ K^-$	1	< 59	$\sim 1\%$	25×10^{-6}
$\Lambda_b \rightarrow p \pi^-$	~ 1.1	< 50	$\sim 9\%$	$< 25 \times 10^{-6}$
$\Lambda_b \rightarrow p K^-$	~ 1.1	< 50	$\sim 15\%$	$< 25 \times 10^{-6}$

Table 1: Ratio between the b -hadron and the B_s^0 production rates [15] ($\frac{B(b \rightarrow b\text{-hadron})}{B(b \rightarrow B_s^0)}$), branching ratio [15], fraction of events which lie within ± 25 MeV/c² of the B_s^0 mass ($\varepsilon_{\Delta m}$) and the expected muon identification suppression for possible background channels to the decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Besides the channels above, double semileptonic decays like $b \rightarrow \mu \nu_\mu X$; $\bar{b} \rightarrow \mu \nu_\mu X$ and $c \rightarrow \mu \nu_\mu X$; $\bar{c} \rightarrow \mu \nu_\mu X$ could also represent potential background. The latter is suppressed by the p_T requirement of the L0 trigger and by the cut on the dimuon mass. The former is found to be the most significant source of background and from now on we will refer to it as $b\mu\bar{b}\mu$. An upper limit for the contribution of combinatorial background is also determined from $b\bar{b}$ inclusive samples.

3 Event Generation and Detector Simulation

Events have been generated with PYTHIA 6.125 [16], using multiple interactions model 3 and parton distribution functions CTEQ4L. The p_T cut-off parameter has been estimated from an extrapolation of the p_T cut-off dependence on the center of mass energy \sqrt{s} . This dependence has been extracted by tuning the value of the p_T cut-off to reproduce the average charged multiplicity measured in $p\bar{p}$ collisions at different \sqrt{s} [17]. The CLEO Monte Carlo QQ [18] has been used to perform the decays of particles and the package GEANT [19] has been used to track the particles through the detector.

The detector description is based on the design presented in the Technical Proposal [20], apart from the RICH detector and the muon system, whose descriptions are based on their Technical Design

Reports [12, 13]. A fast simulation is used to produce the $b\mu\bar{b}\mu$ events: the detectors downstream of the second RICH are not simulated in order to save processing time. The muon identification procedure is described elsewhere (see [21]) and it is used to identify muons in the signal sample. For particles in the background events, the probability of misidentification of hadrons and correct identification of muons obtained in previous studies are used, either because no event is left (combinatorics) or the simulation is not complete, as explained above ($b\mu\bar{b}\mu$). For signal events, the full simulation is performed and the real muon identification algorithm is used.

Pile-up corresponding to a luminosity of $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ is simulated. The signal efficiency is determined separately in events with a single visible proton-proton interaction per bunch crossing and in events with more than one visible interactions per crossing. We define a visible interaction as a non-inelastic and non-diffractive interaction, since single and double diffractive processes, low- p_T production and elastic scattering (PYTHIA process numbers 91–95) typically don't leave any signal in the LHCb detector.

The number of events generated is shown in Table 2. The signal and $b\mu\bar{b}\mu$ samples have a 400 mrad cut applied at generator level*, whereas the $b\bar{b}$ inclusive sample is generated in 4π but is required to pass the Level-0×Level-1 trigger criteria. The Level-0 trigger makes use of the information from the calorimeters and the muon chambers to select particles with relative high transverse energy and has a veto system to reject multiple interaction events [20]. When two muons with relatively high p_T are found in the event, the multiple interaction veto is not used. The Level-1 trigger selects events with tracks with high impact parameter with respect to the primary vertex [22]. Since each event occupies approximately 500 Mbytes in DST format, those cuts make the storage easier.

4 Event reconstruction

The criteria used to select $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ candidates are applied in successive steps to allow a better understanding of the background. First, the reconstruction of possible primary vertices is performed, using the algorithm of Ref. [23]. If more than one primary vertex is found, the first one is assumed to be the one where the b -hadrons are produced. Then tracks are combined into pairs and a pre-selection is applied to reduce the size of the ntuples produced. The pre-selection rejects tracks with impact parameter with respect to the primary vertex larger than 0.3 cm and errors on the impact parameter, defined as $\sqrt{(\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2)}^\dagger$, larger than 0.01 cm. The difference in χ^2 ($\Delta\chi^2$) between the original PV and a new PV, found with each of the tracks added to it, is required to be larger than 9 for both tracks. The distance of closest approach (DCA) between the two tracks must be less than 0.2 cm, the two tracks must form a vertex with a χ^2 smaller than 3. The candidate B_s^0 is required to have an impact parameter IP_{B_s} smaller than 0.5 cm. Table 2 shows the number of candidate pairs pre-selected within each of the simulated samples.

If the muon identification criteria were applied at this level, they would be satisfied by 325 candidates out of the 119657 pairs in the pre-selected $b\bar{b}$ sample. From those, 21 are $b\mu\bar{b}\mu$ combinations. While 15 out of the 21 $b\mu\bar{b}\mu$ combinations have an invariant mass above 4 GeV/ c^2 , only 5 out of the other 304 random combinations have an invariant mass in the same range, showing that the $b\mu\bar{b}\mu$ pairs are indeed the most significant source of background.

After the pre-selection, a mass window of $\pm 360 \text{ MeV}/c^2$, approximately ± 20 times the expected mass resolution of the signal ($\sim 17\text{--}18 \text{ MeV}/c^2$, taken from the full simulation), is applied to the

* At least one of the b -hadrons produced in the $b\mu\bar{b}\mu$ event is required to lie within a cone of 400 mrad around the beam axis. The same is required to the decaying B_s^0 meson in the signal sample.

† σ_{xx}^2 and σ_{yy}^2 are the diagonal elements of the track covariance matrix at the point of closest approach to the PV.

events. The final cuts are tuned to maximize the ratio between the number of signal and the square root of $b\mu\bar{b}\mu$ events in this mass window, normalized to one year of data taking. No additional cut on the dimuon mass is included in this tuning, which is done using the package MINUIT [24]. Besides tighter cuts on the minimum $\Delta\chi^2$, on the maximum IP error among the two tracks, on DCA and on IP_{B_s} , three additional cuts are used: on the distance between the PV and the SV along the beam axis ($\Delta Z_{(SV-PV)}$), on the chi-square distance $\chi^2(SV-PV)^\ddagger$ between PV and SV along the same direction and on the B_s^0 transverse momentum. Figures 2 and 3 show these variables after pre-selection for events within the mass window of 360 MeV/c² around the B_s^0 mass of 5.369 GeV/c² [15]. The final values of the cuts are indicated in the figures as well as in Table 2. The number of simulated events left after each cut of the final selection is also shown in Table 2, in the order they are applied.

