



Instituto de Física Teórica
Universidade Estadual Paulista

TESE DE DOUTORAMENTO

IFT-T.010/12

Procura de Sinais de Dimensões Extras Universais em Colisões Próton-Antipróton

Angelo de Souza Santos

Orientador

Sérgio Ferraz Novaes

Co-orientador

Pedro Galli Mercadante

Outubro de 2012

*Dedico este trabalho ao meu pai,
Antônio Ferreira dos Santos Neto.*

Agradecimentos

Nessa longa jornada, não faltaram dificuldades e abismos para impedir minha caminhada. Grandes são e têm sido os desafios. Todavia, para cada desafio encontrado, nada menos que um amigo eu ganhei.

A começar pela formação do caráter... eu tive pais, avós, tios, tias e padrinhos. Pessoas iluminadas em minha vida que me ensinaram mais do que moral, ética e respeito. Com eles eu aprendi nada menos do que o significado do que é amar. Eu aprendi a desejar a felicidade daqueles que me amam. Meu avô Abdias me ensinou nada menos do que fazer sempre aquilo que é certo. Tia Dinair e tia Ednália foram nada menos do que minhas mães. Tio Jorge foi nada menos do que um segundo pai. Sempre pude encontrar um cantinho no céu com o mingau da biza Vêa e com o sorriso de vó Nice. A chegada de cada um dos meus tios e tias, sem exceção, sempre fora pra mim um grande deleite.

E onde entram os percalços da vida? Entram juntamente com quem mora junto, com quem contigo enfrenta dia-a-dia uma nuvem pesada. Angélica e Álvaro. Irmãos com que sempre pude enfrentar junto a tormenta e, portanto, de quem eu via brotar primeiro os sorrisos tão breve a bonança avizinha. E Ferreira é mais que um pai. Também é um amigo e um irmão. “Nunca desistir e sempre levantar a cada tombo” sempre foi o seu lema. E agora é nosso, porque não dá pra desistir sabendo que uma hora a nuvem passa, e não tem como não levantar sabendo que o Sol ilumina mais quem está em cima. Meu pai sempre acreditou em mim, mesmo quando eu mesmo não acreditava. Foi ele, sempre ele o responsável por todos os meus sucessos.

Sucessos esses que passam por muitos, incontáveis, professores. Amigos. Agradeço a todos eles. Lembranças minhas talvez todos não tenham. Mas me lembro de cada um. A professora de matemática do colegial mostrava que o bicho-de-sete-cabeças era um cara legal. Bastava domá-lo. Geografia era com o professor Jânio, mas o papel mais importante dele era o de garantir que meus colegas e eu continuássemos estudando. O professor de bigode do cursinho me apresentou o primeiro livro avançado de física. Nunca mais largei!

E falando nela... mais professores. E mais amigos. Sérgio Novaes confiou em mim. Assim como meu pai. Sou eternamente agradecido pela ajuda, pelo apoio, pelas valiosas orientações. Obrigado pelas oportunidades para aprender a gostar de física. Fermilab foi uma dessas oportunidades. Aprendi a trabalhar com pessoas que não conhecia. E trabalhar muito. Obrigado ao Devi Hedin por me

aceitar no grupo de múons, e ao Oleg Brandt pela compreensão e pelas orientações assertivas. Obrigado ao Michael Cooke por perceber que havia um garoto assustado e precisando de ajuda. Obrigado por não desistir de mim. Obrigado ao professor Arthur Maciel por me doar um pouco do seu tempo com ricas discussões no DØ. Obrigado ao professor Murilo Rangel por sempre lembrar que, naquela sala, estava alguém precisando de um amigo para matar a saudade de falar em português. As primeiras fotos em Chicago só foram possíveis por causa dele.

Obrigado aos colegas Alexey, Andrey, Jason e Vladimir, com quem tive o prazer de trabalhar no Fermilab. Obrigado também à Colaboração DØ, ao Fermilab e ao Departamento de Energia dos Estados Unidos pelo suporte.

Física não é só trabalho. Física também ensina a gente a se divertir. Agradeço enormemente ao César, ao Arturo, ao Palomino, à Ruth, à Luísa, e a tantos outros amigos que me proporcionaram momentos de muita alegria, e sem a ajuda dos quais eu não teria sobrevivido ao inverno do Fermilab. Tantos amigos... E tudo isso porque o amigo Novaes acreditou em mim. E também porque o professor Pedro Mercadante não desistiu de mim. É sempre muito bom encontrar um professor disposto a ser paciente contigo e ao mesmo tempo determinado a fazer você aprender. Sempre achei incrível a capacidade que o Pedro tem para encontrar soluções. Ele jamais deixou de se fazer presente, e sempre mostrou enorme disposição para ajudar. Acho que perdi muitas oportunidades de agradecê-los por terem sido não apenas professores, mas amigos. Sérgio e Pedro... Muito obrigado.

Professores ensinam, orientam e são exemplos a serem seguidos. Assim como nossos pais.

Agradeço também aos professores Eduardo Gregores e Sandra Padula, e aos colegas Caio, César, Tiago, Lietti e a todos os membros do SPRACE. Um grupo maravilhoso com o qual tenho tido a oportunidade de aprender a cada dia. Pessoas que tenho a honra de chamar de amigos. Amigos como o Thiago e a Flávia que, com uma mistura de bom humor, grande auto-estima e intelecto elevado, tornam o dia-a-dia da física cada vez mais agradável.

Obrigado a todos os amigos que participaram e participam dessa jornada. Mas não poderia, nem seria louco, de terminar sem agradecer à minha mulher Silmone. Uma grande companheira de todos os momentos, fundamental nos momentos cruciais nessa vida de estudante, amor da minha vida.

Estejam certos de que, se não mencionei alguém, não é porque esqueci, mas porque não faltarão momentos de sucesso nessa estrada em que possa me dedicar aos agradecimentos.

“Progress in physical science has three components: technological, experimental, and theoretical. These are interconnected, but I believe that the order of importance is as stated. Without technological advances, experimental technique stagnates. And without the validations and unanticipated discoveries that comes from advances in experiment, the finest creations of theoretical physics languish as exercises in natural philosophy or in higher mathematics, and are of little worth as physical theory.”

James D. Bjorken, *The Future of Particle Physics*

Resumo

Modelos que preveem a existência de dimensões espaciais extras são estudados desde as primeiras décadas do século XX. São modelos que podem incorporar a gravitação à estrutura que descreve as demais interações e podem apresentar uma série de características interessantes como, por exemplo, candidatos à matéria escura. Nesse trabalho exploramos as consequências do modelo de Dimensões Extras Universais (UED) buscando pela produção de partículas de Kaluza-Klein cuja cadeia de decaimento leva à assinatura $\mu^\pm\mu^\pm + \text{jatos} + \cancel{E}_T$. O conjunto de dados analisados corresponde a uma luminosidade total integrada de $7,3 \text{ fb}^{-1}$ coletada pelo detector DØ a partir de colisões próton-antipróton com energia de centro-de-massa de 1,96 TeV geradas pelo anel de colisão Tevatron do Fermilab. Uma vez que nenhum excesso foi observado nos dados, pode-se obter um limite inferior de 260 GeV para a escala de compactificação R^{-1} do modelo. Este é o primeiro estudo a obter um limite direto para o modelo mínimo de UED.

Palavras Chaves: Física de Altas Energias; Física de Partículas; Colisores Hadrônicos; Dimensões Extras; Física Além do Modelo Padrão.

Áreas do conhecimento: Física; Física de Altas Energias; Física de Partículas.

Abstract

Models that predict the existence of extra spatial dimensions have been studied since the beginning of the 20th century. These models can incorporate gravity in the framework that describes the other interactions and they can present a number of interesting features such as a dark matter candidate. In this work, we explore the consequences of the Universal Extra Dimensions (UED) model by searching for the production of Kaluza-Klein particles whose decay chain leads to signature $\mu^\pm\mu^\pm + \text{jets} + \cancel{E}_T$. We employ the data set corresponding to an integrated luminosity of 7.3 fb^{-1} , collected by the DØ detector at a $p\bar{p}$ collider at a center of mass energy of 1.96 TeV. Since no excess was observed in the data, we were able to set a lower limit on the compactification scale of $R^{-1} > 260 \text{ GeV}$ in the model. This is the first study to impose a direct limit on the minimal UED model.

Índice

1	Introdução	1
2	Modelo Padrão das Interações Fundamentais	5
2.1	As Componentes do Modelo Padrão.	5
2.2	Construindo o Modelo Padrão.	7
2.2.1	Teoria da Eletrodinâmica Quântica	7
2.2.2	Cromodinâmica Quântica	8
2.2.3	Teoria Eletrofraca	9
2.3	Sucessos e Limitações do Modelo Padrão	13
3	Dimensões Extras Universais	18
3.1	Decomposição dos Modos de Kaluza-Klein	19
3.2	Espectro de Massa dos Modos de KK	22
3.3	Fenomenologia de MUED	25
4	O Tevatron e o Detector DØ	29
4.1	O Complexo de Aceleradores	29
4.2	O Detector DØ	32
4.2.1	Sistema de Traços Centrais	33
4.2.2	Detectors de Pré-Chuveiros	38
4.2.3	Calorímetro	40
4.2.4	Sistema de Múons	43
4.2.5	Monitor de Luminosidade	49
5	Aquisição de Dados e Simulação	52
5.1	Trigger	53
5.1.1	Level 1	54
5.1.2	Level 2	58
5.1.3	Level 3	61
5.2	Controle e Monitoramento de Dados	64
5.3	Simulação de Eventos	65
5.4	Reconstrução de Eventos	66

6	Sinal de UED: Seleção de Eventos e Modelamento do Background	68
6.1	Amostras de Dados	71
6.2	Amostras de Monte Carlo	72
6.2.1	Sinal de UED	72
6.2.2	Amostras para o Background	75
6.2.3	Correções aos Eventos de Monte Carlo	77
6.3	Pré-Seleção dos Eventos	83
6.3.1	Múons	83
6.3.2	Jatos e Energia Transversal Faltante	86
6.4	Background a partir dos Dados	88
6.4.1	Estimativa de QCD a partir dos Dados	88
6.4.2	Correção Devido à Contaminação Eletrofraca	92
6.4.3	Background devido à Inversão de Carga	94
7	Extração do Sinal de UED: Método de Multi-Variáveis	97
7.1	Distribuições Cinemáticas	97
7.2	Extração do Sinal	103
8	Limites para o Sinal de UED	114
8.1	Incertezas Sistemáticas	114
8.1.1	Incerteza Sistemática para o Background de QCD	116
8.1.2	Incerteza Sistemática do Trigger	118
8.2	Teste Estatístico	119
8.3	Extração dos Limites	123
9	Conclusão	127
A	Método Muon-Smearing	129
	Referências	134

Capítulo 1

Introdução

O grande avanço da Física de Altas Energias durante o último século se deveu aos extraordinários desenvolvimentos nos campos teórico e experimental. As três primeiras décadas do século XX foram marcadas pela criação da Teoria Quântica, da Teoria da Relatividade Especial e pelo estabelecimento dos fundamentos da Eletrodinâmica Quântica. Durante todo o século, o desenvolvimento de novas tecnologias, em paralelo à construção de magníficos aceleradores e detectores de partículas, foram de significativa relevância para o sucesso de experimentos que deram luz à descoberta de diversas partículas, inclusive sub-atômicas, pavimentando o entendimento sobre os blocos fundamentais que compõem o universo.

Nas últimas décadas foi possível sintetizar as interações eletromagnética e fraca em uma estrutura comum, baseada no princípio de gauge. A teoria eletrofraca, juntamente com a Cromodinâmica Quântica, que descreve as interações fortes, formam o Modelo Padrão das interações fundamentais que obteve um enorme sucesso na descrição dos constituintes da matéria até uma escala da ordem de $\sim 10^{-18}$ m.

No entanto, o Modelo Padrão não pode ser uma teoria final. Ele não inclui a gravitação, não fornece uma explicação para a enorme diferença de escala entre as massas dos férmions, não descreve como ocorreu a predominância de matéria em um Universo criado com iguais proporções de matéria e anti-matéria e não fornece um candidato para dar conta das recentes evidências experimentais da existência de matéria escura. Devido à possibilidade da existência de uma nova física além do Modelo Padrão, é imprescindível realizar estudos no intuito de obter evidências de novos fenômenos.

Várias teorias têm sido propostas para tentar solucionar alguns desses problemas ainda em aberto. São teorias na escala de TeV, mas que reproduzem as previsões do Modelo Padrão no regime de energias mais baixas. Alguns desses modelos admitem a existência de dimensões extras espaciais, permitindo explicar porque a gravitação é tão mais fraca que as demais interações, levam à unificação dos acoplamentos de gauge e fornecem candidatos à matéria escura.

Em particular, o modelo de Dimensões Extras Universais (*Universal Extra Dimensions*, UED) incorpora a gravitação e pressupõe que todos os campos se propaguem em todas as dimensões. A versão mínima desse modelo considera a existência de somente uma dimensão extra, compactificada em um orbifold S_1/Z_2 , permitindo a propagação de todos os campos do Modelo Padrão em um espaço 5-dimensional plano. Esse modelo possui apenas três parâmetros livres: o tamanho da dimensão extra R , a escala Λ de energia até a qual a teoria é válida e a massa do bóson de Higgs m_h . O modelo prevê a existência de torres de Kaluza-Klein (KK) que representam novas partículas com massa que crescem com o inverso do parâmetro R . O espectro de massa dessas partículas é quase degenerado em nível de árvore, mas essa degenerescência é quebrada considerando a inclusão de correções radiativas que são funções logarítmicas de Λ . A probabilidade de produção de partículas de KK é diretamente proporcional a R e inversamente proporcional a Λ . Resultados fenomenologicamente interessantes aparecem para $\Lambda > R^{-1}$. O glúon de KK é a partícula mais pesada, seguida pelos quarks, bósons de gauge, léptons e fótons de KK. O fóton de KK é a partícula mais leve desse espectro e, por ser estável, é uma candidata à matéria escura. A cadeia de decaimento do primeiro nível de KK libera energia da ordem de unidades ou de dezenas de GeV para a produção de partículas do Modelo Padrão, abrindo possibilidades para a procura de sinais de dimensões extras no anel de colisão Tevatron do Fermilab.

Como o fóton do primeiro nível de KK é estável devido à simetria resultante da compactificação da dimensão extra, essa partícula escapa a detecção e é identificada como uma energia transversal faltante. Assim, os estados finais produzidos a partir do decaimento das partículas de KK geralmente apresentam uma energia faltante. O decaimento hadrônico também é bastante provável. Analisando os vários backgrounds envolvidos nesses processos, e levando em conta o fato de múons serem partículas que deixam um traço bastante claro no detector, a procura por dimensões extras através de um canal contendo dois múons de mesma carga, jatos e energia transversal faltante mostrou-se ser bastante atraente. É esse o canal que exploramos nesse trabalho utilizando os $7,3 \text{ fb}^{-1}$ de dados coletados pelo detector DØ do Tevatron entre abril de 2002 e julho de 2010.

O DØ é um detector hermético de propósitos gerais. É formado por três principais sub-sistemas: o sistema de traços centrais está localizado na parte mais interna do detector e é responsável por identificar a trajetória de partículas carregadas; a deposição de energia das partículas, por sua vez, é feita nos calorímetros eletromagnéticos e hadrônicos; já na parte mais externa do detector está o espectrômetro

de múons, capaz de identificar múons e de captar a passagem de raios cósmicos. Com essa configuração, o detector DØ do Tevatron é capaz de identificar as partículas previstas pelo Modelo Padrão com considerável eficiência, oferecendo um amplo leque de possibilidades para análises relacionadas à Física de Altas Energias.

Esta análise tentou observar sinais de dimensões extras comparando amostras de dados observados pelo DØ com as previsões teóricas do Modelo Padrão e do modelo de UED. O maior desafio encontrado foi obter uma modelagem correta do background de processos de QCD. Estes processos geram múons através de decaimentos semi-leptônicos de mésons, podendo se assemelhar aos estados finais do sinal de UED, exigindo a aplicação de técnicas avançadas de análises de dados. Tais técnicas se baseiam em distinguir múons com diferentes critérios de isolamento em relação aos jatos. Técnicas de análises de múltiplas variáveis foram usadas com a finalidade de melhorar a sensibilidade ao sinal de UED, a partir da otimização de amostras de eventos de sinal em paralelo à máxima rejeição de eventos de background. Estes são métodos bastante comuns da Física de Altas Energias, pois possibilitam estudar diferentes observáveis cinemáticas e construir variáveis sensíveis aos parâmetros da nova física em análise: no caso, a possibilidade de existência de Dimensões Extras Universais.

Finalmente, estudos estatísticos foram empregados para verificar, de maneira definitiva, a compatibilidade dos modelos previstos com a Natureza. Esses estudos estatísticos permitem estabelecer limites a serem aplicados à nova física. A inexistência de um excesso de dados em relação ao previsto pelo Modelo Padrão é capaz de limitar o espaço de parâmetros acessível ao modelo de UED.

Na era do LHC, os experimentos CMS e ATLAS avançam e se tornam cada vez mais competitivos, apresentando uma produção de dados a energias de centro-de-massa cada vez mais alta e uma esplêndida capacidade e eficiência na procura pelo bóson de Higgs e por novos fenômenos. No entanto, uma procura baseada no modelo de UED, com dados do detector DØ, é um exemplo de que muita informação sobre a Física de Altas Energias ainda pode ser extraída do Tevatron. Os resultados da busca por sinais de dimensões extras universais deram origem à uma Nota Interna [1] da Colaboração DØ e, em março de 2012, esses resultados foram publicados [2]. Esse trabalho mostrou os primeiros resultados diretos capazes de impor um limite para a escala de compactificação R^{-1} do modelo de UED.

Uma breve descrição do Modelo Padrão da Física de Altas Energias é feita no capítulo 2, apresentando alguns dos sucessos das previsões desse modelo

quando testado na Natureza. Também são listadas algumas das questões que não encontram resposta no Modelo Padrão, fornecendo motivações para a busca de uma Física nova. Uma visão geral sobre o modelo e a fenomenologia de Dimensões Extras Universais é dada no capítulo 3. Detalhes sobre o anel de colisões Tevatron e do detector DØ são mostrados no capítulo 4. Já os detalhes sobre a detecção dos dados, a simulação dos eventos produzidos por gerados de Monte Carlo, bem como os processos de reconstrução desses eventos, estão compilados no capítulo 5. O conjunto de dados utilizados para esta análise e os backgrounds envolvidos estão listados no capítulo 6, onde também são apresentadas as características dos eventos do sinal de dimensões extras procurado. O método de trabalho com múltiplas variáveis e a extração de limites para o sinal de UED estão detalhados nos capítulos 7 e 8, respectivamente. O capítulo 9 conclui este trabalho.

Capítulo 2

Modelo Padrão das Interações Fundamentais

2.1 As Componentes do Modelo Padrão.

Os blocos básicos de construção do Universo como o conhecemos¹ são as partículas elementares, governadas por leis descritas por uma Teoria Quântica de Campos conhecida como Modelo Padrão (MP) das interações fundamentais [4, 5]. Esta teoria foi desenvolvida a partir do final da década de 60 com o intuito de descrever as interações relevantes no domínio das partículas elementares: eletromagnética, fraca a forte. A gravitação, que é várias ordens de magnitude mais fraca que essas interações, pode ser desprezada no mundo subatômico.

O Modelo Padrão é uma teoria invariante sob transformações de gauge locais $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. O conjunto de blocos fundamentais que se transformam segundo a representação fundamental desses grupos é composto de léptons e quarks, férmions de $spin\ 1/2$, que podem ser agrupados em três gerações [6], como ilustrado na figura 2.1.

- Léptons de carga -1 [elétron (e), múon (μ) e tau (τ)] e neutros [neutrinos do elétron (ν_e), do múon (ν_μ) e do tau (ν_τ)].
- Quarks com carga elétrica $+2/3$ [up (u), $charm$ (c) e top (t)] e carga $-1/3$ [$down$ (d), $strange$ (s) e $bottom$ (b)].

Para cada partícula existe uma anti-partícula correspondente de carga oposta, mas com mesma massa e $spin$.

As interações entres os férmions se dão através da troca de mediadores das três interações fundamentais. Esses mediadores, bósons de $spin\ 1$, se dividem em:

¹Referimos aqui à matéria bariônica, não levando em conta a matéria escura e a energia escura que, segundo as hipóteses atuais, comporiam a maior parte do Universo. [3]

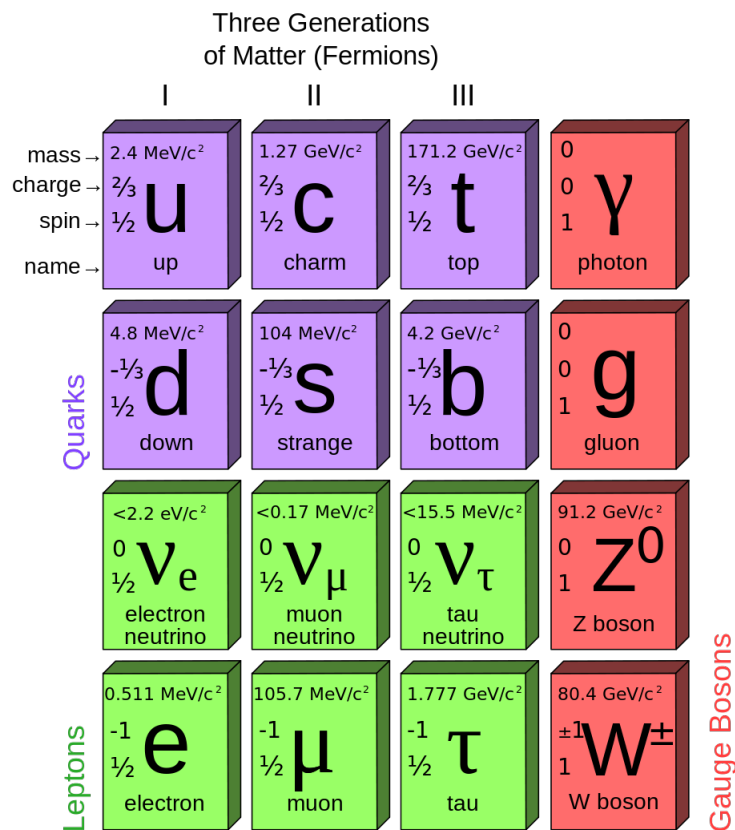


Figura 2.1: Três gerações de léptons e quarks, e os mediadores das interações eletromagnética, fraca e forte, segundo suas massas, cargas elétricas e *spin*. Imagem obtida de [7].

- Fótons, com carga elétrica e massa nulas, são os mediadores das interações eletromagnéticas, as quais têm alcance infinito. Quarks e léptons (com exceção dos neutrinos) sofrem a ação da força eletromagnética;
- Glúon, também não possui massa ou carga elétrica. São os mediadores da interação forte transportando as cargas de cor entre os quarks que compõem os nucleons, possuindo alcance da ordem de *fermi*. Quarks e glúons sofrem interações da força forte;
- Bósons Z⁰ e W[±] têm cargas elétricas nula e ±1, respectivamente, são os mediadores da interação fraca. A força fraca sendo de curto alcance (~ *fermi*) requer que essas partículas sejam massivas. Todos os férmions sofrem interações da força fraca, e é a única entre as interações fundamentais que não produz estados ligados.

O Modelo Padrão prevê ainda a existência de um bóson remanescente da

quebra espontânea da simetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$, o bóson de Higgs (de *spin* 0), que seria responsável por gerar massa para as demais partículas. Tanto o Tevatron quanto o LHC tem realizado análises ([8, 9, 10, 11]) e encontraram recentemente evidência [12, 13] do bóson de Higgs Padrão com massa ~ 125 GeV.

2.2 Construindo o Modelo Padrão.

2.2.1 Teoria da Eletrodinâmica Quântica

Historicamente, a eletrodinâmica quântica (*Quantum Electrodynamics*, QED [14]) foi a primeira teoria de campo de gauge, e descreve a interação eletromagnética entre férmions através da mediação de fótons. A QED é uma teoria abeliana, descrita pelo grupo de gauge $U(1)$. Ela foi tão bem sucedida que se tornou um protótipo para a construção dos modelos que descrevem as demais interações. Portanto vale a pena revisitar brevemente essa teoria.

Um férmion de massa m , representado por um campo livre de Dirac ψ , tem suas propriedades descritas na Lagrangeana,

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \quad (2.1)$$

Requerendo uma invariância sob transformações locais de gauge [$\psi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi(x)$], é necessário introduzir um campo vetorial A_μ através da derivada covariante,

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \quad , \quad (2.2)$$

que simultaneamente deve se transformar como

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) - \frac{1}{q}\partial_\mu\alpha(x) \quad ,$$

onde q é a carga da partícula. Dessa forma, a Lagrangeana (2.1) torna-se,

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad , \quad (2.3)$$

onde introduzimos o último termo que descreve a propagação do campo A_μ com

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad . \quad (2.4)$$

O segundo termo de (2.3) apresenta a interação entre o spinor ψ e o campo de

gauge A_μ que é identificado com o fóton.

2.2.2 Cromodinâmica Quântica

A Cromodinâmica Quântica [15] é uma teoria de gauge não-abeliana que descreve a interação forte dos quarks com os glúons, bem como a auto-interação dos glúons. Similarmente à Lagrangeana de QED (2.3), é possível construir a da QCD impondo a invariância sob transformações locais de gauge em $SU(3)_c$

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_{\alpha=\text{quarks}} \bar{\psi}_j^\alpha (i\not{D}_{jk} - m^\alpha \delta_{jk}) \psi_k^\alpha - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}, \quad (2.5)$$

onde ψ_j^α é o campo de cada quark α ($\alpha = u, d, s, \dots$) com carga de cor j ($j = 1, 2, 3$). O índice a ($a = 1, \dots, 8$) corresponde aos oito campos do glúon. O tensor de força $G_{\mu\nu}^a$ do campo do glúon é um invariante de gauge, e é dado por

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2.6)$$

em que A_μ^a é o campo vetorial que representa os glúons, g_s é o acoplamento de gauge do $SU(3)$, f^{abc} é a constante de estrutura e a derivada covariante dos quarks é definida como

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s A_\mu^a t^a. \quad (2.7)$$

Os geradores t^a do grupo são representados pelas matrizes de Gell-Mann [16], obedecendo a seguinte relação de comutação:

$$[t^a, t^b] = if^{abc} t^c. \quad (2.8)$$

Expandindo então a Lagrangeana (2.5), resulta em

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{\text{Cin}} + \mathcal{L}_{\text{q-g}} + \mathcal{L}_{\text{ggg+gggg}},$$

onde cada um dos termos é dado por,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Cin}} &= -\frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a) (\partial^\mu A_a^\nu - \partial^\nu A_a^\mu) + \sum_{\alpha=\text{quarks}} \bar{\psi}_j^\alpha (i\gamma^\mu \partial_\mu - m^\alpha \delta_{jk}) \psi_k^\alpha \\ \mathcal{L}_{\text{q-g}} &= -g_s \sum_{\alpha=\text{quarks}} \bar{\psi}_j^\alpha \gamma^\mu A_\mu^a t_{jk}^a \psi_k^\alpha \\ \mathcal{L}_{\text{ggg+gggg}} &= \frac{g_s}{2} f^{abc} \left[(\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a) (A_b^\mu A_c^\nu) - f_{ade} A_b^\mu A_c^\nu A_\mu^d A_\nu^e \right]. \end{aligned} \quad (2.9)$$

O primeiro termo dá origem aos propagadores dos quarks e glúons, o segundo representa a interação forte entre quarks e glúons e o terceiro descreve as auto-interações tríplices e quárticas do glúon.

2.2.3 Teoria Eletrofraca

O modelo de Glashow-Weinberg-Salam [17, 18, 19, 20, 21] é a teoria de gauge das interações eletrofracas que tem a estrutura do grupo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, a qual inclui as interações fracas e eletromagnéticas. A carga elétrica é dada por

$$Q = T_3 + \frac{1}{2}Y, \quad (2.10)$$

em que o isospin T e a hipercarga Y da partícula são correspondentes a $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, respectivamente, e T_3 é a terceira componente do isospin. Os férmions de mão esquerda são representados como dubletos de isospin, enquanto os de mão direita como singletos de isospin,

$$\begin{aligned} \text{léptons : } \ell_L &\equiv \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L & e_R, \\ \text{quarks : } q_L &\equiv \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L & u_R, d_R \end{aligned} \quad (2.11)$$

assumindo que não há neutrinos de mão direita. Por simplicidade, apenas a primeira geração dos férmions está sendo representada.

A Lagrangeana dessa teoria pode ser escrita como:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{Gauge}} + \mathcal{L}_{\text{Férmion}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}}. \quad (2.12)$$

Dado que $\vec{W}_\mu = (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3)$ e B_μ são os campos dos bósons de gauge que se acoplam com o isospin e a hipercarga, respectivamente, a parte do setor de gauge da Lagrangeana (2.12) fica

$$\mathcal{L}_{\text{Gauge}} = -\frac{1}{4}F^{i\mu\nu}F_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4}B^{\mu\nu}B_{\mu\nu} \quad (2.13)$$

onde $F_{\mu\nu}^i$ e $B_{\mu\nu}$ são os tensores dos campos de $SU(2)_L$ e $U(1)$, respectivamente, dados por

$$\begin{aligned} F_{\mu\nu}^i &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g_2 \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k, \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \end{aligned} \quad (2.14)$$

sendo g_2 a constante de acoplamento de gauge para $SU(2)$.

O setor de férmions da Lagrangeana leva em conta as quiralidades de mão esquerda (representadas pelos dubletos ψ_L) e mão direita (representadas pelos singletos ψ_R). Como apenas os férmions de mão esquerda se acoplam com o isospin, as derivadas covariantes para os dubletos e singletos do $SU(2)$ têm diferentes representações. Dessa forma, a Lagrangeana fermiônica é descrita como:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Férmions}} &= i\bar{\psi}_L\gamma^\mu D_\mu\psi_L + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu D_\mu\psi_R, \\ &= i\bar{\psi}_L\gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g_1}{2}YB_\mu + ig_2\frac{\tau^j}{2}W_\mu^j \right) \psi_L + \\ &\quad + i\bar{\psi}_R\gamma^\mu \left(\partial_\mu + i\frac{g_1}{2}YB_\mu \right) \psi_R, \end{aligned} \quad (2.15)$$

onde g_1 é o acoplamento de gauge para $U(1)$ e τ^j são os geradores do grupo $SU(2)$ que obedecem a álgebra

$$[\tau_a, \tau_b] = i\epsilon_{abc}\tau_c, \quad (2.16)$$

tendo as matrizes de Pauli, $\tau_j = (\sigma_j/2)$, como a mais simples representação.

A Lagrangeana (2.15) não possui nenhum termo de massa para férmions e bósons de gauge uma vez que tais termos quebrariam explicitamente a invariância de gauge da Lagrangeana e, conseqüentemente, a renormalizabilidade da teoria.

Para incluir termos de massa para os férmions é necessário introduzir o setor de Higgs, através do Mecanismo de Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble [22, 23, 24]), o que é feito com a inclusão do dubleto complexo de campos escalares,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

em que os campos têm hipercarga 1, e as cargas elétricas estão indicadas.

A Lagrangeana de quebra espontânea de simetria pode ser escrita como,

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs-Gauge}} = (D^\mu\Phi)^* D_\mu\Phi - V(\Phi), \quad (2.18)$$

onde D_μ tem a mesma representação que a derivada covariante da expressão (2.15) para o dubleto ψ_L e V é o potencial do campo contendo os termos de auto-interação

do Higgs, e é dado por:

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.19)$$

para $\mu^2 > 0$ e $\lambda > 0$. Através da minimização desse potencial, é possível obter o estado do vácuo

$$\langle \Phi \rangle_0 = \frac{v}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}} \quad (2.20)$$

que é uma possível solução para a expressão (2.19) e leva à quebra espontânea da simetria $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

A interação entre o dubleto escalar e os férmions é introduzida através de acoplamentos de Yukawa,

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs-Férmion}} = -f_u \bar{q}_L \tilde{\Phi} u_R - f_d \bar{q}_L \Phi d_R - f_e \bar{l}_L \Phi e_R + h.c., \quad (2.21)$$

com a conjugação de carga $\tilde{\Phi} = i\tau_2 \Phi^*$. Após a quebra de simetria, a Lagrangeana (2.21) dá origem aos termos de massa para os férmions. Dessa forma, levando em conta também os termos de massa dos bósons vetoriais de (2.18), é possível escrever

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Massa}} = & -\frac{v}{\sqrt{2}} (f_u \bar{u}u + f_d \bar{d}d + f_e \bar{e}e) + \left(\frac{vg^2}{2} \right) W_\mu^+ W^{-\mu} \\ & + \frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} W_\mu^3 & B_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_2^2 & -g_1 g_2 \\ -g_1 g_2 & g_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3^\mu \\ B^\mu \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.22)$$

onde as constantes de acoplamento de Yukawa são escritas em termos das massas dos férmions e v por $f_\alpha = \frac{\sqrt{2}}{v} m_\alpha$ ($\alpha = u, d, e, \dots$).

Definindo o campo carregado W_μ^\pm como

$$W_\mu^\pm = \frac{(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)}{\sqrt{2}}, \quad (2.23)$$

é possível identificar a massa do bóson W diretamente da expressão (2.22):

$$M_W = \frac{v}{2} g_2. \quad (2.24)$$

Introduzindo o ângulo de Weinberg θ_W através da razão $\tan \theta_W = g_1/g_2$, e usando

os estados de isospin W^3 e hipercarga B , os bósons neutros podem ser escritos como

$$\begin{aligned} A_\mu &= \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \\ Z_\mu &= \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu , \end{aligned} \quad (2.25)$$

de tal forma que as massas dos bósons neutros são dadas por:

$$M_A = 0 , \quad M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2}. \quad (2.26)$$

A Lagrangeana das interações entre os campos de gauge e os férmions para o eletromagnetismo e para a força fraca no limite de baixas energias é escrita tradicionalmente como

$$\mathcal{L}_{int} = -e A_\mu J_{EM}^\mu - \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_{CC}^{\mu\dagger} J_{CC}^\mu , \quad (2.27)$$

em que a corrente eletromagnética e a corrente carregada da força fraca são dadas respectivamente como

$$J_{EM}^\mu = -\bar{e}\gamma^\mu e + \frac{2}{3}\bar{u}\gamma^\mu u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma^\mu d + \dots \quad (2.28)$$

$$J_{CC}^\mu = \bar{\nu}\gamma^\mu (1 + \gamma_5) e + \bar{u}\gamma^\mu (1 + \gamma_5) d + \dots ,$$

ignorando as matrizes de mistura de quarks. A constante de Fermi G_F , extraída do decaimento do múon, vale $1,166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

Outra maneira de escrever as interações neutras e carregadas é usando a terceira componente J_3^μ da corrente de isospin

$$\vec{J}^\mu = \sum_{\psi_L} \bar{\psi}_L \gamma^\mu \frac{\vec{\tau}}{2} \psi_L , \quad (2.29)$$

de maneira que a (2.27) passa a ser descrita como

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{g_2}{\sqrt{8}} \left(W_\mu^+ J_{CC}^\mu + W_\mu^- J_{CC}^{\mu\dagger} \right) - g_2 W_\mu^3 J_3^\mu - g_1 B_\mu (J_{EM}^\mu - J_3^\mu). \quad (2.30)$$

Usando as definições (2.25), a Lagrangeana de interação pode ser expressa em

termos dos campos A_μ e Z_μ

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{int} = & - \underbrace{\frac{g_2}{\sqrt{8}} (W_\mu^+ J_{CC}^\mu + W_\mu^- J_{CC}^{\mu\dagger})}_{\text{Interação com corrente carregada}} - \underbrace{g_1 \cos \theta_W A_\mu J_{EM}^\mu}_{\text{Interação eletromagnética}} + \\ & - \underbrace{\frac{g_2}{2 \cos \theta_W} Z^\mu \vec{\psi}_f (g_v \gamma_\mu + g_a \gamma_\mu \gamma_5)}_{\text{Interação com corrente neutra}} \psi_f , \end{aligned} \quad (2.31)$$

onde g_v e g_a são os acoplamentos da interação fraca do termo de corrente neutra, e são dados por

$$g_v = T_3 - 2Q \sin^2 \theta_W , \quad g_a = T_3. \quad (2.32)$$

Aplicando o limite de baixas energias em interações de segunda ordem para as Lagrangeanas (2.27) e (2.30), a massa do bóson W também pode ser escrita como

$$M_W^2 = \frac{g_2^2}{4\sqrt{2}G_F} , \quad (2.33)$$

e a carga elétrica é descrita em termos das constantes de acoplamento g_1 e g_2 , e do ângulo de Weinberg

$$e = g_1 \cos \theta_W = g_2 \sin \theta_W , \quad (2.34)$$

o que permite estimar as massas dos bósons W e Z em nível de árvore

$$\begin{aligned} M_W^2 &= \frac{1}{\sin^2 \theta_W} \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F} \simeq \left(\frac{37,281 \text{ GeV}}{\sin \theta_W} \right)^2 \\ M_Z &= \frac{M_W}{\cos \theta_W} , \end{aligned} \quad (2.35)$$

para $\sin^2 \theta_W = 0,220 \pm 0,003$ [25].

2.3 Sucessos e Limitações do Modelo Padrão

As previsões do Modelo Padrão foram amplamente testadas, havendo um grande acordo com os resultados experimentais [4], sendo esse acordo tanto melhor quanto mais se considera os efeitos de correções radiativas. Alguns dos resultados de maior precisão estão relacionados aos estudos realizados no Large Electron Positron Collider (LEP) durante a década de 1990. O LEP estudou exaus-

tivamente a produção ressonante do bóson Z e posteriormente a produção de um par de bósons vetoriais carregados. Como exemplo da precisão desses resultados, a Fig. 2.2 mostra uma série de parâmetros electrofracos e sua comparação com os valores preditos pelo Modelo Padrão em termos do número de desvios padrão.

Outro resultado importante do LEP foi determinar o número de famílias (gerações) de partículas. Comparando a largura invisível do Z com sua largura nos demais canais de decaimento,

$$N_G \Gamma(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}) \equiv \Gamma_Z - 3\Gamma_\ell - \Gamma_{had} = 500,1 \pm 1,9 \text{ GeV};$$

onde $\Gamma_Z \equiv \Gamma(Z \rightarrow all) = 1742,3 \pm 2,3 \text{ MeV}$, $\Gamma_\ell \equiv \Gamma(Z \rightarrow \ell^+\ell^-) = 83,90 \pm 0,10 \text{ MeV}$ e $\Gamma_{had} \equiv \Gamma(Z \rightarrow had) = 1742,3 \pm 2,3 \text{ MeV}$, foi possível estabelecer a existência de três famílias, ou melhor, $N_G = 2,994 \pm 0,011$ [27].

Nas últimas décadas, colisões altamente energéticas de prótons e antiprótons, realizadas no acelerador Tevatron [28] do Fermilab, permitiram reafirmar a validade do Modelo Padrão como o modelo governante da física de altas energias. A observação do quark *top* [29], em 1995, foi uma das primeiras descobertas realizadas no Tevatron. Várias outras se seguiram, como, por exemplo:

- a observação da existência do méson B_c^+ [30], composto de um antiquark \bar{b} e um quark c ;
- observação de oscilações entre matéria e antimatéria através das frequências de oscilação entre mésons B_s^0 e \bar{B}_s^0 [31] (em que B_s^0 é composto de um quark b);
- observação da existência do bárion Ω_b^- [32], composto por um quark b e dois quarks s ;
- primeira evidência de violação anômala da paridade CP [33], analisando a mistura dos mésons B neutros, importante para explicar o processo de bariogênese, que é a assimetria na produção de matéria e antimatéria no universo.

De acordo com o Modelo Padrão, férmions e bósons de gauge (Z^0 e W^\pm) obtêm massa através da quebra espontânea de simetria no setor eletrofraco, o que é feito com a inclusão do potencial de Higgs. Esta partícula predita pelo Modelo Padrão demorou quase 45 anos para ser observada. Finalmente, resultados recentes do LHC [12, 13] e fortes indicações obtidas pelas colaborações do Tevatron [34,

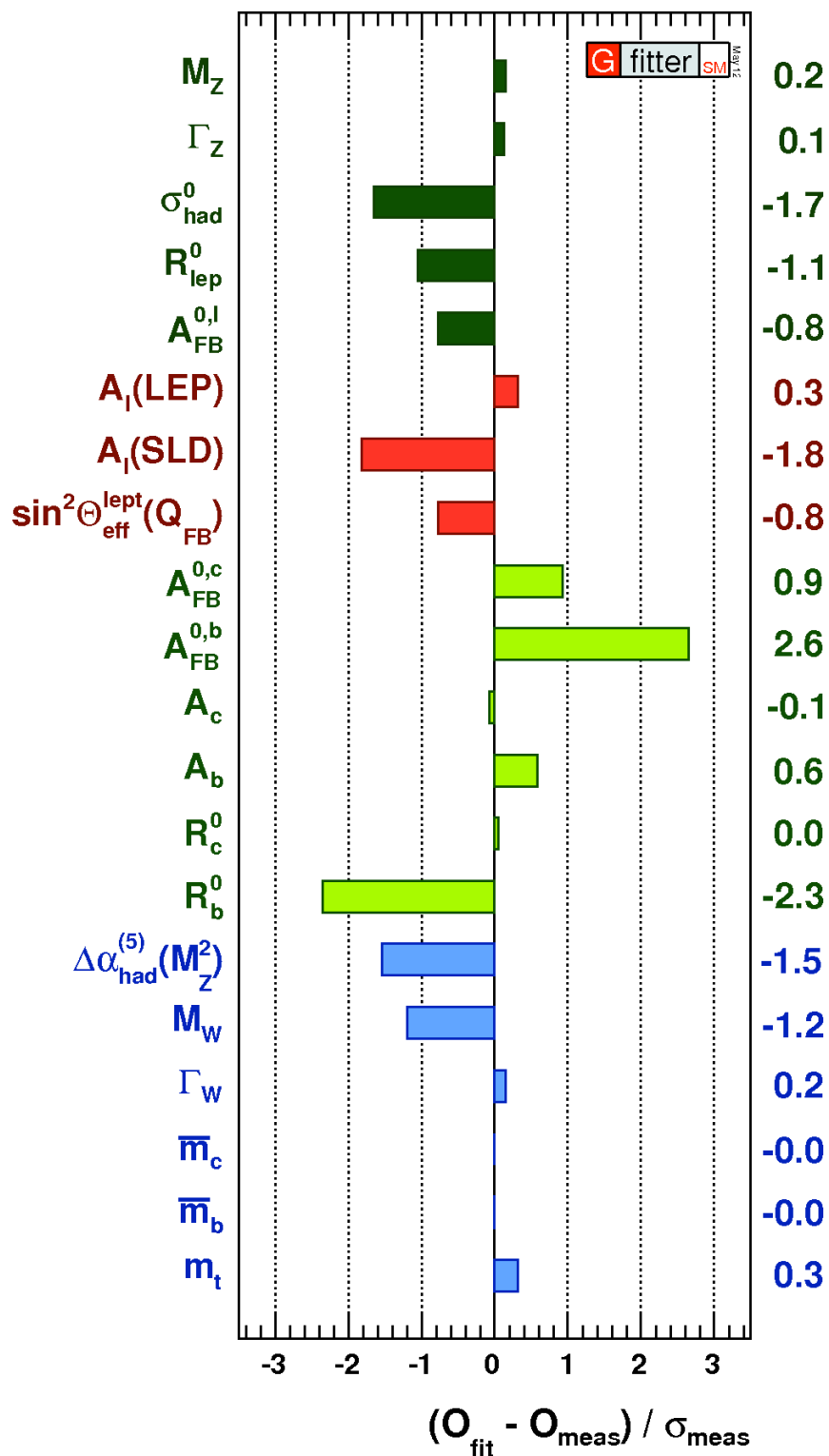


Figura 2.2: Comparação de diversos parâmetros do Modelo Padrão em termos do desvio padrão das medidas feitas pelo LEP. (GFitter [26]).

35] indicam que o bóson de Higgs tenha sido descoberto com uma massa de aproximadamente 125 GeV.

O bóson de Higgs é, *a priori*, um escalar fundamental. As correções radiativas a sua massa levam a uma inconsistência, denominada de Problema da Hierarquia, a qual é vista como uma das limitações do Modelo Padrão.

Por exemplo, no caso do elétron, as correções radiativas eletromagnéticas de primeira ordem para sua massa m_e resultam em

$$\hat{m}_e = m_e \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\alpha}{\pi} \ln \left(\frac{\Lambda_e}{m_e} \right) + \dots \right], \quad (2.36)$$

onde α é a constante de estrutura fina. Mesmo tomando $\Lambda_e = 10^{79}$ GeV [16], correspondente a toda a massa do universo observado, a renormalização absorveria os termos divergentes através do comportamento logarítmico, levando a uma massa renormalizada ($\hat{m}_e = 1,7m_e$) que é um resultado plausível.