The efficiency of the B_s^0 transverse momentum cut has been studied as a function of the dimuon mass in $b\mu\bar{b}\mu$ events. This efficiency is shown in Figure 4 for different values of the cut. It depends linearly on the dimuon mass, with a slope depending on the cut value, showing that only the slope of the dimuon mass distribution is affected by a p_T cut.

	Single			Multiple	
	signal	$b\bar{b}$	$b\mu\bar{b}\mu$	signal	$b\bar{b}$
Events generated (4π)	50389	941771	33420865	22322	413237
Events generated (400 mrad cut)	17233	n.a.	11429936	7634	n.a.
L0×L1 trigger	n.a.	54349	n.a.	n.a.	3767
Number of candidates after pre-selection	4668	119657	173865	1461	14224
$ m_{B_s^0} - 5.369 < 360 \text{ MeV}/c^2$	4310	214	5616	1349	21
$\Delta\chi_{PV}^2 > 140$.	2680	37	1384	870	0
$\Delta Z_{(SV-PV)} > 900 \mu\text{m}$	2678	34	1215	869	0
$\chi^2(SV - PV) > 1500$	2479	20	764	805	0
$DCA < 60 \mu\text{m}$	2474	18	756	805	0
$\sqrt{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2} < 30 \mu\text{m}$	2268	14	653	749	0
$IP_{B_s^0} < 30 \mu\text{m}$	2053	0	5	643	0
$B_s^0 p_T > 2.5 \text{ GeV}/c^2$	1679	0	1	534	0

Table 2: Number of candidate decays after each selection cut (simulation). When the cut is not applied to a given sample the symbol n.a. is used.

[‡] $M_{SV-PV} E^{-1} M_{SV-PV}$, where M_{SV-PV} is the vector of the distance between the two vertices and E^{-1} is the inverse of the sum of their error matrices.

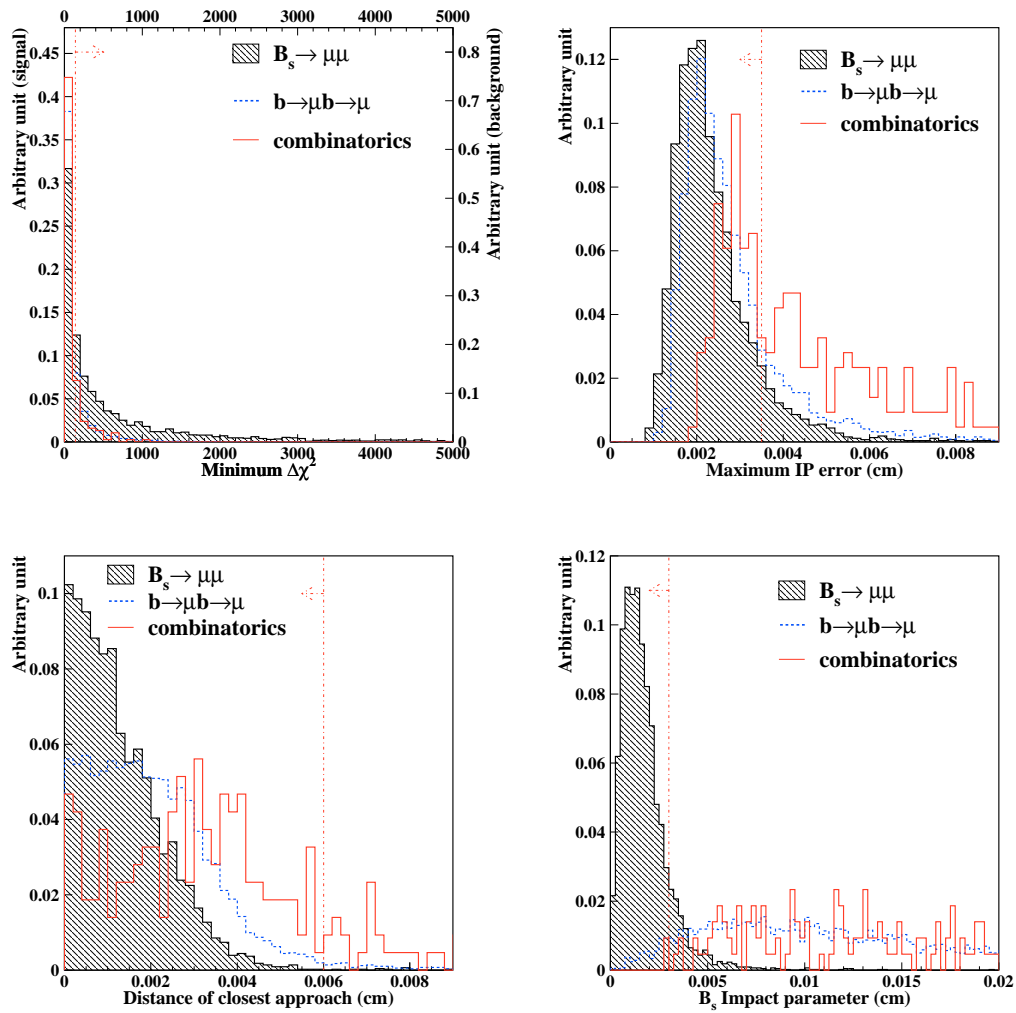


Figure 2: Distribution of the variables used in the final selection of $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decays. The vertical line corresponds to the final cut used in the selection and the arrow indicates the events which are kept after the cut. None of the cuts of the final selection is applied. Combinatorics refers to the random combinations selected in $b\bar{b}$ events.