O bóson de Higgs, por sua vez, não apresenta essa característica pois as correções para sua massa m_h são proporcionais ao quadrado do *cutoff* da teoria

$$\hat{m}_h^2 = m_h^2 + \frac{3}{16} \frac{\lambda}{\pi^2} \Lambda^2. \quad (2.37)$$

Admitindo que o Modelo Padrão seja válido até energias da ordem da escala de Planck ($\Lambda_{Planck} \sim 10^{19}$ GeV) — que é a escala a partir da qual os efeitos quânticos da gravitação passariam a ser relevantes — para que a massa do Higgs permaneça na escala governada pela interação eletrofraca, *i.e.* $\hat{m}_h = \mathcal{O}(v) \leq 1$ TeV, é necessário que haja um ajuste fino (*fine-tuning*) em m_h^2 . Esse ajuste deve ser da ordem de uma parte em 10^{30} o que torna a teoria não natural. Este é um dos motivos pelos quais se tenta encontrar novas teorias que sejam válidas a altas energias, mas que reproduzam o Modelo Padrão no limite de energias mais baixas.

Outra característica não natural do MP é o fato de haver uma discrepância de mais de cinco ordens de grandeza nas massas dos férmions entre as três gerações. Esse é o chamado Problema da Hierarquia de Massa dos Férmions. Essas massas são geradas a partir do acoplamento de Yukawa com o bóson de Higgs. Seria razoável esperar que as massas dos férmions fossem da mesma ordem de grandeza já que o acoplamento de gauge da teoria é universal.

Dentre outros motivos que tornam o Modelo Padrão não completamente satisfatório, vale a pena mencionar a assimetria matéria-antimatéria existente atualmente no Universo e a ausência de um candidato para explicar a existência da matéria

escura [3]. Diversas teorias têm sido criadas para solucionar as questões deixadas em aberto pelo Modelo Padrão. O modelo de Dimensões Extras Universais, por exemplo, é interessante por várias razões teóricas, além de possuir um candidato à matéria escura. Esse trabalho de tese se desenvolve com base nesse modelo na busca por sinais de física além do Modelo Padrão.

Capítulo 3

Dimensões Extras Universais

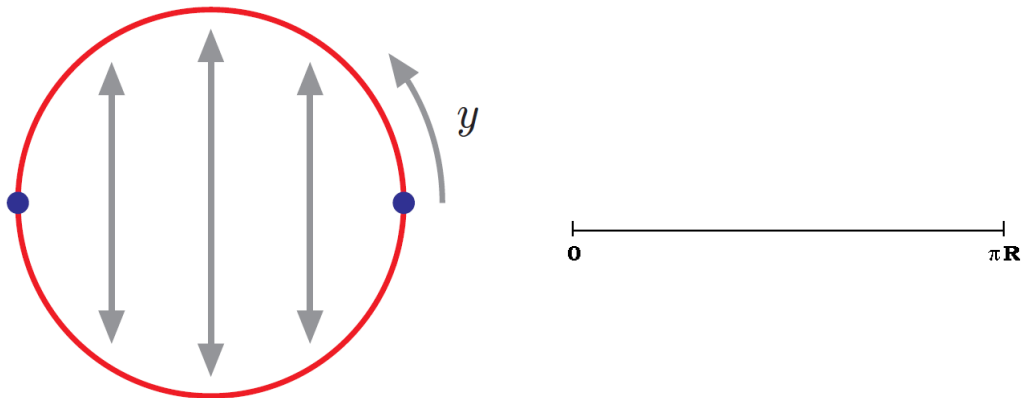
Teorias com dimensões extras — além das três espaciais e do tempo — existem na literatura desde as tentativas pioneiras de Kaluza e Klein de unificar o eletromagnetismo com a gravidade no começo do século XX [36, 37]. Como não são observadas no cotidiano, teorias com dimensões extras pressupõem a compactificação dessas dimensões em um raio muito pequeno, usualmente identificado com a escala de Planck. No final do século XX, começou a ser explorada a possibilidade de que dimensões extras pudessem ser observados a distâncias comparadas à escala de TeV, inicialmente motivadas para tratar do problema da hierarquia. Modelos com dimensões extras extensas foram considerados, com o atrativo de que a diluição do campo gravitacional nas dimensões extras explicaria o fato da gravitação ser muito mais fraca do que as demais interações. Nestes modelos, apenas a gravitação pode se propagar nas dimensões extras [38, 39]. Uma outra forma de se abordar o problema da hierarquia foi tratada pelos modelos de Randall-Sundrum [40]. Também aqui, apenas a gravidade pode se propagar nas dimensões extras, mas o problema da hierarquia é abordado não pelo grande tamanho das dimensões extras, mas através de uma métrica curva que permite uma supressão exponencial para a gravidade. Posteriormente, considerou-se a possibilidade de que tanto a gravidade como todos os campos do Modelo Padrão pudessem se propagar em qualquer dimensão, inclusive nas dimensões extras (no *bulk*): esses são os chamados modelos de Dimensões Extras Universais (*Universal Extra Dimensions*, UED [41]).

Vários aspectos dos modelos de UED foram estudados, incluindo a estabilidade do próton [42, 43], o número de gerações dos férmions [44], a massa para os neutrinos [43, 45], bem como a unificação dos acoplamentos de gauge [46, 47]. De um ponto de vista fenomenológico, é um modelo bastante rico, com possibilidades de se manifestar na escala de TeV, sendo que um dos aspectos que se pode destacar nesta classe de modelo é a existência de um candidato à matéria escura [48].

3.1 Decomposição dos Modos de Kaluza-Klein

O Modelo Padrão é usualmente descrito no espaço-tempo de $3 + 1$ dimensões com coordenadas x^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$). As dimensões espaciais extras são representadas por $n = 1, 2, 3, \dots$. Assim o modelo de UED é estudado no espaço $4 + n$ dimensional. A análise apresentada nessa tese trabalha com o cenário mais simples do modelo de UED, onde há apenas 1 dimensão espacial extra, a qual será denotada pela coordenada y , e os campos portanto se propagam num espaço-tempo 5-dimensional plano. Este é o modelo de Dimensões Extras Universais Mínimo ou MUED [48], uma teoria de campos efetiva válida até uma dada escala Λ .

A dimensão extra desse modelo é compactificada num círculo S_1 (figura 3.1a) e tem tamanho R , onde R^{-1} deve ser da ordem de TeV para evitar o *fine-tuning* [49] dos parâmetros do setor de Higgs sendo, portanto, experimentalmente acessível aos aceleradores atuais. O Modelo de MUED possui então três parâmetros livres: R , Λ e a massa do bóson de Higgs, m_h .



(a) Dimensão extra compactificada num círculo S_1 . A coordenada y segue ao longo da dimensão extra. Os pontos fixos (azuis) são os pontos onde as condições de contorno são válidas. Esta figura foi obtida de [50].

(b) Compactificação da dimensão extra no orbifold S_1/Z_2 .

Figura 3.1: Ilustração da dimensão extra compactificada no círculo S_1 (a) e no orbifold S_1/Z_2 (b).

Um campo escalar que se propaga na dimensão extra pode ser definido como:

$$\phi(x^\mu) \rightarrow \phi(x^\mu, y)$$

Devido à periodicidade introduzida na dimensão extra pelo círculo S_1 , tem-se

$$\phi(x^\mu, y) = \phi(x^\mu, y + 2\pi R),$$

o que permite que o campo escalar possa ser escrito como uma expansão de Fourier,

$$\begin{aligned} \phi(x^\mu, y) &= \sum_n^{\infty} \phi_n(x^\mu) \phi'_n(y) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \phi_0(x^\mu) + \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\phi_n^{(1)}(x^\mu) \cos\left(\frac{ny}{R}\right) + \phi_n^{(2)}(x^\mu) \sin\left(\frac{ny}{R}\right) \right], \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde os campos $\phi_0(x^\mu)$, $\phi_n^{(1)}(x^\mu)$ e $\phi_n^{(2)}(x^\mu)$ dependem apenas das coordenadas 4-dimensionais.

A Lagrangeana efetiva para o campo escalar não massivo no espaço 5-dimensional fica escrita como,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}}(x) &= \int_0^{2\pi R} dy \mathcal{L}_5(x^\mu, y) \\ &= \int_0^{2\pi R} dy \left[\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + (\partial_y \phi)^2 \right] \\ &= \partial_\mu \phi_0 \partial^\mu \phi_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\partial_\mu \phi_n^{(1)} \partial^\mu \phi_n^{(1)} + \left(\frac{n}{R}\right)^2 \left(\phi_n^{(1)}\right)^2 \right] \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\partial_\mu \phi_n^{(2)} \partial^\mu \phi_n^{(2)} + \left(\frac{n}{R}\right)^2 \left(\phi_n^{(2)}\right)^2 \right], \end{aligned} \quad (3.2)$$

Após a redução dimensional, o campo escalar 5-D não massivo se decompõe em um campo escalar 4-dimensional ϕ_0 com massa zero e em uma soma de campos escalares ϕ_n cuja massa cresce com os modos n de Kaluza-Klein. Logo, cada campo escalar em 5-D é sentido no espaço 4-D como um campo escalar sem massa (modo zero, $n = 0$) somado a uma torre de n escalares massivos, sendo que os modos n estão separados de R^{-1} . Essa torre é denominada de torre de Kaluza-Klein (KK).

Como mostrado na expressão (2.15), os férmions de “mão-esquerda” e de “mão-direita” se acoplam de maneira diferente com os bósons no Modelo Padrão. Para obter férmions quirais em 4 dimensões, é necessário introduzir uma nova simetria, o que é feito fixando dois pontos opostos, representados em azul na

figura 3.1a, e definindo a paridade

$$\mathcal{P}_5 : y \rightarrow -y ,$$

ou paridade de KK, por meio da compactificação da dimensão extra no orbifold S_1/Z_2 , como mostrado na figura 3.1b. A simetria que surge devido à paridade de KK impõe que os férmions sejam escritos como funções de modos pares ou ímpares. Como os dubletos fermiônicos do Modelo Padrão são de mão esquerda, o modo zero também deve ser de mão esquerda (Ψ_L^0), acompanhando os modos pares:

$$\begin{cases} \Psi_L(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \Psi_L^0(x) + \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \Psi_L^n(x) \cos\left(\frac{n}{R}y\right) \\ \Psi_R(x, y) = \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \Psi_R^n(x) \sin\left(\frac{n}{R}y\right). \end{cases} \quad (3.3)$$

Os férmions singletos do Modelo Padrão, por serem de mão direita, exigem um modo zero também de mão direita (Ψ_R^0), estando descrito juntamente aos modos pares:

$$\begin{cases} \Psi_R(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \Psi_R^0(x) + \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \Psi_R^n(x) \cos\left(\frac{n}{R}y\right) \\ \Psi_L(x, y) = \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} \Psi_L^n(x) \sin\left(\frac{n}{R}y\right). \end{cases} \quad (3.4)$$

Os modos de KK de mão esquerda e de mão direita estão representados por Ψ_L^n e Ψ_R^n , respectivamente.

Os campos de gauge $A_M(x, y)$ são derivados de maneira análoga à expressão (3.2), onde $x \equiv x^\mu$ e $M = 0, 1, 2, 3, 5$. Para obter os campos de gauge de maneira consistente, A_μ deve ser escrito como função de modos pares, e A_5 como função de modos ímpares. Através da nova simetria \mathcal{P}_5 , o modo zero referente ao campo de gauge do Modelo Padrão aparece associado aos campos de gauge 5-dimensionais de modos pares:

$$A_\mu(x, y) = \frac{1}{\sqrt{\pi R}} \left[A_\mu^0(x) + \sqrt{2} \sum_{n=1}^{\infty} A_\mu^n(x) \cos\left(\frac{n}{R}y\right) \right] , \quad (3.5)$$

Já os modos ímpares dos campos de gauge 5-D são dados por

$$A_5(x, y) = \sqrt{\frac{2}{\pi R}} \sum_{n=1}^{\infty} A_5^n(x) \sin\left(\frac{n}{R}y\right) , \quad (3.6)$$

O modo zero indesejado da componente $A_5(x, y)$ desaparece através da imposição da simetria Z_2 .

A Lagrangeana do modelo engloba tanto as interações do *bulk* quanto as interações das bordas (pontos fixos). Por causa da compactificação, as interações no *bulk* preservam o momento (número de KK), o qual é quantizado e representado de maneira simples por

$$\vec{p}_5 = \pm \frac{n}{R} \hat{y}.$$

A Lagrangeana efetiva para a interação de três partículas deve respeitar a condição

$$(-1)^{n_1+n_2+n_3} = 1 \quad (3.7)$$

que, após a integração sobre a coordenada y , surge dos termos multiplicativos $(-1)^n$ gerados pelos *senos* e *cosenos* dos campos descritos acima, lembrando que $n = 1, 2, 3, \dots$ é o número de KK. Esta condição é a conservação da paridade de KK.

Devido à conservação da paridade de KK, considerando que as partículas do Modelo Padrão apresentam modo zero ($n = 0$), a produção do primeiro nível de KK ($n = 1$) ocorre apenas aos pares. Também segue que o modo mais leve de KK é estável, sendo um candidato a matéria escura.

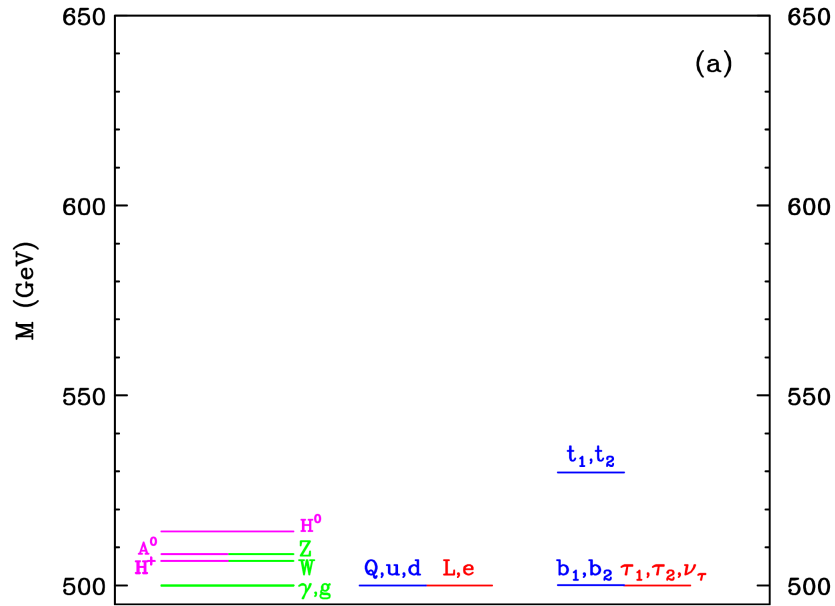
3.2 Espectro de Massa dos Modos de KK

Todos os campos se propagam no *bulk* e apresentam massas com valores aproximadamente iguais ao inverso da escala de compactificação R . Em nível de árvore, a massa de cada modo de KK é dada por

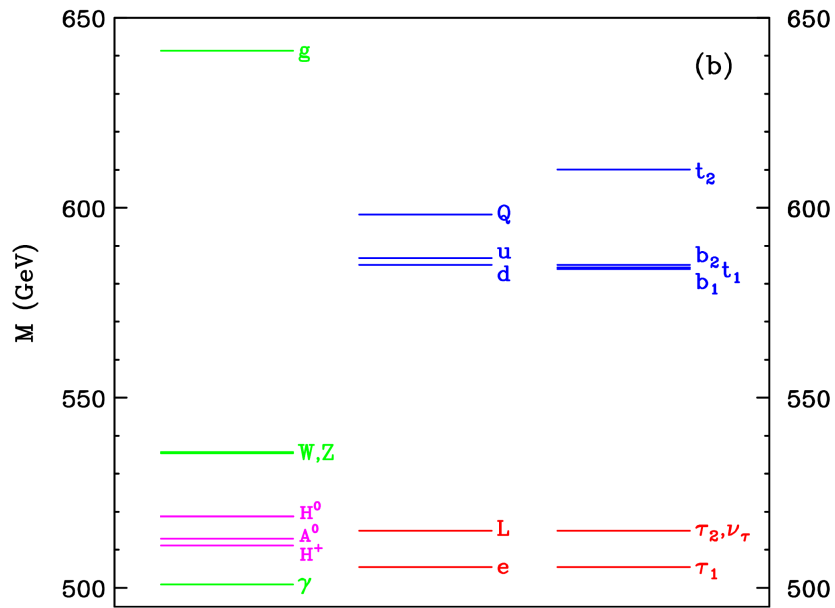
$$M_n^2 = M_0^2 + \frac{n^2}{R^2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots , \quad (3.8)$$

onde M_0 é a massa da partícula correspondente no MP.

O espectro de massa para o primeiro nível excitado de KK é mostrado na figura 3.2(a) para $R^{-1} = 500$ GeV, $\Lambda R = 20$ e $m_h = 120$ GeV. Pode-se notar que esse espectro é altamente degenerado, não permitindo a ocorrência de decaimentos.



(a) Espectro em nível de árvore.



(b) Espectro com correções de 1-loop.

Figura 3.2: Espectro de massa em nível de árvore (a) e com correções de 1-loop (b) para o primeiro nível excitado dos modos de KK do modelo de MUED, considerando $R^{-1} = 500$ GeV, $\Lambda R = 20$ e $m_h = 120$ GeV. As letras maiúsculas (minúsculas) que designam os férmions correspondem aos dubletos (singletos) de $SU(2)$ [50].

A Lagrangeana de MUED leva em conta as interações do *bulk* e das bordas do *orbifold* [48, 50]. Considerando apenas as interações no *bulk*, tanto os acoplamentos de Yukawa e de gauge como o potencial do Higgs são os mesmos do Modelo Padrão, de maneira que não há novos parâmetros em relação ao MP. Contudo, parâmetros novos surgem na parte da Lagrangeana correspondente às interações nas bordas. Todos esses parâmetros livres desaparecem assumindo que os termos de interações das bordas são desprezíveis para uma escala de energia $\Lambda > R^{-1}$. Através da inclusão de correções radiativas ao espectro de massa de KK, novos termos de borda reaparecem em baixas escalas de energia [50, 51], resultando na quebra da degenerescência do espectro de massa dos modos de KK, como mostrado na figura 3.2(b). Isso permite que ocorram decaimentos de modos de KK mais altos (do nível 1) para modos mais baixos (também do nível 1). Como o espaçamento entre os modos de KK no espectro de massa não é tão grande, os modos de KK decaem produzindo partículas do MP com baixa energia, tornando um desafio a procura por sinal de dimensões extras em detectores de partículas.

O estado mais leve entre os modos do primeiro nível de KK é denominado de LKP (*Lightest Kaluza-Klein Particle*). A LKP é a mistura dos auto-estados dos bósons neutros de gauge B_1 e W_1^3 , que são os modos $n = 1$ de KK correspondentes aos bósons de gauge das simetrias $U(1)_Y$ e $SU(2)_L$, respectivamente. O ângulo de mistura θ_1 (análogo ao ângulo de mistura de Weinberg θ_W do MP) é dado pela diagonalização da matriz de massa [50] de base (B_1, W_1^3)

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{R^2} + \frac{1}{4}g_1^2v^2 + \hat{\delta}m_{B_1}^2 & \frac{1}{4}g_1g_2v^2 \\ \frac{1}{4}g_1g_2v^2 & \frac{1}{R^2} + \frac{1}{4}g_1^2v^2 + \hat{\delta}m_{W_1}^2 \end{pmatrix}, \quad (3.9)$$

onde $v = 246$ GeV é o valor esperado do vácuo para o bóson de Higgs do MP, g_1 e g_2 são os acoplamentos de gauge de $U(1)_Y$ e $SU(2)_L$, respectivamente, e a correção radiativa de 1-loop ($\hat{\delta}$) leva em consideração as correções das interações do *bulk* (δ) e dos pontos fixos ($\bar{\delta}$) [51]:

$$\hat{\delta}m_{V_1}^2 = \delta m_{V_1}^2 + \bar{\delta}m_{V_1}^2, \quad V_1 = B_1, W_1^3. \quad (3.10)$$

Como o ângulo θ_1 é geralmente bem menor do que θ_W , os auto-estados de massa se alinham com os auto-estados da interação eletrofraca, o que leva a $\gamma_1 \approx B_1$ e $Z_1 \approx W_1^3$. Desta forma, pode-se identificar a LKP como o fóton de KK (γ_1).

3.3 Fenomenologia de MUED

A procura por partículas de Kaluza-Klein já foi realizada em análises anteriores, sendo conduzidas pelas colaborações DØ [52] do Fermilab, e ATLAS [53], do CERN. Nessas análises, a procura por partículas de KK se baseou em um modelo modificado de UED em que a gravidade permite o decaimento da LKP em um fóton do Modelo Padrão e um gráviton de KK.

Um limite indireto ao parâmetro R^{-1} do modelo de MUED foi obtido em [41] e analisado por estudos que verificaram o efeito de dimensões extras universais planas no processo $b \rightarrow s\gamma$ [54] e no momento magnético anômalo [55]. O cálculo desse limite indireto foi feito através das contribuições de correções radiativas das bordas do *orbifold* para os processos eletrofracos, resultando em $R^{-1} \simeq 300$ GeV.

Conforme mencionado anteriormente, a degenerescência do espectro de massa dos modos de KK é quebrada através da inclusão de correções radiativas. Estas correções têm dependência com o *cut-off* Λ do modelo [51], como mostrado pela figura 3.3, onde a diferença relativa das massas dos modos de KK são dadas em função de ΛR , com $R^{-1} = 500$ GeV.

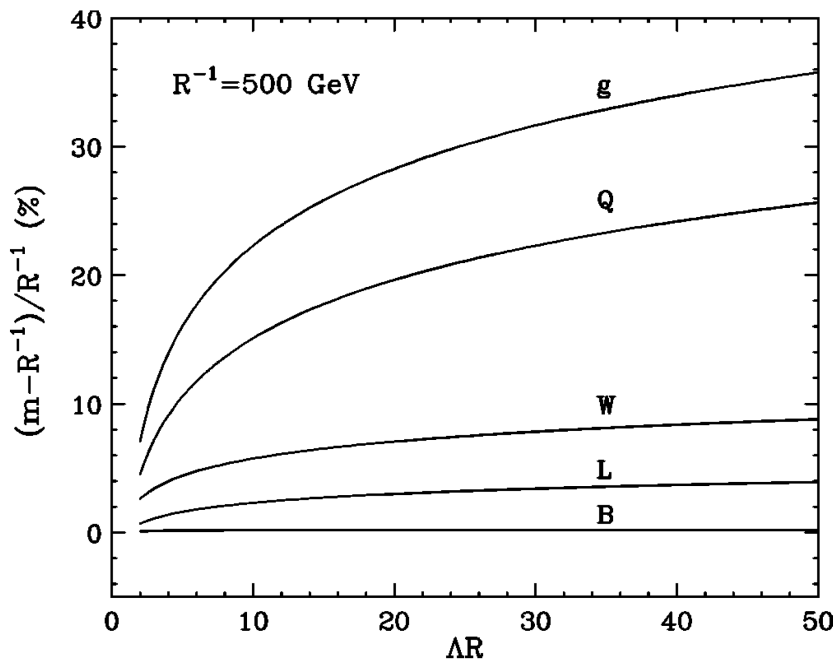


Figura 3.3: Porcentagem das correções radiativas aplicadas ao espectro de massa dos modos do primeiro nível de KK em função de ΛR , tomando $R^{-1} = 500$ GeV. Esta figura foi obtida de [48].

Analisando as figuras 3.2 (b) e 3.3, é possível notar que o espectro de massa dos modos de KK do nível 1 apresenta o seguinte ordenamento:

$$m_{g_1} > m_{Q_1} > m_{q_1} > m_{W_1} \sim m_{Z_1} > m_{L_1} > m_{l_1} > m_{\gamma_1}. \quad (3.11)$$

Uma vez conhecidos os decaimentos que são cinematicamente possíveis, de acordo com a hierarquia das massa do espectro (3.11), podemos determinar a configuração da cadeia de decaimentos que é ilustrada na figura 3.4. Os quarks e léptons, dubletos (singletos) de $SU(2)$, são identificados com letras maiúsculas (minúsculas). As linhas pontilhadas representam processos pouco prováveis, enquanto que as linhas cheias representam os processos com maior probabilidade de ocorrer.

A cadeia começa com o glúon do nível 1 de KK (g_1) podendo tanto decair em um quark-dublete do nível 1 (Q_1) e um quark-dublete do MP (Q_0)

$$g_1 \rightarrow \bar{Q}_1 Q_0,$$

como decair em um quark-singlete do nível 1 (q_1) e um quark-singlete do MP (q_0)

$$g_1 \rightarrow \bar{q}_1 q_0.$$

As razões de decaimento para cada processo do modelo de MUED podem ser estimadas com base nos cálculos [51] para as massas e acoplamentos dos modos de KK a partir dos parâmetros da teoria: R^{-1} , Λ e m_h . Analisando essas razões, é possível determinar quais são os estados finais de partículas que apresentam maior chance de levar à evidência de dimensões extras em colisores hadrônicos.

A tabela 3.1 mostra os valores das razões de decaimento, em que os glúons g_1 são as partículas mais pesadas entre os modos do primeiro nível de KK, e podem decair igualmente nos quarks-dublete (Q_1) e quarks-singlete (q_1). Os quarks q_1 decaem quase que exclusivamente com produção do fóton de KK (γ_1) pois o processo $q_1 \rightarrow Z_1 q_0$ é suprimido devido ao ângulo de mistura θ_1 . Já o dublete Q_1 têm o dobro de chance de decair através dos bósons W_1^\pm do que através do bóson Z_1 . Ambos os bósons de gauge do nível 1 de KK decaem leptonicamente nos estados de dublete com iguais proporções de $1/6$ para cada geração de léptons¹. O decaimento em singletos de léptons é suprimido por $\sin^2 \theta_1$. Os léptons, por sua vez, decaem 100% das vezes com a produção de γ_1 devido a imposição cinemática.

¹O decaimento em quarks é proibido devido a maior massa dos estados KK de quarks.

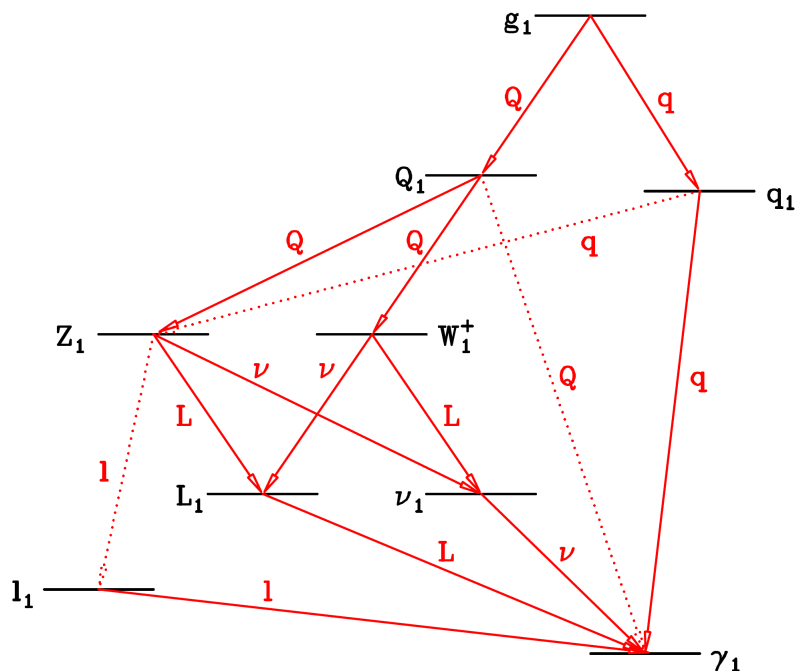


Figura 3.4: Ilustração da cadeia de decaimento para os modos do primeiro nível de KK. Os dubletos (singletos) de $SU(2)$ estão identificados com letras maiúsculas (minúsculas). As linhas cheias (pontilhadas) identificam os processos mais (menos) prováveis. Esta figura foi obtida de [48].

Por fim, a LKP é estável pois é a partícula mais leve do modelo, não podendo decair em partículas do MP devido à conservação da paridade de KK, sendo então uma possível candidata à matéria escura [56]. A LKP praticamente não interage com os componentes de detecção, de forma que é identificada como uma energia transversal faltante (E_T) por meio do balanço energético das partículas observados no detector.

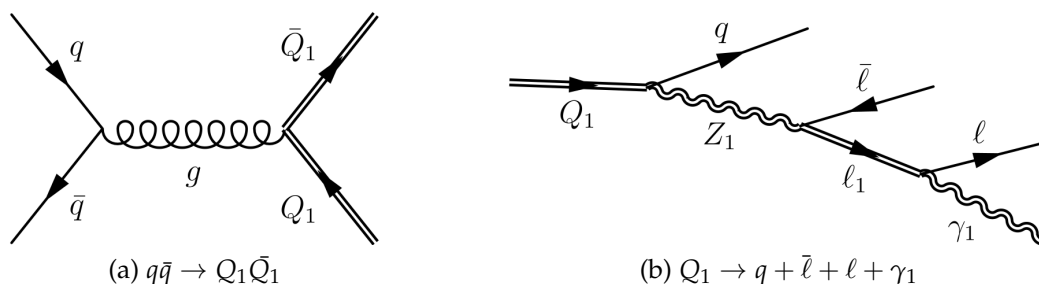


Figura 3.5: Diagramas de Feynman (a) para um possível modo de produção de um par de quarks excitados de KK ($Q_1 \bar{Q}_1$) e (b) para o decaimento de um quark de KK em jato, 2 léptons de carga oposta e 1 LKP. As linhas duplas indicam excitações de KK.

Tabela 3.1: Razões de decaimento para cada processo do nível 1 dos modos de KK.

Modos de KK	Decaimentos	Razões de Decaimento
Glúons	$g_1 \rightarrow Q_1 Q_0$	0,5
	$g_1 \rightarrow q_1 q_0$	0,5
Quarks	$q_1 \rightarrow Z_1 q_0$	0,001 – 0,01
	$q_1 \rightarrow \gamma_1 q_0$	1
	$Q_1 \rightarrow W_1^\pm Q_0'$	0,65
	$Q_1 \rightarrow Z_1 Q_0$	0,33
	$Q_1 \rightarrow \gamma_1 Q_0$	0,02
Bósons W^\pm	$W_1^\pm \rightarrow \nu_1 L_0^\pm$	1/6
	$W_1^\pm \rightarrow L_1^\pm \nu_0$	1/6
Bóson Z	$Z_1 \rightarrow \nu_1 \bar{\nu}_0$	1/6
	$Z_1 \rightarrow L_1^\pm L_0^\pm$	1/6
	$Z_1 \rightarrow l_1^\pm l_0^\pm$	~ 0
Léptons	$L_1^\pm \rightarrow \gamma_1 L_0^\pm$	1
	$\nu_1 \rightarrow \gamma_1 \nu_0$	1

No Tevatron, os estados KK podem ser produzidos primordialmente via a produção de pares de glúons de KK ou pares de quarks de KK. Como exemplo, a figura 3.5a mostra a produção do quark-dubleto Q_1 . Um dos possíveis processos de decaimento para esse quark seria $Q_1 \rightarrow Q + \bar{\ell} + \ell + \gamma_1$ (figura 3.5b), havendo a produção de *jatos* (pela hadronização do quark Q do MP), léptons ($\bar{\ell}$ e ℓ do MP) e γ_1 . Para o caso em que ℓ é um neutrino, a assinatura esperada seria de *jatos* + \cancel{E}_T , a qual é difícil de ser analisada devido à grande correlação existente entre \cancel{E}_T e *jatos*, podendo levar a uma medição incorreta da \cancel{E}_T . Além disso, um grande background resultante de processos de QCD tornam essa análise pouco viável.

Para o caso em que $\ell \equiv e, \mu, \tau$, haveria *jatos* + 4ℓ + \cancel{E}_T no estado final, que é um canal muito mais limpo devido à presença de elétrons e múons. A maior parte do background seria eliminada aplicando diversos cortes cinemáticos [57]. Todavia, como o espectro de massa dos modos de KK é quase degenerado, os léptons do Modelo Padrão seriam gerados com energia e momento relativamente baixos, dificultando a identificação de todos os quatro léptons. Um sinal mais promissor seria a exigência de dois léptons de mesma carga que apresenta um background pequeno. No $D\bar{D}$, os múons são partículas identificadas com precisão maior do que os demais léptons. Nesta análise, o canal escolhido possui dois múons de mesma carga no estado final.

Capítulo 4

O Tevatron e o Detector DØ

O colisor Tevatron do Fermilab [58] é um acelerador de partículas construído com a proposta de colidir prótons e antiprótons visando o estudo das propriedades das partículas subatômicas e as forças de interação entre elas a altas energias. O Tevatron possui dois principais períodos de operação conhecidos por *Run I* e *Run II*. Operando com uma energia de centro de massa de 1,8 TeV, o *Run I* durou de 1992 a 1996 e conduziu à descoberta do quark top [29] e a medidas mais precisas da massa do bóson W [59, 60, 61, 62, 63, 64, 65], entre tantos outros resultados [66]. Após atualizações no acelerador [67, 68], o Tevatron iniciou o *Run II* em 2002 com colisões de 1,96 TeV de energia no centro de massa, parando de operar em Setembro de 2011. Neste período, as colaborações CDF [69] e DØ [70] não somente realizaram medidas de precisão para o Modelo Padrão como também obtiveram limites para novos fenômenos [71, 72], encontram inclusive evidência para a existência do bóson de Higgs [34, 35].

4.1 O Complexo de Aceleradores

Uma visão esquemática do Tevatron do Fermilab [28], bem como do complexo de aceleradores auxiliares, está ilustrada na figura 4.1. São vários os estágios para criação e aceleração de prótons e antiprótons antes que as colisões a altas energias se iniciem.

Produção de Prótons

- **Magnetron:** Inicialmente, gas hidrogênio (H_2) entra no Magnetron, que é um dispositivo metálico ovalado, formado por um cátodo envolvido por um ânodo onde, a baixa pressão e sob campos elétricos e magnéticos constantes, ocorre produção de íons H^- a 18 keV.
- **Cockcroft-Walton:** Estes íons são acelerados a 750 keV no Cockcroft-Walton, dispositivo gerador de altas voltagens a partir de capacitores em paralelo.

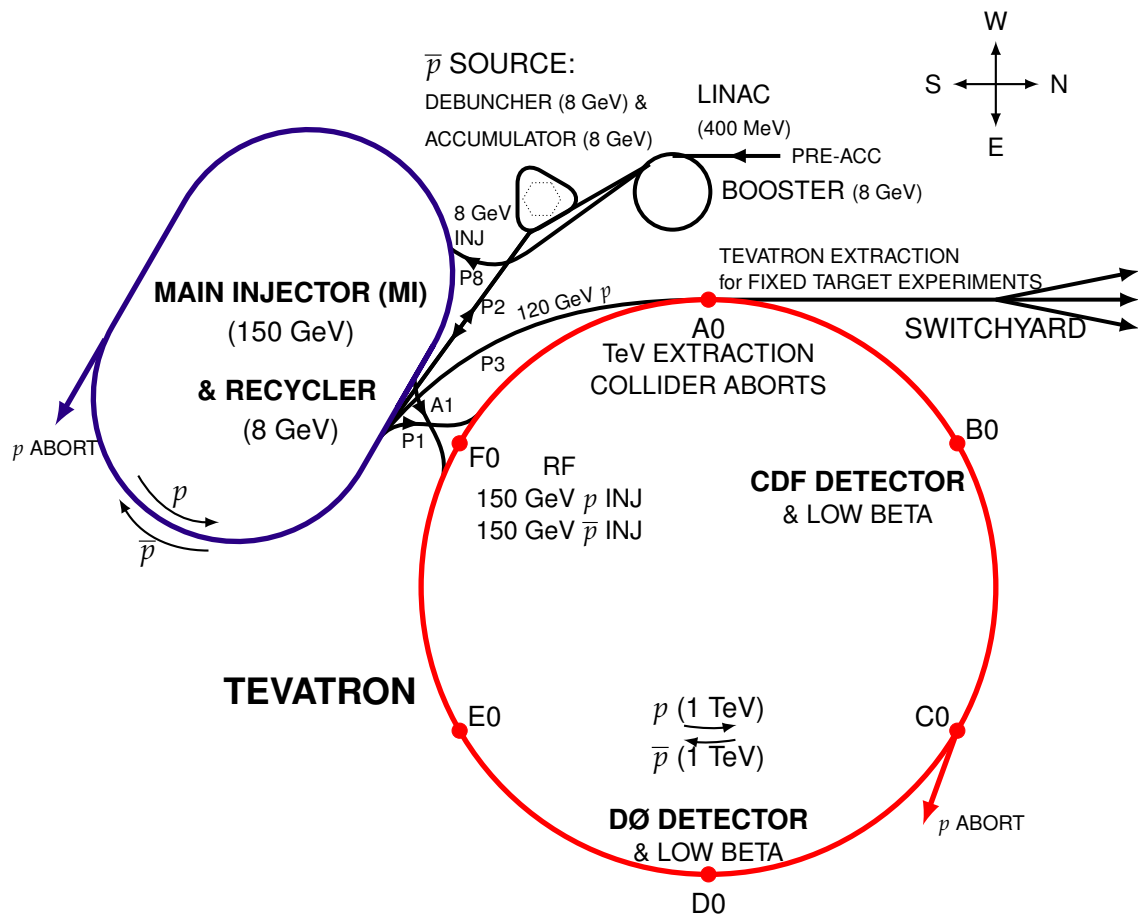


Figura 4.1: Esquema do complexo de aceleradores que, combinados com o Tevatron, criam feixes de prótons e antiprótons. Imagem obtida de [73].

- **Linac:** No Linac, um acelerador linear, cavidades de rádio frequência aceleram o feixe de íons H^- a 400 MeV, enquanto quadropolos magnéticos focam o feixe impedindo que os íons se espalhem.
- **Booster:** Grupos de íons H^- são então extraídos do Linac a uma frequência de 15 Hz e injetados no Booster — um síncrotron de dipolos e quadropolos magnéticos alternados — onde atravessam uma folha de carbono, havendo produção de prótons devido a perda de elétrons. Neste estágio, os feixes de prótons são formados por grupos contendo 5×10^{12} prótons, os quais são acelerados a 8 GeV e injetados no Main Injector.
- **Main Injector:** Este é um síncrotron de 528 m de raio que pode ser preenchido na sua capacidade máxima após receber 4 ciclos de feixes do Booster.

Os prótons são então acelerados a uma energia de 150 GeV, e um total de 36 aglomerados de prótons são injetados no Tevatron.

Produção de Antiprótons

A produção de antiprótons ocorre a partir da colisão de prótons a 120 GeV, provenientes do Main Injector, com uma folha de níquel de 7 cm. As partículas espalhadas a grandes ângulos são focalizadas através de uma lente de lítio e os antiprótons de 8 GeV são selecionados por um campo magnético, sendo transferidos ao Debuncher.

- **Debuncher:** O Debuncher é um síncrotron de 505 m de circunferência onde ocorre a redução das dispersões longitudinal e transversal do momento de antiprótons através de cavidades de rádio frequência que operam entre 2 e 4 GHz.
- **Accumulator:** Os antiprótons são transportados ao Accumulator (síncrotron de 474 m de circunferência) o qual funciona com diferentes bandas de rádio frequência, permitindo reduzir ainda mais aquelas dispersões. Neste estágio, antiprótons são acumulados em quantidade suficiente até que possam ser transferidos ao Main Injector, onde são acelerados a 150 GeV para o início de colisões no Tevatron.
- **Recycler:** Os antiprótons não utilizados nas colisões são direcionados ao Recycler, ficando armazenados até que novas colisões se iniciem.

Tevatron

Quando prótons e antiprótons são produzidos em quantidade suficiente — 36 grupos contendo 2.7×10^{11} (1×10^{11}) prótons (antiprótons) — são injetados no Tevatron com espaçamento de 132 ns entre os grupos.

O Tevatron é um síncrotron com raio de cerca de 1 km, ao longo do qual estão dispostos dipolos e quadrupolos magnéticos supercondutores, resfriados a aproximadamente 5 K devido à presença de hélio líquido, que curvam e focalizam os feixes de prótons e antiprótons acelerados a 980 GeV nos sentidos horário e anti-horário, respectivamente. Devido à trajetória helicoidal desses feixes, as colisões próton-antipróton a 1960 GeV de energia no centro de massa acontecem apenas nas regiões onde os campos magnéticos são intencionalmente mais intensos, ou seja, no centro dos detectores CDF e DØ, onde ocorrem uma média de 4,8 interações

por cruzamento, apresentando uma luminosidade instantânea inicial de $5.2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

4.2 O Detector DØ

O detector DØ [74] é formado por 3 componentes principais: o Sistema de Traços Centrais, onde ocorre a identificação de trajetórias de partículas carregadas; o Calorímetro, onde ocorre a deposição da energia da maioria das partículas; e o Sistema de Múons, responsável pela identificação de múons. Há ainda subsistemas auxiliares como o detector de pré-chuveiros e o Monitor de Luminosidade. O detector tem formato cilíndrico, cujo eixo z segue nas mesmas direção e sentido que o próton, e o eixo y está apontado para cima, conforme se observa na figura 4.2. O raio r corresponde à direção perpendicular ao eixo z , e os ângulos θ e ϕ são os ângulos polar e azimutal, respectivamente. Ao invés do ângulo polar, usualmente usa-se a variável rapidez,

$$y = \frac{1}{2} \log \left(\frac{E + p_z c}{E - p_z c} \right), \quad (4.1)$$

onde E e p_z são a energia e a componente longitudinal do momento de uma dada partícula. No limite de altas energias, y pode ser aproximada para a pseudorapidez

$$\eta = -\log \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (4.2)$$

Esse sistema de coordenadas é válido para todos os subsistemas do detector. A figura 4.2 mostra a orientação da coordenada η . Partículas produzidas nas interações $p\bar{p}$ no centro do detector podem seguir tanto em direções aproximadamente perpendiculares aos feixes (regiões centrais do detector correspondentes a baixos valores de η) quanto em direção às regiões frontais do detector (altos valores de η).

Quarks e antiquarks carregam frações dos momentos dos prótons e antiprótons que compõem os feixes que passam pelo interior do detector. Não é possível saber a fração de momento que cada quark e antiquark carrega, mas se sabe que seus momentos seguem a orientação do eixo z , com a componente do momento no plano transversal $x - y$ sendo desprezível. As partículas produzidas após as colisões possuem momentos que podem ter projeções tanto longitudinais quanto transversais. O momento transversal de uma partícula é dado pela projeção de

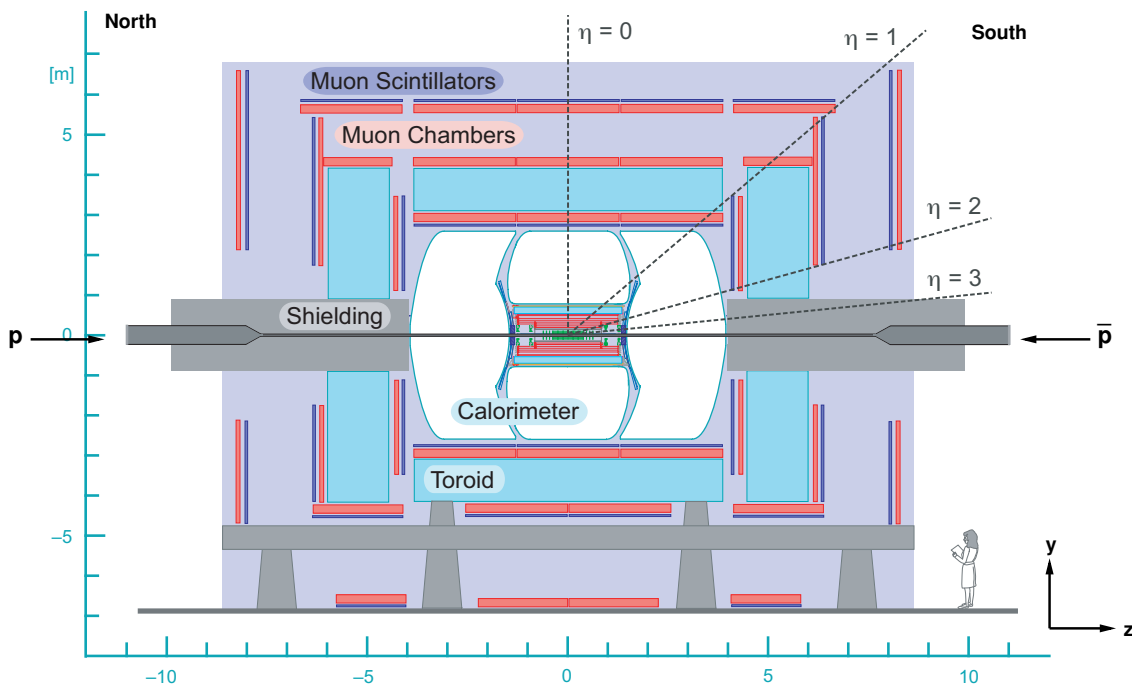


Figura 4.2: Orientação da coordenada η no detector DØ. Imagem obtida de [75].

seu momento no plano $x - y$:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (4.3)$$

4.2.1 Sistema de Traços Centrais

O sistema de traços centrais é formado por micro tiras de silício (*Silicon Microstrip Tracker, SMT*) na parte mais interna, e por fibras cintiladoras (*Central Fiber Tracker, CFT*) compondo as camadas mais externas. O SMT e o CFT envolvem o *beam pipe*, que é um tubo de berílio de 2,37 m de comprimento e 0,508 mm (38,1 mm) de diâmetro interno (externo) por onde passam os feixes de prótons e antiprótons, conforme mostrado na figura 4.3. As tiras de silício e as fibras cintilantes são detectores precisos de trajetórias e cobrem uma região de $|\eta| \leq 1.7$, podendo identificar traços de partículas carregadas com $p_T \geq 0.18$ GeV. O SMT e o CFT possuem uma resolução da ordem de 10 μm e 100 μm , respectivamente.

Esse sistema é envolvido por um solenoide que gera um campo magnético de 2 T. Isso permite que partículas carregadas possam realizar trajetórias helicoidais. O campo magnético segue a orientação do eixo z no sistema de traços centrais, variando apenas as componentes do plano azimutal do momento das partículas carregadas. A figura 4.4a ilustra o traço de uma partícula carregada a partir da

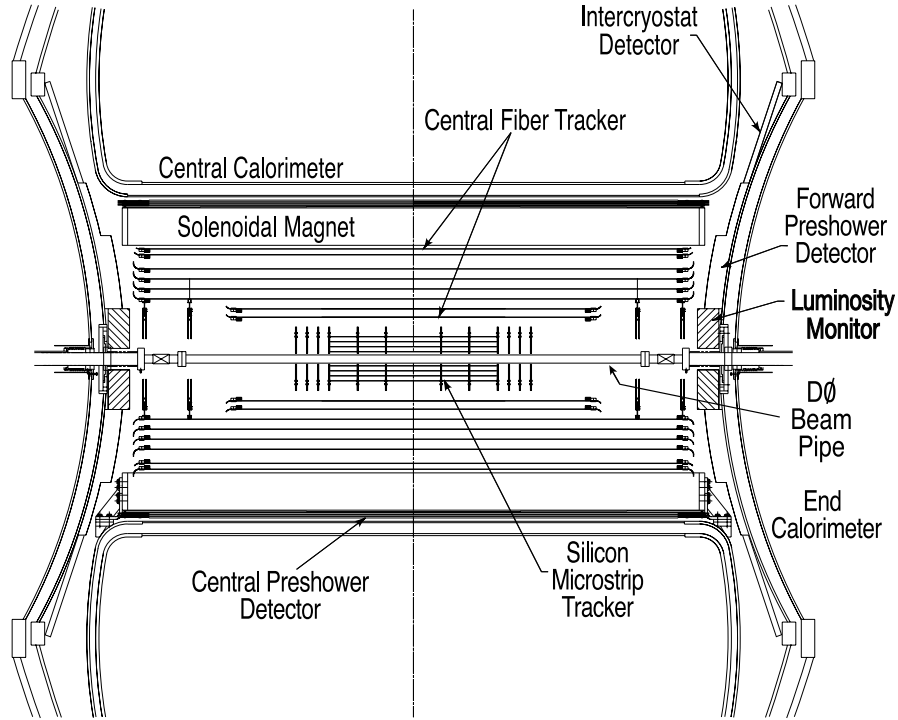


Figura 4.3: Seção longitudinal do detector central de traços composto pelo sistema de micro tiras de silício, sistema de fibras cintiladoras, *beam-pipe* e solenoide. Também estão mostradas a parte central do calorímetro, os detectores de pré-chuveiros e o monitor de luminosidade. Imagem obtida de [74].

projeção da trajetória helicoidal no plano $x - y$ seguindo uma orientação no sentido horário. Uma partícula de carga oposta seguiria no sentido anti-horário.

Com L e R sendo os raios do sistema central de traços e da curvatura da trajetória da partícula carregada, respectivamente, e p_T o momento transversal definido na expressão (4.3), a abertura angular resultante do traço da partícula é dada por

$$\Delta\phi = \frac{L}{R} = \frac{\Delta p_T}{p_T}, \quad (4.4)$$

que está relacionada à resolução do momento transversal ($\Delta p_T/p_T$), como mostra a figura 4.4b. Igualando a força centrípeta com a interação da força magnética sobre uma partícula de carga q , o momento transversal pode ser reescrito como $p_T = qBR$, levando a

$$\frac{1}{p_T} = \frac{\Delta\phi}{qBL}. \quad (4.5)$$

Assim, é possível calcular o momento transversal a partir da curvatura da trajetória, do raio do detector de traços e do campo magnético B , sendo a resolução

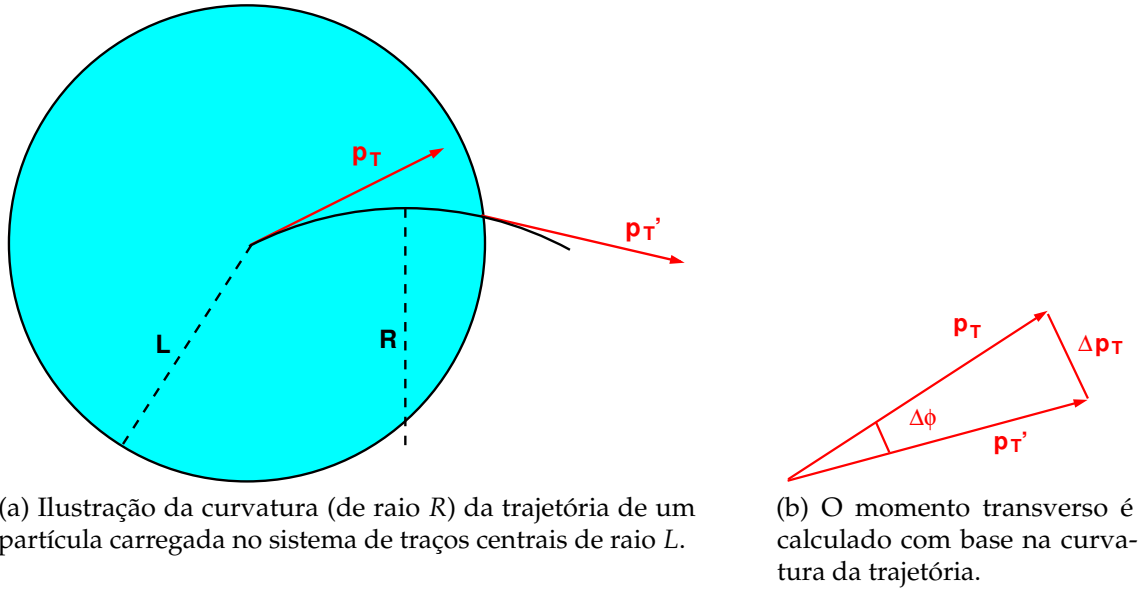


Figura 4.4: Ilustração do sistema de traços centrais (círculo azul) apresentando a projeção dada pelo traço de uma partícula carregada.

em p_T dada por

$$d\left(\frac{1}{p_T}\right) = \frac{\Delta\phi}{qBL^2}dS, \quad (4.6)$$

onde dS é a resolução espacial na camada mais externa no sistema de traços centrais.

Como resultado da operação em conjunto dos detectores SMT e CFT com o solenoide, é possível medir precisamente o momento transversal de léptons, identificar elétrons, auxiliar na calibração do calorímetro eletromagnético (EM) através da razão entre a energia e o momento (E/p) e auxiliar na identificação de hádrons.

A localização do vértice de interação próton-antipróton (vértice primário), ao longo da linha do feixe, tem uma resolução de $35 \mu\text{m}$. Isto, associado à alta resolução do sistema de traços na detecção de trajetórias, permite identificar jatos provenientes de quarks b por meio da identificação de vértices secundários. A localização do vértice primário também é importante para medir a energia transversal de jatos¹ (E_T) e a energia transversal faltante² (\cancel{E}_T).

¹A energia transversal corresponde a energia projetada como um vetor no plano transversal do detector.

²A energia transversal faltante está relacionada à energia dos neutrinos (ou de outra partícula relacionada a uma nova física), obtida a partir do balanceamento energético do detector.

SMT

A figura 4.5 mostra o SMT em detalhes. Seis barris com quatro camadas de sensores de silício são intercalados por discos, os quais também têm sensores. Cada sensor (ou tira) de silício detecta o sinal deixado pela passagem da partícula carregada naquele ponto. A trajetória da partícula surge do ajuste de uma curva (hélice) ao longo dos vários pontos deixados nos diferentes sensores. Há 12 discos localizados em regiões centrais (baixos valores de η) e são chamados de F-disks, enquanto que aqueles nas regiões frontais (altos valores de η) são os quatro H-disks. Os centros dos barris estão localizados em $|z| = \{6, 2; 19, 0; 31, 8\}$ cm. Os F-disks estão localizados em $|z| = \{12, 5; 25, 3; 38, 2; 43, 1; 48, 1; 53, 1\}$ cm e os “H-disks” em $|z| = \{100, 4; 121, 0\}$ cm e ambos são compostos de sensores com formato trapezoide. A resolução do SMT é da ordem de dezenas de microns.

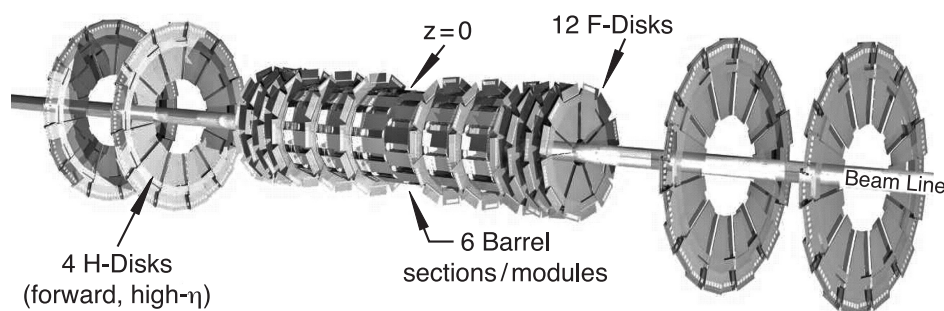


Figura 4.5: Barris e discos que formam o SMT. Imagem obtida de [74].

Com essa estrutura, o SMT cobre uma grande região de η e ainda sobra espaço suficiente para a passagem de cabos e para a refrigeração dos componentes eletrônicos. Os chips de leitura são resfriados por dutos que transportam água (com 30% de etilenoglicol) a -10 °C. Já os sensores de silício são mantidos a -40 °C. Todo o SMT está ligado a suportes fixados aos cilindros de fibras de carbono que compõem os barris mais internos do CFT.

CFT

O CFT é composto por fibras cintiladoras de 835 μm de diâmetro acopladas a oito cilindros concêntricos que servem de suporte. O cilindro mais interno está radialmente a 20 cm do *beam pipe* e serve de suporte para o SMT, juntamente com o segundo cilindro mais interno, medindo $1,66$ m de comprimento. O cilindro mais externo está a 52 cm do *beam pipe* e tem $2,52$ m de comprimento, cobrindo uma região de $|\eta| \leq 1,7$. As fibras cintiladoras, dispostas em duplas, estão orientadas

tanto ao longo do eixo z como no plano azimutal (com ângulos de $+3^\circ$ e -3°) de maneira que os oitos cilindros são capazes de identificar precisamente o ponto da passagem de uma partícula carregada, podendo oferecer uma resolução menor que $100\ \mu\text{m}$.

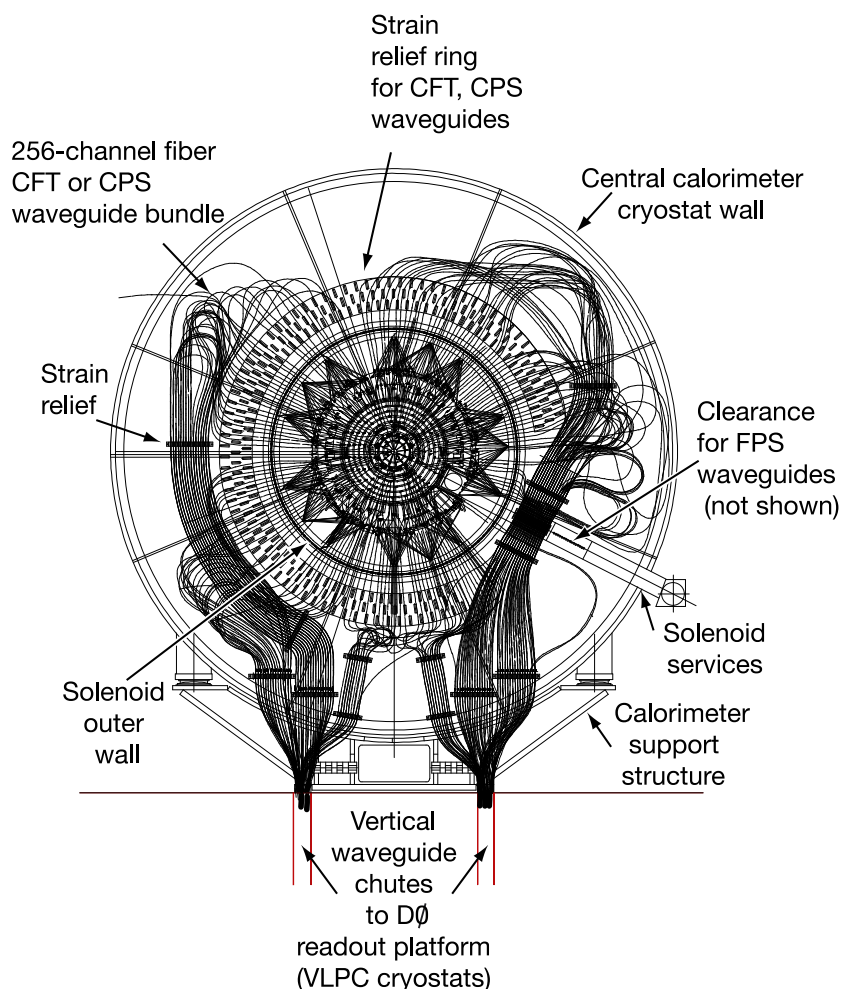


Figura 4.6: Seção transversal dos detectores centrais de traços mostrando a distribuição das fibras de guias de onda claros dentro do CFT [74].

As fibras cobrem um total de $200\ \text{km}$ dentro do CFT, contém corantes fluorescentes, e estão ópticamente conectadas a fibras de guias de onda claros (*fiber clear waveguides*, que cobrem $800\ \text{km}$), proporcionando a posterior contagem de fótons de luz visível a partir de luz cintilante. Um total de 256 fibras de guias de onda claros, organizados em dois grupos de 128 fibras dentro de plásticos protetores flexíveis, saem do CFT em pequenas aberturas localizadas entre os criostatos dos calorímetros central e frontal, conforme a figura 4.6. São nessas aberturas que estão localizados os detectores central (CPS) e frontais (FPS) de pré-chuveiros (*preshower*

detectors). Através de dispositivos retangulares na base do detector, as fibras são conectadas aos VLPCs (*visible light photon counters*) os quais são detectores de silício para “avalanches” de fótons, operando eficientemente a 9 K, capazes de detectar um único fóton. Assim, quando uma partícula carregada passa por uma fibra cintiladora do CFT, a luz gerada é convertida em sinais elétricos pelos VLPCs.

Solenóide

O solenóide magnético envolve o SMT e o CFT e está localizado dentro do calorímetro central, devendo funcionar de maneira segura e estável em qualquer polaridade. É formado por duas camadas de supercondutores, operando com densidade de corrente linear em torno de 4749 A e tem por finalidade oferecer campo magnético central constante de 2 T, sendo uniforme no maior volume possível e permitir uma identificação eficiente do traço das partículas (no sistema central) devido à curvatura de suas trajetórias. Para isso, os supercondutores são resfriados através de hélio e nitrogênio líquidos e são suspensos por suportes que não apenas mantém o alinhamento, como também protegem o solenóide contra os efeitos térmicos, gravitacionais e sísmicos.

A figura 4.7 mostra o plano $y - z$ do campo magnético considerando ambas as bobinas magnéticas (solenóide e toróide³). O campo apresenta simetria apenas nos eixos x e z pois a base do detector possui uma plataforma de ferro que funciona de suporte, de maneira que não há simetria no eixo y do toróide.

O centro do solenóide tem um alinhamento de 0,5 a 1 cm em relação ao centro do toróide, sendo que a estimativa de precisão do mapeamento do campo magnético é de 0,3% no centro do detector. Já a comparação entre os valores dos campos magnéticos real e simulado, ou seja, entre o campo medido e aquele calculado pelo modelamento da figura 4.7, mostrou que o campo simulado do solenóide (para sua corrente máxima) necessita ser corrigido em 0,09%. A correção a ser aplicada ao campo modelado do toróide magnético (cuja corrente máxima é de 1500 A) é de 4,3%.

4.2.2 Detectores de Pré-Chuveiros

Uma partícula pode sofrer uma considerável perda de energia ao atravessar tanto o solenóide quanto os cabos e suportes, induzindo a um erro na energia eletromagnética medida pelos calorímetros central e frontais. Com a finalidade

³O toróide faz parte do espectrômetro de múons e está descrito mais adiante.

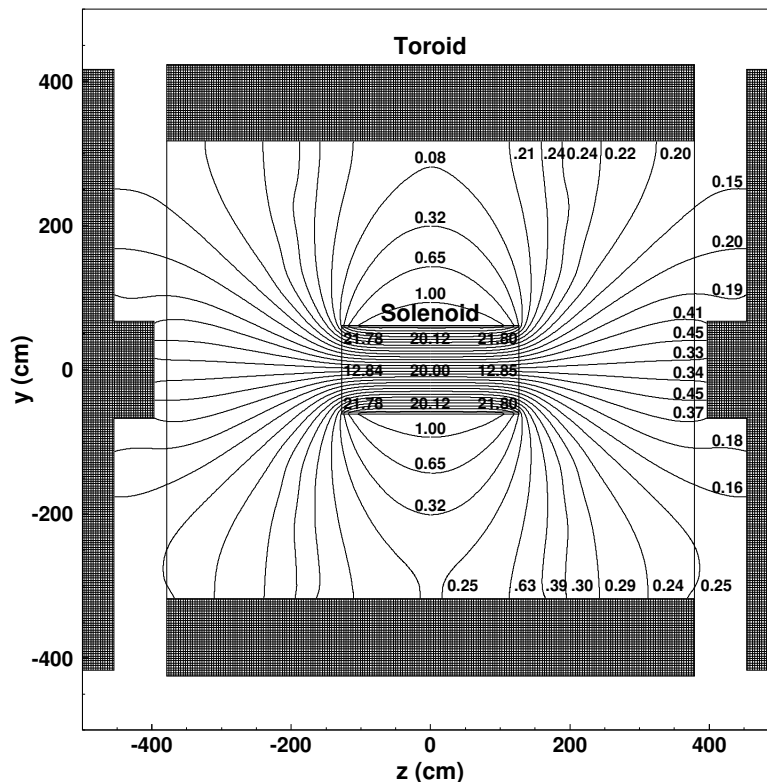


Figura 4.7: Visão do plano $y - z$ do campo magnético (em unidades de kG) do DØ devido tanto ao solenoide quanto ao toroide. Imagem obtida de [74].

de corrigir essa perda, detectores central (CPS) e frontais (FPS) de pré-chuveiros foram montados nos espaços vazios entre o solenoide e os calorímetros, conforme mostrado na figura 4.3. O CPS cobre a região de $|\eta| < 1,3$, estando localizado entre o solenoide e o calorímetro central. O FPS, abrangendo o espaço de $1,5 < |\eta| < 2,5$, encontra-se na região interna aos calorímetros frontais.

Ambos os detectores de pré-chuveiros são formados por pequenas tiras cintiladoras de formato triangular (figura 4.8) interconectadas para evitar espaços vazios. A luz gerada na incidência de uma partícula é transmitida a fibras de mudança de comprimento de onda (*wavelength shifting fibers*, WLS) que passam pelos orifícios das tiras. Guias de onda claras são responsáveis por transmitir essa luz aos VLPCs. Este arranjo de cintiladores permite aos detectores de pré-chuveiros ajudar na identificação de elétrons e fótons, rejeitar backgrounds em tempo real (*online*) e reconstruir os eventos em um momento posterior (*offline*), dado que funciona tanto como um calorímetro quanto como um detector de traços. Isto é, os detectores de pré-chuveiros fazem a conexão entre o sistema central de traços e os calorímetros.

Pela figura 4.9, o FPS possui duas camadas, com duas folhas de tiras cinti-

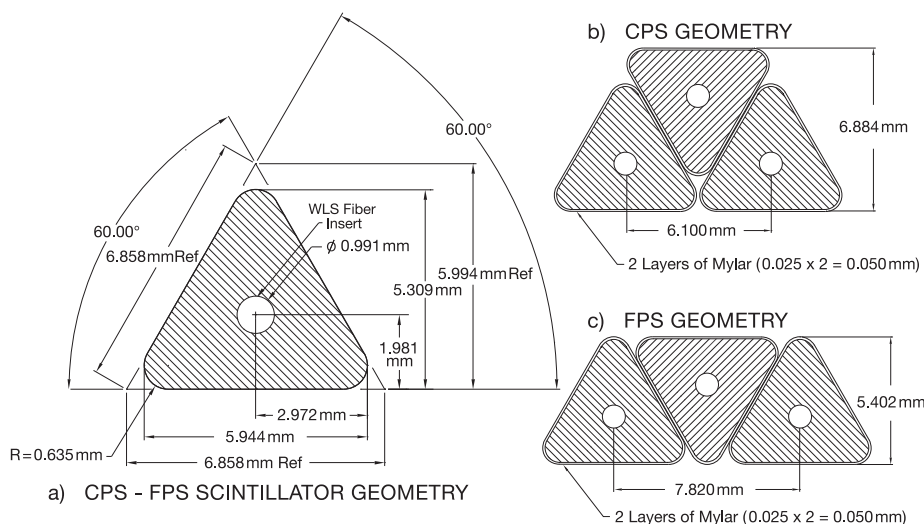


Figura 4.8: Tiras triangulares cintiladoras que compõem o CPS e o FPS: (a) dimensões; (b) geometria para o CPS; (c) geometria para o FPS. Imagens obtidas de [74].

ladoras cada uma, separadas por um absorvedor de aço inoxidável. A camada mais interna, mais próxima ao solenoide, é conhecida como camada de mínima ionização de partículas (MIP), enquanto que a mais externa é a camada de chuveiros. Isso porque partículas carregadas (elétrons, por exemplo) deixam sinais de mínima ionização na camada MIP — onde se obtém a localização em coordenadas η , ϕ e z — e, após a interação com o absorvedor, geram chuveiros de partículas cuja energia é medida pela camada de chuveiros. Os fótons não deixam sinal na camada MIP, mas geram chuveiros na segunda camada.

4.2.3 Calorímetro

O calorímetro foi desenvolvido para medir a energia de elétrons e fótons (no calorímetro eletromagnético, EM) e também de jatos (no calorímetro hadrônico, HCal) na ausência de um campo magnético central, além de ajudar na identificação de elétrons, fótons, jatos, múons e no cálculo do balanço de energia transversal para cada evento. A resolução na medida da energia das partículas melhora a medida que a energia aumenta. Considerando uma energia transversal $E_T = 20$ GeV para elétrons e jatos, por exemplo, a resolução na energia é de aproximadamente 4% e 10%, respectivamente. A figura 4.10 apresenta uma visão esquemática da subdivisão do calorímetro.

Pela figura 4.2 é possível notar que o calorímetro é dividido em três grandes porções — três criostatos mantidos hermeticamente fechados a uma temperatura

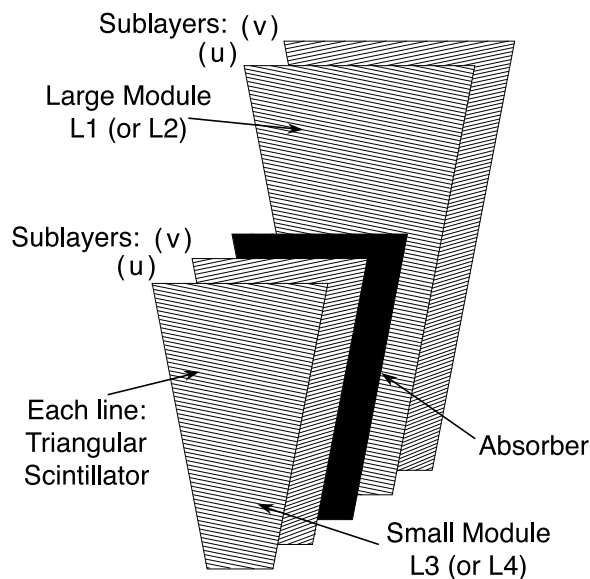


Figura 4.9: Camadas MIP e camadas de chuveiros do FPS, separados por absorvedor de aço inoxidável, em que u e v correspondem aos ângulos azimutais $\phi = 23,774^\circ$ e $\phi = 24,016^\circ$, respectivamente. Imagem obtida de [74].

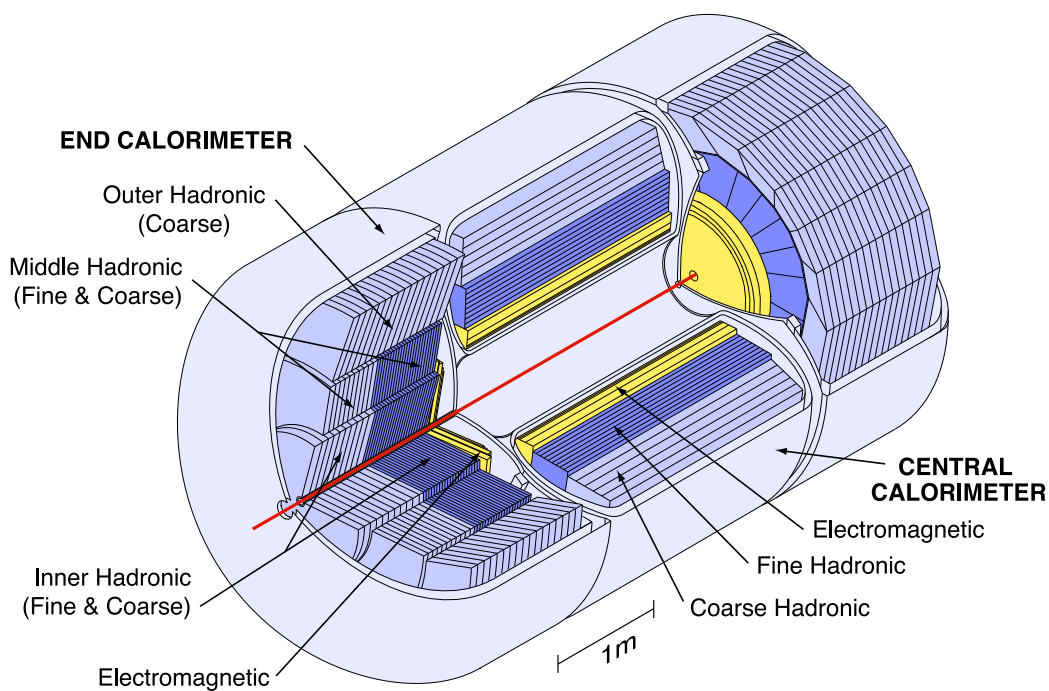


Figura 4.10: Visão esquemática do calorímetro. A linha vermelha corresponde aos feixes de prótons e antiprótons. Em amarelo está representado o calorímetro eletromagnético, enquanto o calorímetro hadrônico aparece subdividido nos calorímetros hadrônicos “fino” (azul escuro) e “grosso” (azul claro). Imagem obtida de [74].

de aproximadamente 90 K — sendo que o criostato central (CC) cobre uma região de $|\eta| \leq 1$ e os frontais (*End Calorimeter*, EC) cobrem até $|\eta| \approx 4$. A figura 4.11 ilustra a disposição das torres calorimétricas, projetadas na direção da coordenada η , que são a somatória das energias obtidas a partir do sinal deixado pelo chuveiro de partículas nas células de leitura. Os chuveiros do EM têm, em média, 1-2 cm e os chuveiros do HCal têm 10 cm.

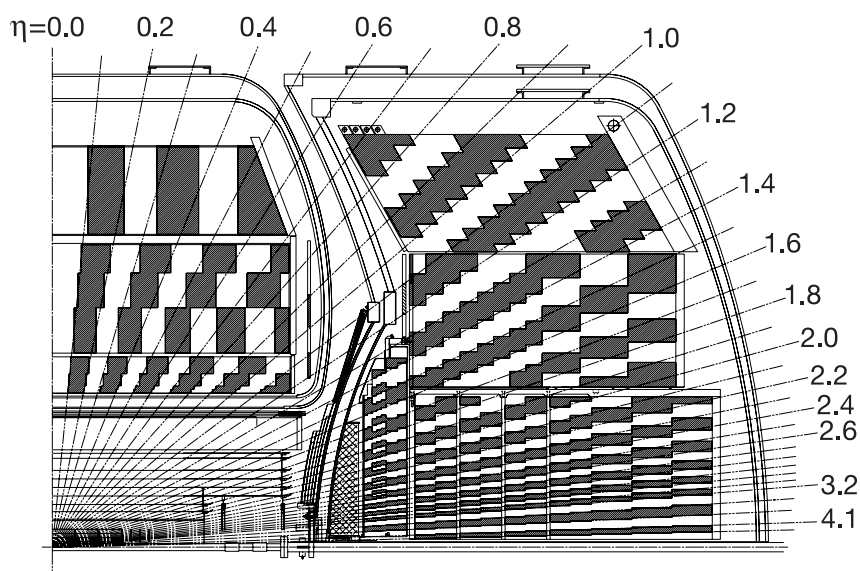


Figura 4.11: Corte longitudinal de uma parte do detector mostrando as segmentações do calorímetro do DØ. As linhas que partem do centro do detector delimitam intervalos na coordenada η para as torres calorimétricas. Estas estão representadas por áreas rachuradas que correspondem a projeções das células de leitura naquela coordenada. Imagem obtida de [74].

Cada célula calorimétrica de leitura é um agrupamento alternado de placas metálicas absorvedoras (que estão “aterradas”) e superfícies resistivas (carregadas positivamente) que apresentam uma d.d.p. de 2 kV. Essas células possuem um meio ativo interno preenchido por argônio líquido puro a $90,7 \pm 0,1$ K, cuja função é manter a baixa temperatura dos criostatos e evitar medições incorretas causadas pela presença de elementos eletronegativos (O_2 , por exemplo) que capturariam os elétrons. Há quatro tipos diferentes de absorvedores metálicos compondo o calorímetro: placa de urânio puro empobrecido com 3 a 4 mm de espessura no EM; liga de urânio-nióbio de 6 mm no HCal “fino” central; e placas de 46,5 mm de cobre (de aço inoxidável) no HCal “fino” (“grosso”) frontal.

Finalmente, completando a estrutura do calorímetro, detectores intercriostato

(*intercryostat detectors*, ICD) localizados na porção final dos detectores de pré-chuveiros ($0,8 < |\eta| < 1,4$, vide figura 4.3) são responsáveis por recuperar a informação da energia perdida devido ao espaço vazio existente entre os criostatos.

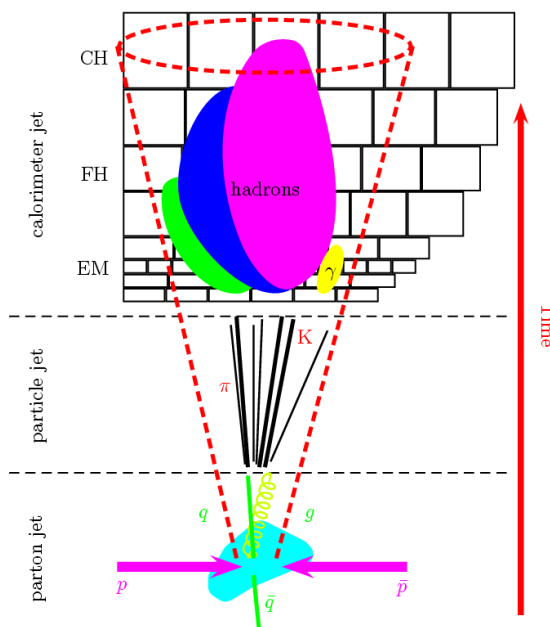


Figura 4.12: Ilustração da evolução temporal da produção dos jatos no detector. Imagem obtida de [76].

A figura 4.12 ilustra a evolução dos jatos através do detector, iniciando pelos pártons provenientes das colisões $p\bar{p}$, e seguindo pela produção dos hádrons e jatos calorimétricos (detectados pelo calorímetro e pelo ICD).

4.2.4 Sistema de Múons

Múons são partículas de vida média longa ($2,2 \mu\text{s}$) que interagem muito fracamente com a matéria. Logo, atravessam facilmente o sistema central de traços e o calorímetro. Por isso, o sistema de detecção de múons está posicionado na parte mais externa do detector, sendo constituído pelos sistemas central e frontal de múons, e os toroides magnéticos, constituindo um espectrômetro capaz de fazer a identificação de múons e suas trajetórias.

O sistema central de múons cobre uma região de $|\eta| \leq 1,0$ e é formado por câmaras proporcionais (*Proportional Drift Tubes*, PDTs) e cintiladores. O sistema frontal é formado de mini câmaras (*Mini Drift Tubes*, MDTs) e cobre uma região de $1 < |\eta| \leq 2,0$.

A posição do toroide magnético no detector pode ser vista pela figura 4.2, em que o toroide magnético central ocupa o espaço de $|\eta| \leq 1$, enquanto que o frontal está situado em $454 \leq |z| \leq 610$ cm. Suas bobinas funcionam com uma corrente de 1500 A gerando um campo magnético de 1,8 T, podendo reverter a polaridade para a tomada de dados.

O toroide magnético possibilita autonomia ao espectrômetro de múons para medir momentos. Dessa maneira, permite:

- aplicar um corte inferior no momento transversal dos múons para *triggers* de Level 1;
- fazer a correspondência dos traços entre o sistema central de traços e o sistema de múons;
- rejeitar decaimentos de π e K ;
- e melhorar a resolução do momento (σ_{p_T}/p_T) para múons com alto p_T .

Sistema Central de Múons

Câmaras proporcionais, cintiladores para raios cósmicos, contadores cintilantes centrais e toroide magnético central compõem o detector central de múons.

PDT

A figura 4.13 mostra as três camadas de câmaras proporcionais (A, B e C) as quais estão localizadas na parte interna (camada A) e externa (camadas B e C) do toroide central numa região de $|\eta| \leq 1$. A camada A é subdividida em quatro subcamadas de células, cada qual com 10,1 cm de comprimento. As camadas B e C possuem três dessas subcamadas.

Basicamente, um PDT consiste de células cujo interior é percorrido por um fio (ânodo) entre duas placas catódicas paralelas havendo um gás que flui constantemente entre elas. Uma partícula carregada, atravessando a célula, ioniza o gás e libera elétrons que, por sua vez, geram uma avalanche que é capturada pelo ânodo, e íons positivos que são atraídos pelas placas. Isso leva à identificação da posição da partícula através das informações deixadas em cada PDT, tais como: o tempo de transporte do sinal eletrônico; a diferença ΔT no tempo de chegada dos pulso dos sinais na posição final de duas células vizinhas; e a carga depositada em cada placa.

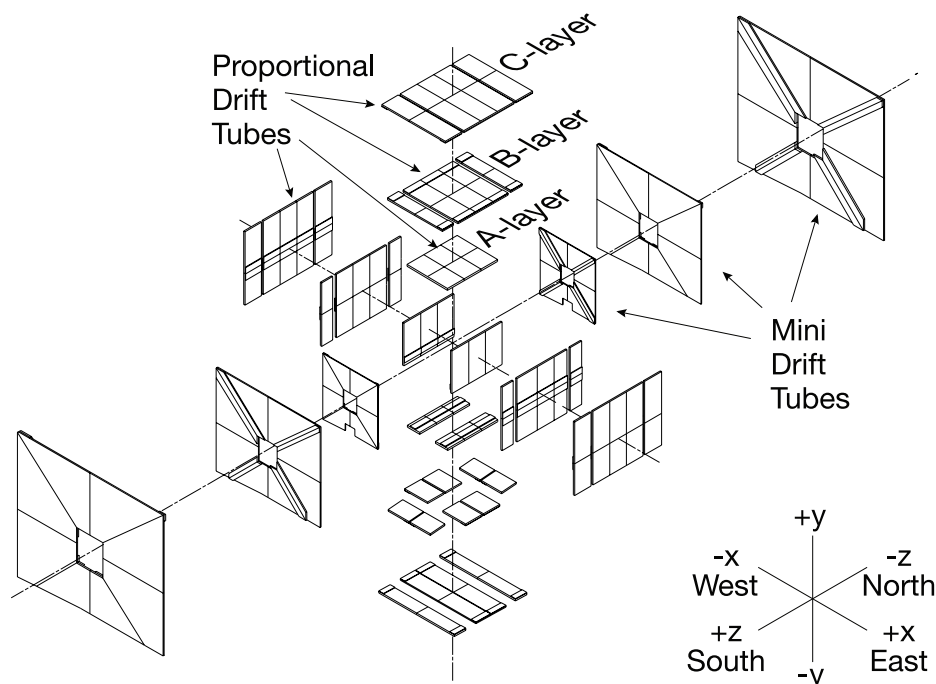


Figura 4.13: Camadas A, B e C do espectrômetro de múons, composto de *Proportional Drift Tubes* na região central e de *Mini Drift Tubes* na região frontal do detector. A posição das câmaras é mostrada numa visão estendida para uma melhor visualização. Imagem obtida de [74].

Para uma intensa incidência de background nos PDTs, o grande acúmulo de cargas depositadas nos cátodos diminui a eficiência de leitura e o tempo de vida das câmaras proporcionais. Tais efeitos foram significativamente reduzidos com o uso de uma mistura de gases — argônio (84%), metano (8%) e CF_4 (8%) — fluindo a uma taxa de 200 litros por minuto. Nesta situação, o tempo médio de transporte do sinal é de 500 ns. Uma significativa redução da incidência de backgrounds foi possível com a utilização de uma estrutura metálica de proteção entre as porções mais externas dos criostatos calorimétricos e dos toroides frontais na região em torno do *beam pipe* (figura 4.2).

Cintiladores para Raios Cósmicos

Cintiladores acoplados a fibras WLS constituem o sistema de contadores cintilantes que envolve as camadas mais externas do sistema de PDTs (figura 4.14). A informação proveniente dos sinais luminosos é coletada por tubos multiplicadores de luz (*photomultipliers*, PMTs) responsáveis pela ampliação dos sinais.

A função dos contadores cintilantes é de dar uma resposta rápida para a verificação da correspondência entre a trajetória dos múons no sistema de PDT's

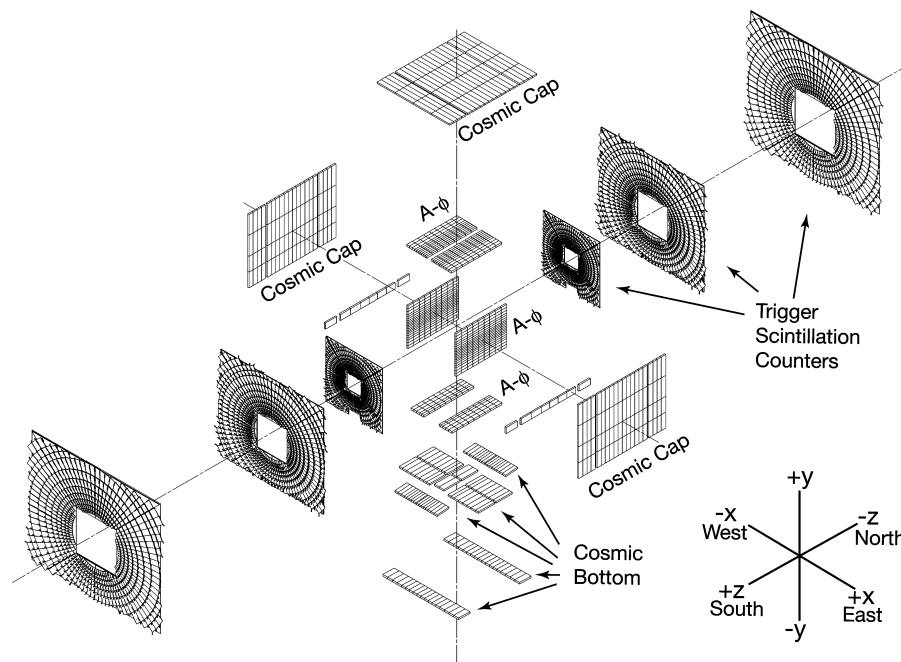


Figura 4.14: Contadores cintilantes centrais (camadas *Cosmic Cap*, *Cosmic Bottom* e *A – φ* para a rejeição de backgrounds) e frontais (*Trigger Scintillation Counters* para o *trigger*) do espectrômetro de múons. A posição das câmaras é mostrada numa visão estendida para uma melhor visualização. Imagem obtida de [74].

e a suposta origem dos mesmos múons na região de cruzamento dos feixes de prótons e antiprótons. Assim, os contadores permitem discriminar os múons gerados a partir da interação $p\bar{p}$ daqueles originados nos raios cósmicos.

Cintiladores $A - \phi$

A figura 4.14 mostra a posição dos contadores cintilantes $A - \phi$. Eles envolvem a camada A de PDT's, entre os calorímetros e toroides centrais, e são segmentados em aproximadamente $4,5^\circ$ na coordenada ϕ , obedecendo a mesma segmentação do *trigger* Level 1 do CFT. Os contadores $A - \phi$ são detectores suficientemente rápidos para o *trigger*, permitindo a identificação de múons, bem como a rejeição de background originado em espalhamento de partículas nos detectores frontais.

A associação com os segmentos do CFT permite que os cintiladores $A - \phi$ tenham *triggers* para altos (baixos) valores de p_T de múons envolvendo eventos com um múon (dois múons). Os contadores cintilantes também levam em consideração eventos cujos múons têm baixos valores de p_T e que não penetram nem no toroide e nem nos cintiladores para raios cósmicos.

Sistema Frontal de Múons

O detector frontal de múons se estende no intervalo $1,0 \leq |\eta| \leq 2,0$ e é constituído de quatro partes principais: três camadas de MDT's para a reconstrução dos traços dos múons, três camadas de contadores cintilantes para o trigger, toroides magnéticos frontais e escudos em torno do *beam pipe*.

MDT

Os MDTs estão arranjados em três camadas, como mostra a figura 4.13: a camada A (interna ao toroide frontal) possui quatro planos de tubos de MDT, e as camadas B e C, externas ao toroide frontal, possuem três planos de tubos cada. Esses tubos seguem as linhas do campo magnético e são formados por oito células (figura 4.15) revestidas externamente por uma camada de alumínio (0,6 mm) e internamente por uma folha de aço inoxidável (0,15 mm), contendo fios (ânodos) em seu interior. Este interior é ainda preenchido por uma mistura gasosa de CF_4 (90%) e CH_4 (10%).

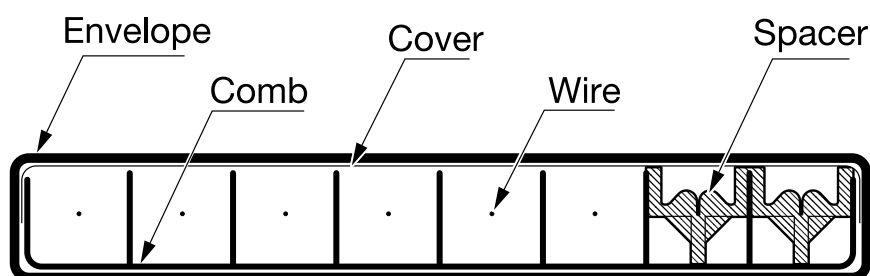


Figura 4.15: Seção transversal das oito células que constituem o MDT. Imagem obtida de [74].

Os cátodos recebem alta tensão negativa. Os ânodos são “aterrados” e conectados a amplificadores que detectam sinais com limites de $2,0 \mu\text{A}$. Os sinais são enviados a dispositivos eletrônicos para a digitalização, onde o tempo de chegada do sinal é medido em relação à região de cruzamentos dos feixes de prótons e anti-prótons com uma precisão de 18 ns. A informação daquele sinal é então enviada ao *trigger* e aos sistemas de aquisição de dados.

Esta composição do sistema de MDT's tem diversas características:

- possui grande segmentação;
- praticamente não sofre desgastes causados pela radiação;

- possui uma resolução considerável na determinação da posição da partícula (menor que 1 mm);
- mantém alta eficiência durante um longo período posto que apresenta baixo depósito de cargas nas paredes metálicas;
- fornece um curto tempo de transporte do sinal, sendo que o tempo máximo devido a trajetórias de partículas perpendiculares ao plano do MDT é de 40 ns — e de 60 ns para inclinações de 45°.

A resolução na medida do momento do múon, considerando apenas o detector frontal de múons, está em torno de 20% para valores do momento transversal abaixo de 40 GeV/c. No entanto, a resolução total do momento é calculada usando o sistema central de traços para momentos de até 100 GeV/c. Apesar da resolução calculada apenas considerando o espectrômetro frontal ser limitada por espalhamentos no toroide e pela resolução na determinação das coordenadas da partícula, o detector frontal de múons melhora a resolução total para múons com valores mais altos de momento, e é ainda mais significativo para múons cuja trajetória passa pela região onde não há camadas do CFT ($1,6 \leq |\eta| \leq 2,0$).