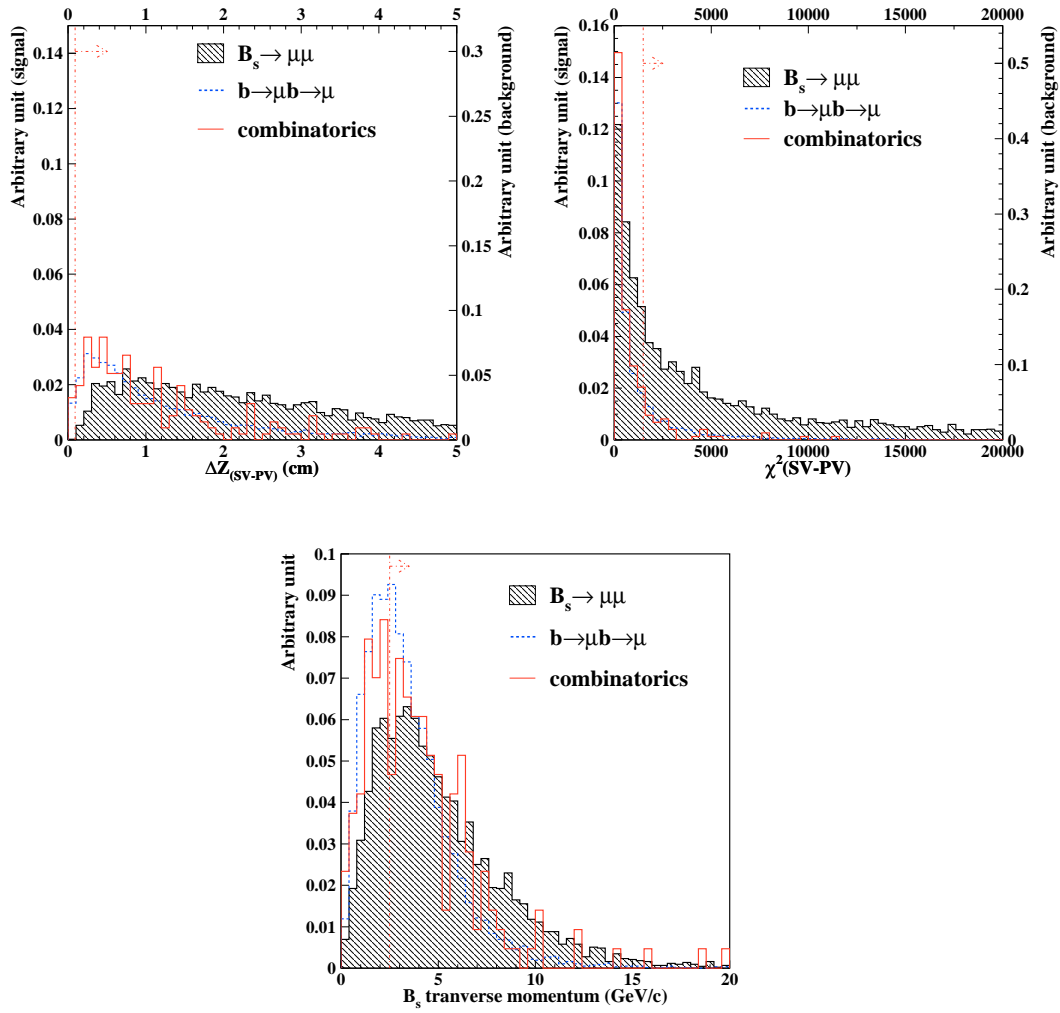


Figure 3: Distribution of the variables used in the final selection of $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decays. The vertical line corresponds to the final cut used in the selection and the arrow indicates the events which are kept after the cut. None of the cuts of the final selection is applied. Combinatorics refers to the random combinations selected in $b\bar{b}$ events.

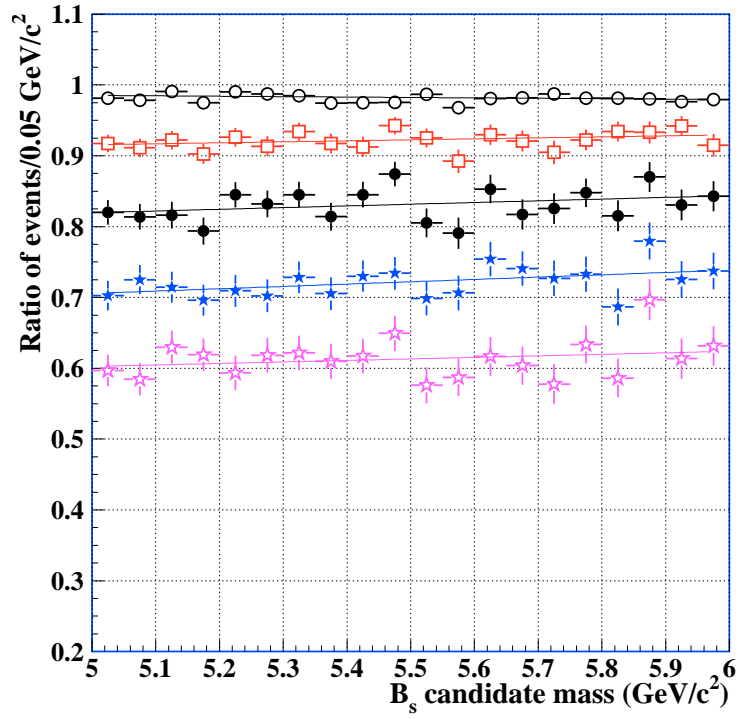


Figure 4: Efficiency of the $B_s^0 p_T$ cut as a function of the dimuon mass in background events, for different values of the cut: 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 and 2.5 GeV/c (from top to bottom). Curves are linear fits.

5 Event Yield

In order to calculate the number of events equivalent to one year of LHCb operation the quantities in Table 3 are used.

Table 4 presents a general picture of the analysis: the number of events equivalent to one year of LHCb data taking, the efficiency of each step of the reconstruction procedure relative to the previous one and the expected yield of reconstructed and identified events after one year of LHCb operation.

For combinatorial background, the efficiency of the cut on the B_s^0 impact parameter for the $b\mu\bar{b}\mu$ sample is taken as an upper limit. Looking at the B_s^0 impact parameter distributions shown in Figure 2, one can justify this procedure. The efficiency for the cut on the transverse momentum is calculated after the pre-selection and mass cut. It is assumed to be uncorrelated with the efficiencies of the other selection criteria.

Quantity	Used value
Luminosity	$2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Time of operation	10^7 s
$\sigma_{b\bar{b}}$	$500 \mu\text{b}$
Non-elastic and non-diffractive cross-section	55 mb
Fraction of single interaction events	69.3%
Fraction of multiple interaction events	30.7%
Production Fraction $B(\bar{b} \rightarrow B_s^0)$	10.7% [15]
$B(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	3.5×10^{-9}
$B(b \rightarrow \mu X)$	10.58% [15]

Table 3: Assumptions used to determine the number of produced events.

The L0 trigger efficiency is evaluated for signal events and it is assumed to be the same for $b\mu\bar{b}\mu$ events[§]. The $b\bar{b}$ inclusive sample has already been accepted by this trigger. The p_T thresholds used in the trigger are 0.65 GeV/c, 2.7 GeV/c, 4.3 GeV/c and 3.8 GeV/c for muons, electrons, photons and hadrons, respectively. When two muons are found in the event, the sum of their transverse momenta is required to be greater than 4.7 GeV/c. The L1 efficiency quoted in Table 4 is based on recent studies on the super-L1 trigger [22], which combines the information obtained during the L0 trigger with that of L1 to get momentum information. Since the L1 trigger in the LHCb Technical Proposal is less efficient than the super-L1, the $b\bar{b}$ background events must be rescaled, as indicated in Table 4.

The efficiency of the muon identification procedure for reconstructed signal events is also given. The results obtained here are compatible with the general results obtained previously for muons produced in B decays. The muon identification efficiency can then be factorized for both combinatorial and $b\mu\bar{b}\mu$ events. The composition of the combinatorial background is taken from the candidates just before the cut on the B_s^0 impact parameter: 14 % of them are $\mu - \pi$ combinations, while the remaining 86 % is assumed to be composed of random combinations of pions[¶]. A single muon efficiency of 90.5% and a single pion probability of misidentification of 5×10^{-3} are used.

After one year of LHCb operation, $\sim 12 B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decays produced in single interaction events are expected to be reconstructed and identified. The main background to these decays is expected to

[§]As mentioned before, this simulation was performed without the calorimeters and the muon system, which are fundamental for the trigger formation.

[¶]Pions are the hadrons with highest multiplicity in $b\bar{b}$ events and they are expected to have the highest muon misidentification probability

	Single interaction			Multiple interactions	
	signal	$b\bar{b}$	$b\mu\bar{b}\mu$	signal	$b\bar{b}$
# of events produced in 1 year	513.2	6.93×10^{11}	7.93×10^9	227.4	3.07×10^{11}
Efficiency after 400 mrad cut (%)	34.2	n.a.	34.2	34.2	n.a.
Efficiency after L0×L1 trigger cuts (%)	n.a.	5.77 ± 0.02	n.a.	n.a.	0.91 ± 0.02
Number of pre-selected candidates/event	0.271 ± 0.003	2.2	0.01521 ± 0.00004	0.191 ± 0.004	3.8
Efficiency (%) of					
$ m_{B_s^0} - 5.369 < 360 \text{ MeV}/c^2$	92.3 ± 0.4	0.18 ± 0.01	3.23 ± 0.04	90.3 ± 0.7	0.15 ± 0.03
$\Delta\chi_{PV}^2 > 140.$	62.2 ± 0.7	17 ± 3	24.6 ± 0.6	64 ± 1	0
$\Delta Z_{(SV-PV)} > 900 \mu\text{m}$	99.9 ± 0.1	92 ± 4	87.8 ± 0.9	99.9 ± 0.1	-
$\chi^2(SV - PV) > 1500$	92.6 ± 0.5	59 ± 8	63 ± 1	92.6 ± 0.9	-
$DCA < 60 \mu\text{m}$	99.8 ± 0.1	90 ± 7	99 ± 0.4	100	-
$\sqrt{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2} < 35 \mu\text{m}$	91.7 ± 0.6	78 ± 10	86 ± 1	$93.0 \pm .93$	-
$IP_{B_s^0} < 30 \mu\text{m}$	90.5 ± 0.6	0.8	0.8 ± 0.3	86 ± 1	-
$B_s^0 p_T > 2.5 \text{ GeV}/c^2$	81.8 ± 0.9	65	20 ± 18	83 ± 1	-
L0 trigger efficiency (%)	92.5 ± 0.6	n.a.	92.5 ± 0.6	74 ± 2	-
L1 trigger efficiency (%)	95	95/64	95	95	-
# of reconstructed events in 1 year	15.0	79517	208.6	3.8	-
μ -id efficiency	0.82 ± 0.01	6.5×10^{-4}	0.82 ± 0.01	0.85 ± 0.02	-
Total acceptance	0.0239 ± 0.0007	7.5×10^{-11}	2.16×10^{-8}	0.0151 ± 0.0008	-
# of identified events in 1 year	12.3 ± 0.3	52 ± 14	171 ± 171	3.3 ± 0.2	-

Table 4: Results obtained for single and multiple interaction events. Efficiencies are relative to the previous step. The uncertainties of the efficiencies are derived from the binomial errors on the number of events left after each cut.

be $b\mu\bar{b}\mu$ combinations and ~ 171 of these are expected to be within an invariant mass window of $360 \text{ MeV}/c^2$ around the B_s^0 mass. Approximately 52 random combinations of hadrons and leptons are estimated to lie in the same mass range.

Since the statistics of the combinatorial background was too small and no simulation of the main background with pile-up was available, it is difficult to conclude on the advantages/disadvantages of using multiple interaction events. The efficiency of cuts on impact parameter for signal decays was found to be better for single interaction events. This is due to the better reconstruction of the primary vertex on those events (see Fig. 5). It is important to note that no tuning of the vertex finder algorithm has been performed and the first vertex found in multiple interaction events has been used as being the $b\bar{b}$ vertex.

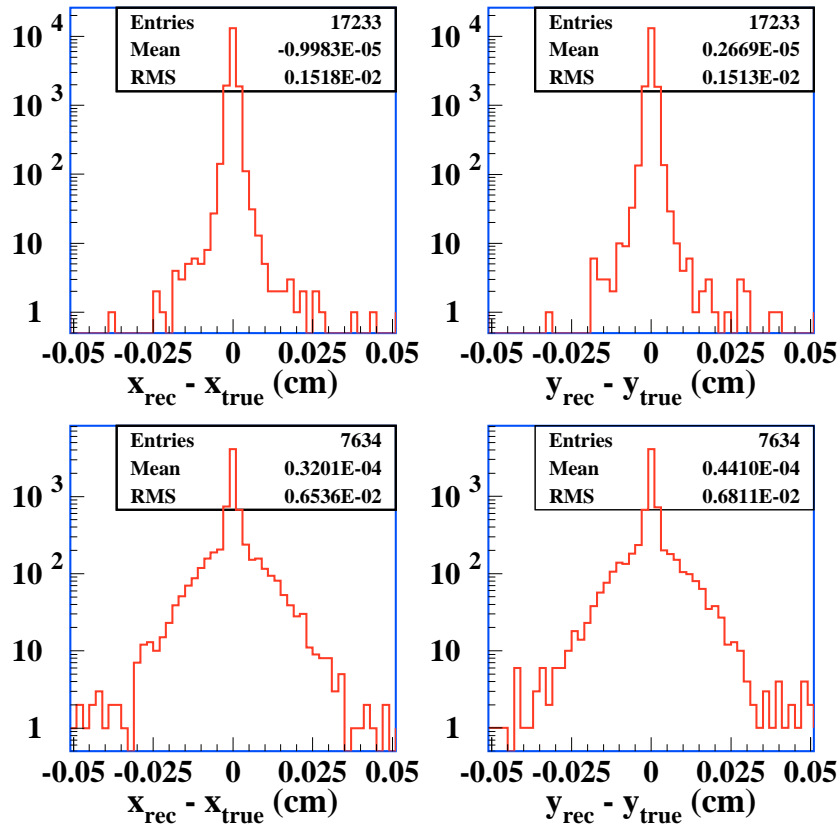


Figure 5: Difference between the x and y positions of the first primary vertex reconstructed and the true position of the primary vertex where the $b\bar{b}$ pair is produced. The top row shows the distributions for single interaction events and the bottom row shows the distributions for multiple interaction events.