Contadores Cintilantes para o Trigger

As três camadas de contadores cintilantes para o *trigger* de múons estão montadas interiormente (camada A) e exteriormente (camadas B e C) ao toroide frontal (figuras 4.2 e 4.14) e cada qual está dividida em octantes contendo 96 dispositivos cintilantes. A fim de fazer a correta correspondência com o *trigger* do CFT, as camadas de contadores cintilantes estão segmentadas em 4,5° no plano azimutal. Cada contador é um plano cintilante em formato de trapézio, que transmite a luz para PMTs através de fibras WLS. Esses contadores cintilantes apresentam alta eficiência na detecção de múons, uniformizam a amplitude do sinal para a rejeição de background e têm função de *trigger* por medir o tempo do sinal das partículas com boa resolução.

Escudos

Com o intuito de assegurar uma vida média longa e um funcionamento confiável ao sistema de detecção de múons, é importante não apenas utilizar detectores resistentes à radiação, mas também reduzir o background, o qual se origina de três fontes:

- fragmentos do espalhamento das colisões $p\bar{p}$ que interagem ou na região final do calorímetro ou no *beam pipe*, atingindo a camada A (central e frontal);
- fragmentos das colisões $p\bar{p}$ que interagem com os quadrupolos magnéticos mais próximos do detector e atingem as camadas frontais B e C;
- partículas oriundas de colisões dos feixes de prótons e antiprótons com o túnel do Tevatron.

Assim, a fim de reduzir esse background, um escudo foi montado numa estrutura de aço ao redor do *beam pipe* entre a região final de cada criostato calorimétrico e o correspondente toroide frontal, podendo ser visto na figura 4.2. Esse escudo é composto de diferentes materiais: ferro, que absorve partículas eletromagnéticas e hadrônicas; polietileno, que absorve nêutrons; e chumbo, para a absorção de raios gama. A proteção obtida possibilita reduzir de 50 a 100 vezes a energia depositada nos elementos do detector, evita grandes depósitos de cargas devido ao background e aumenta a vida média de câmaras e cintiladores, além de fornecer um meio praticamente livre de background para a reconstrução e o *trigger* de eventos com múons.

4.2.5 Monitor de Luminosidade

O monitor de luminosidade (*luminosity monitor*, LM) está montado longitudinalmente entre o sistema central de traços e o calorímetro, e radialmente entre o detector frontal de pré-chuveiros e o *beam pipe*, como observado na figura 4.3. Sua função é determinar a luminosidade do Tevatron na região de interação $p\bar{p}$ do detector DØ, o que é feito através da detecção de colisões inelásticas dessas interações. Além disso, também pode medir rapidamente a coordenada z do vértice de interação e medir a taxa de background da auréola do feixe — denominada de “beam halo”, é composta de partículas que têm origem no choque dos feixes com as paredes do túnel do Tevatron ou dos quadrupolos magnéticos, acompanhando longitudinalmente os feixes. A posição do LM no detector torna inevitável a deterioração causada pela radiação produzida nas colisões $p\bar{p}$.

Estando localizado na região de $2,7 \leq |\eta| \leq 4,4$ e em $|z| = \pm 140\text{cm}$ (figura 4.16), o LM é composto por 24 contadores cintilantes plásticos, segundo ilustração da figura 4.17. A resolução do tempo de vôo dos cintiladores é de aproximadamente 0,3 ns.

Os círculos mostrados na figura 4.17 correspondem à localização dos PMTs, montados ao longo do eixo z juntamente aos contadores. A luz cintilante é transmitida dos monitores para os PMTs. Os sinais seguem por dois caminhos diferentes:

- o primeiro é usado para calcular a luminosidade e identificar as interações $p\bar{p}$ por meio da digitalização dos sinais, o que é feito através de dispositivos chamados TDC (*time-to-digital converters*);
- o segundo é usado para calibrar as medidas do tempo de voo e calcular a coordenada z do vértice de interação.

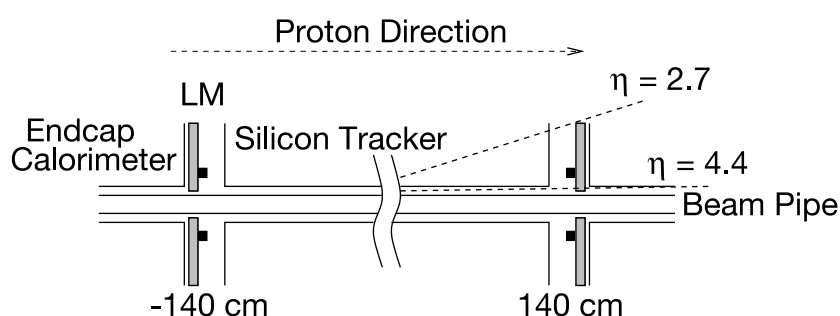


Figura 4.16: Posição do monitor de luminosidade. Imagem obtida de [74].

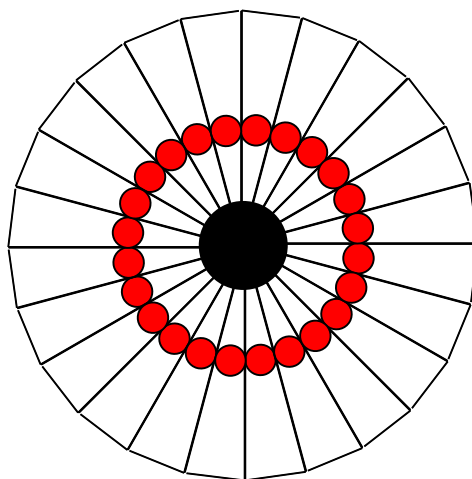


Figura 4.17: Segmentação radial do monitor de luminosidade. Imagem obtida de [74].

Para obter medidas precisas da luminosidade, é preciso fazer a distinção entre as interações $p\bar{p}$ e o *beam halo*. Estes processos são separados assumindo que as partículas que atingem o LM, a pequenos ângulos em relação ao feixe, se originam

nas interações $p\bar{p}$ e, então, medindo precisamente o tempo de voo dessas partículas (t_+ e t_- para os LM's nas posições $z = \pm 140$ cm) é possível obter o vértice de interação na coordenada z :

$$z_v = \frac{c}{2}(t_- - t_+). \quad (4.7)$$

A incerteza na posição das colisões do Tevatron é de aproximadamente 30 cm. Logo, as interações $p\bar{p}$ são escolhidas requerendo $|z| < 100$ cm posto que as partículas do *beam halo* apresentam $z_v = \mp 140$ cm.

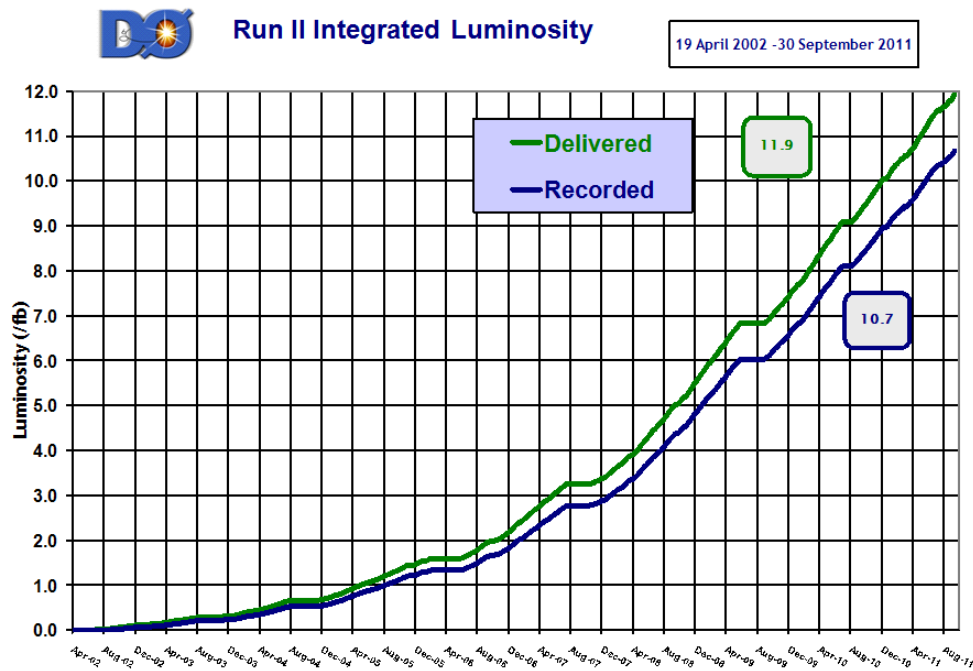


Figura 4.18: Luminosidade integrada recebida e gravada pelo detector DØ no período Run II (2002 a 2011). Imagem obtida de [77].

A unidade de tempo fundamental para a medida da luminosidade é indexada com um número e chamada de LBN (*Luminosity Block Number*) a qual cresce monotonicamente, como pode ser visto na figura 4.18. A luminosidade instantânea é efetivamente constante em cada bloco de luminosidade, uma vez que cada LBN tem uma duração suficientemente curta. Isso leva a uma medida da luminosidade com incerteza desprezível. O Tevatron gerou um total de 11 fb^{-1} de dados para o detector DØ, sendo que $10,4 \text{ fb}^{-1}$ foram realmente coletados (como mostrado na figura 4.18) pois alguns eventos são perdidos: no tempo utilizado em procedimentos operacionais que levam em conta o tempo necessário para a configuração dos sub-sistemas de detecção; ou devido a ineficiências durante o processamento de elevadas taxas de produção desses eventos.

Capítulo 5

Aquisição de Dados e Simulação

Quando o Tevatron está preenchido em sua capacidade máxima de prótons e antiprótons, ambos os detectores iniciam as colisões $p\bar{p}$, que têm duração de 12 horas em média. Neste período, denominado de *store*, a luminosidade instantânea diminui lentamente a medida que a quantidade de prótons e antiprótons também diminui nos respectivos feixes, o que resulta numa menor taxa de eventos produzidos ao longo do *store*. Assim, a cada 2 horas, período denominado de *run*, é necessário modificar os *triggers* para adequar a quantidade de eventos coletados à capacidade de processamento e armazenamento dos dados do experimento.

A tabela 5.1 mostra os valores da luminosidade integrada referente a cada período de tomada de dados do detector DØ. Cada período recebe um nome que o caracteriza. Dados tomados de Abril de 2002 a Fevereiro de 2006, por exemplo, são chamados de *Run Ila*. Há períodos em que o detector para de funcionar para passar por manutenções, como troca de peças degradadas devido à radiação, ou simplesmente para melhorar o desempenho de determinados componentes. Por isso há diferentes conjuntos de dados. A tabela mostra que o detector DØ acumulou uma luminosidade total integrada de $9,7 \text{ fb}^{-1}$ de dados, o que corresponde ao total de eventos que são realmente úteis para as análises físicas após todos os processos de reconstrução.

Período	Run	Luminosidade (fb^{-1})
Abril/2002 - Fevereiro/2006	Run Ila	1.1
Junho/2006 - Agosto/2007	Run I Ib-1	1.2
Outubro/2007 - Junho/2009	Run I Ib-2	3.0
Setembro/2009 - Julho/2010	Run I Ib-3	2.0
Setembro/2010 - Setembro/2011	Run I Ib-4	2.4

Tabela 5.1: Valores da luminosidade integrada referente a cada período de tomada de dados do detector DØ.

A utilização de *triggers* é necessária para selecionar eventos físicos interessantes, pois não é possível salvar as informações de todos os eventos gerados a partir das colisões $p\bar{p}$. A reconstrução *online* dos eventos é feita pelos *triggers* para decidir quais eventos devem ser aceitos, enquanto a reconstrução *offline* permite criar objetos físicos para serem usados em diversas análises. Na busca por sinal de dimensões extras através da análise do canal de dois múons de mesma carga, foi fundamental a escolha de *triggers* que garantissem uma obtenção eficiente de eventos com múons.

Uma grande quantidade de softwares foi desenvolvida para o controle e monitoramento dos hardwares, para a aquisição de dados, para a simulação de eventos de Monte Carlo (MC) e para reconstrução de eventos de dados e de MC. Os dados de eventos coletados pelo detector DØ são convertidos para o formato EDM (*Event Data Model*), baseados em bibliotecas de C++, podendo ser suportados por softwares de reconstrução e análise. O formato EDM permite agrupar informações sobre os dados puros dos eventos coletados, sobre resultados dos processamentos de *trigger* e reconstrução dos eventos, bem como guardar dados da configuração dos programas que geram tais resultados.

5.1 Trigger

Os eventos são examinados detalhadamente em tempo real através de três complexos níveis de *trigger*, como mostrado na figura 5.1.

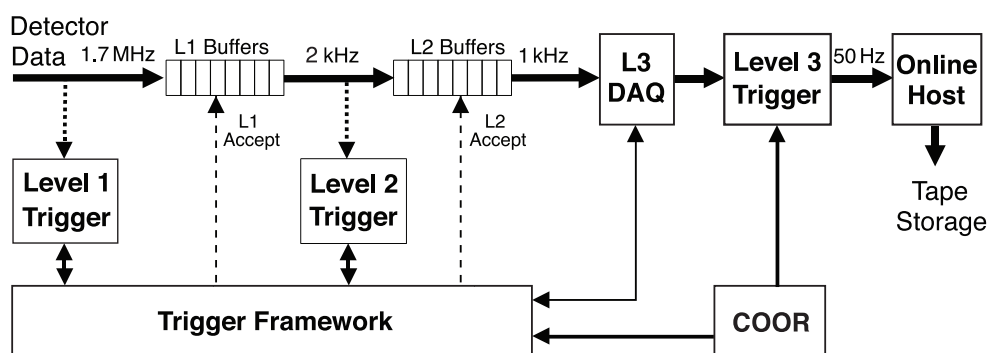


Figura 5.1: Ilustração do fluxo de eventos através dos três níveis de *trigger*. Imagem obtida de [74].

O primeiro nível, conhecido como Level 1 (L1), é formado por vários elementos de hardware que possuem uma taxa de *trigger* de cerca de 2 kHz. O segundo nível (Level 2, L2) possui uma parte de hardwares e outra de softwares com

microprocessadores associados a partes específicas do detector a fim de gerar uma decisão global de *trigger*, tanto a partir de objetos individuais como de correlações entre os objetos. O Level 2 aceita uma taxa de *trigger* de aproximadamente 1 kHz. Eventos que passam por L1 e L2 são completamente digitalizados e enviados a microprocessadores que compõem o terceiro nível de *triggers* (Level 3, L3) onde algoritmos sofisticados reduzem a taxa de eventos para 50 Hz. Para minimizar o tempo morto provocado pela espera do processamento de grandes quantidades de dados, L1 e L2 ainda podem guardar os dados em *buffers* antes de enviá-los ao L3. Eventos aceitos pelos três níveis são encaminhados para reconstruções e análises realizadas *offline*.

5.1.1 Level 1

Todos os eventos são examinados por hardwares especializados do L1 que procuram por características interessantes como, por exemplo: o *trigger* do calorímetro (L1Cal) procura por depósitos de energia que excedam determinados limites na energia transversal observada nas torres calorimétricas; os *triggers* do sistema de traços centrais (L1CTT) e do sistema de múons (L1Muon) analisam a trajetória das partículas para verificar quais excedem os limites pré-definidos para o momento transversal. A figura 5.2 mostra a conexão entre os subsistemas dos *triggers* L1 e L2.

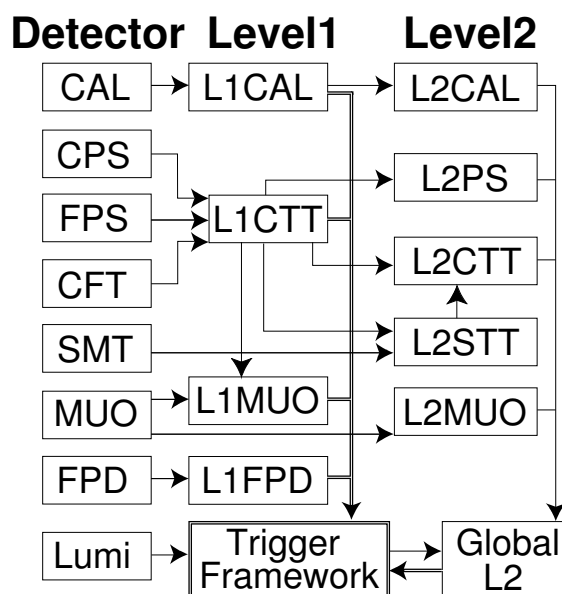


Figura 5.2: Ilustração do fluxo de eventos através dos subsistemas dos *triggers* L1 e L2. Imagem obtida de [74].

Os vários componentes do *trigger* L1 têm suas informações organizadas pelo *Trigger Framework* (TFW), o qual escolhe os eventos a serem aceitos neste nível. Além disso, por meio do TFW é possível:

- vetar a utilização de determinados *triggers*;
- gerenciar a comunicação entre os componentes eletrônicos de leitura e o computador de controle de *triggers*;
- administrar as taxas de *triggers* e de tempos mortos;
- verificar quando determinadas colisões $p\bar{p}$ têm *triggers* válidos, de acordo com as condições dos feixes;
- modificar taxas de pré-escalamento dos *triggers* (conforme explicado adiante);
- e particionar o sistema de aquisição de dados, o que é de grande praticidade nos intervalos entre *runs* subsequentes, quando ocorre a configuração e a instalação dos *triggers* e a calibração do detector.

Trigger Level 1 do Calorímetro

As torres de energia que as partículas depositam nos calorímetros constituem as informações necessárias para o L1Cal. Essas torres são formadas pela soma das energias de várias camadas de células calorimétricas de coordenadas transversais $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$. A coordenada η cobre a região de $|\eta| < 4$ e a coordenada ϕ cobre a região azimutal por completo.

Inicialmente, as energias das torres calorimétricas são convertidas em energia transversal (E_T) por meio da projeção da energia de cada torre no plano transversal. Isto é feito considerando as torres calorimétricas orientadas segundo a coordenada η , é possível somar vetorialmente suas energias sobre as células de leitura do calorímetro. Assim, a energia transversal de determinada partícula é dada por:

$$\vec{E}_T = \sum_i (E_x^i, E_y^i) \quad , \quad E_T = |\vec{E}_T| = \sum_i \sqrt{(E_x^i)^2 + (E_y^i)^2}$$

onde o índice i se refere às células onde a partícula depositou energia.

Apenas duas variáveis são levadas em consideração nos cálculos dos *triggers*: as energias transversais do calorímetro eletromagnético (EM); e as energias trans-

versais totais do calorímetro (EM + H) formadas pelas energias correspondentes das torres do EM e do calorímetro hadrônico (H).

As decisões do *trigger* L1Cal se baseiam na aplicação de limites à soma de E_T de todas as torres ($\sum E_T$) e à energia transversal faltante (\cancel{E}_T). A energia transversal faltante está relacionada à energia dos neutrinos (ou à energia de partículas de uma física nova). Estes interagem tão fracamente que atravessam todo o detector sem deixar qualquer sinal. Existe uma lista de valores de limites dessas energias para cada uma das torres calorimétricas, permitindo então contar o número de torres com depósitos de E_T acima do limite energético correspondente. Assim sendo, umas das definições do *trigger* L1Cal tem como requerimento aceitar apenas eventos que contenham uma quantidade dessas torres maior que um determinado limite.

Conforme discutido anteriormente, antes das colisões $p\bar{p}$ os quarks carregam frações de momento dos prótons e antiprótons orientadas apenas no eixo longitudinal, não havendo momento transverso. Assim, pela conservação de momento e energia, antes e após as colisões, é possível fazer o balanço energético para verificar se há algum excesso de energia no sistema, o que é geralmente atribuído à produção de partículas não identificadas. A energia transversal faltante é dada por

$$\vec{\cancel{E}}_T = - \sum_j (E_x^j, E_y^j) \quad , \quad \cancel{E}_T = |\vec{\cancel{E}}_T|$$

onde o índice j se refere a células de correspondência com o excesso energético.

Trigger Level 1 do Sistema Central de Traços

Através do *trigger* L1CTT é possível reconstruir a trajetória de partículas carregadas utilizando diferentes detectores baseados em cintiladores: o CFT, o CPS e o FPS. Ao mesmo tempo em que L1CTT processa os dados e toma rápidas decisões para o *trigger* L1, os componentes eletrônicos recolhem informações detalhadas dos eventos e as organizam em listas de trajetórias de partículas e de pré-chuveiros com a finalidade de enviá-las posteriormente aos eletrônicos de processamento de *triggers* Level 2 e Level 3.

O L1CTT tem como função:

- fornecer *triggers* para partículas carregadas com $p_T > 1,5 \text{ GeV}/c$;
- encontrar trajetórias de partículas carregadas no CFT, bem como encontrar sinais de pré-chuveiros nos CPS e FPS;

- fazer a correspondência entre trajetórias e pré-chuveiros;
- fornecer informações dos traços das partículas aos subsistemas L1Muon e L2STT;
- e fornecer informações de traços e sinais de pré-chuveiros aos subsistemas L2CTT e L2PS.

A figura 5.3 ilustra uma visão transversal das camadas axiais do CFT e do CPS num setor de $4,5^\circ$, através das quais é possível encontrar a trajetória de partículas carregadas. Inicialmente, os dados do CFT, referentes aos sinais deixados pelo traço da partícula, são comparados com 20.000 equações de trajetórias pré-programadas, arranjadas em quatro grupos de diferentes valores de p_T (1,5 – 3; 3 – 5; 5 – 10; >10 GeV/c). Seis traços com os maiores valores de p_T são escolhidos em cada grupo. Esses traços são ordenados em valores de p_T e combinados com os sinais de pré-chuveiros do CPS e do FPS, podendo ainda ocorrer uma tentativa de combiná-los a sinais no sistema de múons por intermédio do *trigger* L1Muon. Finalmente, é feita uma contagem do número de traços para determinar qual setor obteve um maior número de fibras cintilantes excitadas. Os algoritmos de trajetórias ainda verificam a ocorrência de traços que apareçam isolados.

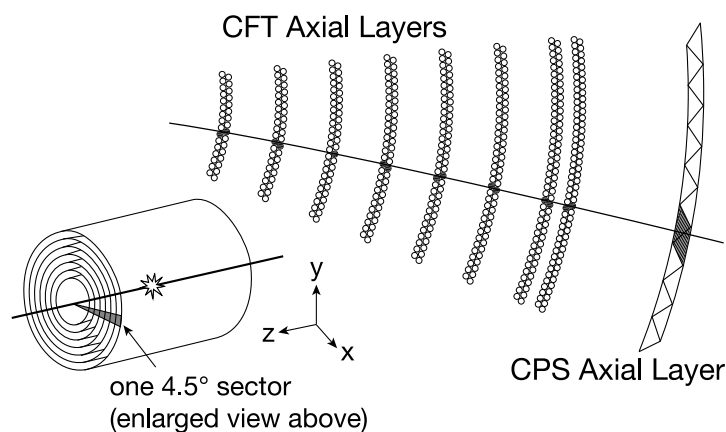


Figura 5.3: Visão transversal de um setor de $4,5^\circ$ ilustrando a trajetória de uma partícula carregada através das camadas axiais do CFT e do CPS. Imagem obtida de [74].

Como exemplo de definição de *trigger* de L1CTT, pode-se exigir que haja: pelo menos um traço com p_T maior que 1,5, 3, 5, ou 10 GeV/c; e pelo menos um traço isolado com p_T maior que 5 ou 10 GeV/c e, caso o objeto em questão seja um elétron, pelo menos um traço com confirmação de pré-chuveiro no CPS.

Trigger Level 1 do Sistema de Múons

Os *triggers* do subsistema L1Muon procuram por trajetórias consistentes com as de múons, ou seja, traços obtidos de sinais nas câmaras proporcionais (PDTs) e nos contadores cintilantes, além de traços obtidos pelo L1CTT. Conforme mencionado anteriormente, o *trigger* L1CTT fornece informações de traços de partículas carregadas ao subsistema L1Muon — os seis traços com maior valor de p_T — e cada traço carrega informações sobre a posição da fibra excitada na camada mais externa do CFT, o valor de p_T e o sinal da partícula — obtido a partir da curvatura da trajetória no campo magnético central.

Há dois principais *triggers* de múons: o primeiro faz a correspondência de trajetórias entre o sistema central de traços e os sinais nos cintiladores de múons; o segundo faz a correspondência dos sinais entre os cintiladores de múons e as câmaras proporcionais usando duas ou três camadas do sistema de múons. Assim, uma vez obtidas as trajetórias por meio do primeiro trigger, elas são confirmadas através do segundo.

5.1.2 Level 2

Triggers de Level 2 são constituídos de pré-processadores para cada subsistema do detector, e de um processador global (L2Global) responsável por testar e correlacionar as assinaturas físicas provenientes dos vários subsistemas. As informações dos eventos do sistema de *triggers* L1 são passadas aos pré-processadores de L2, os quais envolvem o sistema central de traços (subsistemas L2STT e L2CTT), o calorímetro (L2Cal), os detectores de pré-chuveiros (L2PS) e o sistema de múons (L2Muon). Objetos físicos são formados a partir da análise desses dados. Combinando as informações dos vários subsistemas e correlacionando os vários objetos físicos, pode-se obter estes objetos com uma maior qualidade.

Por fim, o L2Global toma as decisões de *trigger*. Uma vez construídos os objetos físicos, estes passam por filtros definidos pelos *triggers*. Cada evento é processado pelo L2Global de maneira a selecionar eventos de acordo com os requerimentos do Level 2. Por exemplo: um número mínimo de objetos é requisitado passar por cada filtro de uma dada lista de filtros a fim de que o evento analisado seja aceito. Logo, caso haja, por exemplo, um filtro que exige pelo menos dois múons, e outro que exige pelo menos um múon com $p_T > 15$ GeV, somente passam para o Level 3 os eventos que respeitam esses requerimentos.

Trigger Level 2 do Calorímetro

O sistema de pré-processadores L2Cal identifica elétrons, fótons e jatos. Cada processador usa os dados de E_T provenientes das 2560 torres de *trigger* L1 do calorímetro, envolvendo as somas das torres do EM e do EM + H.

Os algoritmos de identificação de elétrons e fótons criam listas de torres EM ordenadas para valores de $E_T > 1$ GeV. Grupos dessas torres são formados combinando a torre principal com as torres vizinhas que apresentam os mais altos valores de energia transversal. Backgrounds podem ser rejeitados impondo limites às frações de energia do EM (f_{EM}). Tais frações são obtidas pelas razões de energia transversal entre as torres de mais alto valor de E_T (torre principal) e o total de energia transversal de grupos 3×3 de torres em torno da torre principal. Ou seja:

$$f_{EM} = \frac{E_T(\text{principal})}{\sum_i^{3 \times 3} E_T^i} \quad (5.1)$$

Os algoritmos de identificação de jatos, por sua vez, usam grupos 5×5 de torres ao redor da torre principal. Listas de jatos são criadas considerando torres ordenadas para $E_T \geq 2$ GeV. As listas de candidatos a jatos e de candidatos a elétrons são enviadas ao L2Global, onde passam por requerimentos de *trigger*.

O cálculo da energia transversal faltante (\cancel{E}_T) é realizado pelo processamento global de algoritmos do L2Cal. Isto é feito, primeiramente, somando-se vetorialmente todas as torres de E_T que passam no L1Cal. Então, considerando que a energia transversal é nula antes da interação $p\bar{p}$, o valor de \cancel{E}_T é obtido pelo balanço energético do calorímetro.

Trigger Level 2 do Sistema de Múons

O subsistema L1Muon envia dados de PDT's, MDT's e contadores cintilantes para o L2Muon, onde resultados mais precisos de tempo e de calibração do detector permitem melhorar a qualidade dos candidatos a múons. Estes carregam informações sobre o momento transversal, as coordenadas η e ϕ e o tempo e qualidade do traço.

Trigger Level 2 do Detector de Pré-Chuveiros

Os detectores de pré-chuveiros funcionam simultaneamente como um sistema de traços e um calorímetro. Dessa forma, estando associado a esses detectores, o subsistema L2PS de *trigger* é capaz de identificar elétrons eficientemente, discernir

elétrons de fótons e garantir uma alta rejeição de backgrounds constituídos de hádrons carregados.

Para fazer a correspondência com a geometria das torres de *triggers* do calorímetro, os sinais recebidos pelos *triggers* do L2PS estão orientados nas coordenadas η e ϕ segundo a dimensão $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,2 \times 0,2$. Havendo correspondência entre os sinais de traços e de chuveiros, a partícula pode ser identificada como elétron. Caso não haja sinal de traços, é identificada como fóton.

Trigger Level 2 do SMT

O subsistema L2STT realiza uma procura *online* por trajetórias de partículas carregadas no SMT e, pelo fato das fibras de silício desse sistema de traços apresentar uma melhor resolução, pode encontrar trajetórias com cálculos mais precisos do que aqueles obtidos usando apenas as camadas do CFT através do *trigger* L1.

Como ilustrado na figura 5.2 e descrito anteriormente, o L1CTT envia listas de traços para o L2STT. Com base nessas informações, o L2STT reconstrói uma trajetória (no plano $r - \phi$) utilizando os sinais de traços da camada mais interna e da camada mais externa do CFT. Prologando essa trajetória na direção dos barris do SMT, os sinais deixados em pelo menos três das quatro camadas de fibras de silício são usados para ajustar uma curva ao longo do sistema central de traços, como exemplificado na figura 5.4. Assim, o L2STT permite melhorar as medidas de momento dos traços de partículas carregadas.

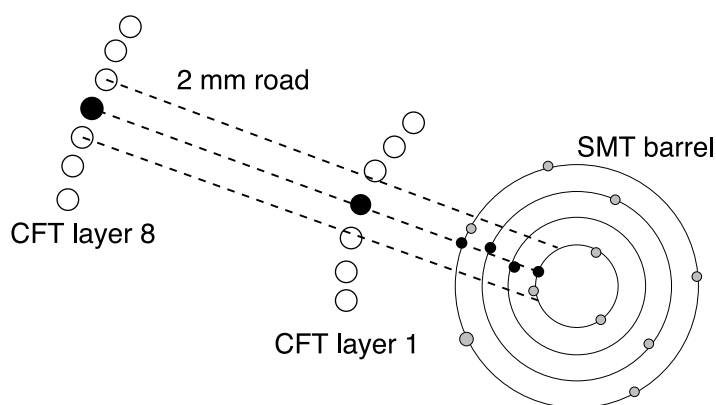


Figura 5.4: Trajetórias precisas obtidas pela combinação de sinais do SMT e do CFT ao nível do *trigger* L2STT. Imagem obtida de [74].

Outra importante função do L2STT é identificar eventos gerados por decaimentos de partículas de vida longa, como os hádrons B . Isto se deve a capacidade do SMT em medir o parâmetro de impacto b com grande precisão a partir da

reconstrução de traços em relação ao feixes de prótons e antiprótons.

Os valores dos parâmetros e do χ^2 resultantes do ajuste da curva descrito acima, o momento transversal dos traços, os parâmetros de impacto, bem como os dados da lista de traços inicialmente transmitidos pelo L1CTT, compõem o conjunto de informações passadas ao L2CTT, onde são processadas e enviadas ao L2Global, posteriormente.

Trigger Level 2 do CFT

Os dados do L1CTT e do L2STT são passados ao L2CTT, cujos pré-processadores operam com dois métodos diferentes: o primeiro utiliza informações dos traços diretamente do L1CTT; o segundo utiliza informações do L2STT que, por sua vez, recebeu dados do L1CTT e dos barris do SMT.

Pelo primeiro método, o L2CTT analisa os traços em diferentes segmentos de ϕ e constrói listas ordenadas segundo os valores de p_T de cada traço. Com a inclusão de sinais de trajetória de camadas do CFT (com exceção da mais interna e da mais externa), o momento transversal é calculado com maior precisão. Neste nível, critérios de isolamentos são aplicados aos traços para identificar o aparecimento de léptons tau.

Pelo segundo método, os momentos transversais são recalculados combinando os dados do L2STT com os valores precisos de p_T obtidos no primeiro método. Por fim, são criadas duas listas de traços de *triggers* L2 a serem enviadas ao L2Global: uma ordenada segundo os valores de p_T e outra segundo os valores dos parâmetros de impacto.

5.1.3 Level 3

O *trigger* L3 tem a função de rejeitar eventos a fim de que sejam escolhidos, em sua maioria, apenas aqueles de interesse físico, e em uma quantidade que possa ser gravada. As decisões do *trigger* L3 são baseadas tanto em objetos físicos — candidatos a elétrons, múons, jatos, traços, etc. — como nas relações entre esses objetos: a abertura angular entre dois elétrons, a massa invariante de dois múons, etc. A construção desses objetos e o resultado das relações entre eles é feita por algoritmos responsáveis por: analisar os dados crus do detector, localizar sinais de traços, construir chuveiros, aplicar calibrações, e reconstruir elétrons, múons, taus, jatos, vértices e \cancel{E}_T . Uma vez aceitos pelo L3, os eventos são transferidos para gravação em computadores .

Sendo formado apenas por software, o Level 3 inclui uma lista de *triggers* que engloba diversos filtros para os eventos. Quando algum evento falha em sua passagem por algum filtro, deixa de passar pelos filtros subsequentes, e é rejeitado pelo L3. Um evento apenas pode seguir para gravação após passar com sucesso por todos os filtros.

Os *triggers* L3 possuem ainda dois tipos especiais de filtros:

- Com a finalidade de monitorar os dados detectados, uma certa fração de eventos é definida para permitir a passagem de eventos sem que haja a necessidade de serem filtrados. Tais filtros são continuamente usados durante o funcionamento normal do detector.
- Em casos em que a luminosidade instantânea produz uma taxa de interação $p\bar{p}$ muito alta, faz-se necessário rejeitar uma determinada fração de eventos, não sendo preciso sequer passá-los por filtros, o que é chamado de pré-escalamento de eventos.

A seguir estão descritos os vários objetos reconstruídos pelo Level 3.

Jatos e Elétrons do Level 3

Os algoritmos de reconstrução de jatos do L3 se baseiam em leituras precisas do calorímetro e na localização do vértice primário (ponto de interação $p\bar{p}$) bem como em dados sobre energia das torres calorimétricas e resolução da posição do vértice fornecidos pelo L2Global. A seleção dos jatos depende do vértice primário (*primary vertex*, PV) pois as torres calorimétricas são construídas a partir dos valores de E_T . A energia transversal dos jatos pode ser calculada com erros significativos caso seja usado PV em $z = 0$, ao invés de levar em consideração a distribuição do PV no eixo z , que é de aproximadamente 30 cm. Por meio dessas informações, é possível usar um algoritmo de cone [78] na construção dos jatos, e rejeitar energias de células calorimétricas defeituosas.

Elétrons são construídos usando o mesmo algoritmo de cone acima, mas com requerimentos adicionais, tais como: limites aos valores de E_T , $\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0,25$ e formato específico para o chuveiro gerado no calorímetro, além de poder ter correspondência com sinais de pré-chuveiros no CPS ou FPS.

Múons do Level 3

A reconstrução dos múons no L3 é feita através da identificação tridimensional da trajetória dessas partículas, ligando os segmentos de traços observados nas

câmaras proporcionais e nos cintiladores localizados no espectrômetro de múons. O *trigger* L3 possui vantagens em relação ao L2, como:

- permitir a distinção entre candidatos a múons e raios cósmicos através da comparação entre suas trajetórias — é esperado que um múon gerado de decaimentos de interações no PV realize um traçado cuja origem é a mais próxima possível do vértice — e entre os tempos observados ao longo das camadas dos contadores cintilantes — raios cósmicos atravessam o detector em sentido oposto aos candidatos a múons;
- calcular o momento do múon com maior resolução pois utiliza informações precisas do vértice primário e pode fazer a correspondência de traços entre o sistema de múons e o sistema central de traços;
- distinguir múons isolados de não isolados — estes últimos seriam múons cuja trajetória no espectrômetro se confunde com chuviros de jatos observados nos MIP's do calorímetro.

Traços do Level 3

Há vários métodos usados para encontrar traços de partículas no CFT. Neste detector, o traço pode ser reconstruído iniciando pelo cálculo das coordenadas x, y, ϕ das fibras cintilantes. Sinais deixados em fibras adjacentes são usados para ajustar um círculo passando pela origem do detector, definindo arcos que são candidatos a traços da partícula.

Pode-se ainda ligar sinais de fibras adjacentes, começando pela camada mais externa do CFT e prosseguindo recursivamente até as camadas mais internas possíveis, mantendo a consistência da curvatura do caminho encontrado. O caminho mais longo é tomado como o candidato a traço. O valor de p_T — calculado, neste caso, a partir do raio obtido pelo ajuste de um círculo ao longo desse caminho, passando pela origem — somente é considerado se exceder o limite esperado para o *trigger* L3.

Usando sinais de trajetória deixados nas camadas do SMT, o algoritmo de traços liga pontos começando pelas fibras de silício mais externas e seguem até as mais internas, levando em consideração as inclinações em z e ϕ dos segmentos adjacentes para obter o caminho em hélice mais longo possível. O caminho escolhido como candidato a traço é aquele que, ajustando hélices ao longo de cada trajetória, resulta no menor valor de χ^2 .

A identificação de jatos e o cálculo de E_T são possíveis quando os traços são obtidos conectando os sinais do CFT e o vértice primário.

Valores de p_T mais altos resultam em trajetórias que praticamente não curvam no campo magnético. Os traços, nesse caso, são obtidos combinando as trajetórias do CFT e do SMT, e do espectrômetro de múons quando se trata da reconstrução de trajetórias de múons.

No que diz respeito ao parâmetro de impacto, o Level 2 é capaz de obter valores apenas para o plano $x - y$. O Level 3, por sua vez, pode aplicar *triggers* a esse parâmetro, dado que é capaz de recalculá-los utilizando um vértice primário tridimensional. Isto é possível graças ao monitoramento constante do ponto médio do cruzamento dos feixes nas coordenadas (x, y, z) , o que permite obter uma mínima distância em relação ao PV (*distance-of-closest-approach*, DCA) com resolução de 25 μm .

Energia Transversal Faltante do Level 3

O valor de E_T é inicialmente calculada usando os dados de E_T fornecidos pelo L2Global para um vértice localizado em $(x, y, z) = (0, 0, 0)$. Uma vez que o algoritmo de reconstrução do vértice primário retorna valores mais precisos da posição do PV, a energia transversal faltante é recalculada usando torres calorimétricas corrigidas em relação aos anéis de pseudorapidez.

5.2 Controle e Monitoramento de Dados

O monitoramento *online* do sistema de *triggers* é feito na sala de controle do DØ durante o funcionamento do detector. Para isso, gráficos representando distribuições físicas são criados com base em rápidas análises de eventos coletados aleatoriamente. São gráficos relacionados a objetos como: elétrons, múons, taus, jatos, ϕ , η e E_T . Também há programas que analisam discrepâncias entre estas distribuições e outras criadas por simuladores de *trigger offline*.

O controle dos *runs* (como comandos de iniciar e parar), o controle da aquisição de dados, a configuração dos *triggers* (por intermédio do TFW) e a configuração do detector são funções do programa COOR (*Central Coordinator Program*) o qual pode ser acessado pelo usuário através do sistema *Online Host*, segundo ilustrado na figura 5.1. O *Online Host* recebe dados do L3 a uma taxa de aproximadamente 10 MB/s, pois são 50 Hz de eventos com tamanho de 200 kB cada.

O usuário, chamado de DAQ Shifter (*Data Acquisition Shifter*), é responsável por monitorar o fluxo dos eventos nos três níveis de *trigger*, além de realizar vários dos procedimentos para o sucesso da detecção de dados. O DAQ Shifter usa o COOR para enviar comandos aos *triggers* L1, L2 e L3, e também aos subsistemas do detector para, por exemplo, monitorar e calibrar os detectores de silício do SMT e os detectores cintilantes do CFT, CPS e FPS. Para auxiliar o usuário no gerenciamento dos vários componentes do detector, interfaces gráficas, geradas por aplicativos em linguagem PYTHON, estão disponíveis em mais de 40 monitores distribuídos na sala de controle do experimento. A presença e participação na função de DAQ Shifter foi um dos trabalhos dessa tese.

Além do DAQ Shifter, também estão presentes o Cal-Muon Shifter, que cuida do calorímetro e do sistema de múons, o Tracking Shifter, que cuida do sistema central de traços e o capitão, responsável por coordenar o trabalho dos *shifters*. O capitão também coordena o início e o fim dos *stores*. Para isso, comunica-se diretamente com a sala de operações do complexo de aceleradores do Tevatron.

É importante haver uma comunicação entre o DØ e as operações do acelerador com troca de informações rápidas e confiáveis para assegurar o funcionamento do detector. Além da comunicação direta entre o capitão e as operações do acelerador, o sistema automático de controle do DØ também envia informações ao sistema de controle do acelerador. São informações sobre as condições das bobinas magnéticas, dos sistemas de resfriamento e da luminosidade determinada pelo LM. O sistema de controle do acelerador envia em contrapartida ao DØ os dados sobre o funcionamento do acelerador.

Os dados coletados pelo detector — informações dos eventos que passaram por todos os níveis de *trigger* — são finalmente gravados em fitas, mantidas por um sistema robótico num repositório localizado a 3 km do detector. O sistema SAM (*Sequential Access via Metadata*) permite que qualquer colaborador do experimento DØ tenha fácil acesso aos dados coletados e simulados. O usuário não precisa saber onde os dados estão gravados, ou mesmo como os dados são transferidos. Estas são funções gerenciadas automaticamente pelo SAM.

5.3 Simulação de Eventos

A simulação de eventos de MC passa por vários estágios [79]. No primeiro estágio ocorre a simulação da produção de partículas a partir de colisões $p\bar{p}$. São processos simulados por geradores de eventos escritos, em sua maioria, em lin-

guagem FORTRAN. Os principais geradores do experimento DØ são: ALPGEN [80], PYTHIA [81], COMPHEP [82] e HERWIG [83]. Os arquivos resultantes dessas simulações são convertidos para o formato EDM.

Assim como as partículas, geradas pelo cruzamento dos feixes, sofrem efeitos de interação com a matéria ao atravessarem o detector, as partículas produzidas por geradores de MC passam pela simulação da interação da partícula com os vários componentes eletrônicos, tais como os sinais deixados ao longo de sua trajetória, a simulação dos depósitos de energia, as interações secundárias. Essa simulação é feita pelo programa GEANT3 [80], enquanto o programa DØGSTAR fornece uma interface simples para uma simulação completa do detector através do GEANT.

Uma vez feita a simulação das interações entre as partículas e o detector, o programa DØSIM modifica os arquivos de saída do DØGSTAR tal que os eventos gerados se apresentem como os sinais digitais de resposta dos dispositivos eletrônicos do DØ. É nesta fase da simulação que são incluídos efeitos devido a ineficiências e ruídos do detector, e também devido a eventos gerados por cruzamentos de outros prótons e anti-prótons dos feixes, que são os chamados eventos de “zero bias”.

A simulação das decisões de *triggers* é realizada pelo programa DØTRIGSIM. Apenas o *trigger* L1 é completamente simulado pois trata-se de um *trigger* de hardwares. Já os *triggers* L2 e L3 do DØTRIGSIM são compostos pelo mesmo conjunto de filtros utilizados nos softwares de *triggers* L2 e L3 *online*. Os arquivos de saída do DØSIM e do DØTRIGSIM têm o mesmo formato do sistema de aquisição de dados do DØ.

5.4 Reconstrução de Eventos

Eventos de dados coletados pelo detector e de simulação de MC são processados pelo programa DØRECO (*DØ Offline Reconstruction Program* [79]) para reconstrução de objetos que são posteriormente utilizados em diversas análises físicas. A reconstrução acontece em quatro etapas realizadas *offline*:

- O programa decodifica as informações dos dados, associando canais eletrônicos com elementos do detector e aplicando constantes de calibração a cada um desses elementos. Com isso, reconstrói jatos de energia do calorímetro e dos detectores de pré-chuveiros, e trajetórias nos sistemas de traços.

- Traços globais são reconstruídos usando os sinais do SMT e do CFT.
- Candidatos a vértices primários são encontrados a partir dos traços globais, identificando a localização das interações $p\bar{p}$ e auxiliando o cálculo de quantidades cinemáticas como p_T .
- São identificados candidatos a vértices secundários, associados a partículas de vida longa.

Finalmente, todos os algoritmos de reconstrução de cada uma das etapas anteriores são combinados pelo DØRECO para criar candidatos a objetos físicos, como: elétrons, fótons, múons, jatos e neutrinos (E_T) e, em seguida, são identificados candidatos a decaimentos de taus e de quarks pesados.

Particularmente para esta análise, foi indispensável a utilização de eventos que reconstruíssem adequadamente a posição do vértice primário, a energia dos jatos e o momento transversal dos múons e bósons W^\pm e Z , bem como identificassem eficientemente os múons e suas trajetórias.