The total signal efficiency for multiple interaction events is $\sim 60\%$ of the efficiency for single interactions. Assuming the background acceptance behaves the same way, after one year of LHCb data taking ~ 16 signal events and 283 background candidates would be fully reconstructed and

identified within the mass window of $\pm 360 \text{ MeV}/c^2$.

Those numbers are used to generate background events with a linear mass distribution and a Gaussian with parameters taken from the full simulation of the signal. The mass plots in Figure 6 show the results for one and three years of LHCb data taking.

The statistical significance of the signal can be obtained by the ratio between the fitted number of events in the Gaussian and its error. The function used in the fits shown in Fig. 6 is

$$\frac{P1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(m-5.369)^2}{2\sigma^2}} dm + P2 + P3(m - 5.369),$$

where a mass resolution $\sigma = 17 \text{ MeV}/c^2$ is used and dm is the bin width of the histogram. For one year, $P1/\Delta P1 = 2.8$ whereas for three years, $P1/\Delta P1 = 3.9$, where $P1$ is the number of signal events in the fit. The ratio between the number of signal and background events in the MC, S/\sqrt{B} , is given in Table 5, for different cuts on the mass.

In the future, when data is available, most likely the analysis will be performed in a “blind” way, and the estimate of the background will be done using the side bands.

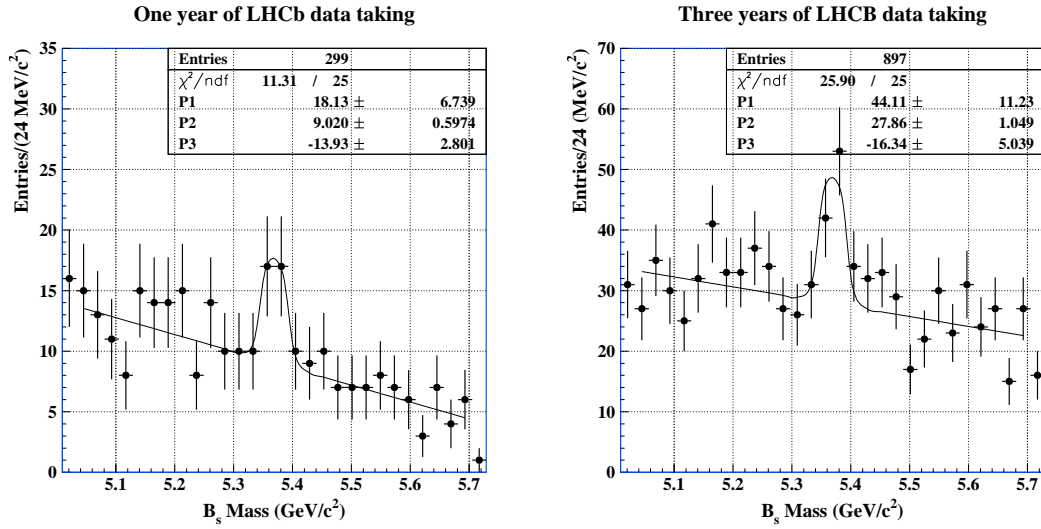


Figure 6: Mass plots expected to be produced after full reconstruction and selection of $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ events in 1 year and 3 years of LHCb data taking.

mass cut	significance 1 year	significance 3 years
$ \Delta m < 0.5\sigma$	2.2	2.9
$ \Delta m < 1.0\sigma$	3.5	5.2
$ \Delta m < 1.5\sigma$	2.9	5.7
$ \Delta m < 2.0\sigma$	2.8	4.9
$ \Delta m < 2.5\sigma$	2.6	4.6
$ \Delta m < 3.0\sigma$	2.3	4.3

Table 5: S/\sqrt{B} obtained in one and three years of LHCb operation. The results are given for a “toy” Monte Carlo where the expected yield of reconstructed and identified signal and background events are generated.

6 Discussion of the results

The previous analysis had estimated that a ratio S/\sqrt{B} above five [10, 11] could be reached already after the first year of operation. With the present statistics, if the same selection criteria had been used, 1710 $b\mu\bar{b}\mu$ simulated combinations would have been reconstructed in single interaction events within the mass window of ± 360 MeV/ c^2 , instead of 171, as achieved here with the new tuning (Table 4), which results in $S/\sqrt{B} \sim 3.5$. The statistics has been substantially increased, allowing the application of selection criteria successively and the correct account of correlations for the main background channel. If more statistics is made available, the uncertainty on the background yield could be reduced, probably the tuning of the cuts could be improved and a more sophisticated statistical analysis could be performed.

7 Acknowledgements

I am very grateful for the contribution of Hans Dijkstra to this work, specially for the careful reading and several comments about this note. I also would like to thank Joao R.T. de Mello Neto for many discussions, and Paul Colrain, Miriam Gandelman and Bernard Maréchal for many useful comments.

This work was partially supported by European Community (contract CII*-CT94-0118), CNPq, CAPES, FAPERJ and Fundação José Bonifácio (UFRJ).

References

- [1] B.A. Campbell and P.J.O’Donnell, Phys. Rev. D25 (1982) 1989.
- [2] G. Buchalla and A.J. Buras, Nucl. Physics B400 (1993) 225. G. Buchalla and A.J. Buras, Nucl. Physics B398 (1993) 285. G. Buchalla and A.J. Buras, CERN-TH/98-369.
- [3] W.Skiba and J. Kalinowski, Nucl. Physics B404 (1993) 3.
- [4] D. Atwood, L. Reina and A. Soni, Phys. Rev. D55 (1997) 3156.
- [5] K.S. Babu and C. Kolda, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 228.