Capítulo 6

Sinal de UED: Seleção de Eventos e Modelamento do Background

O modelo de Dimensões Extras Universais (UED) permite que todos os campos possam se propagar nas n dimensões extras. Essa tese trabalha com o modelo Mínimo de UED (MUED) no qual há apenas uma dimensão extra, formando um espaço 5-dimensional plano. A dimensão extra têm tamanho R e é compactificada em um orbifold S_1/Z_2 . R^{-1} deve assumir valores menores do que a escala de energia Λ , que é a escala até a qual a teoria é válida. As massas das partículas crescem com o inverso da escala de compactificação, resultando nas torres de Kaluza-Klein (KK). Em nível de árvore, os modos de KK são quase degenerados, mas a introdução do *cutoff* Λ em correções radiativas é responsável por quebrar essa degenerescência.

A figura 6.1 mostra a seção de choque total do modelo MUED — levando em conta todos os mecanismos de produção das partículas do primeiro nível de KK — em função dos valores do parâmetro R^{-1} para três diferentes valores do *cutoff*: $\Lambda = 5, 10$ e 15 TeV. Os valores da seção de choque total foram calculados para colisões $p\bar{p}$ com uma energia de centro-de-massa de $1,96$ TeV utilizando a versão 6.421 do programa PYTHIA.

Altos valores de Λ implicam em baixos valores para a seção de choque do modelo, dificultando a procura por sinais de dimensões extras no Tevatron. Por outro lado, como a quebra da degenerescência dos modos de KK depende de Λ , o *cutoff* não pode assumir valores muito baixos, caso contrário não haveria energia suficiente para a produção de partículas do Modelo Padrão a partir do decaimento de partículas do primeiro nível de KK ($n = 1$).

Essa análise utiliza $n = 1$ e $\Lambda = 10$ TeV e faz uma varredura para o parâmetro R^{-1} no intervalo de 200 a 320 GeV. O espectro de massa para o nível 1 dos modos de KK é mostrado na figura 6.2 para $R^{-1} = 200$ GeV. A partícula mais pesada é o glúon de KK, seguida por quarks, bósons W e Z , léptons e, finalmente, pelo fóton

(γ_1) de KK.

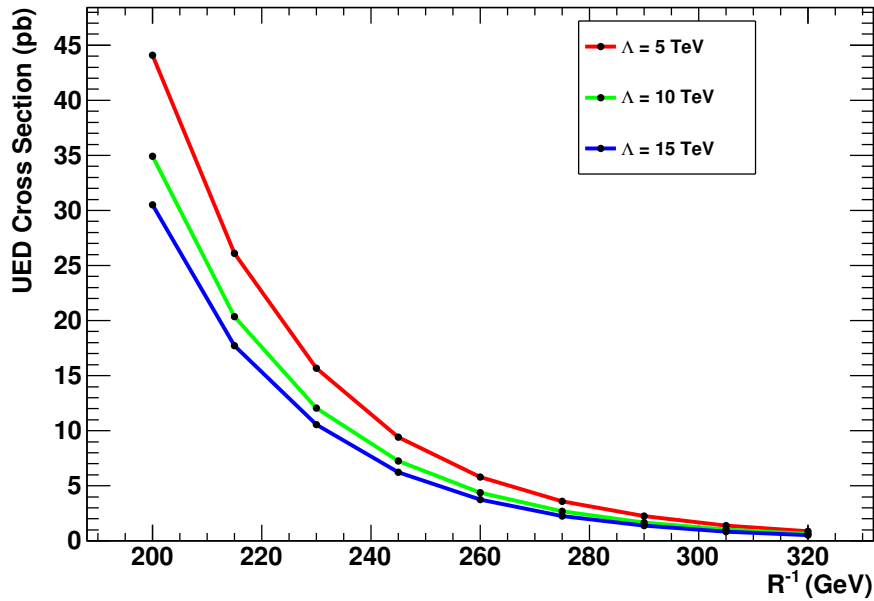


Figura 6.1: Seção de choque total de MUED em função dos parâmetros R^{-1} do modelo para $\Lambda = 5$ TeV (curva vermelha), $\Lambda = 10$ TeV (verde) e $\Lambda = 15$ TeV (azul). Os valores das seções de choque foram calculados com o auxílio do software PYTHIA (versão 6.421).

Como discutido anteriormente, a procura por sinal de dimensões extras com base em decaimentos hadrônicos não seria plausível devido ao enorme background de processos de QCD. Estados finais com quatro léptons são mais promissores pois elétrons e múons são reconstruídos mais eficientemente do que jatos. Entretanto, estados finais com quatro léptons têm seções de choque pequenas, o que torna a análise desses estados finais menos atraentes. A solução seria apostar em um canal com dois léptons de mesma carga, diminuindo consideravelmente o background. Como múons são partículas que apresentam um traço bastante claro no detector $D\emptyset$, o canal escolhido para essa análise contém dois múons de mesma carga, além de jatos e energia transversal faltante (\cancel{E}_T).

No caso de um estado final com três múons, o múon menos energético apresenta um momento transversal abaixo dos valores que tornam possível distinguir o sinal de UED do background, além de estar abaixo dos limites do detecção. Isto pode ser verificado através da figura 6.3, que mostra as distribuições dos momentos transversais dos três múons de maior p_T para o sinal, onde o terceiro múon de maior momento transversal apresenta valores muito baixos de p_T , sendo mais

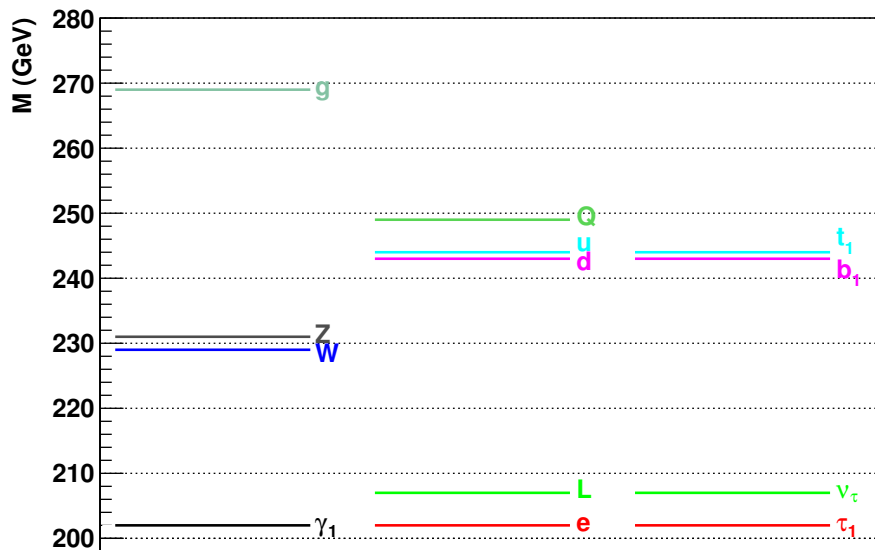


Figura 6.2: Espectro de massa do primeiro nível de KK para $R^{-1} = 200$ GeV e $\Lambda = 10$ TeV. Os valores das massas foram obtidos do software PYTHIA (versão 6.421).

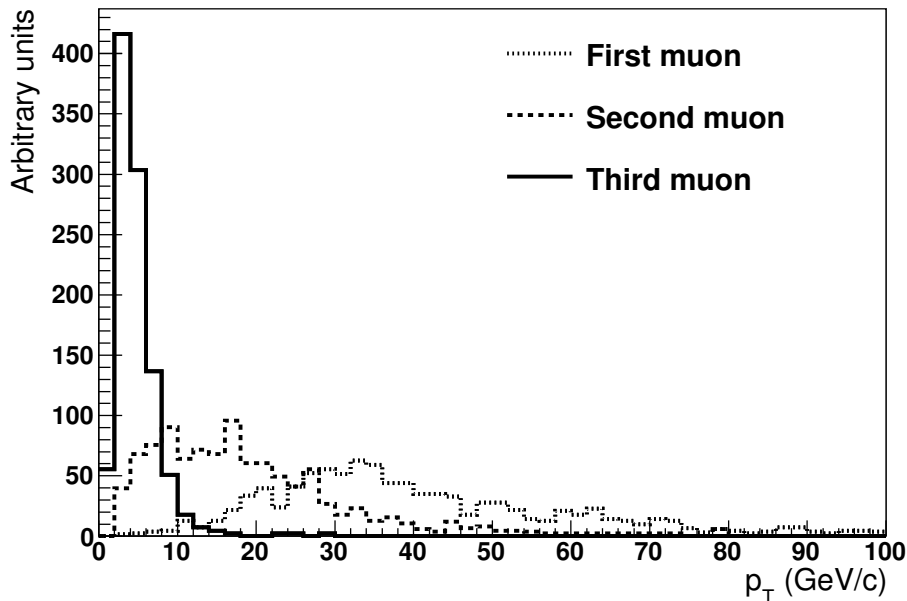


Figura 6.3: Comparação entre os momentos transversais dos três múons de maior p_T resultantes da cadeia de decaimento do sinal de UED. O terceiro múon de maior p_T possui um baixo momento transversal.

um motivo que torna bastante razoável a análise de um canal com dois múons de mesma carga.

Então, concentrando no estados finais de $\mu^\pm\mu^\pm + \text{jatos} + \cancel{E}_T$, eventos coletados pelo detector são comparados aos eventos de simulação. Através dos eventos de simulação, produzidos por geradores de Monte Carlo, é possível reproduzir os resultados previstos pelo Modelo Padrão. Muitas variáveis cinemáticas são testadas para compor o quadro de possibilidades que levem a observação de dimensões extras. Diversos cortes são aplicados a essas variáveis com a finalidade de maximizar o sinal de UED, rejeitando ao máximo os eventos dos possíveis backgrounds, e tornando a análise mais sensível ao parâmetro R^{-1} de MUED. Caso seja observado um excesso significativo de dados em relação ao Modelo Padrão, são então abertas possibilidades para a existência de nova física. Caso nenhum excesso seja observado, estudos estatísticos são realizados a fim de obter limites de exclusão para o modelo de UED em análise.

6.1 Amostras de Dados

A luminosidade total integrada utilizada no estudo dessa tese é de $7,3 \text{ fb}^{-1}$ que corresponde aos eventos obtidos no *Run IIa*, *Run IIb-1*, *Run IIb-2* e *Run IIb-3* entre abril de 2002 e julho de 2010.

Todos os eventos de dados reais e de simulação de MC utilizados nesse trabalho são eventos que já passaram pelos processos de reconstrução — em que cada objeto físico está definido segundo uma maior compreensão e confiabilidade em relação aos vários subsistemas do detector — e são estudados segundo critérios mais complexos de análise de dados. Inicialmente os eventos são processados por softwares em que estão definidos os requerimentos de qualidade de dados para remoção de eventos marcados como ruins pelos SMT, CFT, calorímetro e sistema de múons, bem como eventos com luminosidade incorreta e eventos com grande ruído.

Com a finalidade de extrair mais eficientemente eventos contendo múons no estado final, uma lista de *triggers* [84] denominada `SingleMu_TriggersOR` foi escolhida como filtro. Em cada evento, pelo menos um múon deve passar pelos requerimentos dessa lista, e cada evento analisado deve satisfazer pelo menos um dos *triggers*. Tomando apenas um dos *triggers* como exemplo, o *trigger* `MUHI1_ITLM10` possui filtros nos três níveis:

- **Level 1** – detecção de múon que tenha deixado sinais nas câmaras proporci-

onais (PDTs) e cintiladores do espectrômetro de múons, e cujo traço possua correspondência com o CFT, exigindo $p_T > 13 \text{ GeV}/c$. Nesse caso, como o cálculo do momento transversal não é tão preciso, resulta em múons de alto valor de p_T .

- **Level 2** – detecção de múon cuja trajetória também apresente correspondência entre os cintiladores do sistema de múons e o sistema central de traços, mas com $p_T > 8 \text{ GeV}/c$. Aqui a precisão em p_T passa a ser maior dado que o Level 2 usa camadas do SMT.
- **Level 3** – múon com $p_T > 0 \text{ GeV}/c$ no sistema de múons e $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ após a correspondência com o SMT e CFT, levando em conta inclinações da trajetória do múon não apenas no plano azimutal como também no eixo z .

Outra lista de *triggers* também foi testada. Denominada de MU_MegaOR, esta lista permite a passagem de praticamente qualquer evento que contenha pelo menos um múon. No entanto, ela foi rejeitada pois não possui certificação da colaboração DØ e não é confiável, uma vez que é pouco eficiente para valores baixos de p_T .

6.2 Amostras de Monte Carlo

Geradores de eventos de Monte Carlo (PYTHIA e ALPGEN) são utilizados para a produção de amostras do sinal de UED e do background. Como já foi dito, todos os eventos de MC passam pelos processos de reconstrução, incluindo a simulação da interação com a matéria na passagem pelo detector, o que é feito pelo programa GEANT.

6.2.1 Sinal de UED

Para o sinal de UED, os eventos de Monte Carlo foram gerados para nove valores diferentes de R^{-1} (escala de compactificação), cobrindo a região de 200 a 320 GeV, com intervalos de 15 GeV, usando distribuições de função partônica do tipo LHGRIDCTEQ5L com PYTHIA 6.421, o qual inclui o cenário de UED. O *cutoff* usado para o cálculo das correções radiativas é $\Lambda = 10 \text{ TeV}$. Três diferentes amostras de eventos de Monte Carlo foram geradas cobrindo três diferentes versões de softwares do DØ (*Run IIa*, *Run IIb-1* e *Run IIb-2+RIIb-3*), pois a reconstrução dos

eventos deve se adequar tanto à configuração do detector quanto às características dos feixes de prótons e anti-prótons.

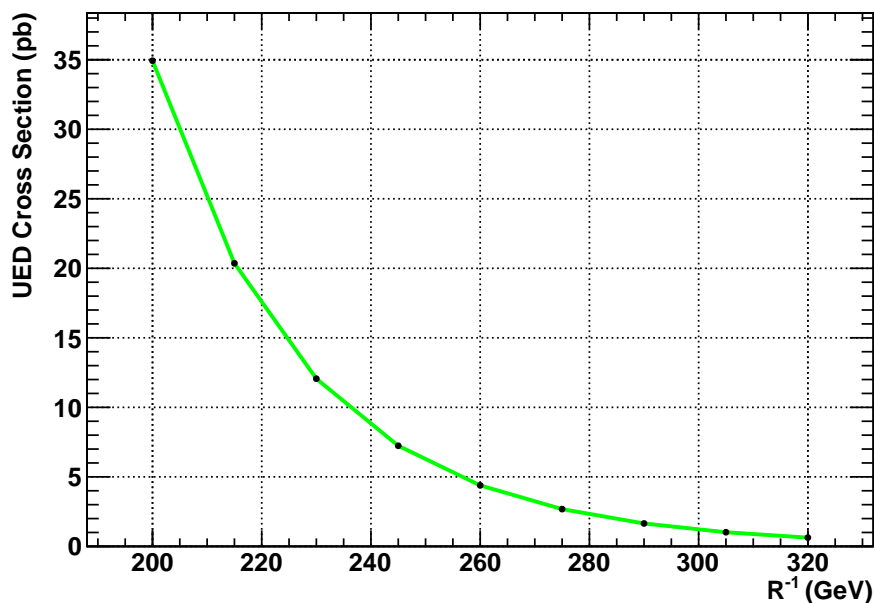


Figura 6.4: Seção de choque esperada como uma função de R^{-1} para o modelo mínimo de UED, com $\Lambda = 10$ TeV, onde os modos de produção de todos os glúons e quarks de KK estão incluídos.

A figura 6.4 mostra a seção de choque esperada como uma função da escala de massa R^{-1} , com $\Lambda = 10$ TeV, para a energia do Tevatron. As seções de choque e massas dos vários parceiros de KK (obtidos através de PYTHIA) para cada R^{-1} são dados na tabela 6.1, onde estão incluídos todos os modos de produção dos glúons e quarks de KK.

Tabela 6.1: Massas das partículas de KK para cada valor de R^{-1} usado na geração de MC com a correspondente seção de choque total.

R^{-1} (GeV)	γ_1	Massas (GeV)				Q_1	Seção de Choque (pb)
		Z_1	g_1	ℓ_1			
200	201	230	269	207	249	34.9 ± 0.2	
215	216	245	287	222	266	20.4 ± 0.1	
230	231	260	305	238	283	12.1 ± 0.1	
245	246	274	323	253	300	7.24 ± 0.05	
260	261	289	341	268	317	4.39 ± 0.03	
275	276	304	359	284	334	2.69 ± 0.02	
290	291	319	377	299	351	1.65 ± 0.01	
305	306	335	395	314	368	1.02 ± 0.06	
320	321	350	413	330	385	0.63 ± 0.01	

Segundo os valores da tabela 6.1, de maneira geral, as massas dos modos de KK seguem a seguinte hierarquia de valores

$$m_{g_1} > m_{Q_1} > m_{Z_1} > m_{\ell_1} > m_{\gamma_1} \quad (6.1)$$

e, devido à imposição cinemática, os glúons (g_1) de KK apenas podem decair em quarks-dubleto (Q_1) e quarks-singlete (q_1) de $SU(2)$ que, por sua vez, decaem apenas nos bósons de gauge W_1^\pm , Z_1 e γ_1 . Os bósons W^\pm e Z_1 decaem em léptons-dubleto (L_1) e léptons-singlete (l_1) de $SU(2)$, os quais apenas podem decair no bóson γ_1 , que é estável.

Levando em conta todos os mecanismos de produção, em torno de 1% dos eventos têm 2 múons de mesma carga após a cascata de decaimento. Os principais modos de produção são caracterizados pela presença de pares de quarks ($g \rightarrow Q_1 \bar{Q}_1$) correspondentes a 25% da seção de choque hadrônica [48], e pela produção de pares de bósons de gauge ($W_1^\pm W_1^\pm / W_1^\pm Z_1 / Z_1 Z_1$) do primeiro nível dos modos de KK, como mostram as seguintes composições das razões de decaimento:

- $\mathcal{B}^2(Q_1 \rightarrow W_1 Q) \times \mathcal{B}^2(W_1 \rightarrow L_1 \nu) \times \mathcal{B}^2(L_1 \rightarrow \gamma_1 L) \approx 0,5;$
- $\mathcal{B}(Q_1 \rightarrow W_1/Z_1 Q) \times \mathcal{B}(W_1 \rightarrow L_1 \nu) \times \mathcal{B}(Z_1 \rightarrow L_1 \bar{L}) \times \mathcal{B}^2(L_1 \rightarrow \gamma_1 L) \approx 0,3;$
- $\mathcal{B}^2(Q_1 \rightarrow Z_1 Q) \times \mathcal{B}^2(Z_1 \rightarrow L_1 \bar{L}) \times \mathcal{B}^2(L_1 \rightarrow \gamma_1 L) \approx 0,15.$

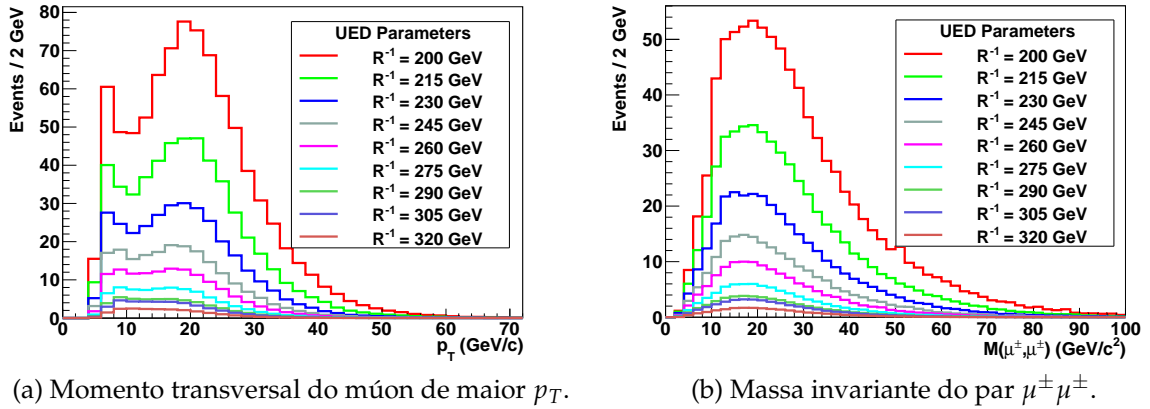


Figura 6.5: Distribuições do p_T (a) do múon de maior momento transversal e da massa invariante (b) para os dois múons de mesma carga do sinal de UED, considerando os nove parâmetros R^{-1} e $\Lambda = 10$ TeV. Os eventos estão normalizados pela seção de choque correspondente de cada parâmetro.

Dado que a razão de decaimento para amostras com esse estado final é pequena, foi necessário gerar uma grande quantidade de eventos de MC para o sinal de UED: 10 milhões de eventos para cada valor R^{-1} de cada época de versão de softwares do DØ, totalizando 270 milhões de eventos de sinal.

A figura 6.5 mostra as distribuições de p_T do múon de maior momento transversal e da massa invariante dos dois múons de mesma carga para cada um dos nove parâmetros R^{-1} do sinal de UED. Os eventos dessas distribuições estão normalizados pela seção de choque correspondente a cada parâmetro. Observando os espectros de momento e de massa invariante, é possível notar que a forma das distribuições se mantém, havendo diferenças somente quanto à normalização.

6.2.2 Amostras para o Background

Considerando o estado final em estudo, os backgrounds relevantes para essa análise são: $W + jatos$, $Z + jatos$, WW , WZ , ZZ e $t\bar{t}$. Os backgrounds $W + jatos$, $Z + jatos$ e $t\bar{t}$ são simulados pelo gerador de elemento de matriz ALPGEN em interface com PYTHIA para a geração do chuveiro partônico e da hadronização. Os backgrounds de dibósons (WW , WZ e ZZ) foram gerados apenas com software PYTHIA. Em ambos os casos foram utilizadas as funções de distribuições partônicas CTEQ6L1 [85, 86]. As amostras de dibósons são normalizadas às seções de choque calculadas em segunda ordem em teoria de perturbação por MCFM [87, 88]. Amostras de $W/Z + jatos$ são normalizadas em primeira ou segunda ordem de

seções de choque calculadas por MCFM. A seção de choque para a produção do par $t\bar{t}$ é obtida de [89]. Todos os processos de background (com as correspondentes regiões do espectro de massa, quando for o caso) e respectivas seções de choque estão listados na tabela 6.2.

Processos (Espectro de Massa (GeV))	$\sigma \times Br(\text{pb}^{-1})$
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ (15 – 75)	485
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ (75 – 130)	233
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ (130 – 250)	1,79
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ (250 – 1960)	0,14
$Z/\gamma^* + 2b \rightarrow \mu\mu + 2b$ (15 – 75)	0,99
$Z/\gamma^* + 2b \rightarrow \mu\mu + 2b$ (75 – 130)	1,35
$Z/\gamma^* + 2b \rightarrow \mu\mu + 2b$ (130 – 1960)	0,012
$Z/\gamma^* + 2b \rightarrow \mu\mu + 2b$ (250 – 1960)	0,001
$Z/\gamma^* + 2c \rightarrow \mu\mu + 2c$ (15 – 75)	11,1
$Z/\gamma^* + 2c \rightarrow \mu\mu + 2c$ (75 – 130)	3,85
$Z/\gamma^* + 2c \rightarrow \mu\mu + 2c$ (130 – 250)	0,032
$Z/\gamma^* + 2c \rightarrow \mu\mu + 2c$ (250 – 1960)	0,002
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ (15 – 75)	485
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ (75 – 130)	233
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ (130 – 250)	1,79
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ (250 – 1960)	0,15
$W \rightarrow l\nu$	7719
$W + b\bar{b} \rightarrow l\nu + b\bar{b}$	29,3
$W + c\bar{c} \rightarrow l\nu + c\bar{c}$	84,5
WW inclusive	11,6
WZ inclusive	3,25
ZZ inclusive	1,33
$t\bar{t} \rightarrow l\nu + 2b$	3,27
$t\bar{t} \rightarrow 2b$	3,41
$t\bar{t} \rightarrow 2l + 2\nu + 2b$	0,78

Tabela 6.2: Amostras de Monte Carlo usadas para simulação de backgrounds do Modelo Padrão.

Outra fonte de background esperada para esta análise são pares de múons de mesma carga provenientes da produção de $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$. Como a simulação do background de QCD com os softwares mencionados anteriormente não é satisfatória, esse background é estimado dos dados. Para tanto, será considerado um conjunto de eventos que vem principalmente do background de multijatos, e contem múons similares aos múons da seleção final de dados. Outra fonte de background na qual não é possível confiar na simulação de MC é devido à má identificação da carga dos múons quando seus traços praticamente não sofrem curvatura. Esse background é estimado a partir de eventos de dados.

6.2.3 Correções aos Eventos de Monte Carlo

Muito embora os eventos de Monte Carlo consigam reproduzir os dados com um certo grau de confiança, há fatores relacionados tanto ao Modelo Padrão quanto à física do detector que limitam uma melhor modelagem do background, tornando necessária a aplicação de algumas correções à simulação as quais descrevemos a seguir.

Normalização quanto a luminosidade

O cruzamento de feixes de prótons e antiprótons no centro do detector ocorre na região de interação (ou região luminosa), cuja forma e tamanho variam. Essas variações se devem tanto à intensidade do campo magnético quanto às características e ao tempo de duração dos feixes. Portanto, é natural esperar que a forma da região de interação seja diferente entre eventos de dados e de Monte Carlo.

Essa forma foi estudada em [90] a fim de corrigir o perfil da luminosidade em eventos de Monte Carlo, permitindo fazer a adequada normalização das distribuições cinemáticas desses eventos. Esse estudo analisou efeitos que dependem do *Run* em que os dados foram tomados, da luminosidade instantânea e do ponto de interação $p\bar{p}$ no eixo z . Um peso é calculado como função da luminosidade instantânea para cada amostra de MC e usado para produzir um acordo entre dados e MC. Correções devido à luminosidade não modificam o número de eventos. A comparação entre as distribuições da luminosidade instantânea de dados e de MC mostra que não é suficiente corrigir o desacordo entre essas amostras apenas através da luminosidade.

Correções ao momento transversal de W e Z/γ^*

O momento transversal (q_T) dos bósons W e Z são produzidos por bremsstrahlung de glúon ou por espalhamento Compton. A seção de choque diferencial $d\sigma/dq_T$ diverge para ordens finitas de QCD perturbativa para valores baixos de q_T , dado que a seção de choque é dominada por radiação de múltiplos glúons leves.

Estudos realizados para o decaimento $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ [91] extraíram fatores de correção ao q_T de Z/γ^* , o que serviu de base às análises de correção ao q_T do bóson W [92] uma vez que tais fatores podem ser multiplicados às razões W/Z em NLO.

Correções ao momento do múon

O momento do múon não é perfeitamente simulado em eventos de MC, o que resulta em uma reconstrução do bóson Z com ressonância mais estreita do que aquela obtida dos dados. Um procedimento conhecido como *muon-smearing* é então aplicado a cada múon simulado para corrigir tal efeito. Tivemos envolvimento direto nos trabalhos de *muon-smearing* — descrito no Apêndice A — cujos resultados são importantes não somente para a presente análise, como também para muitas outras análises da Colaboração DØ.

Identificação de múons

Eficiências na identificação de múons pelo detector apresentam um pequeno desacordo entre eventos de dados e de MC. O Grupo de Identificação e Algoritmos de Múons da Colaboração DØ é responsável por estudar as eficiências na identificação, na reconstrução dos traços e no isolamento dos múons em eventos de dados e de MC, tentando melhorar a compreensão sobre o funcionamento dos vários componentes relacionados à detecção de múons. Assim, algoritmos são desenvolvidos para melhorar os processos de reconstrução de eventos, e novos parâmetros são derivados com o intuito de corrigir as ineficiências nos eventos de MC. Também tivemos participação nos trabalhos do Grupo de Múons, cujos resultados mais recentes estão resumidos em [93].

Correção da energia de jatos

As partículas perdem parte de sua energia na passagem em partes do detector, como cabos e suportes do solenoide. Assim, a energia dos jatos, medida no

calorímetro, é uma energia atenuada em relação à energia dos jatos de partículas. Além disso, o algoritmo de cone apresenta algumas limitações para medir a energia exata das partículas. Isto se deve à perda de energia devido à partículas que escapam do cone, e também devido à presença de outras partículas (que não as do próprio jato) provenientes de decaimentos do urânio do calorímetro e de interações secundárias do cruzamento dos feixes.

Para obter valores condizentes com a teoria, a energia dos jatos é então corrigida segundo a expressão:

$$E_{\text{jatos}} = \frac{E_{\text{cal}} - \mathcal{P}}{\mathcal{A} \times \mathcal{R}} \quad (6.2)$$

em que E_{cal} é a energia calorimétrica obtida na reconstrução do jato, \mathcal{P} é a energia a ser subtraída devido à presença de partículas estranhas no jato e ao ruído do detector, \mathcal{A} é a correção devido a partículas que escapam do algoritmo e \mathcal{R} é a correção devido à resposta do calorímetro.

Após todas as correções citadas acima, uma verificação final é realizada utilizando a ressonância do bóson Z , pois é muito conhecida e estudada, tendo uma forma bastante característica. Levando em consideração exatamente os mesmos critérios de pré-seleção de eventos utilizados nessa análise, exceto pela carga oposta, distribuições de dados e MC são comparadas, tendo sido observado um excelente acordo.

As figuras 6.6–6.11 mostram distribuições com múons de carga oposta após aplicar todas as correções às amostras de eventos de MC, bem como cortes cinemáticos que enriquecem a visualização de distribuições relacionadas aos múons.

Os cortes são:

- $p_{T1} > 15 \text{ GeV}/c$ para o múon de maior p_T ;
- $p_{T2} > 10 \text{ GeV}/c$ para o múon de segundo maior p_T ;
- $M_{\mu\mu} > 20 \text{ GeV}/c^2$ para a massa invariante do par de múons ($\mu^+ \mu^-$).

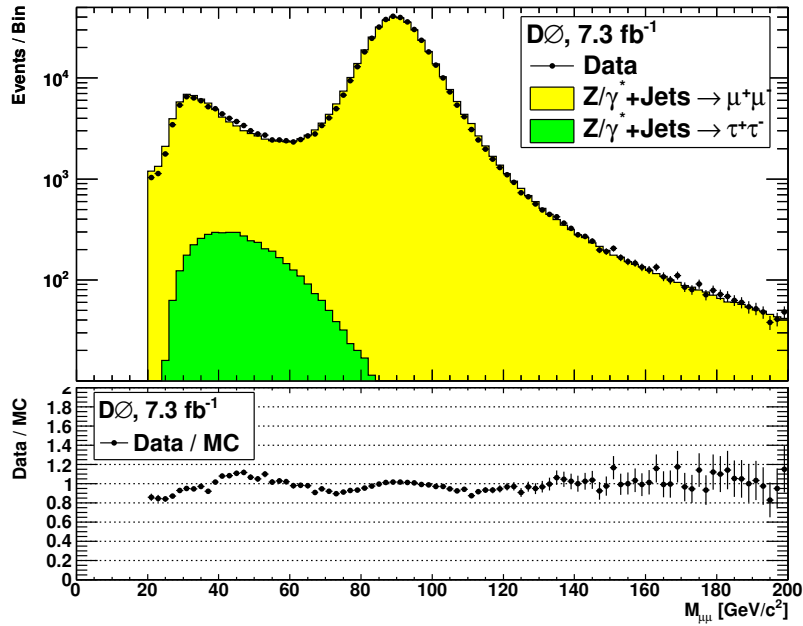


Figura 6.6: Distribuição de massa invariante de di-múons para dados e MC de $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu/\tau\tau$ em amostras de sinais opostos. Outras distribuições de background são desprezíveis na escala escolhida.

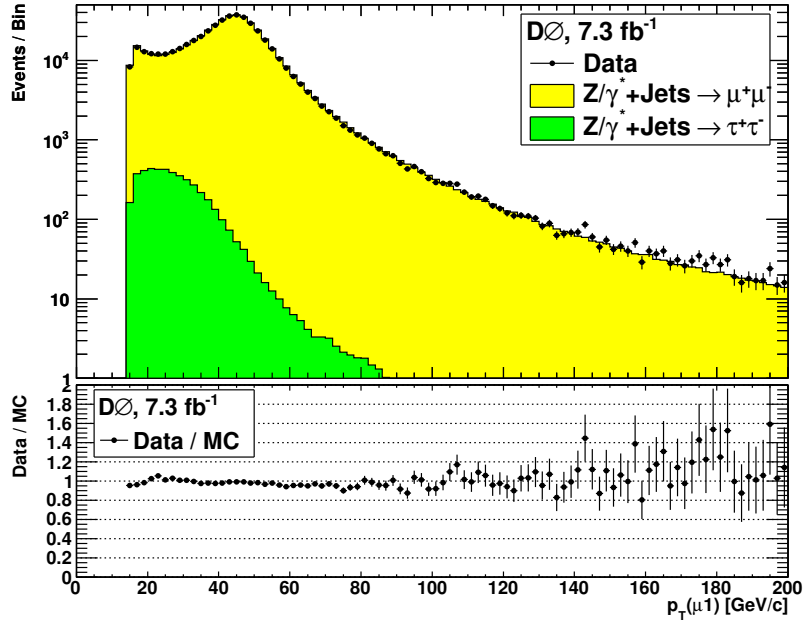


Figura 6.7: Distribuição de p_T do múon de maior momento transversal para dados e MC de $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu/\tau\tau$ em amostras de sinais opostos.

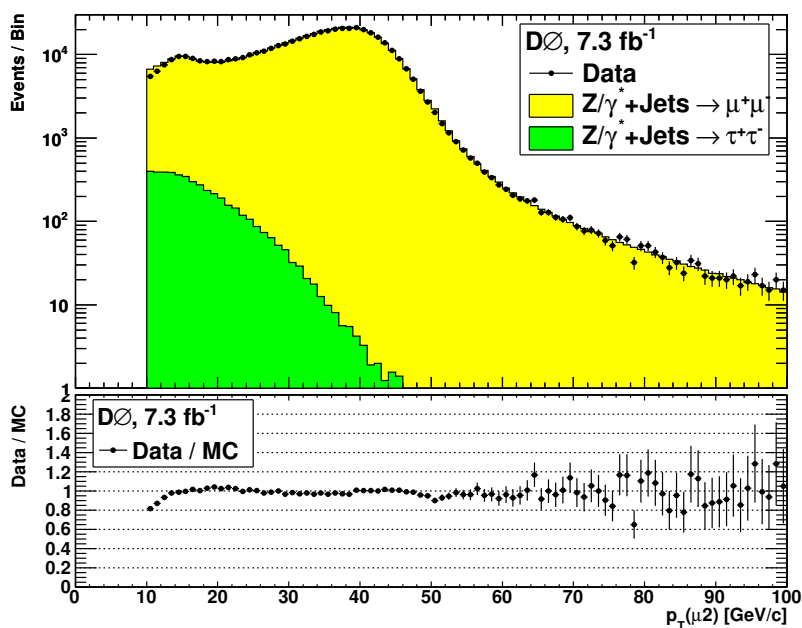


Figura 6.8: Distribuição de p_T do múon de segundo maior momento transverso para dados e MC de $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu/\tau\tau$ em amostras de sinais opostos.

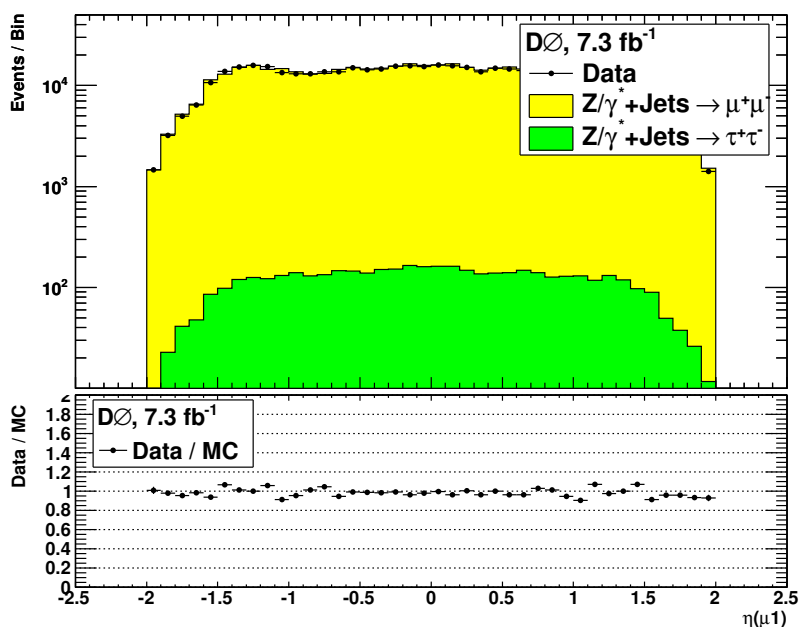


Figura 6.9: Distribuição de η do múon de maior momento transverso para dados e MC de $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu/\tau\tau$ em amostras de sinais opostos.

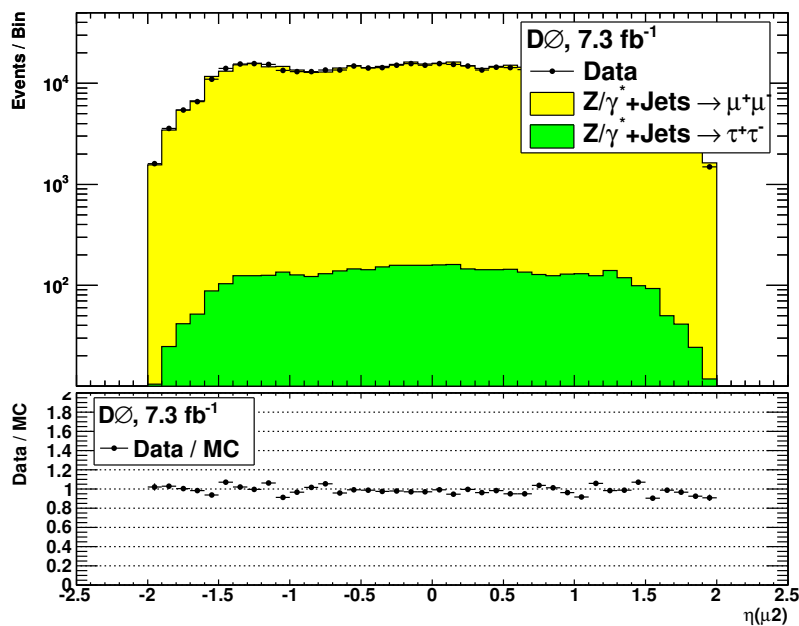


Figura 6.10: Distribuição de η do múon de segundo maior momento transverso para dados e MC de $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu/\tau\tau$ em amostras de sinais opostos.

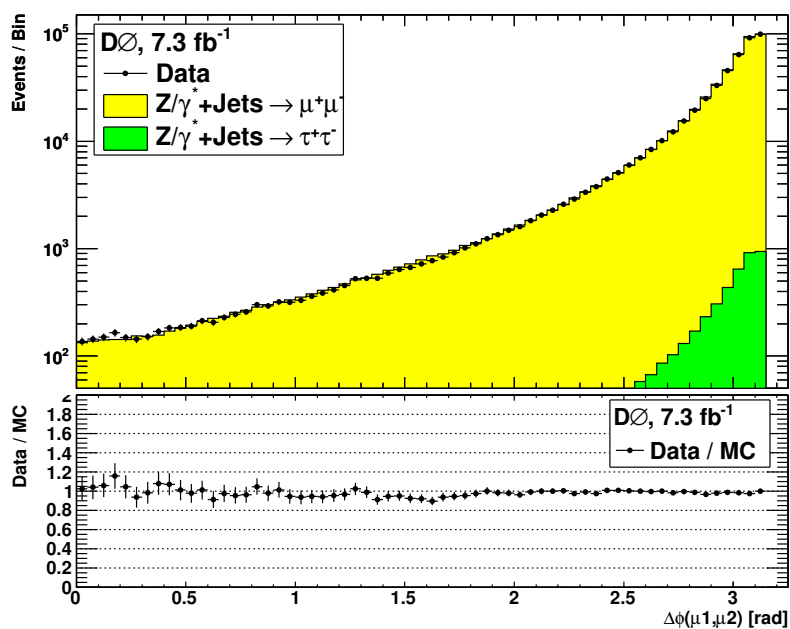


Figura 6.11: Distribuição de $\Delta\phi$ entre os múons de maior momento transverso para dados e MC de $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu/\tau\tau$ em amostras de sinais opostos.

6.3 Pré-Seleção dos Eventos

6.3.1 Múons

Uma pré-seleção é aplicada aos eventos de dados e MC, devendo satisfazer as condições abaixo.

1. Cada evento deve conter dois múons com certificado de qualidade `loose` [93] como requerimento mínimo para a identificação de múons como os objetos físicos de interesse. Para isso, ambos os múons devem se apresentar em uma das seguintes situações:
 - pelo menos um sinal em uma das camadas (A, B ou C) da câmara de múons (PDTs), e pelo menos um sinal em alguma das camadas do cintilador de múons;
 - pelo menos um sinal em cada uma das camadas B e C do PDT, e pelo menos um sinal em alguma das camadas B ou C do cintilador de múons, sendo necessário haver a correspondência do traço com o sistema central de traços;
 - pelo menos um sinal em alguma das camadas do cintilador de múons, e pelo menos um sinal na camada A do PDT, devendo esta última ter correspondência com o sistema central de traços.
2. Ambos os múons devem ter a mesma carga, segundo a topologia do canal de UED em estudo.
3. Cada múon deve ter $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ a fim de atenuar backgrounds de multi-jatos.
4. A distância no eixo z entre o ponto de origem da trajetória de cada múon e o vértice primário deve ser menor que 1 cm , *i.e.* $\Delta z(PV, \mu) < 1 \text{ cm}$, a fim de evitar múons produzidos em interações secundárias dos feixes.
5. Cada múon tem que passar nos cortes de background de raios cósmicos:
 - o intervalo de tempo para deixar sinais nos cintiladores deve ser de $\pm 10 \text{ ns}$;
 - a distância em relação ao melhor vértice primário deve ser menor que $0,2 \text{ cm}$ ($0,04 \text{ cm}$ se excitar pelo menos uma tira de silício do SMT).

6. A curva ajustada à trajetória do múon ao longo dos sinais no sistema de traços deve resultar em $\chi^2/\text{n.d.f.} < 9,5$, apresentando mais de 1 fibra cintilante excitada no CFT. Trajetórias de múons com estas características são denominadas de `tracknewmedium` (definidas em [93]), a qual é uma qualificação segundo o tipo de trajetória. Tal critério reforça a qualidade na identificação dos múons e em medidas mais precisas do p_T .
7. A distância azimutal $\Delta\phi$ entre os múons deve estar no intervalo $[0,25; 2,9]$ rad: o limite superior serve para rejeitar o background de QCD, enquanto o inferior ajuda a garantir a boa identificação dos múons.
8. A pseudo-rapidez do múon deve estar no intervalo $|\eta| < 1.5$ para evitar regiões do sistema central de traços onde eventos de dados e MC apresentam baixa eficiência [93].

Também foram testadas seleções com $\chi^2/\text{n.d.f.} < 4$ no ajuste da trajetória, e sem a exigência de haver excitações nas fibras cintilantes, recebendo a qualificação de `trackmedium`. Contudo, estudos [93] mostraram que este critério resulta não somente em uma detecção menos eficiente de múons para altos valores da luminosidade instantânea, como também em incertezas sistemáticas maiores para os fatores das escalas de correção das eficiências do MC, como mostrado na tabela 6.3.

Tabela 6.3: Comparação de algumas das incertezas sistemáticas dos fatores de escala de correção das eficiências de MC entre os critérios `trackmedium` e `tracknewmedium` para a trajetória do múon.

Fontes de incertezas sistemáticas	<code>trackmedium</code>	<code>tracknewmedium</code>
Simulação do feixe ao longo do eixo z	0,8%	0,8%
Multiplicidade de jatos (0 jato)	0,3%	0,1%
Multiplicidade de jatos (1 jato)	0,3%	0,1%
Multiplicidade de jatos (2 jatos)	0,9%	0,2%
Multiplicidade de jatos (3 ou mais jatos)	1,4%	0,3%
Distribuição no plano azimutal	0,7%	0,6%

Além dos critérios acima, o isolamento do múon também é analisado. As variáveis abaixo (como descrito em [93]) são usadas para checar se um múon é isolado de outra atividade no calorímetro ou no sistema de traços:

- Soma da energia transversal depositada nas células do calorímetro em um cone $0,1 < \Delta R < 0,4$, em que $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$:

$$\mathcal{I}_1^{cal} = \sum E_T^{0,1 < \Delta R < 0,4}$$

- Soma do p_T de todos os traços (exceto o do próprio múon) no sistema de traços em um cone de raio $R = 0,5$:

$$\mathcal{I}_1^{trk} = \sum p_T^{\Delta R < 0,5}$$

- Soma da energia transversal depositada nas células do calorímetro em um cone $0,1 < \Delta R < 0,4$, e é escalado pelo p_T do múon:

$$\mathcal{I}_2^{cal} = \frac{\sum E_T^{0,1 < \Delta R < 0,4}}{p_T^\mu}$$

- Soma do p_T de todos os traços (exceto o do próprio múon) no sistema de traços em um cone de raio $R = 0,5$, e é escalado pelo p_T do múon:

$$\mathcal{I}_2^{trk} = \frac{\sum p_T^{\Delta R < 0,5}}{p_T^\mu}$$

Assim, os múons podem ser classificados dependendo dos valores das variáveis acima, como mostrado na tabela 6.4.

Tabela 6.4: Classificação dos múons de acordo com os critérios de isolamento.

Classificação	Critérios de Isolamento	
NPTight	$\mathcal{I}_1^{cal} < 2,5 \text{ GeV}$	$\mathcal{I}_1^{trk} < 2,5 \text{ GeV}$
NPLoose	—	$\mathcal{I}_1^{trk} < 2,5 \text{ GeV}$
TopScaledLoose	$\mathcal{I}_2^{cal} < 0,2$	$\mathcal{I}_2^{trk} < 0,2$
TrkTightScaled	$\mathcal{I}_2^{cal} < 0,4$	$\mathcal{I}_2^{trk} < 0,12$
TrkLooseScaled	$\mathcal{I}_2^{cal} < 0,4$	$\mathcal{I}_2^{trk} < 0,25$

Exemplificando, através de $\mathcal{I}_{1,2}^{cal}$ é possível definir um isolamento energético dos múons em relação aos jatos reconstruídos no calorímetro, uma vez que os múons podem ter origem em decaimentos de mésons π e K , por exemplo, ao

invés de se originar próximos ao ponto de interação $p\bar{p}$. A variável $\mathcal{I}_{1,2}^{trk}$ define um isolamento da trajetória do múon em relação a trajetórias de outras partículas carregadas, no sistema central de traços, contribuindo também para discernir múons produzidos no vértice primário de múons produzidos em jatos.

6.3.2 Jatos e Energia Transversal Faltante

Jatos são usados no modelamento do background de QCD e para discriminar o sinal do background. A seleção de jatos segue as recomendações [94] do Grupo de Algoritmo de Jatos do experimento DØ. Esses jatos são construídos através do algoritmo de cone [78], em que as partículas são associadas a torres calorimétricas cujos centros estão dentro de um cone de raio $R < 0,5$ no espaço $\eta \times \phi$. Cada torre ocupa o espaço $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,1 \times 0,1$. Somente torres com E_T maior que um valor limite são usadas para a construção dos jatos. O corte em E_T reduz o número de cones a serem analisados inicialmente e previne a inclusão de energia de partículas que não são produzidas nas colisões duras dos feixes. Por construção, esse algoritmo apresenta limitações relacionadas à presença de jatos colineares e à radiação de glúons leves. A dependência quanto a colinearidade dos jatos é reduzida levando em conta o número de jatos com baixo E_T . Já a divisão da energia transversal entre várias torres calorimétricas causada pela sensibilidade à radiação de glúons leves é reduzida exigindo jatos com altos valores de E_T . Os jatos devem ter $p_T > 15 \text{ GeV}/c$. Esse algoritmo tem a vantagem de ser eficiente em termos de tempo computacional.

A presença de partículas pouco interagentes (neutrinos, LKPs, etc.) no evento é inferida através de um desbalanceamento na energia transversal detectada pelo calorímetro. O vetor de energia transversal faltante é definido como

$$\vec{E}_T = - \sum_i \vec{E}_T^i \quad (6.3)$$

e o seu módulo, $E_T = |\vec{E}_T|$, é definido como energia transversal faltante. Uma dificuldade inerente a esta definição é o fato de que o múon deposita pouca energia no calorímetro pois, para os regimes de energia considerados, é uma partícula mínimo-ionizante e, desse modo, pode ser confundido com a E_T . Além disso, após correções feitas às energias de elétrons, fótons e jatos, é necessário fazer um novo balanceamento energético.

Logo, a \cancel{E}_T deve ser re-calculada segundo a expressão:

$$\cancel{E}_T = \left| \vec{E}_{T_e}^{corr} + \vec{E}_{T_\gamma}^{corr} + \vec{E}_{T_{jatos}}^{corr} + \vec{p}_{T_\mu} \right| \quad (6.4)$$

em que $\vec{E}_{T_e}^{corr}$, $\vec{E}_{T_\gamma}^{corr}$ e $\vec{E}_{T_{jatos}}^{corr}$ são os vetores energia transversal corrigidos de elétrons, fótons e jatos, respectivamente, e \vec{p}_{T_μ} é o vetor momento transversal do múon. Como o estado final procurado nesta análise possui 2 LKP massivos, a \cancel{E}_T é usada como uma variável de controle, bem como é uma variável com potencial para discriminar o sinal do background. Também é comum construir a variável conhecida como massa transversa

$$M_T = \sqrt{2\cancel{E}_T \cdot p_T [1 - \cos \Delta\phi(\vec{\cancel{E}}_T, \mu)]} \quad (6.5)$$

o que ajuda a reduzir o background de $W + jatos$.

6.4 Background a partir dos Dados

Uma importante fonte de background esperada nesta análise é o par de múons de mesma carga que se origina na produção de $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$. Como as simulações de MC não modelam o background de QCD de maneira satisfatória, este background é estimado dos dados a partir de conjuntos de eventos contendo múons que representam aqueles da seleção do estado final e se originam predominantemente do background de multijatos.

O estado final deve conter dois múons de mesma carga, jatos e \cancel{E}_T . Os eventos de sinal possuem jatos provenientes da hadronização dos quarks Q_1 da cadeia de decaimento dos modos de KK. Não há correlação entre as direções dos múons, os quais são produzidos a partir do decaimento dos bósons W_1^\pm e Z_1 . Logo, não é esperado que haja correlação entre as direções de múons e jatos. Já os eventos do background de QCD contém múons provenientes de jatos: são múons resultantes de decaimentos semi-leptônicos de mésons. Neste caso, os dois múons tendem a estar colineares e seguindo em sentidos opostos (*back-to-back*), havendo correlação nas direções de múons e jatos.

6.4.1 Estimativa de QCD a partir dos Dados

Para estimar o background de QCD, foram utilizadas regiões de *sideband* — regiões dominadas por eventos de background — em duas variáveis: variáveis de isolamento e o momento transversal do múon mais isolado. Essas variáveis foram escolhidas considerando-se que os múons provenientes do sinal tendem a ser mais isolados que aqueles oriundos de multijatos.

Na variável de isolamento, definimos duas categorias segundo a tabela 6.4:

- amostra \mathcal{S} : um múon é fortemente isolado (`TrkTightScaled`) enquanto que o outro pode ser fortemente ou levemente isolado (`TrkLooseScaled`);
- amostra \mathcal{Q} : um múon é fortemente isolado enquanto o outro falha no critério `TrkLooseScaled`.

Já na variável de momento, foram escolhidas duas regiões levando em consideração que o background de multijatos é dominante na região de baixo p_T em ambas as amostras:

- região de baixo p_T (`low`): $5 < p_T < 10$ GeV/c;

- região de alto p_T (high): $p_T > 10 \text{ GeV}/c$.

O limite inferior de $p_T > 5 \text{ GeV}/c$ se deve aos critérios de pré-seleção mencionados anteriormente, enquanto que o limite superior em $p_T < 10 \text{ GeV}/c$ procura evitar a contaminação de processos eletrofracos, os quais são dominantes para valores mais altos de p_T .

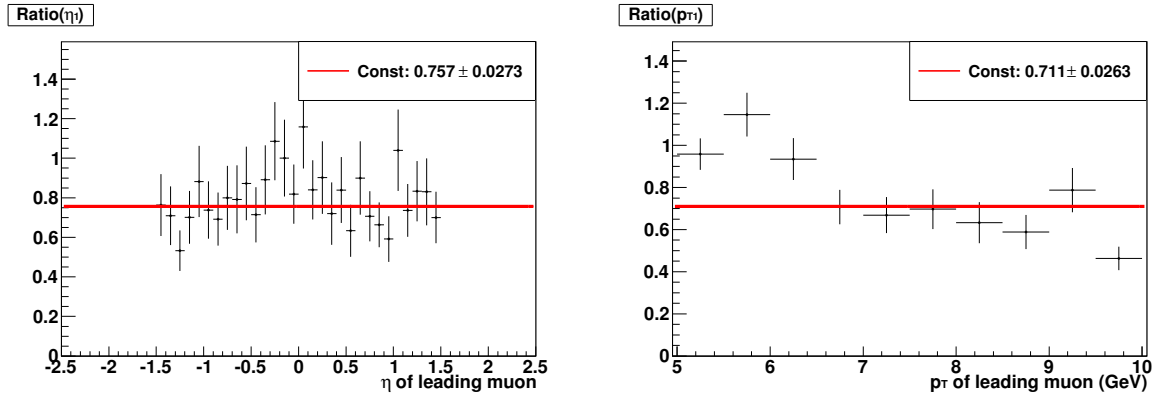


Figura 6.12: Razão de dependência com a pseudo-rapidez (a esquerda) e o momento transversal (a direita) do múon de maior p_T para o caso de eventos sem jatos. As razões nas legendas não são usadas no cálculo dos valores de N_i , tendo apenas caráter ilustrativo.

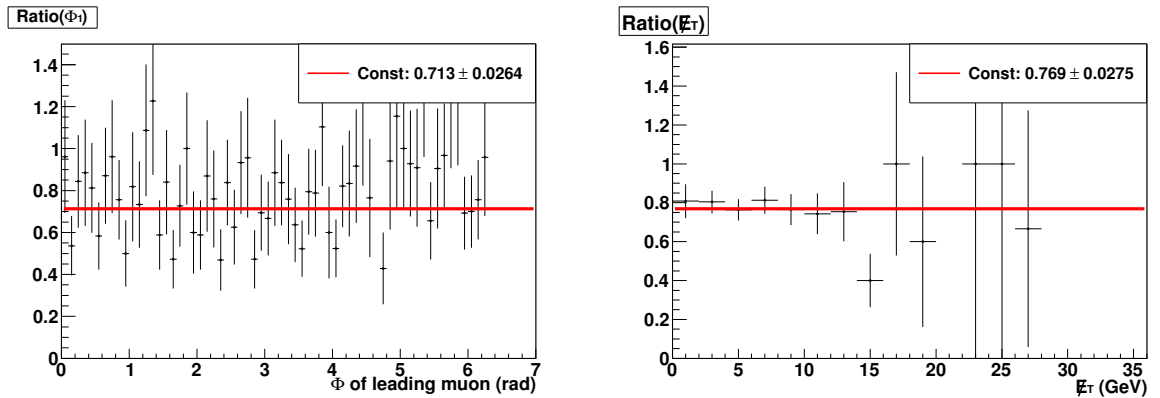


Figura 6.13: Razão de dependência com ϕ do múon de maior p_T (a esquerda) e com E_T (a direita) para o caso de eventos sem jatos. As razões nas legendas não são usadas no cálculo dos valores de N_i , tendo apenas caráter ilustrativo.

Com o conjunto de requisitos acima, diversas distribuições cinemáticas apresentam uma razão constante na região low , como pode ser visto nas figuras 6.12 e 6.13 para o caso de eventos sem jatos. Nesse caso, é possível aproximar as funções de transferência da amostra \mathcal{Q}_{low} para \mathcal{S}_{low} por fatores de normalização constante.

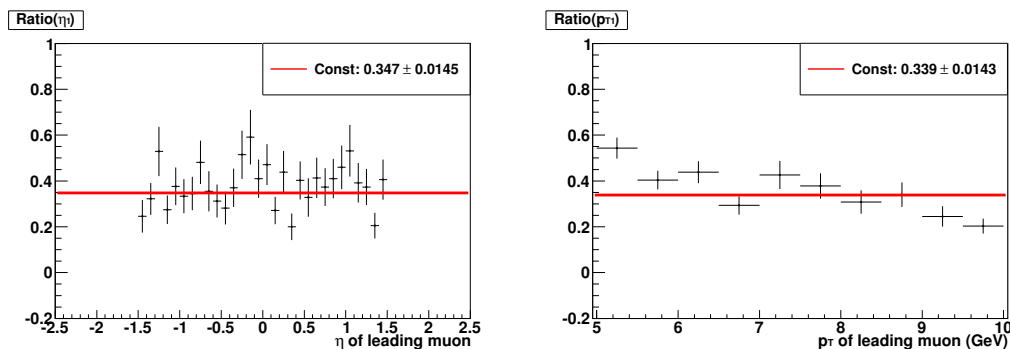


Figura 6.14: Razão de dependência com η e o p_T do múon 1 (1 jato).

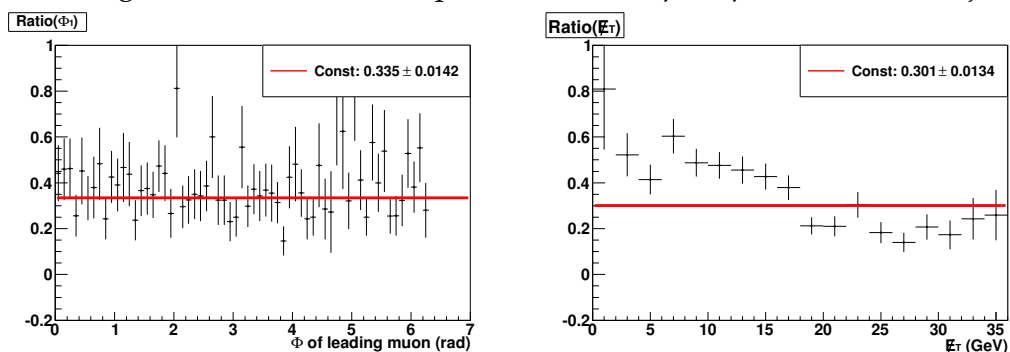


Figura 6.15: Razão de dependência com ϕ do múon 1 e com E_T (1 jato).

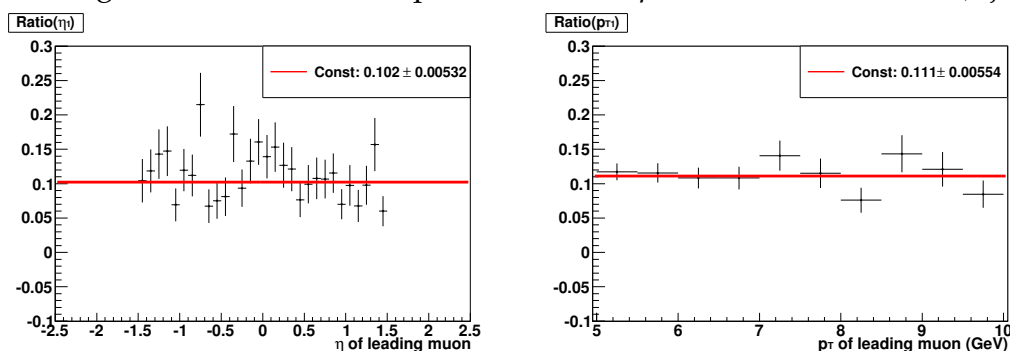


Figura 6.16: Razão de dependência com η e p_T do muon 1 (2 ou mais jatos).

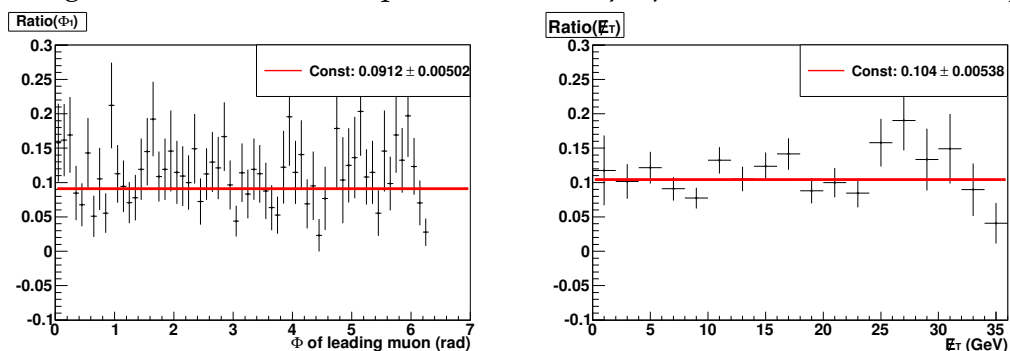


Figura 6.17: Razão de dependência com ϕ do múon 1 e com E_T (2 ou mais jatos).

Verificou-se uma clara dependência desses fatores em relação ao número de jatos em cada evento. A fim de levar essa dependência em consideração, um valor diferente do fator de escala é calculado para eventos de acordo com o número de jatos:

$$N_i = \frac{I_i(\mathcal{S}_{\text{low}})}{I_i(\mathcal{Q}_{\text{low}})}, \quad i = 0, 1, \geq 2 \text{ jatos} \quad (6.6)$$

onde I representa a integral da distribuição na amostra em questão.

Para os casos em que os eventos têm um ou mais jatos, pode-se observar uma inclinação nas razões relacionadas ao momento transversal do múon de maior p_T . Essa discrepância será tratada como uma fonte de incerteza sistemática.

As razões N_i são usadas como um fator de escala para as distribuições de dados e MC de amostra \mathcal{Q} , na região de alto p_T , considerando diferentes números de jatos em cada evento ($i = 0, 1, \geq 2$ jatos). Os fatores N_i são calculados dividindo as integrais das distribuições das amostras \mathcal{S} e \mathcal{Q} . As figuras 6.14–6.17 mostram razões lineares e constantes para algumas distribuições no caso de eventos com somente um jato ou eventos contendo mais de um jato. As razões nas legendas não são usadas no cálculo dos valores de N_i , tendo apenas caráter ilustrativo.

Os fatores de normalização N_i , cujas incertezas são calculadas pela propagação dos erros estatísticos, estão listados na tabela 6.5 de acordo com a expressão (6.6). É feita então a suposição de que esses mesmos fatores são válidos na região high.

Número de Jatos	N_i
0	0.790 ± 0.028
1	0.378 ± 0.015
≥ 2	0.1138 ± 0.0056

Tabela 6.5: Fator de normalização de acordo com o número de jatos.

O background de multijatos na amostra $\mathcal{S}_{\text{high}}$ é determinado então como sendo a amostra $\mathcal{Q}_{\text{high}}$ re-escalada com N_i :

$$\mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{QCD}} = \sum_i N_i \mathcal{Q}_{\text{high}}^i(\text{data}), \quad i = 0, 1, \geq 2 \text{ jatos} . \quad (6.7)$$

O background de processos eletrofracos e $t\bar{t}$, que serão denominados coletivamente EWK, é estimado diretamente das amostras de Monte Carlo, ou seja:

$$\mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{EWK}} = \sum \mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{EWK}}(\text{MC}) . \quad (6.8)$$

Desse modo, a estimativa para o background na região $\mathcal{S}_{\text{high}}$ de análise é

$$\mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{bg}} = \mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{QCD}} + \mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{EWK}}. \quad (6.9)$$

6.4.2 Correção Devido à Contaminação Eletrofraca

Quando a contribuição de Monte Carlo para os processos eletrofracos é adicionada à estimativa de QCD, de acordo com a equação (6.9), é visível que o background está superestimado. Na figura 6.18 (superior), a distribuição de p_{T1} é apresentada para os dados e a estimativa total de backgrounds na região $\mathcal{S}_{\text{high}}$. A razão postulada para esse fenômeno é que processos de QCD são dominantes na amostra \mathcal{Q}_{low} onde os fatores de normalização são calculados; o mesmo não ocorre para a região high . Nesta região, há uma contaminação significativa dos processos eletrofracos para a amostra $\mathcal{Q}_{\text{high}}$. Essa contaminação surge especialmente dos processos de $W + \text{jatos}$ em que um dos múons tende a ser isolado (proveniente do W) enquanto o outro se origina principalmente de jatos e é, em geral, não isolado.

Para estimar a magnitude da contribuição eletrofraca, são impostos sobre as amostras dois requisitos adicionais:

$$\cancel{E}_T > 25 \text{ GeV} \quad \text{e} \quad p_{T1} > 40 \text{ GeV}/c.$$

Com esta seleção adicional, os processos eletrofracos tornam-se dominantes em relação ao background de multijatos. Assim, uma outra categoria de amostras é criada, denominada *extra*, através de um procedimento análogo à equação (6.7):

$$\mathcal{S}_{\text{extra}}^{\text{EWK}}(\text{MC}) = \sum_i N_i \mathcal{Q}_{\text{extra}}^i{}^{\text{EWK}}(\text{MC}) \quad , \quad i = 0, 1, \geq 2 \text{ jatos} \quad , \quad (6.10)$$

onde $\mathcal{Q}_{\text{extra}}^i{}^{\text{EWK}}(\text{MC})$ é a amostra de MC dos processos eletrofracos e $t\bar{t}$ na região *extra*. Comparando-se a amostra $\mathcal{S}_{\text{extra}}^{\text{EWK}}(\text{MC})$ com a $\mathcal{S}_{\text{extra}}^{\text{QCD}}(\text{data})$, percebe-se que a simulação de Monte Carlo está sendo superestimada, como mostrado na figura 6.19 (superior). Suspeita-se que tal contaminação se deva ao fato de que as correções de MC são feitas usando a ressonância do bóson Z , para o qual apenas múons isolados são considerados. No caso de múons não isolados, a simulação de MC necessita ser corrigida.

Para corrigir a simulação de Monte Carlo dos processos eletrofraco e $t\bar{t}$, foi obtido um fator de normalização pela divisão das integrais de $\mathcal{S}_{\text{extra}}^{\text{QCD}}(\text{data})$ e

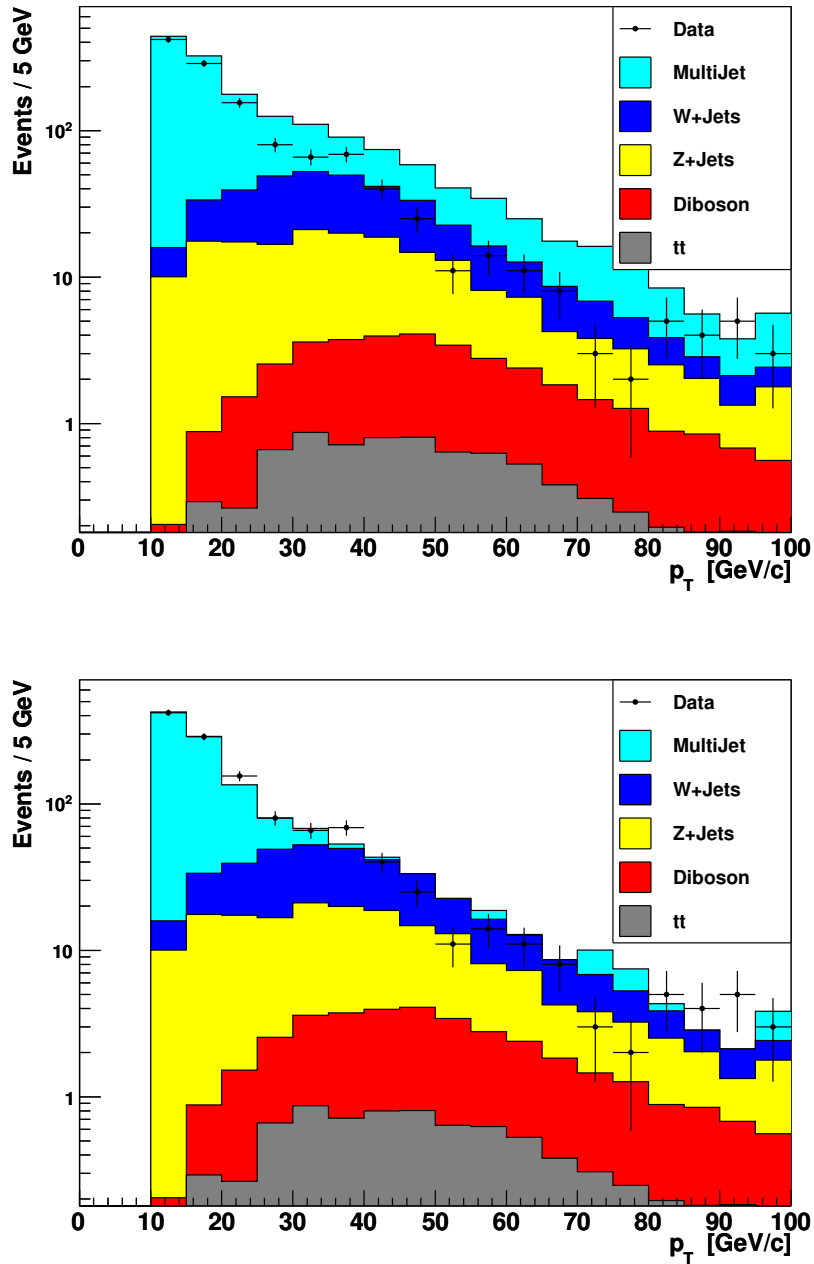


Figura 6.18: Distribuição de p_T antes (superior) e após (inferior) a subtração da contaminação eletrofraca.

$\mathcal{S}_{\text{extra}}^{\text{EWK}}(\text{MC})$ da figura 6.19, segundo a expressão

$$f_{\text{MC}} = \frac{I(\mathcal{S}_{\text{extra}}^{\text{QCD}}(\text{data}))}{I(\mathcal{S}_{\text{extra}}^{\text{EWK}}(\text{MC}))} = 0,592 \pm 0,084, \quad (6.11)$$

cujo resultado é utilizado como um fator de escala aplicado sobre $\mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{EWK}}(\text{MC})$

$$\overline{\mathcal{S}}_{\text{high}}^{\text{EWK}}(\text{MC}) = f_{\text{MC}} \mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{EWK}}(\text{MC}). \quad (6.12)$$

A figura 6.19 (inferior) compara a $\mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{QCD}}(\text{data})$ com a contaminação eletrofraca $\overline{\mathcal{S}}_{\text{high}}^{\text{EWK}}(\text{MC})$ após a correção segundo a expressão (6.12). Neste caso, a distribuição de p_{T1} da região *high* é apresentada sem os requerimentos adicionais de seleção eletrofraca.

Pela figura 6.19 (inferior), nota-se que a contaminação eletrofraca é dominante para regiões de alto momento transversal. Essa contaminação é removida da estimativa do background de multijatos subtraindo $\overline{\mathcal{S}}_{\text{high}}^{\text{EWK}}(\text{MC})$ de $\mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{QCD}}(\text{data})$. Assim, a estimativa final do background de multijatos passa a ser dada por

$$\mathcal{S}_{\text{Multijatos}} = \mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{QCD}}(\text{data}) - \overline{\mathcal{S}}_{\text{high}}^{\text{EWK}}(\text{MC}), \quad (6.13)$$

e a estimativa final de todos os backgrounds, incluindo todos os backgrounds eletrofracos e $t\bar{t}$ da região \mathcal{S} de análise (equação 6.8), é então escrita como

$$\mathcal{S}_{\text{Backgrounds}} = \mathcal{S}_{\text{Multijatos}} + \mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{EWK}}. \quad (6.14)$$

A figura 6.18 (inferior) mostra a comparação de todos os backgrounds, segundo a expressão (6.14), com os dados na região de alto p_T . Observa-se agora um bom acordo entre os dados observados e o background.

6.4.3 Background devido à Inversão de Carga

Partículas carregadas que têm baixo momento transversal possuem uma trajetória com raio de curvatura pequeno, como ilustrado na figura 6.20 (trajetória vermelha). Por outro lado, partículas carregadas com momento transversal muito alto curvam muito pouco no campo magnético, tornando difícil reconstruir suas trajetórias e, conseqüentemente, dificultam o cálculo de p_T . Neste caso, é possível que a carga da partícula seja identificada incorretamente (trajetória azul da figura 6.20).

Para estudar as ocorrências de eventos cujas partículas sofreram inversão de carga (*charge flip*, CF), um método [9] que utiliza regiões de *sideband* foi desenvolvido pelo experimento DØ, tornando possível determinar a contribuição desse tipo de background.

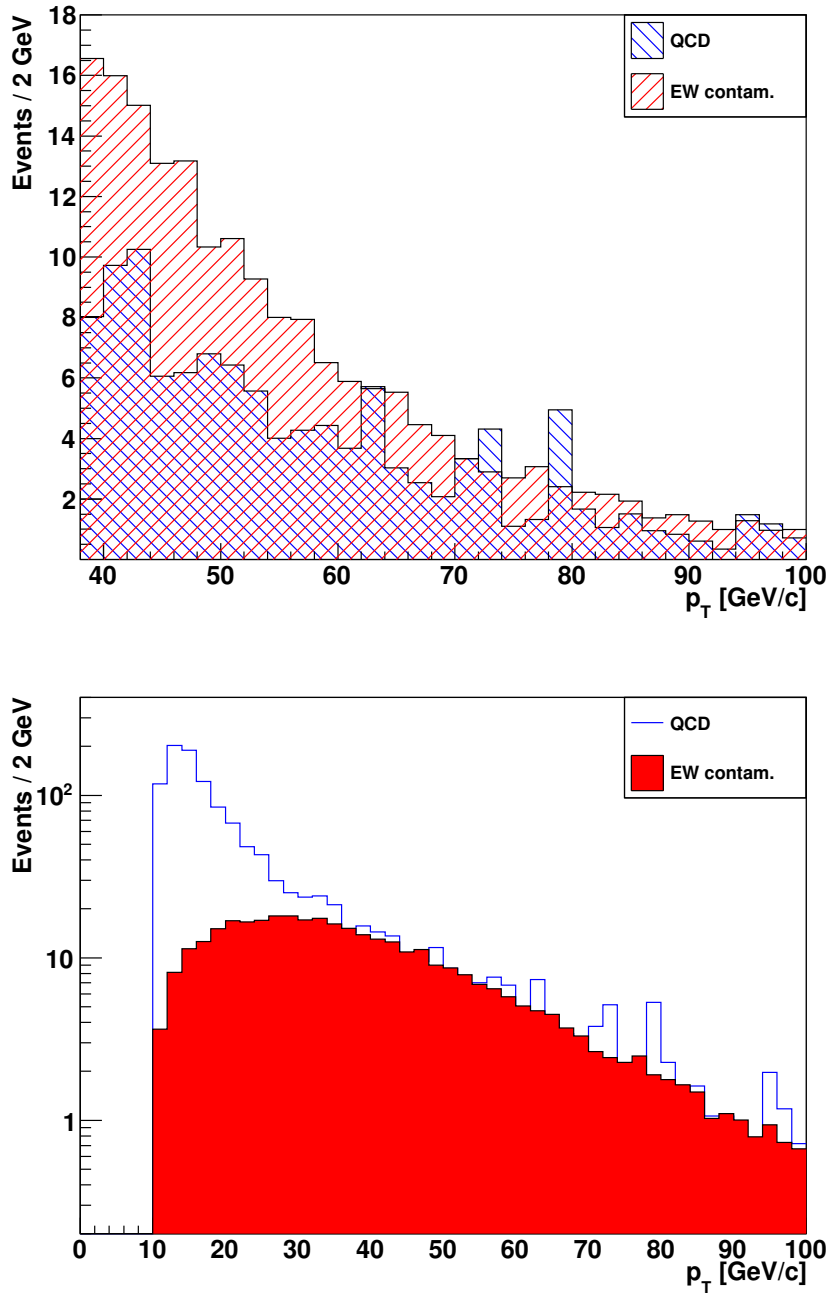


Figura 6.19: Distribuição de p_T . Na figura superior, a área azul hachuriada corresponde à amostra $\mathcal{S}_{\text{extra}}^{\text{QCD}}$ (data), enquanto que a área vermelha hachuriada é a amostra $\mathcal{S}_{\text{extra}}^{\text{EWK}}$ (MC), correspondente à contaminação eletrofraca. Na figura inferior, a linha azul é a amostra $\mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{QCD}}$ (data) e a área vermelha é a amostra $\overline{\mathcal{S}}_{\text{high}}^{\text{EWK}}$ (MC) que carrega o fator de escala $f_{\text{MC}} = 0,592$.

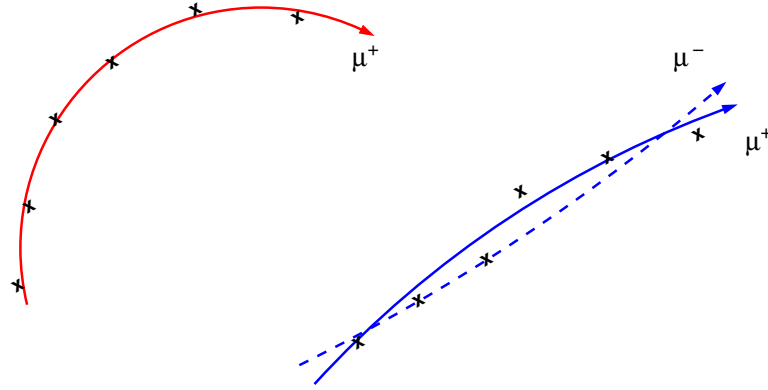


Figura 6.20: Curvaturas de partículas carregadas com dependência no momento transversal. Partículas carregadas com p_T muito alto apresentam uma trajetória quase retilínea. Os pontos ilustram os sinais deixados no sistema de traços devido à passagem da partícula. É a partir desses pontos que é feita a reconstrução da trajetória.

Esse método é baseado no fato de que o detector DØ pode executar duas medidas independentes de carga para os múons: (1) usando somente o espectrômetro de múons na reconstrução das trajetórias; ou (2) usando o sistema de traços centrais combinado ao espectrômetro de múons, que é mais confiável. Assim é feita a contagem das cargas a partir das trajetórias reconstruídas nos casos (1) e (2) para verificar ocorrências de CF. O número de desacordos entre ambas as medidas está relacionado à probabilidade de medição incorreta da carga.

O número de eventos com CF nas amostras de dados dessa análise, após a pré-seleção, é de $N_{\text{dados}} = 161.7 \pm 32.4$, estando em acordo com o número de eventos de $Z \rightarrow \mu\mu$ de MC, $N_{\text{MC}} = 170.6$.

Somando a diferença de eventos com CF ($N_{\text{dados}} - N_{\text{MC}} = 8,9$) em quadratura com a incerteza da amostra de dados ($S_{\text{dados}} = 32.4$), obtém-se uma incerteza sistemática de 21% para o background de $Z \rightarrow \mu\mu$:

$$S_{\text{CF}} = \frac{\sqrt{(N_{\text{dados}} - N_{\text{MC}})^2 + (S_{\text{dados}})^2}}{(N_{\text{MC}})^2} = 21\% \quad (6.15)$$

Capítulo 7

Extração do Sinal de UED: Método de Multi-Variáveis

Em Física de Altas Energias, uma análise típica de busca por nova física procura estudar o modelo em questão observando uma variável final (ou um conjunto de variáveis finais) que seja sensível a um parâmetro daquele modelo. São então construídas distribuições estatísticas para cada uma dessas variáveis, e cada distribuição contém os dados observados, um ou mais backgrounds e os processos que representam a nova física (processos do sinal). É muito comum que, nessas distribuições, os backgrounds e o sinal estejam superpostos, diminuindo a sensibilidade em observar a ocorrência de nova física, caso exista.

Na presente análise, diversas são as possibilidades de variáveis a serem analisadas e, por isso, faz-se necessária a utilização de métodos que permitam escolher quais variáveis são mais sensíveis ao parâmetro do modelo de Dimensões Extras Universais Mínimo (MUED), além de permitir que os processos de sinal sejam otimizados em relação ao background. Com isso, uma variável final, que representa todas as outras, é construída e utilizada como variável de *input* para análises estatísticas, cuja resposta é o estabelecimento ou não da existência do modelo, dentro do intervalo estudado do parâmetro de MUED, nesse caso a escala de compactificação R^{-1} .

7.1 Distribuições Cinemáticas

Com a finalidade de extrair os limites para o modelo de UED, é necessário rejeitar a maior quantidade possível de eventos de background. Assim, os critérios de pré-seleção foram usados com os seguintes cortes adicionais:

- Separação azimutal entre os dois múons: $\Delta\phi < 2,9$ para rejeitar o background de QCD que geralmente aparece *back-to-back*, e $\Delta\phi > 0,25$ para

evitar múons muito próximos uns dos outros, o que resulta em uma má identificação dessas partículas.

- Pseudo-rapidez do múon: $|\eta| < 1,5$, para evitar regiões do sistema central de traços onde eventos de dados e MC apresentam baixa eficiência [93].
- Momento transversal do múon de maior p_T (p_{T1}) maior que 15 GeV/c a fim de rejeitar o background de QCD e ser consistente com o requerimento do *trigger*.
- Momento transversal do múon de segundo maior p_T (p_{T2}) maior que 10 GeV/c para rejeitar o background de QCD e ser ortogonal à região de controle da normalização (região de *sideband*).
- Cortes superiores de $p_{T1} < 200$ GeV/c e $M_{\mu\mu} < 250$ GeV/c são usados para reduzir a contribuição de CF no background, dado que múons com alto p_T podem ter a carga medida incorretamente.
- A menor distância entre os múons e o vértice de interação de $p\bar{p}$: $|dca_{\mu_1, \mu_2}| < 0.05$ cm a fim de rejeitar eventos de *pile-up* — eventos gerados em múltiplas interações no cruzamento dos feixes e que não fazem parte da colisão dura.
- Energia transversal faltante $\cancel{E}_T > 25$ GeV para eliminar o background de QCD.

Muitas variáveis são utilizadas para otimizar a extração do sinal e estão listadas abaixo. Para ilustrar o acordo entre dados e background, suas distribuições são mostradas juntamente com o sinal de UED para $R^{-1} = 260$ GeV nas figuras 7.1 – 7.12, onde as incertezas estatísticas estão representadas por barras e áreas hachuradas para os dados e o para o background, respectivamente. As variáveis usadas são:

- Momentos transversais (p_{T1} e p_{T2}) dos múons.
- Ângulo azimutal ($\Delta\phi$) entre os dois múons.
- Energia transversal faltante (\cancel{E}_T).
- χ^2 do ajuste dos pontos, que compõem o traço do múon, a partir da combinação entre os pontos do sistemas central de traços e do sistema de múons. Isto fornece uma separação entre dados e background pois uma considerável

porção do background é composta por múons mal medidos com altos valores de χ^2 .

- Número de jatos (N_{jets}).
- Massa invariante ($m_{\mu\mu}$) do par de múons.
- $(\cancel{E}_T \cdot p_{T2})$: o produto entre a energia transversal faltante e o momento transversal p_{T2} ajudam a descartar o background de multijatos, uma vez que um desses fatores tendem a ter valores pequenos.
- Variáveis topológicas MT_1 e MT_2 . A partir da equação (6.5), essas variáveis são calculadas como uma massa transversal entre a \cancel{E}_T e os respectivos momentos transversais dos múons:

$$MT_{1,2} = \sqrt{2\cancel{E}_T \cdot p_{T1,2} [1 - \cos \Delta\phi(\vec{\cancel{E}}_T, \mu_{1,2})]} \quad (7.1)$$

- Significância de \cancel{E}_T . Quando a energia dos jatos é mal medida, resulta no aparecimento de uma falsa $\vec{\cancel{E}}_T$ em direção paralela ao jato. A significância de \cancel{E}_T pode ser usada para distinguir este caso daquele de uma partícula realmente não detectada. Seja a incerteza na escala de energia dos jatos (projetada na direção do jato) dada por σ_{proj} , a significância de \cancel{E}_T é dada então por

$$\text{Sig}(\cancel{E}_T) = \frac{\cancel{E}_T}{\sum_{jets} \sigma_{proj}^2} \quad (7.2)$$

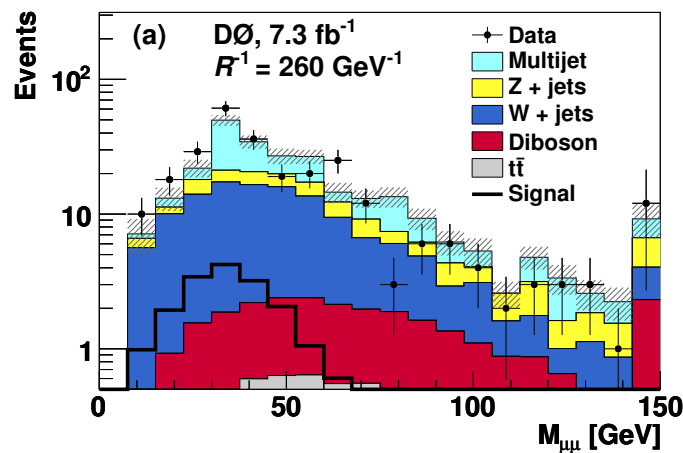


Figura 7.1: Massa invariante do par de múons ($M_{\mu\mu}$).

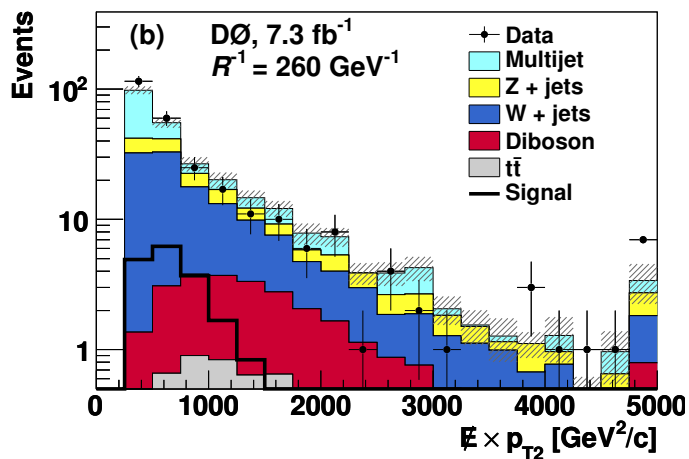


Figura 7.2: Variável ($E_T \cdot p_{T2}$)

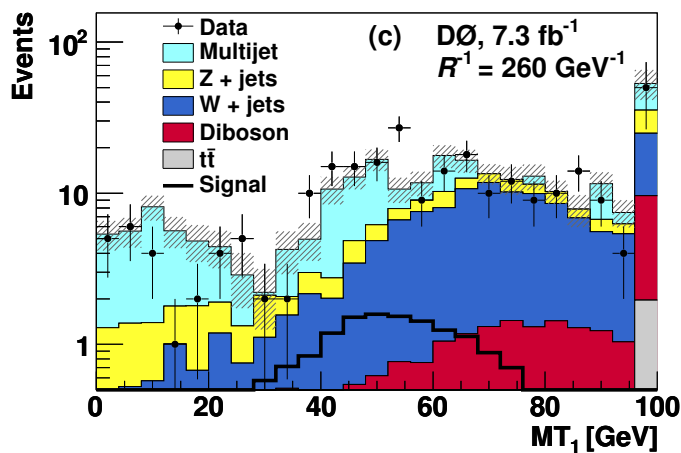


Figura 7.3: Massa transversal MT_1

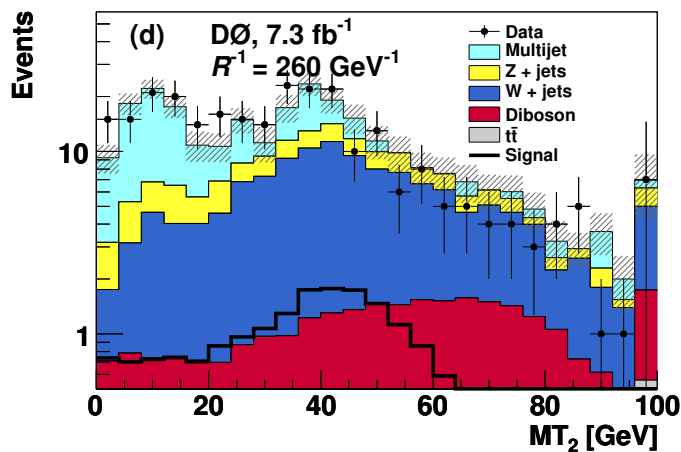


Figura 7.4: Massa transversal MT_2 .

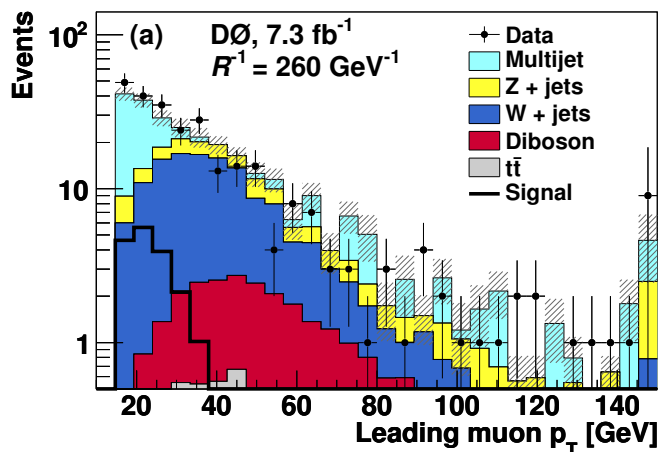


Figura 7.5: Momento p_{T1} .