- [6] A. Ali, DESY 97-019.
- [7] M. Acciari *et al.*, Phys. Lett. B391 (1997) 474.
- [8] C. Albajar *et al.*, Phys. Lett. B262 (1991) 163.
- [9] F. Abe *et al.*, Phys. Rev. D57 (1998) 3811.
- [10] P. Ball *et al.*, CERN-TH-2000-101.
- [11] H. Dijkstra *et al.*, Proceedings of the *V Heavy quarks at fixed target*, Rio de Janeiro (2000) 607.
- [12] LHCb Collaboration, CERN/LHCC 2000-37, LHCb-TDR-3.
- [13] LHCb Collaboration, CERN/LHCC 2001-10, LHCb-TDR-4.
- [14] A. Deandrea *et al.*, Phys. Lett. B318 (1993) 549.
- [15] Review of Particle Physics, Eur. Phys. J. C15 (2000).
- [16] T. Sjöstrand *et al.*, Computer Phys. Commun. 135 (2001) 238.
- [17] P. Bartalini *et al.*, LHCb PHYS 99-028.
- [18] The CLEO Collaboration, <http://www.ins.cornell.edu/public/CLEO/soft/QQ>.
- [19] GEANT, Detector Description and Simulation Tool. CERN program library.
- [20] LHCb Collaboration, CERN/LHCC 98-4.
- [21] E. Polycarpo and J.R.T. de Mello Neto, LHCb-2001-009.
J.R.T. de Mello Neto and E. Polycarpo, LHCb-2001-061.
A.C.A Jesus, J.T.R. de Mello Neto, E. Polycarpo and F. Landim, LHCb-2001-084.
- [22] H. Dijkstra, LHCb-2000-001.
- [23] P. Koppenburg, PhD. Thesis, University of Lausanne, March 2002.
- [24] MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, CERN program library long writeup D506.

Referências Bibliográficas

- [1] W. Greiner e A. Schäffer, “Quantum Chromodynamics”, Springer, 1994.
- [2] S. L. Glashow, “Partial-symmetries of weak interactions”, Nucl. Phys. B22 (1961) 579.

S. Weinberg, “A Model of Leptons”, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.

A. Salam, “Elementary Particle Theory: Relativistic Groups and Analicity”, Proceedings of the 8th Nobel Symposium, N. Svartholm, Estocolmo, 1968.
- [3] LEP Collaboration, “Electroweak parameters at the Z^0 resonance and the standard model”, Physics Letters B276 (1992) 247.
- [4] The Super-Kamiokande Collaboration, “Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos”, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562.
- [5] Collins, Martin, Squires, “Particle Physics and Cosmology”, John Wiley & Sons, 1988.
- [6] S.L. Glashow, J. Iliopoulos e L. Maiani, “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry”, Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
- [7] M. Kobayashi e T. Maskawa, “CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction”, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.

- [8] P. Nason *et al.*, “The total cross section for the production of heavy quarks in hadronic collisions”, *Nuclear Physics B* 303 (1993) 607.
- [9] P. Nason *et al.* “Bottom Production”. Proceedings of the 1999 CERN Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC, edited by G.G. Altarelli and M.L. Mangano. CERN-2000-004.
- [10] M.E. Peskin e D.V. Schroeder, “An Introduction to Quantum Field Theory”, Addison-Wesley Publishing Company (1995).
- [11] J. H. Christenson *et al.*, “Evidence for the 2π decay of the $K^0(2)$ meson”, *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 138.
- [12] B. Aubert *et al.*, “Observation of CP Violation in the B_0 Meson System”, *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 091801.
- [13] A. Abashian *et al.*, “Observation of Large CP Violation in the Neutral B Meson System”, *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 091802.
- [14] I.I. Bigi e A.I. Sanda, “CP Violation”, Cambridge University Press (2000).
- [15] G.C. Branco, L. Lavoura e J.P. Silva, “CP violation”, Clarendon Press, Oxford, (1999).
- [16] Y. Nir, “CP Violation In and Beyond the Standard Model”, *XXVII SLAC Summer Institute on Particle Physics*, Julho de 1999 (hep-ph/9911321).
M. Gronau, “CP Violation and B Physics”, SLAC-PUB-8221.
R. Fleisher, “Recent Theoretical Developments in CP Violation in the B System”, *Nucl. Instr. and Meth.* A446 (2000) 1.
- [17] J. L. Rosner and S. A. Slezak, “Classical illustrations of CP violation in kaon decays”, *Am. J. Phys.* 69 (2001) 44.
C.O. Escobar e V. Pleitez, “An $SU(2) \times U(1)$ Model with Massive Neutrinos

- and CP Violation in the Leptonic Sector”, *Annals Phys.* (1983) 146.
- [18] LHCb Collaboration, “LHCb Technical Proposal”, CERN/LHCC/98-1, LHCC/P4.
- [19] A.G. Cohen, D.B. Kaplan e A.E. Nelson, “Progress in Electroweak Baryogenesis”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 43 (1993) 27.
- [20] A.D. Sakharov, “Violation Of CP Invariance, C Asymmetry, And Baryon Asymmetry of the Universe”, *JETP Lett.* 5 (1967) 24.
- [21] L. Wolfenstein, “Parametrization Of The Kobayashi-Maskawa Matrix”, *Phys. Rev. Lett.* 51 (1983) 1945.
- [22] G. Viehhauser, “CLEO III operation”, *Nucl. Instr. and Meth.* A462 (2001) 146.
- [23] B. Aubert et al., “The BABAR Detector”, *Nucl. Instr. and Meth.* A479 (2002) 1.
- [24] A. Abashian *et al.*, “The Belle detector”, *Nucl. Instr. and Meth.* A479 (2002) 117.
- [25] D.E. Groom *et al.*, “The 2000 Review of Particle Physics”, *The European Physical Journal C* 15 (2000).
- [26] K. Ackerstaff *et al.*, “Investigation of CP Violation in $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ Decays at LEP”, *Eur. Phys. J. C* 5 (1998) 379.
- [27] F. Abe *et al.*, “Measurement of the CP-Violation Parameter $\sin(2\beta)$ in $B_0(d)$ anti- $B_0(d) \rightarrow J/\psi K_0(s)$ Decays”, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 5513.
- [28] P. Ball *et al.*, “B Decays”. Proceedings of the 1999 CERN Workshop on Standard Model Physics (and more) at the LHC, edited by G.G. Altarelli and M.L. Mangano. CERN-2000-004, CERN-TH-2000-101.