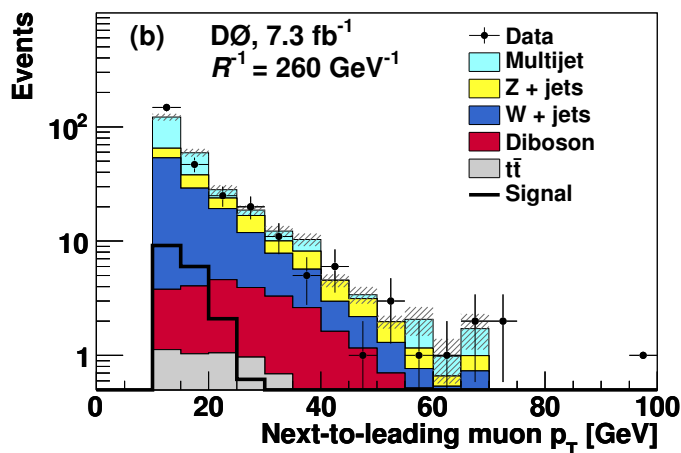


Figura 7.6: Momento p_{T2} .

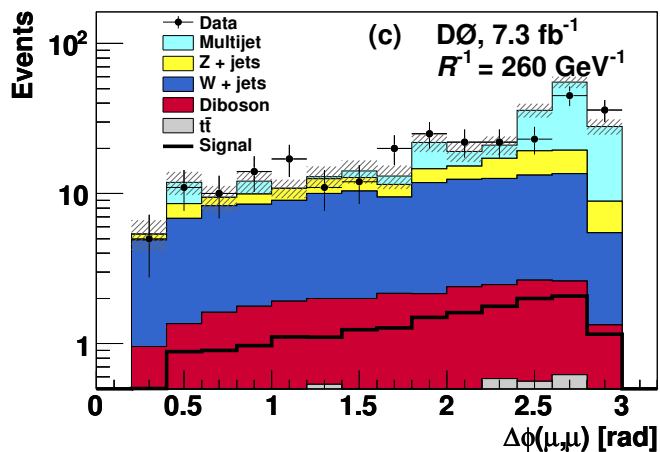


Figura 7.7: $\Delta\phi$ entre os múons.

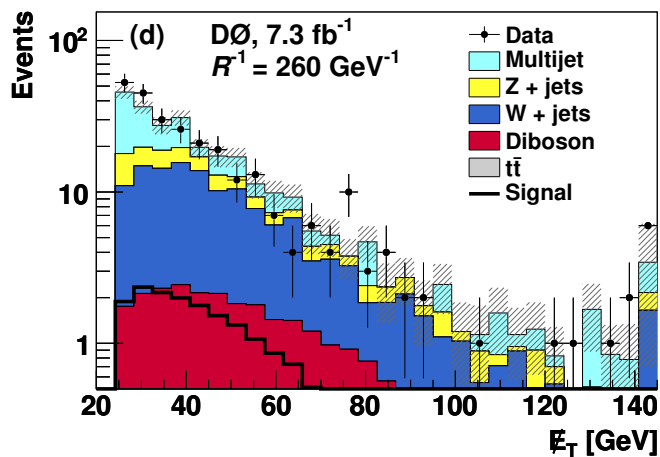


Figura 7.8: Energia transversal faltante.

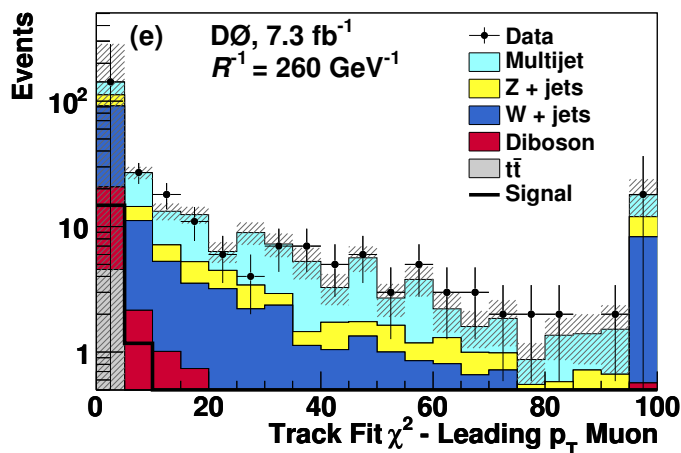


Figura 7.9: χ^2 das trajetórias do múon de maior p_T .

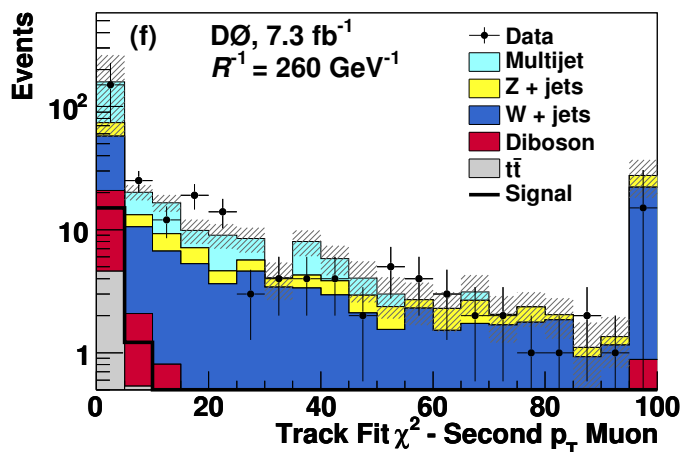


Figura 7.10: χ^2 das trajetórias do múon de segundo maior p_T .

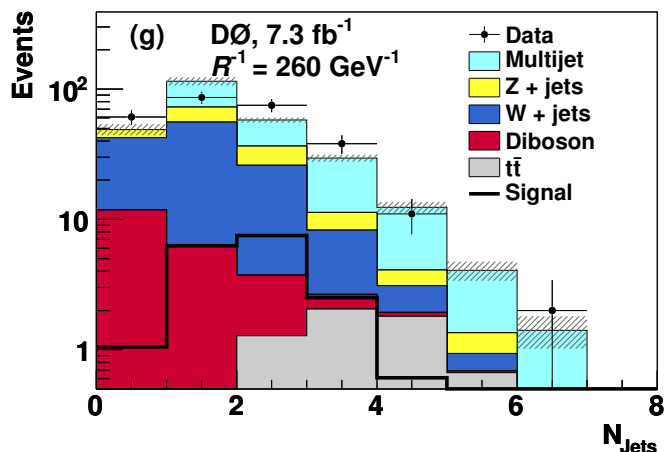


Figura 7.11: Número de jatos.

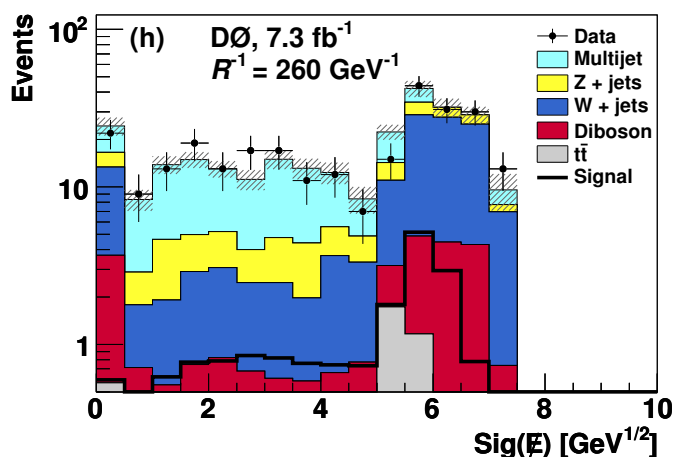


Figura 7.12: Significância do \cancel{E}_T .

7.2 Extração do Sinal

Com a finalidade de separar as amostras de sinal do background, métodos de análise de multivariáveis são utilizados a partir da ferramenta conhecida como *Toolkit for Multivariate Analysis* (TMVA) [95], a qual possui algoritmos de aprendizagem que categorizam eficientemente eventos de ambas as amostras após diversas interações. Foram fornecidas as variáveis citadas acima como *input* aos algoritmos do TMVA, os quais representam diferentes métodos de análises de multivariáveis.

Para escolher o melhor método de separação das amostras, foi utilizado um teste que visa obter a máxima rejeição do background em função da máxima eficiência no sinal — curva denominada de *Receiver Operating Characteristic* (ROC

curve) — como mostra a figura 7.13. O teste foi realizado para oito diferentes métodos: *Boosted Decision Tree* (BDT), *RuleFit*, *HMatrix*, *Linear Discriminat* (LD), *Fisher*, *Likelihood*, *Function Discriminant Analysis/Genetic Algorithm* (FDA_GA) e *Cuts*. Os métodos BDT e Likelihood têm a vantagem de poder trabalhar com eventos com pesos negativos, o que é importante já que as variáveis de *input* dessa análise contém uma distribuição do background de multijatos que é estimada a partir da subtração da contaminação de processos eletrofracos.

A curva que apresenta maior área representa o melhor método discriminador. O método *Cuts* não funciona bem para esta análise. No caso desta análise, o melhor método é o *Boosted Decision Tree*, que é uma técnica eficiente e robusta para a classificação de dados [96].

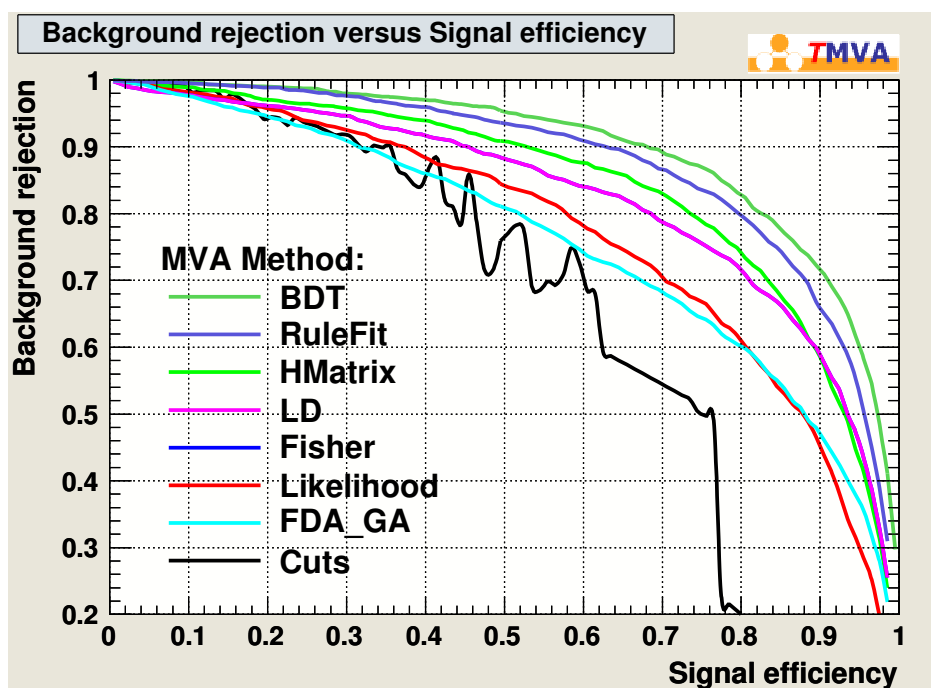


Figura 7.13: Curvas de rejeição do background (rej_B , ou eficiência do background) em função da eficiência do sinal (ϵ_S) para oito métodos distintos. Vários cortes são aplicados às distribuições de *input*, extraindo os eventos de sinal e background sobreviventes. A eficiência do sinal é calculada como $\epsilon_S = 1 - rej_B$ para cada corte aplicado. A *ROC curve* do método BDT possui a maior área, sendo então o mais eficiente na separação sinal-background.

A figura 7.14 ilustra o funcionamento do método BDT. Para um determinado número de variáveis capazes de fazer a distinção entre sinal e background, uma das variáveis é escolhida (no caso foi escolhido o p_{T1}) e tem seus eventos ordenados de acordo com o valor daquela variável. Faz-se uma pergunta relativa ao valor

da variável (“É maior ou menor que 30 GeV?”, por exemplo) a fim de verificar se o evento é do tipo sinal, ou do tipo background. Esse valor é definido como o ponto da divisão. O procedimento é repetido para cada tipo de variável. São escolhidas as variáveis e os pontos de divisão que resultam no melhor aumento na qualidade de separação entre sinal e background. Inicialmente há apenas um nó contendo eventos das amostras de sinal e de background a serem analisados. Após a primeira escolha da melhor separação entre as amostras, aparecem os ramos. Cada ramo contém então um novo nó, a partir do qual o procedimento é repetido. Assim, vários ramos e nós são criados até que se chegue em um ramo apenas de sinal ou apenas de background, ou que não haja uma quantidade suficiente de eventos para continuar o processo. Os nós finais são chamados de folhas.

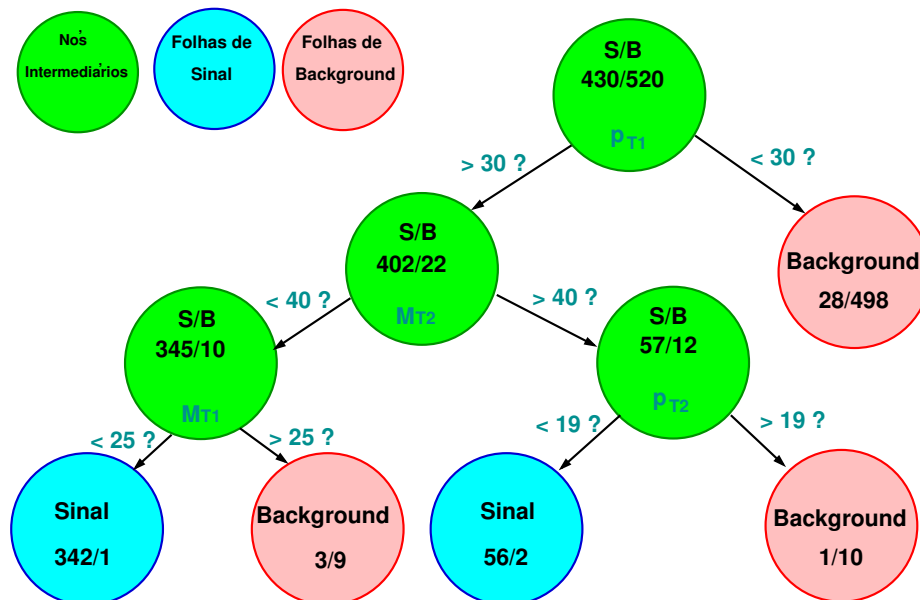


Figura 7.14: Exemplo de árvore de decisão do método BDT. Os círculos verdes são nós intermediários, enquanto que os azuis e vermelhos são as folhas das amostras de eventos de sinal e background, respectivamente. Antes da divisão de eventos de ambas as amostras, testa-se o valor da variável em análise que resulta na melhor separação sinal/background. No exemplo, o nó inicial verifica se os eventos das amostras têm $p_{T1} > 30$ GeV (sinal) ou < 30 GeV (background).

Sejam W_s e W_b os pesos dados a cada evento das amostras de sinal e background, respectivamente. A pureza de uma amostra é dada por,

$$P = \frac{\sum_s W_s}{\sum_s W_s + \sum_b W_b} \quad (7.3)$$

onde \sum_s e \sum_b somam sobre todos os eventos de sinal e de background em uma

dada folha. Se uma folha tem pureza maior que $1/2$, então é denominada folha de sinal. Caso tenha pureza menor que $1/2$, é folha de background. Dessa forma, os eventos são classificados como sinal caso tenha “caído” numa folha de sinal, e são classificados como background caso tenham “caído” numa folha de background. A árvore resultante é chamada de árvore de decisão, como ilustrado na figura 7.14.

No entanto, os eventos podem ser erroneamente classificados na fase de treino: eventos de sinal podem “cair” em folhas de background, e eventos de background podem “cair” em folhas de sinal. Quando isto ocorre, os eventos têm seu peso aumentado (*boosted*). Logo, uma segunda árvore é criada usando os novos pesos, e caso haja eventos classificados erroneamente, o procedimento se repete. Podem ser criadas entre 1000 e 2000 novas árvores de decisão. Os eventos recebem notas de acordo com a folha em que chegam. Cada vez que um evento para em uma folha de sinal, é dada uma nota $+1$, e quando para numa folha de background, é dada uma nota -1 . Ao final de todo o processo, faz-se a soma de todas as notas para cada evento: eventos que atingem uma nota alta são muito provavelmente sinal, e eventos cuja nota é baixa são muito provavelmente background.

Essa análise usou um dos tipos mais comuns de árvores de decisão, que é o *Adaptive Boost* [97]. Neste método, quando um evento é classificado erroneamente, o peso *boosted* para o mesmo evento na nova árvore i é dado então por $w_i = (1 - \epsilon)/\epsilon$, onde ϵ é o erro referente à classificação da árvore anterior e tem um valor que é geralmente menor que 0.5. Os eventos recebem notas $y(\mathbf{X}) = +1$ ou -1 se caírem em folhas de sinal ou background, respectivamente, considerando a criação de cada árvore através do conjunto \mathbf{X} de variáveis de *input*. O classificador final para cada evento é dado por

$$C_{\text{Boost}}(\mathbf{X}) = \frac{1}{N_{\text{trees}}} \sum_i^{N_{\text{trees}}} \ln(w_i) \cdot y_i(\mathbf{X}) \quad (7.4)$$

somando-se sobre todas as N_{trees} árvores de decisão.

Uma parte dos eventos de MC é usada para treinar a árvore de decisão, enquanto a outra parte é usada para testar o classificador final após o treino. A fase de teste serve para checar uma possível diminuição da eficiência do método em casos em que a modelagem do classificador é feita a partir de muitos parâmetros em contraste com uma pequena quantidade de eventos. Na fase de treinamento dessa análise, metade dos eventos de background e metade dos eventos de sinal são usados de maneira a encontrar a melhor variável de discriminação entre eles. Este procedimento é testado com a outra metade dos eventos.

Na figura 7.15, o classificador resultante é apresentado para o sinal e o background — para as amostras de teste e treino — verificando-se um bom acordo entre ambas as amostras, o que é um indicativo de que o treinamento tem sido realizado corretamente pelo BDT. Esse classificador final representa o resultado da análise de todos os eventos de sinal e background com base em todas as variáveis de *input*, conforme mostrado pela expressão (7.4).

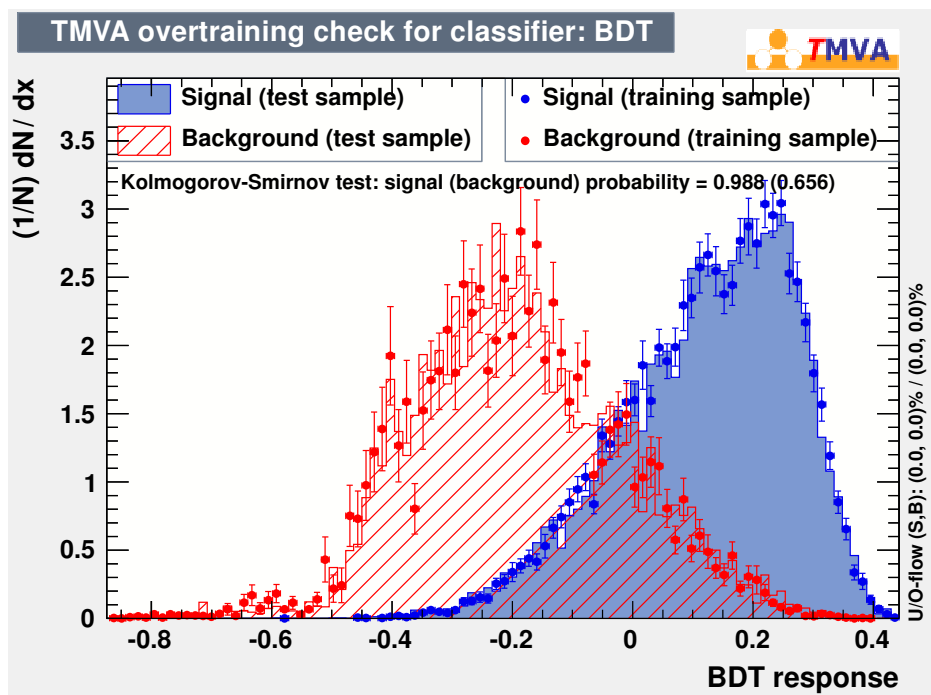


Figura 7.15: Classificador resultante das amostras de teste e treino para o sinal e o background. O sinal usado tem $R^{-1} = 200$ GeV.

É possível verificar qual é o ponto do classificador final (na figura 7.15) onde o sinal é mais significativo em relação ao background. Essa significância é definida como

$$Sig_{\text{sinal}} = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (7.5)$$

em que S e B são os números de eventos das amostras de sinal e background, respectivamente. A figura 7.16 mostra que a significância é maior ($Sig_{\text{sinal}} = 9,1462$) para um corte no ponto $BDT \text{ output} = -0,1001$. Também são mostradas as curvas de eficiências do sinal e do background, calculadas como sendo a razão do número de eventos remanescentes do corte pelo número de eventos anteriormente ao corte; a curva de pureza do sinal, dada pela razão dos números de eventos de sinal e background após cada corte; e a curva de eficiência \times pureza do sinal.

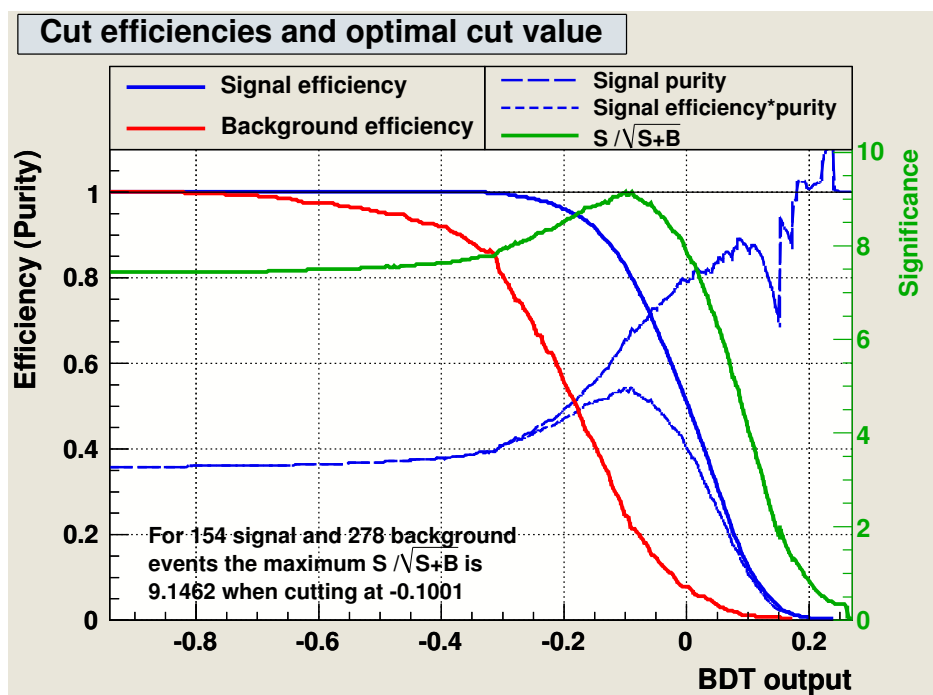


Figura 7.16: Curvas de eficiências do sinal e do background obtidos com cortes de eventos no classificador final. Também são mostradas a curva de pureza, a curva de eficiência \times pureza e a curva de significância do sinal.

As matrizes de correlação entre as variáveis de *input* são mostradas na figura 7.17 para o sinal e o background. A porcentagem de correlação entre as variáveis é dada pelos números no interior de cada quadrado.

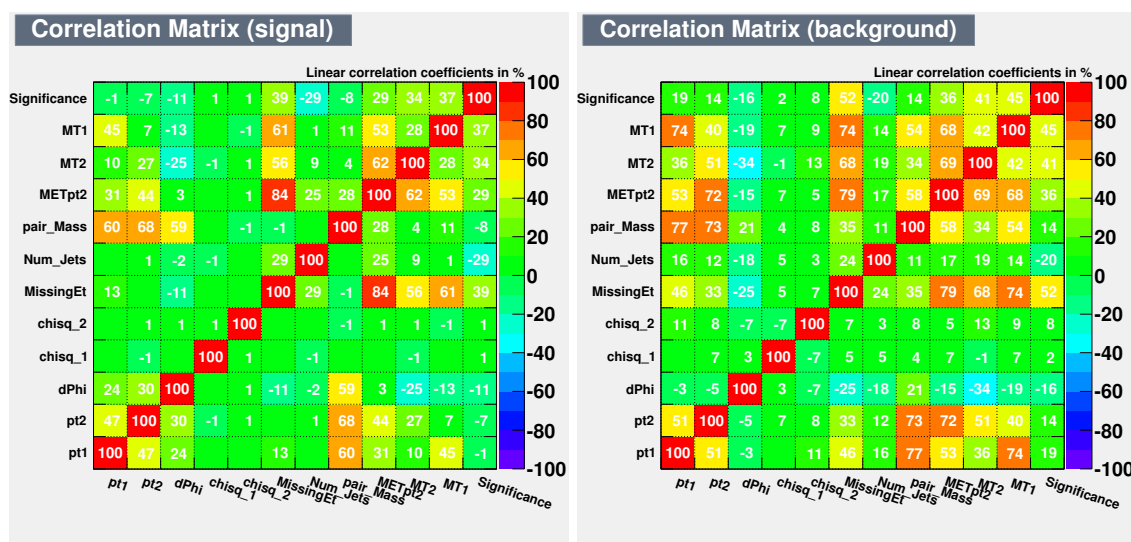


Figura 7.17: Matriz de correlação das variáveis de *input* para o sinal (a esquerda) e o para o background (a direita). O sinal usado tem $R^{-1} = 200$ GeV.

Entretanto, nem todas as variáveis têm a mesma significância (ou relevância) para a construção do classificador final. A tabela 7.1 mostra a ordem de importância de cada variável de *input* para o BDT.

Tabela 7.1: Ordenamento das variáveis de *input* do método BDT segundo o grau de importância (peso de relevância) de cada uma após a criação das árvores de decisão.

Ordem	Variável	Importância (%)
1	p_{T1}	25,5
2	M_{T2}	12,5
3	$M(\mu_1, \mu_2)$	11,6
4	p_{T2}	11,0
5	\cancel{E}_T	10,7
6	N_{jatos}	8,3
7	χ_1^2	6,4
8	M_{T1}	5,7
9	χ_2^2	4,8
10	$\cancel{E}_T \times p_{T2}$	1,3
11	$\text{Sig}(\cancel{E}_T)$	1,1
12	$\Delta\phi(\mu_1, \mu_2)$	1,0

Após a fase de treinamento, uma variável (classificador) final é formada e todos os eventos de sinal e background são processados juntamente com os dados.

Essa variável discriminante é mostrada nas figuras 7.18, 7.19 e 7.20 para as distribuições do background, dos dados e de cada uma das nove distribuições do sinal (referentes aos nove diferentes valores de R^{-1}).

Por essas figuras é possível verificar que a sensibilidade ao sinal do modelo de MUED é cada vez menor a medida que R^{-1} aumenta. A figura 7.18 (superior) mostra que a distribuição do sinal é bastante significativa em relação às distribuições do background e dos dados. Já a figura 7.20 (inferior), por outro lado, apresenta um sinal pouco relevante.

Essas diferenças terão impacto nas interpretações das análises estatísticas quanto à existência de dimensões extras segundo o modelo de MUED. Essas distribuições finais não representam apenas uma única variável dos eventos analisados (como p_T ou \cancel{E}_T), mas representam todas as variáveis (listadas na tabela 7.1) de acordo com a relevância que cada uma possui em relação ao modelo.

Tabela 7.2: Número de eventos de dados observados e número de eventos esperados do background e do sinal para $R^{-1} = 260$ GeV após a seleção final de eventos. Para propósito ilustrativo, os números de eventos também são mostrados após requerer apenas valores não nulos para o classificador final do BDT. São dados os valores totais das incertezas.

Processos	Seleção Final	Classificador > 0
Di-bósons	21 ± 3	6 ± 1
Z+jets	39 ± 9	13 ± 3
W+jets	109 ± 14	38 ± 5
$t\bar{t}$	6 ± 1	2 ± 1
Multijatos	95 ± 41	63 ± 27
Background Total	271 ± 45	123 ± 28
Dados	273	126
Sinal	18 ± 1	18 ± 1

Após analisar as figuras 7.1–7.12 e 7.18–7.20, verifica-se que não há excesso dos dados observados que seja compatível com uma evidência de dimensões extras. Observa-se um considerável acordo entre esses dados e a modelagem obtida pelo Modelo Padrão, podendo ser verificado na tabela 7.2 onde estão mostrados o número de eventos dos dados e o número de eventos do background e do sinal de UED para $R^{-1} = 260$ GeV. Na ausência de evidência de Física além do Modelo Padrão, são feitos testes de hipótese para impor limites no parâmetro do modelo de MUED.

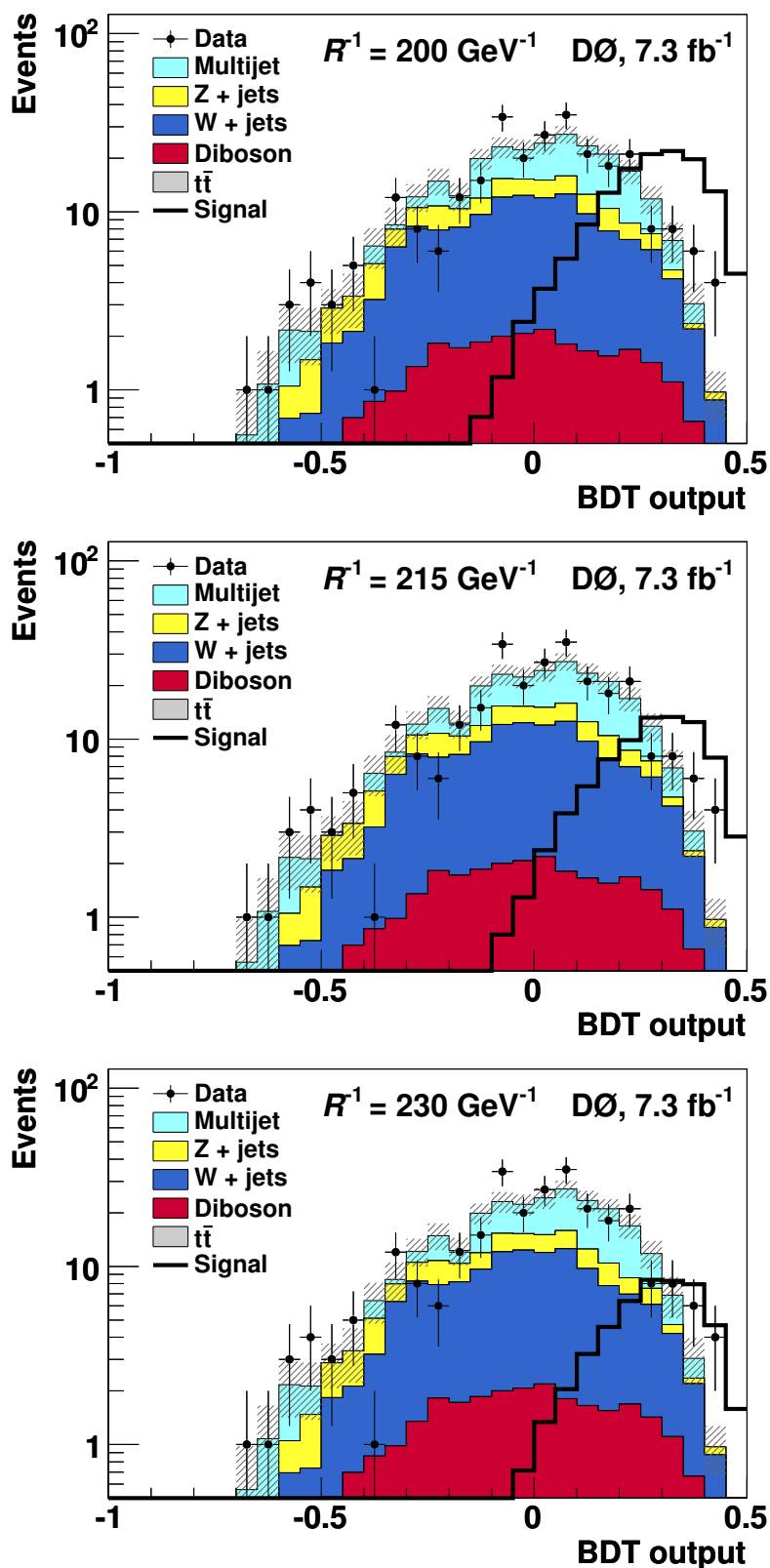


Figura 7.18: Variável final do BDT para $R^{-1} = 200, 215, 230 \text{ GeV}$.

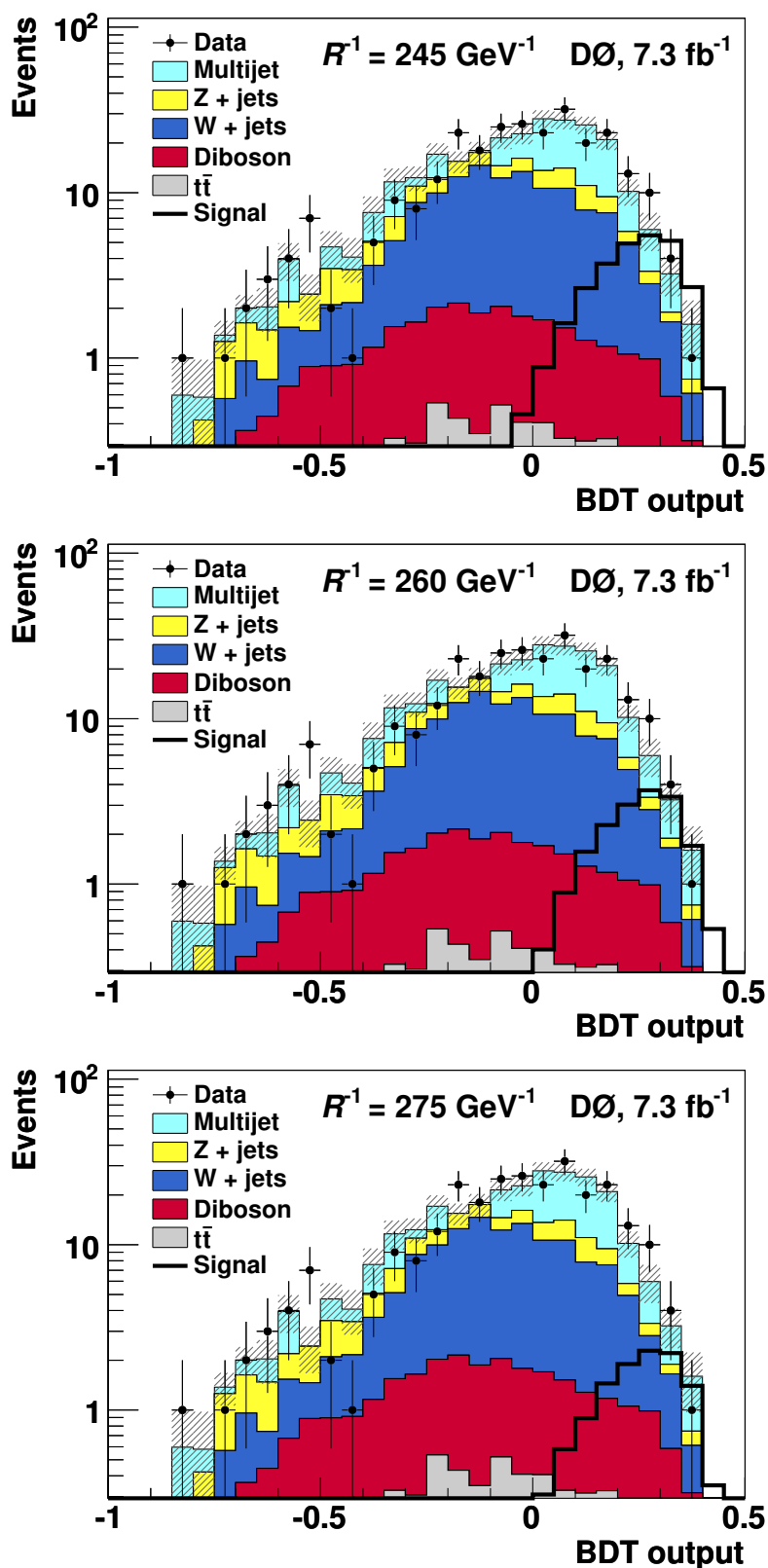


Figura 7.19: Variável final do BDT para $R^{-1} = 245, 260, 275 \text{ GeV}$.

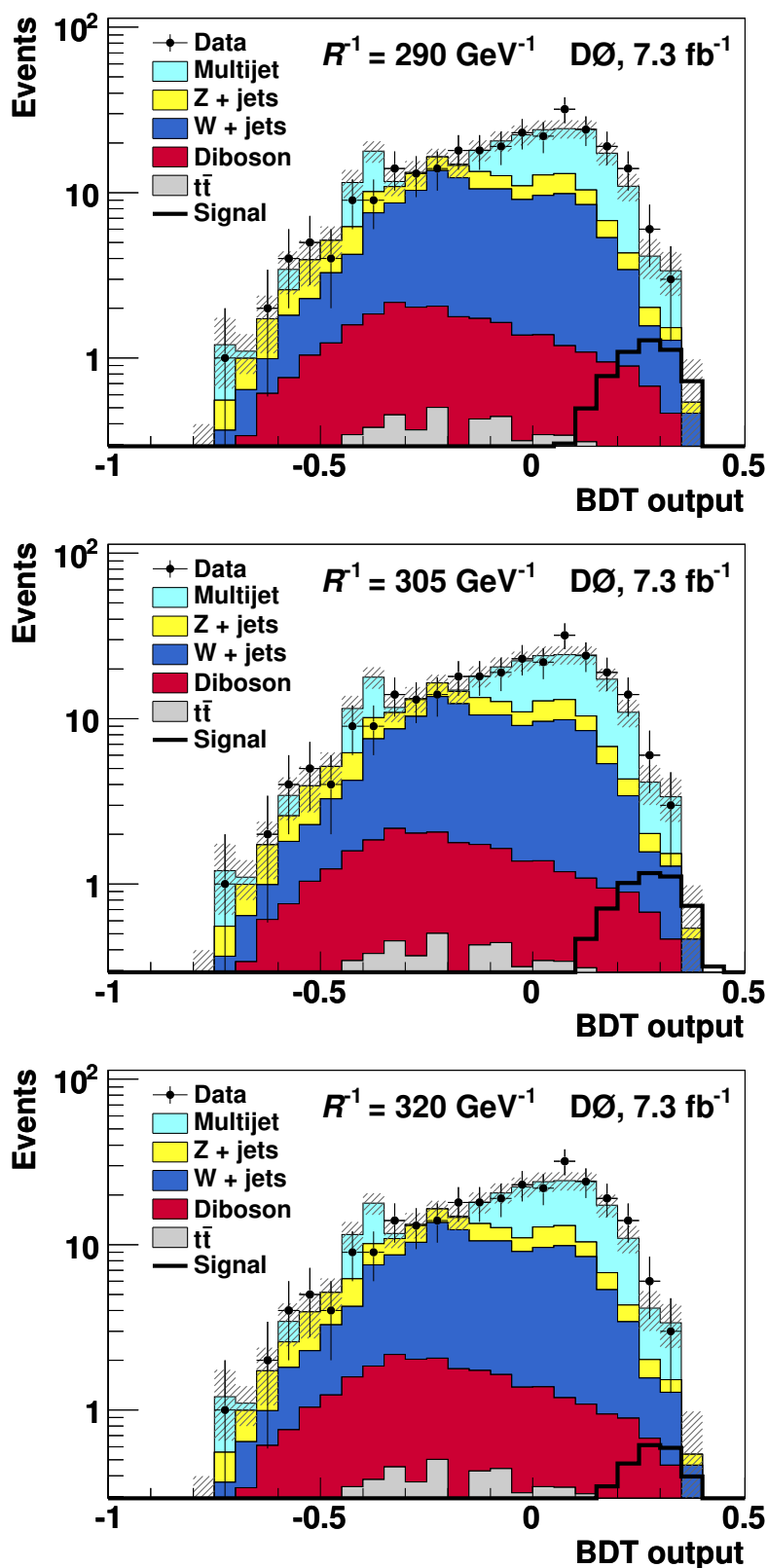


Figura 7.20: Variável final do BDT para $R^{-1} = 290, 305, 320 \text{ GeV}$.

Capítulo 8

Limites para o Sinal de UED

Na ausência de evidência para a nova física, além do Modelo Padrão, é comum encontrar intervalos de confiança para os parâmetros que representam essa teoria. Esses intervalos são aqueles nos quais os eventos coletados pelo detector reproduzem tão somente o resultado esperado pelo Modelo Padrão. Neste trabalho, a análise estatística é baseada no arcabouço Frequentista [98] modificado e incorporado pelo software do experimento DØ conhecido como Collie (*Confidence Level Limit Evaluator*) [99].

As predições dos modelos do sinal e do background são geralmente dependentes de uma série de outros parâmetros que, apesar de não serem de interesse imediato para a construção desses modelos, podem influenciar drasticamente na procura por nova física. São parâmetros como: luminosidade integrada, eficiências na reconstrução dos objetos físicos, eficiência do detector e seções de choque teóricas dos processos que compõem o background. Todos esses parâmetros, denominados de parâmetros inconvenientes (*nuisance*), carregam incertezas sistemáticas que podem diminuir a sensibilidade ao parâmetro de interesse do modelo, no nosso caso o parâmetro R^{-1} . É fundamental que haja um tratamento desses parâmetros para a extração de limites para a física em análise. O formalismo empregado pelo software Collie permite reduzir o impacto das incertezas sistemáticas dos parâmetros *nuisance* sobre os testes estatísticos [8, 9].

Assim, usando as distribuições das figuras 7.18–7.20 como *input* para o programa Collie, e fornecendo a incerteza proveniente de cada fonte de incerteza sistemática, pode-se extrair os limites para o modelo de MUED.

8.1 Incertezas Sistemáticas

As incertezas sistemáticas têm origem em diferentes fontes, tais como a eficiência do detector, o modelamento dos processos físicos e a estimativa do background de multijatos. Neste trabalho são usadas as incertezas sistemáticas padrão dos

Grupos de Objetos Físicos do Experimento DØ.

A lista de incertezas sistemáticas para extrair os limites é a seguinte:

- Incerteza padrão da luminosidade é de 6% [100];
- Incerteza relacionada ao PDF é de 4% [101];
- Escala de energia dos jatos em 4,1% [76];
- Eficiência na identificação dos múons (2%), na identificação dos traços dos múons (1%) e no isolamento dos múons (0,5%) [93];
- Incerteza devido ao *trigger* é estimada como sendo de 6% (ver detalhes dessa estimativa a seguir);
- Inversão de carga (21%), conforme seção 6.4.3;
- Eventos de Z/γ^* com 3,5% de incerteza na seção de choque [102], resultando em uma incerteza total de 21% após somar em quadratura com a incerteza devido à inversão de carga;
- Incerteza de 8,5% na seção de choque de $W + jets$ [80];
- Incerteza de 15% para a seção de choque de produção de um par de quarks top [103];
- Incerteza de 7% na seção de choque de dibósons [104];
- A incerteza usada para o modelamento de multijatos é de 40%. Este valor é estimado variando os parâmetros N_i e o fator de escala f_{QMC} .

A incerteza relacionada ao “pile-up” está incorporada nas incertezas sistemáticas de eficiência dos múons e é menor que 1%. A incerteza na produção do par de quarks top é quase irrelevante uma vez que a contribuição desse background é pequena. Dos valores de incertezas sistemáticas acima, o maior impacto vem do modelamento de multijatos. Os detalhes sobre as estimativas das incertezas sistemáticas para o background de multijatos e para o *trigger* estão descritos a seguir.

8.1.1 Incerteza Sistemática para o Background de QCD

Conforme descrito anteriormente, a estimativa do background de multijatos se desenvolve com base no cálculo de dois parâmetros: fatores de normalização e fator de escala. Os fatores de normalização N_i , para $i = 0, 1, \geq 2$ jatos, são calculados na região de baixo p_T . Esses fatores reproduzem eventos contendo o par $\mu^\pm\mu^\pm$, que é semelhante àquele do sinal de UED (amostra S_{low}), a partir de eventos em que um dos múons tem provável origem em jatos (amostra Q_{low}). O fator de escala $f_{\text{MC}} = 0,592 \pm 0,084$ corrige a estimativa dos backgrounds de processos eletrofracos e $t\bar{t}$ na região de alto p_T .

A incerteza sistemática para o modelamento do background de QCD é estimada através da variação dos parâmetros N_i e f_{MC} . Para isso, esses parâmetros têm seus valores variados independentemente de acordo com uma distribuição Gaussiana com valores médios \bar{x} e desvios padrão σ dados por

$$\begin{cases} \bar{x}_i \pm \sigma_i \equiv N_i \pm \sigma_{N_i} , & \text{para } i = 0, 1, \geq 2 \text{ jatos e} \\ \bar{x} \pm \sigma \equiv f_{\text{MC}} \pm \sigma_{f_{\text{MC}}} . \end{cases} \quad (8.1)$$

A tabela 6.5 fornece os valores de N_i calculados no intervalo de $5 \leq p_T \leq 10 \text{ GeV}/c$ do múon mais isolado. Esses parâmetros são calculados com incertezas que são puramente estatísticas. Contudo, esses cálculos não levam em consideração a dependência com o momento transversal dos múons naquele intervalo, como pode ser observado nas figuras 6.12, 6.14 e 6.16 para os casos de eventos com 0, 1, ou ≥ 2 jatos, respectivamente.