- [29] G. Buchalla, A.J. Buras e M.E. Lautenbacher, “Weak decays beyond leading logarithms”, *Reviews of Modern Physics*, 68 (1996) 1125.
- [30] K.G. Wilson e W. Zimmermann, “Operator product expansions and composite field operators in the general framework of quantum field theory”, *Commun. Math. Phys.* 24 (1972) 87.
- [31] E. Witten, “Anomalous Cross-Section For Photon - Photon Scattering In Gauge Theories”, *Nucl. Phys. B* 120 (1977) 189.
- [32] G. 't Hooft, “Dimensional Regularization and the Renormalization Group”, *Nucl. Phys. B* 61 (1973) 455.
- [33] G. Buchalla, “Heavy Quark Theory”, CERN-TH-2002-018.
- [34] B.A. Campbell e P.J.O'Donnell, “Mass of the top quark and induced decay and mixing of neutral B mesons”, *Phys. Rev. D* 25 (1982) 1989.
- [35] G. Buchalla and A.J. Buras, “ QCD Corrections to Rare K and B Decays for Arbitrary Top Quark Mass.”, *Nucl. Physics B* 400 (1993) 225.
- [36] M. Misiak e J. Urban, “QCD corrections to FCNC decays mediated by Z-penguins and W-boxes”, *Phys. Lett. B* 451 (1999) 161.
- [37] G. Buchalla and A.J. Buras, CERN-TH/98-369.
- [38] Halzen e Martin, “Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics”, John Wiley & Sons Inc., 1984.
- [39] T. Inami e C.S. Lim, “Effects Of Superheavy Quarks And Leptons In Low-Energy Weak Processes $K(L) \rightarrow \mu \text{ Anti-}\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \text{ Neutrino Anti-Neutrino}$ And $K^0 \text{ } \bar{\mu} \text{ } \mu \text{ Anti-}K^0$ ”, *Prog. Theor. Phys.* 65 (1981) 297.
- [40] A. Ali, “Flavour Changing Neutral current processes in B decays”, DESY 97-019.

- [41] W. Skiba and J. Kalinowski, “ $B(s) \rightarrow \tau^+ \tau^-$ decay in a two Higgs doublet model”, Nucl. Phys. B404 (1993) 3.
- [42] D. Atwood, L. Reina and A. Soni, “Phenomenology of two Higgs doublet models with flavor-changing neutral currents”, Phys. Rev. D55 (1997) 3156.
- [43] K.S. Babu and C. Kolda, “Higgs-mediated $B_0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ in minimal supersymmetry”, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 228.
- [44] A. Dedes, H.K. Dreiner e U. Nierste, “Correlation of $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ and $(g - 2)_\mu$ in Minimal Supergravity”, Phys. Rev. Lett. 87 (2001) 251804.
- [45] “The Large Hadron Collider Project”, <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>
- [46] F. Cuypers, “Au-delà du Modèle Standard”, PSI Report 97-03 (1997).
- [47] <http://public.web.cern.ch/Public/SCIENCE/heavyions.html>
- [48] “Relativistic Heavy Ion Collider”, <http://www.bnl.gov/RHIC/>
- [49] CMS Collaboration, “The Compact Muon Solenoid, Technical Proposal”. CERN/LHCC/94-38, LHCC/P1.
- [50] TOTEM Collaboration, “TOTEM, Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC: Technical Proposal”. CERN/LHCC/99-07, LHCC/P5.
- [51] ATLAS Collaboration, “ATLAS Technical Proposal”. CERN/LHCC/94-43, LHCC/P2.
- [52] ALICE Collaboration, “A Large Ion Collider Experiment”, Technical Proposal. CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3.
- [53] “New State of Matter created at CERN”, <http://press.web.cern.ch/Press/Releases00/PR01.00EQuarkGluonMatter.html>

- [54] T. Sjöstrand *et al.*, “High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1”, *Comput. Phys. Commun.* 135 (2001) 238.
- [55] R. Fernow, “Introduction to Experimental Particle Physics”, Cambridge University Press, (1986) 234-252.
- [56] Glenn F. Knoll, “Radiation Detection and Measurement”, John Wiley & Sons Inc., 1989.
- [57] C. Grupen, “Particle Detectors”, Cambridge University Press, 1996.
- [58] T. Ypsilantis e J. Seguinot. “Theory of ring imaging Cherenkov counters”, *Nucl. Instrum. Meth.* A343 (1993) 30.
- [59] LHCb Collaboration, “LHCb VELO Technical Design Report”. LHCb TDR 5, CERN/LHCC/2001-011.
- [60] LHCb Collaboration, “LHCb Magnet Technical Design Report”. LHCb TDR 1, CERN/LHCC/2000-007.
- [61] LHCb Collaboration, “LHCb Outer Tracker Technical Design Report”. LHCb TDR 6, CERN/LHCC/2001-024.
- [62] LHCb Collaboration, “LHCb RICH, Technical Design Report”. LHCb TDR 3, CERN/LHCC/2000-0037.
- [63] LHCb Collaboration, “LHCb Calorimeters, Technical Design Report”. LHCb TDR 2, CERN/LHCC/2000-0036.
- [64] J. Christiansen *et al.*, “The latency of the level 0 trigger”, LHCb-99-015
- [65] H. Dijkstra, “The LHCb vertex locator and level-1 trigger”, LHCb-2000-001.
- [66] LHCb Collaboration, “LHCb Muon System, Technical Design Report”. LHCb TDR 4, CERN/LHCC/2000-0010.

- [67] G. Corti *et al.*, “LHC-B muon trigger”, Note LHCb 97–001 (1997).
- [68] E. Aslanides *et al.*, “An alternative architecture of the L0(μ) processor”, LHCb 1997–024 Trigger
E. Aslanides *et al.*, “A synchronous architecture for the L0 muon trigger”, LHCb 2001–010 Trigger.
- [69] T. da Silva, Tese de doutorado, Instituto de Física, UFRJ, em preparação.
- [70] J.H. Lopes, “Simulation of chamber inefficiency and noise in the LHCb muon system and study of its effect on the L0 muon trigger performance”, LHCb-2001-060 Muon.
- [71] P. Bartalini *et al.*, “Tuning of multiple interactions generated by PYTHIA”, LHCb-1999-028.
- [72] H.L. Lai *et al.*, “Improved parton distributions from global analysis of recent deep inelastic scattering and inclusive jet data”, Phys. Rev. D 55 (1997) 1280.
- [73] “GEANT, Detector Description and Simulation Tool”, CERN program library.
- [74] S. Amato *et al.*, “LHCb muon chamber geometry simulation”, LHCb 2001-033 Muon.
- [75] N. Saguidova *et al.* “GCALOR Studies of Background in the LHCb Muon chambers”, LHCb-1998-059 Expt.
A. Tsaregorodtsev, “Muon System parameterised background – algorithm and implementation”, LHCb-2000-011 Muon.
- [76] P. Colrain, “Upgrade of the Muon System background parameterisation”, LHCb 2001–029 Muon.
- [77] R. Fruhwirth, “Application of Kalman Filtering to Track and Vertex Fitting”, Nucl. Inst. Meth. A262, 444 (1987).

- [78] T. Nakada, “Status of the LHCb experiment”, LHCb-2002-004 Phys.
- [79] P. Colrain, G. Corti, L. de Paula, M. Gandelman, J. Lamas-Valverde, B. Marechal, D. Moraes, E. Polycarpo, B. Schmidt, T. Schneider e A. Wright, “Performance of a multigap RPC prototype for the LHCb Muon System”, NIM A456 (2000) 62.
- [80] G. Auriemma *et al.*, “Thin Gap Chambers for the LHCb Muon detector”, LHCb-2000-113 Muon.
- [81] M. Adinolfi *et al.*, “Proposal for the RPC Muon Detector of LHCb”, LHCb-2000-53 Muon.
- [82] B. Bochun *et al.*, “Wire Pad Chambers and Cathode Pad Chambers for the LHCb Muon System”, LHCb-2000-114 Muon.
- [83] E. Polycarpo, Evaluation of the TGC proposal, seminário dado na Reunião do grupo do sistema de múons em 11/02/2000. A. Lai, Evaluation of the RPC proposal, seminário dado na Reunião do grupo do sistema de múons em 11/02/2000. A. Tsaragotsev, Evaluation of the MWPC proposal, seminário dado na Reunião do grupo do sistema de múons em 11/02/2000.
- [84] N. Saguidova *et al.*, “GCALOR Studies of Background in the LHCb Muon chambers”, LHCb-1998-059 Expt.
A. Tsaregorodtsev, “Muon System parameterised background – algorithm and implementation”, LHCb-2000-011 Muon.
P. Colrain, “Upgrade of the Muon System background parameterisation”, LHCb-2001-029 Muon.
- [85] C. Zeitnitz e T.A. Gabriel, The Geant-Calor interface User’s Guide (1999).
<http://www.physik.uni-mainz.de/zeitnitz/gcalor/gcalor.html>
- [86] I. Azhgirey, I. Kurochkin e V. Talanov, “Development of MARS Code Package for Radiation Problems Solution of Electro-Nuclear Installation Design”, Proc.

- of XV Conference on Charged Particles Accelerators, Protvino, October 22–24 (1996).
- [87] W. Blum e L. Rolandi, “Particle Detection with Drift Chambers”, Springer-Verlag, Berlin, 1994.
- [88] H. Raether, “Electron Avalanches and Breakdown in Gases”, Butterworths, London, 1964.
- [89] S.A. Korff, “Electrons and nuclear counters”, Van Nostrand, Princeton, NJ, 1955.
- [90] A. Sharma e F. Sauli, “First Townsend coefficient measured in Argon based mixtures at high field”, NIM A334 (1993) 420.
- [91] G.D. Alekseev *et al.*, Self-quenching streamer discharge, Nucl. Instr. and Meth. A177 (1980) 385.
- [92] W. Riegler, “Crosstalk, cathode structure and electrical parameters of the MWPCs for the LHCb muon system”, LHCb-2000-061 Muon.
- [93] E. Mathieson, Induced charge Distributions in proportional detectors, BNL.
- [94] R. Santonico and R. Cardarelli, “Development of Resistive Plate Counters”, Nucl. Instr. and Meth. A187 (1981) 377.
- [95] R. Cardarelli *et al.*, “Performance of a resistive plate chamber operating with pure CF_3Br ”, Nucl. Instr. and Meth. A333 (1993) 399.
- [96] I. Crotty *et al.*, “Further Studies of Avalanche Mode Operation of Resistive Parallel Plate Chambers”, Nucl. Instr. and Meth. A346 (1994) 107.
- [97] M. Abbrescia *et al.*, “Properties of $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ based gas mixture for avalanche mode operation of resistive plate chambers”, Nucl. Instr. and Meth. A392 (1997) 155.

- [98] E.C. Zeballos *et al.*, “A new type of resistive plate chamber: The multigap RPC”, Nucl. Instr. and Meth. A374 (1996) 132.
- [99] V. Ammosov *et al.*, “Induced charges and voltage signals in resistive plate chambers”, IHEP preprint 97-83, Protvino, 1997.
- [100] M. Abbrescia *et al.*, “Results from a complete simulation study of the RPC based muon trigger system for the CMS experiment”, Nucl. Instr. and Meth. A461 (2001) 483.
- [101] W. Riegler, “RPC Simulations”, LHCb-2000-112 Muon.
- [102] J.A. Lamas Valverde, “Developpement de la chambre a plaques resistives (RPC) e ded la RPC multi-plaques (MRPC): detecteurs gazeux destines au trigger de muons aupres des experiences au LHC”, Tese de Doutorado, Universidade Louis Pasteur de Strasbourg, 1997. CERN/LAA 97-03.
- [103] M. Maggi *et al.*, “Preliminary results on double gap RPC in a high background environment”, IV International Workshop on Resistive Plate Chambers and related Detectors, Nápoles, Itália, 15-16 de Outubro de 1997.
- [104] O. Sasaki e M. Yoshida, ASD IC for the Thin Gap Chambers in teh LHC ATLAS Experiment, IEEE Transactions on Nuclear Science 46 (1999) 1871.
- [105] W. Bokhari *et al.*, The ASDQ ASIC, CDF internal note, April 1998.
- [106] A. Kashchuk *et al.*, “Performance study of a MWPC prototype for the LHCb muon system with the ASDQ chip”, LHCb-2000-062 Muon.
- [107] D. Moraes *et al.*, “CARIOCA - a fast binary front-end implemented in 0.25 μm CMOS using a Novel current-mode technique for the LHCb muon detector”, LHCb-2000-093 Muon.
- [108] E. Polycarpo e J.R.T. de Mello Neto, “Muon Identification in LHCb”, LHCb-2001-009.

- [109] J.R.T. de Mello Neto e E. Polycarpo, “Update on Muon Identification Performance”, LHCb-2001-061.
- [110] A.C.A Jesus, J.T.R. de Mello Neto, E. Polycarpo e F. Landim, “Multivariate Methods for Muon Identification at LHCb”, LHCb-2001-084.
- [111] C. Albajar *et al.*, “A search for rare B meson decays at the CERN S p anti-p S collider”, Phys. Lett. B262 (1991) 163.
- [112] M. Acciarri *et al.*, “Search for neutral B meson decays to two charged leptons”, Phys. Lett. B391 (1997) 474.
- [113] F. Abe *et al.*, “Search for the decays $B/d_0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ and $B/s_0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{-TeV}$ ”, Phys. Rev. D57 (1998) 3811.
- [114] A. Deandrea *et al.*, “Two body nonleptonic decays of B and B(s) mesons”, Phys. Lett. B318 (1993) 549.
- [115] P. Koppenburg, “Contribution to the Development of the LHCb vertex locator and study of rare semileptonic decays”, PhD thesis, University of Lausanne, March 2002.
- [116] H. Dijkstra, E. Polycarpo e B. Maréchal, “ Study of the sensitivity of the LHCb experiment to the rare decay $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ”, *V Heavy Quarks At Fixed Target*, Rio de Janeiro, 2000.