Para incorporar os efeitos dessa dependência, foi feito um ajuste exponencial aos pontos em cada figura, segundo a equação

$$f_i(p_T) = e^{(a_i + b_i \cdot p_T)} , \quad i = 0, 1, \geq 2 \text{ jatos} , \quad (8.2)$$

onde a_i e b_i são os parâmetros dos respectivos ajustes. Novos fatores de normalização são então calculados para o intervalo de $p_T > 10 \text{ GeV}/c$ (região *high*) do múon mais isolado, segundo a expressão

$$\hat{N}_i = \frac{I_i \left(f_i(p_T) \cdot Q_{\text{high}}^{\text{QCD}} \right)}{I_i \left(Q_{\text{high}}^{\text{QCD}} \right)} , \quad i = 0, 1, \geq 2 \text{ jatos} . \quad (8.3)$$

Os novos coeficientes são razões das integrais I_i das distribuições de p_T que

traduzem a atuação das funções de transferência $f_i(p_T)$ sobre a amostra Q na região de alto p_T . Com essa nova definição, as incertezas nos coeficientes de N_i assumem um novo valor

$$\sigma_{N_i} \rightarrow \sqrt{(N_i - \hat{N}_i)^2 + \sigma_{N_i}^2}, \quad i = 0, 1, \geq 2 \text{ jatos} \quad (8.4)$$

que agora leva em consideração a dependência com o momento transversal do múon.

Como já foi descrito, o modelamento do background de multijatos é dado por

$$\mathcal{S}_{\text{Multijatos}} = \mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{QCD}}(\text{data}) - \overline{\mathcal{S}}_{\text{high}}^{\text{EWK}}(\text{MC}), \quad (8.5)$$

onde $\mathcal{S}_{\text{high}}^{\text{QCD}}(\text{data})$ é a estimativa desse background atuando os coeficientes N_i sobre as amostras de dados, enquanto $\overline{\mathcal{S}}_{\text{high}}^{\text{EWK}}(\text{MC})$ reproduz a contaminação devido a processos eletrofracos e $t\bar{t}$ a partir do fator de correção f_{MC} .

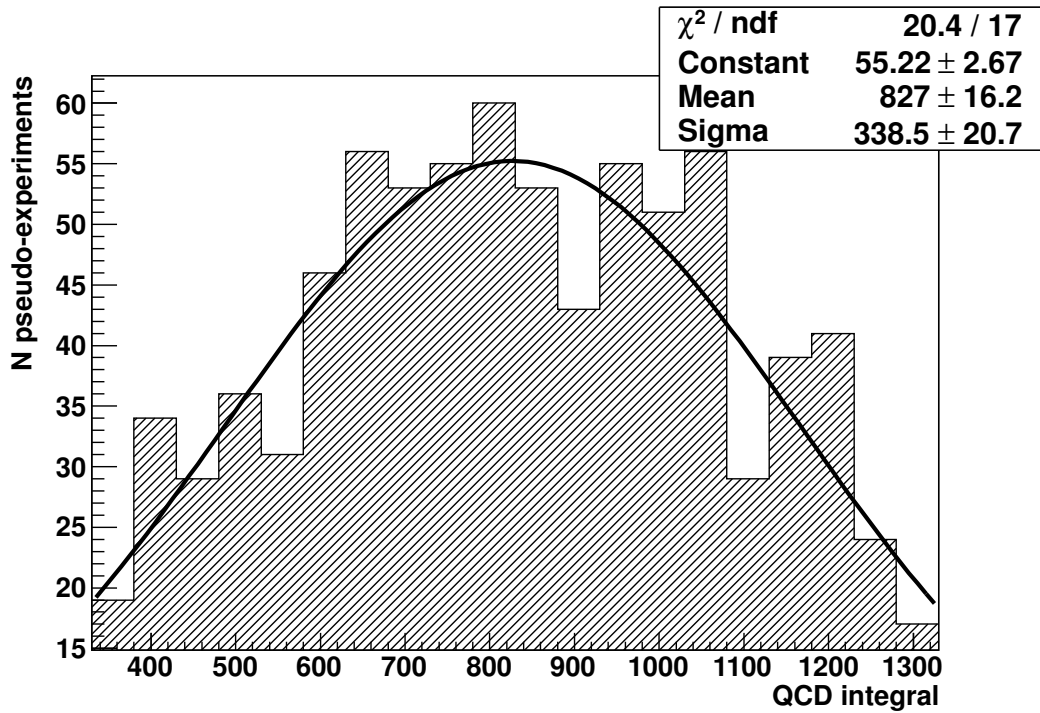


Figura 8.1: Distribuição para a integral de QCD obtida de 1000 pseudo-experimentos e o ajuste com uma função Gaussiana.

Mil pseudo-experimentos são então gerados calculando as integrais do background de multijatos, da equação (8.5), com base em valores aleatórios dos parâmetros N_i e f_{MC} segundo as distribuições Gaussianas em (8.1). A distribuição

resultante das integrais de QCD é ajustada através de uma função Gaussiana (figura 8.1) da qual é possível extrair um desvio padrão de 40% no ajuste, sendo tomado como uma incerteza para o background de multijatos.

8.1.2 Incerteza Sistemática do Trigger

A incerteza do *trigger* é estimada analisando a razão entre eventos de dados e MC para as distribuições de p_T dos múons que possuem o segundo maior momento transversal (μ_2). Para isso, são consideradas amostras de dados e MC que respeitam todos os requisitos de pré-seleção de eventos já mencionados, mas com a diferença de apresentar eventos com pares de múons de cargas opostas. Assim, o estudo para o *trigger* é feito com amostras de eventos que são independentes daqueles utilizados nesta análise.

Uma considerável quantidade de eventos de MC dos processos $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-/\tau^+\tau^-$ é esperada e, com a finalidade de garantir que seja possível desprezar outros processos, como o background de multijatos, aplicam-se seleções adicionais aos eventos, como $p_{T1} > 15 \text{ GeV}/c$, $p_{T2} > 10 \text{ GeV}/c$ e $M_{\mu\mu} > 20 \text{ GeV}/c^2$.

No caso do múon de maior momento transversal (μ_1), a razão dados/MC é sempre próxima de 1 para regiões de $p_{T1} > 15 \text{ GeV}/c$, o que pode ser visto na figura 8.2 (superior). O mesmo não ocorre para μ_2 pois há perda de eficiência na região de $10 < p_{T2} < 15 \text{ GeV}/c$, como pode ser verificado também na figura 8.2 (inferior). Esses comportamentos de p_{T1} e p_{T2} estão relacionados à lista de *triggers* `SingleMu_TriggersOR` utilizada nesta análise, pois são *triggers* criados pela Colaboração DØ para ter efeito somente sobre μ_1 .

A estimativa da incerteza sistemática para o *trigger* é calculada com base na perda de eficiência em p_{T2} . O valor mais baixo dessa eficiência é 0,85 ($p_{T2} = 10 \text{ GeV}/c$), o que resulta em 15% de incerteza. Um fator de escala adicional de 0,4 é introduzido, uma vez que 40% de todos os eventos do sinal de UED possuem μ_2 no intervalo $10 < p_{T2} < 15 \text{ GeV}/c$. Com isso, a estimativa final para a incerteza do *trigger* é 6%, o que é um número bastante conservador dado que esse cálculo não leva em consideração toda a curva de eficiência, mas somente seu ponto mais baixo.

8.2 Teste Estatístico

Com a maximização da densidade do sinal e do isolamento do sinal em relação ao background, foi possível criar distribuições de *input* ao programa Collie. Por meio deste, são calculadas quantidades estatísticas que oferecem maior confiança na habilidade em entender a Natureza através dos dados.

Assim, duas hipóteses são consideradas para os testes estatísticos:

- Hipótese H_0 ou teste de hipótese nula: é a hipótese que representa o modelo no qual não há sinal de física nova, sendo também chamada de hipótese *background-only* (B-Only);
- Hipótese H_1 ou teste de hipótese alternativa: representa o modelo no qual existe física nova, sendo também chamada de hipótese *signal-plus-background* (S+B).

A hipótese H_0 corresponde à soma de todos os histogramas dos backgrounds como mostrado nas figuras 7.18–7.20. Já a hipótese H_1 corresponde à soma de todos os histogramas dos backgrounds juntamente ao histograma do sinal.

O grau de confiança do acordo entre os dados observados e a previsão teórica é geralmente testado usando testes de χ^2 cuja função se aproxima de uma função Gaussiana para uma grande quantidade de eventos. Estas funções não são adequadas quando há um número pequeno de eventos em cada bin do histograma. Collie usa uma construção semi-frequentista para estimar distribuições denominadas de *likelihood* com base em funções de probabilidade poissonianas.

Assim, o teste estatístico de *Poisson Likelihood Ratio* é dado por

$$Q(s, b, d) = \frac{e^{-(s+b)}(s+b)^d/d!}{e^{-b}(b)^d/d!} \quad (8.6)$$

onde s é o valor esperado para o sinal, b é o valor esperado para o background e d é o número de dados observados. Expandindo para o número N_{bins} de bins nos histogramas, temos

$$\begin{aligned} Q(s, b, d) &= \prod_{i=1}^{N_{bins}} \frac{e^{-(s_i+b_i)}(s_i+b_i)^{d_i}/d_i!}{e^{-b_i}(b_i)^{d_i}/d_i!} \\ &= \prod_{i=1}^{N_{bins}} e^{-(s_i)} \left(\frac{s_i+b_i}{b_i} \right)^{d_i} \end{aligned} \quad (8.7)$$

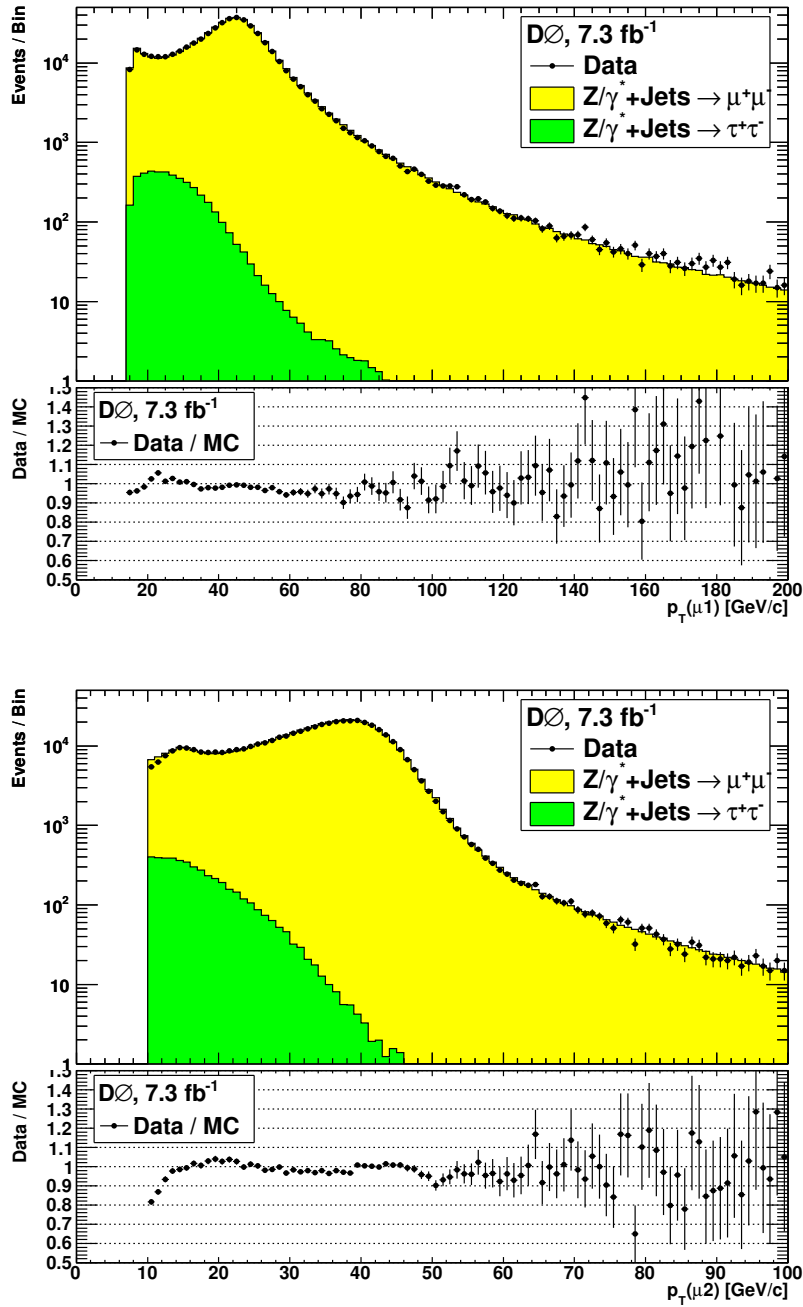


Figura 8.2: Distribuição do momento transversal de μ_1 (superior) e μ_2 (inferior) com a correspondente razão dado/MC. Os dados (pontos) são comparados aos processos eletrofracos $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-/\tau^+\tau^-$ (histogramas).

sendo finalmente transformada na *Negative Log-Likelihood Ratio* (NLLR)

$$\Gamma = -2 \ln(Q) = 2 \sum_{i=1}^{N_{bins}} \left[s_i - d_i \ln \left(1 + \frac{s_i}{b_i} \right) \right] \quad (8.8)$$

cuja representação se aproxima de uma função Gaussiana de χ^2 para um grande número de eventos, e ainda fornece bons resultados no caso de uma pequena quantidade de dados.

Com a finalidade de minimizar a função (8.8) para determinar qual hipótese possui melhor acordo entre as previsões teóricas e os dados observados, é feita uma nova estimativa de χ^2 levando em conta os parâmetros *nuisance* e incertezas correspondentes. Essa nova estimativa de NLLR é denominada de *Profile Likelihood Ratio* e é dada por

$$\begin{aligned} \chi^2(H) &= -2 \ln P(\text{dados}|H, \eta) \\ &= 2 \sum_{i=1}^{N_{bins}} \left[p(H)_i - d_i - d_i \ln \left(\frac{p(H)_i}{d_i} \right) \right] + \sum_m R(H)_m^2, \end{aligned} \quad (8.9)$$

onde $p(H)_i$ é a previsão do número de eventos para a hipótese H (H_0 ou H_1) e

$$R(H)_m = \frac{(\eta_m - \hat{\eta}_m)}{\sigma_m} \quad (8.10)$$

representa o desvio do parâmetro *nuisance* com relação ao valor central $\hat{\eta}$ em unidades de incerteza σ_m para cada m -ésima fonte de incerteza sistemática da hipótese H .

Cerca de 50.000 pseudo-experimentos são gerados para ambas as hipóteses, e também para os valores observados. Para cada bin do histograma, o pseudo-experimento é gerado variando aleatoriamente o valor nominal do número de eventos a partir de uma estatística de Poisson. Em seguida, os efeitos das incertezas nos parâmetros *nuisance* são incorporados através de flutuação aleatória das incertezas sistemáticas usando distribuição Gaussiana. A figura 8.3 foi criada a partir da distribuição final resultante das análises de TMVA para o parâmetro $R^{-1} = 260$ GeV do sinal de MUED (figura 7.19) e mostra as distribuições de NLLR da expressão (8.9) calculada para os pseudo-experimentos das hipóteses H_0 (*B-Only*) e H_1 (*S+B*) e dos dados.

De maneira análoga, as distribuições de NLLR são construídas para todos os nove valores de R^{-1} , tendo como *input* as distribuições 7.18–7.20 do TMVA. Assim, a figura 8.4 mostra os valores de NLLR para as hipóteses H_0 e H_1 e para os dados observados em relação aos nove valores de R^{-1} do sinal de MUED. O eixo x da figura 8.3 corresponde ao eixo y da figura 8.4. As bandas verde e amarela representam, respectivamente, os desvios de $\pm 1\sigma$ e $\pm 2\sigma$ em relação ao

valor médio de NLLR da hipótese H_0 . Essas larguras fornecem uma estimativa da sensibilidade da análise para a flutuação dos eventos de sinal nos dados, levando em consideração a presença das incertezas sistemáticas.

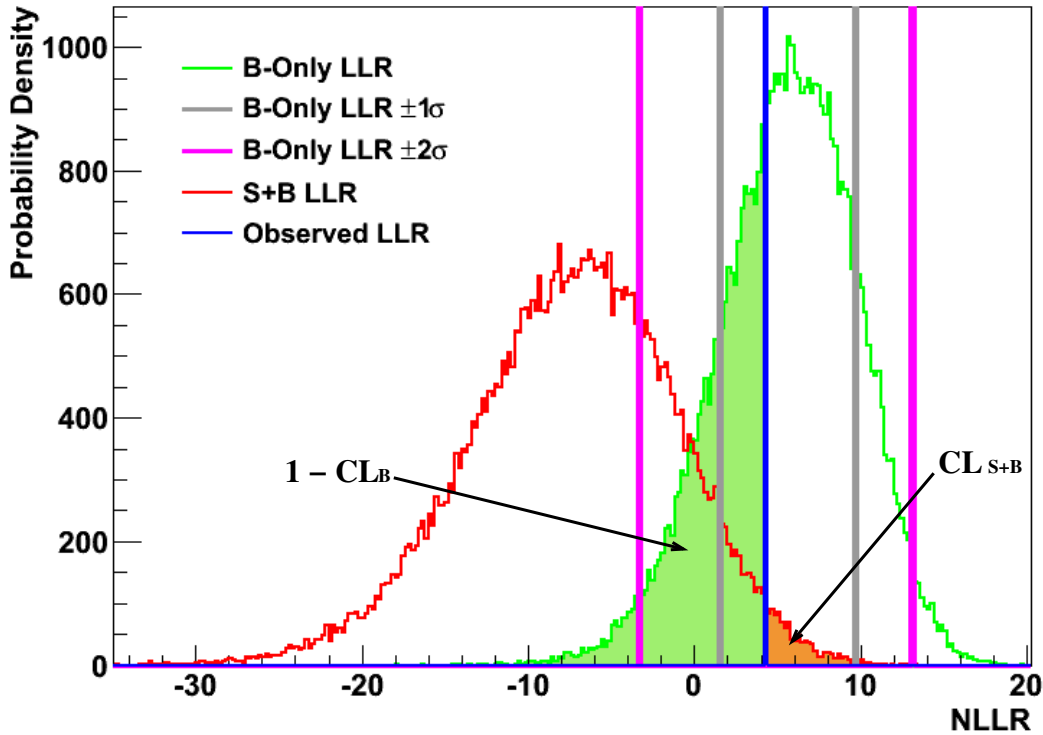


Figura 8.3: Distribuições de NLLR para as hipóteses H_0 (histograma verde) e H_1 (histograma vermelho) e para os dados (linha vertical azul) considerando o parâmetro $R^{-1} = 260$ GeV do sinal de MUED. As linhas verticais cinza e rosa representam, respectivamente, os desvios em $\pm 1\sigma$ e $\pm 2\sigma$ com relação ao valor médio de NLLR da hipótese H_0 . As áreas hachuradas verde e laranja se referem aos valores dos testes estatísticos $1 - CL_B$ e CL_{S+B} , respectivamente.

Pelo teste estatístico da figura 8.4 é possível notar que os dados concordam com o background com menos de 2σ . Isto porque a comparação dos valores de $NLLR_{OBS}$ com os valores de $NLLR_{S+B}$ e $NLLR_B$ indicam quando que as distribuições dos dados observados são mais compatíveis com o background (*B-Only*) ou com o sinal (*S+B*). Comparando a separação entre $NLLR_B$ e $NLLR_{S+B}$, é possível ter uma noção do poder discriminante da análise, o que mostra a habilidade em separar a hipótese H_0 da hipótese H_1 .

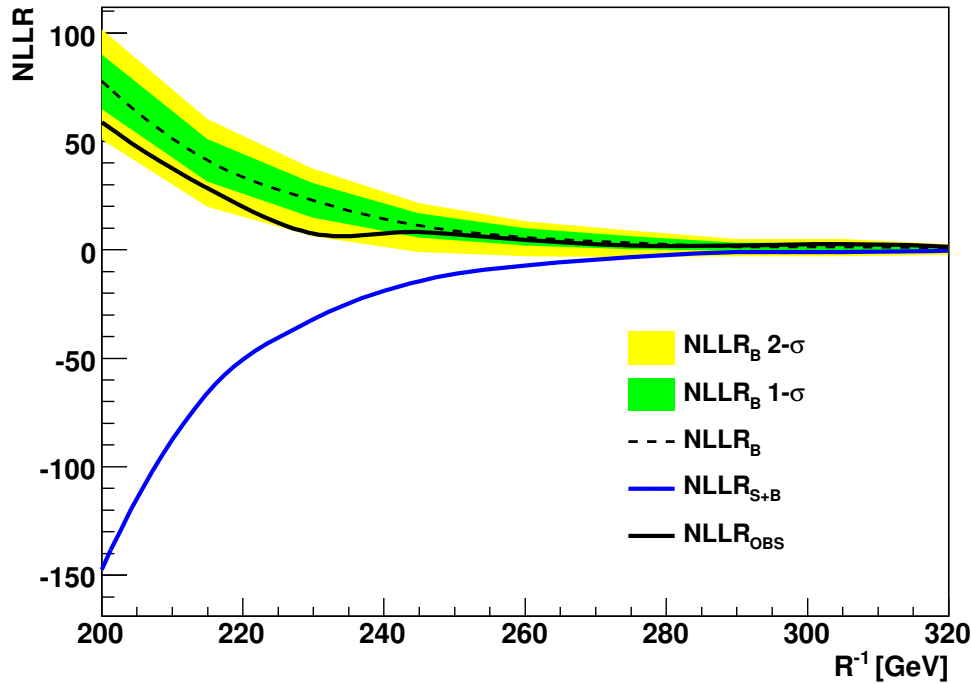


Figura 8.4: Valores do teste estatístico NLLR para as hipóteses H_0 (linha tracejada preta) e H_1 (linha cheia azul) e para os dados (linha cheia preta) considerando os nove parâmetros R^{-1} do sinal de MUED. As bandas verde e amarela correspondem respectivamente os desvios de $\pm 1\sigma$ e $\pm 2\sigma$ com relação ao valor médio de NLLR da hipótese H_0 .

Supondo que houvesse um excesso de dados que fosse compatível com a evidência de dimensões extras universais, a curva preta $NLLR_{OBS}$ dos dados na figura 8.4 se aproximaria bastante da curva azul $NLLR_{S+B}$ do sinal, ou mesmo tangenciaria a curva do sinal. O fato dos valores observados se apresentarem compatíveis com a predição do Modelo Padrão (representado pela curva $NLLR_B$ do background) mostra que a nova física não está sendo evidenciada, permitindo pôr limites ao modelo de UED.

8.3 Extração dos Limites

Os limites para o parâmetro do modelo são extraídos com base nos chamados níveis de confiança (*Confidence Level, C.L.*), que definem intervalos de confiança no espaço desse parâmetro. Esses níveis de confiança podem ter diferentes interpretações, dependendo do tipo de estatística que está sendo utilizada, e são definidos

em termos de integrais semi-infinitas das distribuições de NLLR. Assim, dada uma hipótese H para determinado teste estatístico $NLLR \equiv \Gamma = -2 \ln(Q)$, o nível de confiança

$$CL = \int_{\Gamma_{ref}}^{\infty} \text{PDF}_{(H)} d\Gamma \quad (8.11)$$

é a integral da função de probabilidade da hipótese H no intervalo semi-infinito ($\Gamma_{ref} \leq \Gamma < \infty$) de NLLR, em que Γ_{ref} é o valor de NLLR referente aos dados observados, como mostrado na figura 8.3.

Collie calcula os níveis de confiança para as hipóteses H_0 e H_1 , dadas respectivamente por,

$$CL_{S+B} = \int_{\Gamma_{ref}}^{\infty} \text{PDF}_{(S+B)} d\Gamma \quad (8.12)$$

$$CL_B = \int_{\Gamma_{ref}}^{\infty} \text{PDF}_{(B)} d\Gamma$$

que podem ser interpretadas da seguinte forma:

- CL_{S+B} : é a probabilidade dos pseudo-experimentos da hipótese H_1 se parecerem menos com o tipo sinal ($S+B$) do que os dados observados;
- CL_B : é a probabilidade dos pseudo-experimentos da hipótese H_0 se parecerem menos com o tipo sinal ($S+B$) do que os dados observados.

A figura 8.3 fornece uma melhor visualização do significado desses níveis de confiança. A área hachuriada laranja corresponde ao nível de confiança CL_{S+B} , estando localizada numa região à direita do valor NLLR dos dados observados ($NLLR_{obs} \equiv \Gamma_{ref} \approx 4$), onde é menos provável de ser do tipo sinal ($S+B$). A área referente a CL_B não está sendo mostrada para não tornar a figura confusa. Assim, $1 - CL_B$ é a área hachurada verde que representa o complemento de CL_B , o qual está na região à direita de $NLLR_{obs}$ representando os pseudo-experimentos *B-Only* menos prováveis de ser do tipo sinal.

Uma interpretação baseada no arcabouço frequentista aceitaria CL_{S+B} como nível de confiança. Limites obtidos por CL_{S+B} não são consistentes em casos em que o background não apresenta uma modelagem satisfatória. Por isso, a análise semi-frequentista implementada no programa Collie re-interpreta o nível de confiança como sendo

$$CL_s(s(x)) = \frac{CL_{S+B}[s(x)]}{CL_B[s(x)]} \quad (8.13)$$

onde $s(x)$ define a parametrização da taxa do sinal na variável x . Isto porque as densidades de probabilidade (PDF's) são construídas a partir das distribuições (variáveis x) resultantes das análises com TMVA, e cada distribuição tem dependência com os diferentes parâmetros do sinal.

Em Física de Altas Energias exige-se 95% de nível de confiança para exclusão de limites, o que corresponde a obter valores de CL_s menores que 5%. Os valores de $1 - CL_s$ aproximam-se assintoticamente de 100%, e são próximos de 95% para valores altos de CL_B . Dessa forma, o nível de confiança está protegido de algum comportamento estranho do background.

Pela expressão (8.13), os limites esperados (para o background) e observados (para os dados) são calculados para cada valor do parâmetro R^{-1} do modelo de MUED. Esses limites são obtidos como unidades das seções de choque do modelo. Logo, os limites esperados e observados são dados em termos das seções de choque, após passar pelo requerimento de haver dois múons de mesma carga, e são apresentados como função de R^{-1} na tabela 8.1 e na figura 8.5. O termo B na figura 8.5 corresponde à razão inclusiva de decaimento para eventos com pares de múons de mesma carga para um dado valor de R^{-1} , sendo uma eficiência fixada pelo modelo, e vale aproximadamente 1%.

R^{-1} [GeV]	200	215	230	245	260	275	290	305
Limite Esperado [fb]	41.32	37.95	37.71	33.37	31.47	23.25	26.30	16.26
Limite Observado [fb]	65.45	60.27	62.66	50.36	38.16	34.34	27.64	16.70
$\sigma_{UED} \times BR(\mu^\pm\mu^\pm)$ [fb]	317.86	189.91	112.60	66.75	40.14	24.32	15.06	9.16

Tabela 8.1: Limites observados e esperados com 95% de nível de confiança para $\sigma \times BR(\mu^\pm\mu^\pm)$ como função de R^{-1} . Também são mostrados os valores das seções de choque de UED, σ_{UED} .

O limite observado cruza a seção de choque de UED em $R^{-1} = 260$ GeV. Isto significa que o ponto gerado em $R^{-1} \leq 260$ GeV está excluído com 95% de C.L., o que se traduz também como uma exclusão na massa de valor 317 GeV/ c^2 para o quark de Kaluza-Klein mais leve desse modelo.

As bandas verde e amarela da figura 8.5 definem, respectivamente, flutuações de $\pm 1\sigma$ e $\pm 2\sigma$ no limite esperado para o background e não devem ser entendidas como o “erro” do limite. Por exemplo: para o parâmetro $R^{-1} = 240$ GeV, o limite esperado caso os dados distem do background em $+2\sigma$ é de aproximadamente $\sigma \times B(\mu^\pm\mu^\pm) = 0,8$ pb.

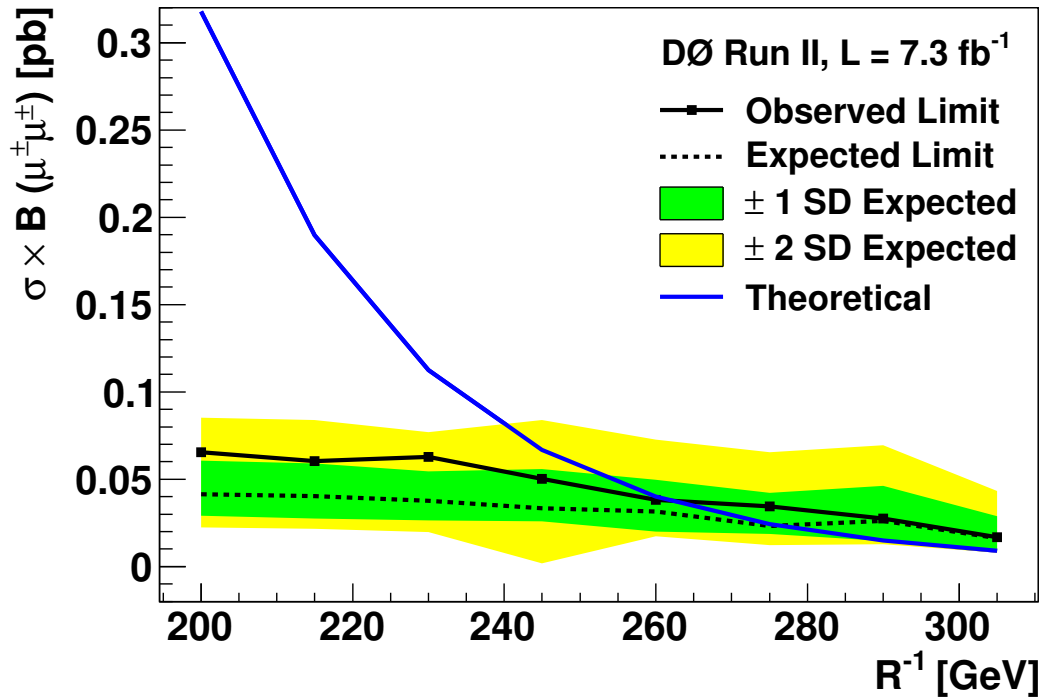


Figura 8.5: Limites observados (linha cheia preta) e esperados (linha tracejada) com 95% de nível de confiança para $\sigma \times BR(\mu^\pm\mu^\pm)$ como função de R^{-1} . Também estão mostradas as bandas de ± 1 (verde) e ± 2 (amarelo) desvios padrão em torno dos limites esperados, bem como o produto da seção de choque esperada de UED (linha azul) pela razão de decaimento.

Com isso, essa análise foi capaz de obter o primeiro limite direto do modelo Mínimo de Dimensões Extras Universais, excluindo os valores de $R^{-1} \leq 260$ GeV da escala de compactificação com o *cutoff* $\Lambda = 10$ TeV, usando um total de $7,3 \text{ fb}^{-1}$ de dados coletados pelo detector DØ em colisões $p\bar{p}$ de 1,96 TeV no centro de massa geradas pelo colisor Tevatron do Fermilab. O resultado desta análise foi aprovado pela Colaboração DØ do Tevatron (estando descrito em uma nota interna [1] do experimento) e tornou-se público em março de 2012, tendo sido aceito para publicação na *Physical Review Letters* [2].

Capítulo 9

Conclusão

O modelo Mínimo de UED é uma teoria quântica de campo efetiva pautada no cenário da física além do Modelo Padrão. Admite a propagação de todos os campos em um espaço plano 5-dimensional, cuja dimensão extra é compactificada num orbifold S_1/Z_2 de tamanho R . A degenerescência do espectro de massa do primeiro nível dos modos de Kaluza-Klein é quebrada através de correções radiativas com a inclusão da escala de energia $\Lambda > R^{-1}$ que limita a validade da teoria. A diferença de massa entre os modos desse espectro abre possibilidades para a procura de dimensões extras no Tevatron do Fermilab em colisões de próton-antipróton de 1,96 TeV de energia no centro de massa.

As razões de decaimento dos modos de Kaluza-Klein e os backgrounds correspondentes permitiram identificar o estado final de dois múons de mesma carga, jatos e \cancel{E}_T como sendo um canal viável para procura por sinal de dimensões extras no detector DØ do Tevatron. Esse canal foi estudado através da análise de $7,3 \text{ fb}^{-1}$ de dados observados pelo DØ em comparação com as previsões teóricas do Modelo Padrão e do modelo de UED.

Um grande esforço foi aplicado para a modelagem do background de processos de QCD. Esse background foi modelado a partir dos dados com a construção de duas amostras diferentes de eventos baseadas em diferentes qualidades de isolamentos, em relação aos jatos, para a identificação do múon segundo sua trajetória e energia. Uma amostra foi enriquecida com eventos contendo pares de múons semelhantes ao sinal de UED, e outra apresentava um múon com grande correlação com jatos. Verificou-se uma dependência do espectro do momento transversal com o número de jatos em cada evento, e que havia contaminação de processos eletrofracos na estimativa do background de QCD.

O aumento da sensibilidade da análise em relação ao sinal de UED foi possível com a utilização de técnicas de análises de múltiplas distribuições cinemáticas. A otimização dos eventos do sinal, com a máxima separação entre o sinal e o background, resultou em distribuições utilizadas em estudos estatísticos que permitiram verificar se havia qualquer excesso de dados compatíveis com uma

evidência de dimensões extras.

Como nenhum excesso foi observado, limites de exclusão foram calculados para o modelo de UED com 95% de C.L., excluindo os valores do parâmetro do modelo em $R^{-1} \leq 260$ GeV no canal de dois múons de mesma carga. O resultado dessa análise foi publicado na *Physical Review Letters* em março de 2012, fornecendo o primeiro limite direto para o modelo de Dimensões Extras Universais.

Não há até o momento qualquer previsão para novas buscas por dimensões extras no Experimento DØ do Tevatron. Espera-se que análises que procurem por sinais de nova física nos experimentos do LHC incluam cenários do modelo de UED. O quadro que considera o segundo nível de modos de KK, por exemplo, admite decaimentos diretos dos bósons de gauge W_2^\pm e Z_2 , gerando duas partículas bastante energéticas do Modelo Padrão. Esta pode ser uma análise promissora que abriria oportunidades para uma possível descoberta de dimensões extras no LHC.

Apêndice A

Método Muon-Smearing

Apesar das simulações da passagem da partícula pelo detector conseguirem reproduzir o que ocorre em eventos reais de maneira significativa, ainda sim se observa a necessidade de aplicar algumas correções, posto que há limites na precisão com a qual é possível calcular as características relacionadas a cada parte do experimento, tais como:

- mapeamento do campo magnético;
- alinhamento dos elementos do detector;
- eficiência em determinado componente detectar uma partícula;
- efeitos de interação com a matéria (efeito Compton, bremsstrahlung, etc.).

O resultado destes efeitos foi verificado nas DØNotes [105, 106, 107, 108, 109, 110] onde foi estudado o momento transversal de múons comparando dados e MC através de distribuições de massa invariante de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$, como mostrado na figura A.1. A discrepância que se observa entre dados e MC está relacionada à reconstrução do p_T dos múons — mais precisamente o p_T calculado somente através do sistema central de traços. Estes trabalhos resultaram no desenvolvimento e melhoramento do método chamado de *muon-smearing*, usado por toda a Colaboração DØ para correção do p_T dos múons de MC.

O método é baseado na análise das ressonâncias do J/ψ e do bóson Z , as quais são bastante conhecidas e estudadas, e cujas massas invariantes podem ser construídas a partir do p_T de dois múons de sinais opostos. O p_T do múon pode ser calculado por meio da curvatura de sua trajetória detectada no sistema central de traços, e a precisão desse cálculo depende da resolução do detector. Assim sendo, a largura das ressonâncias do J/ψ e do bóson Z podem variar de acordo com essa resolução. Geralmente a simulação não leva em conta todos os efeitos devido à perda de energia e choques do múon em sua passagem pelo detector,

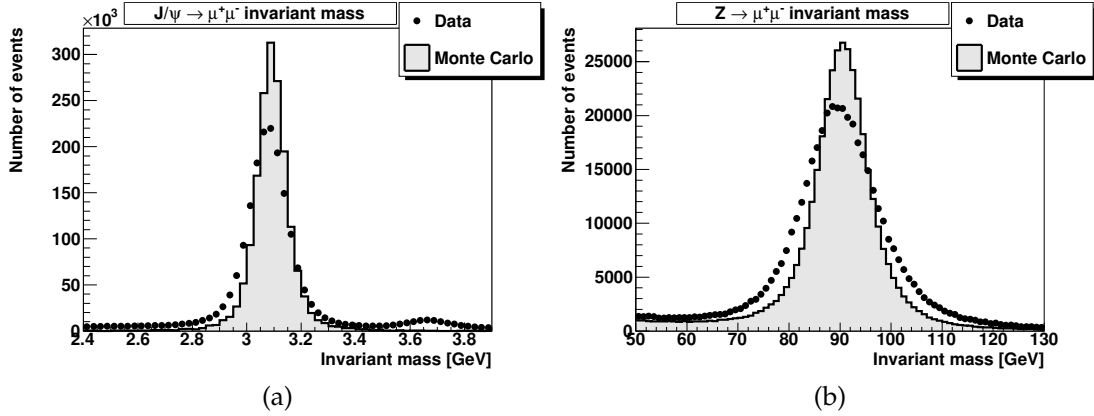


Figura A.1: Distribuição das massas invariantes de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (a) e $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ A.1b, comparando dados (pontos) e MC (histograma). Essa figura foi obtida da análise [107] a qual verificou os efeitos da interação do múon com o sistema central de traços.

resultando em picos de ressonâncias mais estreitos do que aqueles gerados por eventos de dados reais, como mostrado na figura A.1.

Com o intuito de corrigir essa discrepância, pequenas correções, segundo uma distribuição Gaussiana, são aplicadas ao p_T dos múons de eventos simulados

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow (1 + S) \frac{q}{p_T} + G_1 \frac{R_{CFT}^2}{L^2} \left(A + \frac{B \sqrt{\cosh \eta}}{p_T} \right), \quad (\text{A.1})$$

onde q e η são a carga e a pseudo-rapidez do múon respectivamente, G_1 é um número aleatório (entre 0 e 1) baseado em uma distribuição Gaussiana, $R_{CFT} = 51,69$ cm é o raio do CFT e L corresponde à distância entre o eixo z e o ponto mais externo da trajetória do múon no CFT. Os termos A , B e S são parâmetros a serem calculados.

Testes de χ^2 entre distribuições de massa invariante de eventos de dados e de MC permitem avaliar quais os valores dos parâmetros de ajuste da expressão (A.1) que levam ao melhor acordo entre a simulação e os dados. Os valores de χ^2 são dados por

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{n_{\text{bins}}} \frac{(n_{\text{data}}^i - n_{\text{MC}}^i)^2}{(\epsilon_{\text{data}}^i)^2 + (\epsilon_{\text{MC}}^i)^2} \quad (\text{A.2})$$

em que n_{bins} é o número de bins das distribuições, $n_{i\text{data}}$ e $n_{i\text{MC}}$ correspondem aos números de eventos de dados e de MC em cada i -ésimo bin, com incertezas ϵ_{data}^i e

ϵ_{MC}^i , respectivamente.

Mapas bidimensionais de χ^2 são construídos a partir da equação A.2 com a finalidade de escolher os valores dos parâmetros A e B que resultam no melhor acordo das distribuições de massa invariante de eventos de dados e MC. Assim, as figuras A.2a e A.2b ilustram mapas de χ^2 relacionados às ressonâncias do J/ψ e do bóson Z , construídos para diferentes valores daqueles parâmetros. Já a figura A.2c ilustra o resultado da soma de ambos os mapas, de onde os valores dos parâmetros A e B são extraídos. Os valores de A e B escolhidos são aqueles que levam a um menor valor de χ^2 .

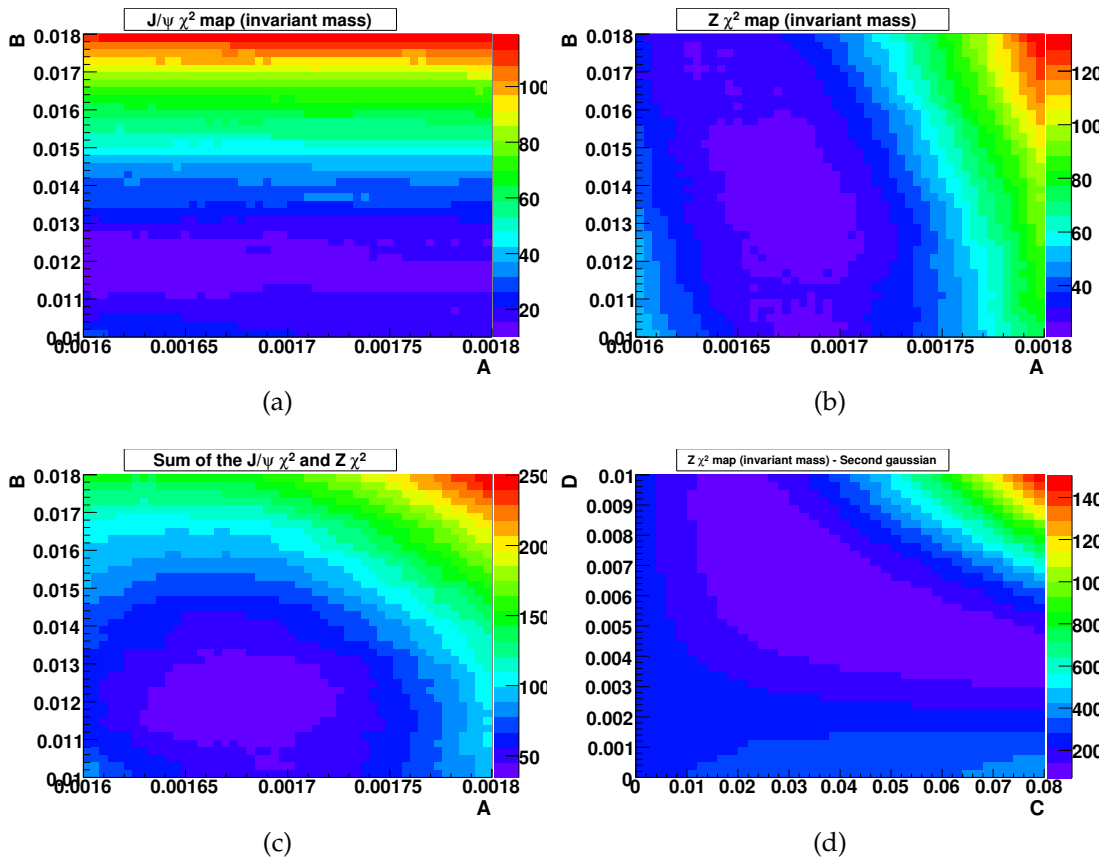


Figura A.2: Mapas de χ^2 para o par de parâmetros A - B do J/ψ (a), do bóson Z (b) e da soma de ambos (c) obtidos na região em torno das ressonâncias. O mapa bidimensional total para o par de parâmetros C - D (d), a partir do bóson Z , é válido para regiões de massa invariante alta. Estes mapas foram obtidos dos estudos realizados em [107].

A notável diferença entre os mapas das figuras A.2a e A.2b está relacionada aos momentos transversais dos múons. O parâmetro A apresenta forte dependência com p_T , enquanto que B está intimamente ligado aos espalhamentos múltiplos do

múon em seu choque com os diversos componentes do detector. Logo, sendo o pico do bóson Z formado por valores de $p_T(\mu)$ mais altos que aqueles para J/ψ , A varia muito mais no mapa de χ^2 do bóson Z . A e B são então parâmetros que se referem às ressonâncias do J/ψ e do bóson Z .

Já para eventos que apresentam valores mais altos de massa nas distribuições de massa invariante (regiões distantes das ressonâncias), o parâmetro A assume valores mais altos — em torno de 1 ordem de grandeza. Chamando de C a fração de eventos de MC correspondente às regiões de alta massa invariante, os valores de p_T são corrigidos pela equação (A.1). Nesta equação, o parâmetro A é substituído pelo parâmetro D , enquanto que o valor referente ao parâmetro B se mantém ¹. Logo, o momento transversal de cada múon passa a ser corrigido segundo uma expressão geral

Se $x > C$

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow (1 + S) \frac{q}{p_T} + G_1 \frac{R_{CFT}^2}{L^2} \left(A_{smear} + \frac{B_{smear} \sqrt{\cosh \eta}}{p_T} \right) \quad (\text{A.3})$$

Se $x < C$

$$\frac{q}{p_T} \rightarrow (1 + S) \frac{q}{p_T} + G_1 \frac{R_{CFT}^2}{L^2} \left(D_{smear} + \frac{B_{smear} \sqrt{\cosh \eta}}{p_T} \right)$$

em que x está uniformemente distribuído entre 0 e 1, referindo-se à fração de eventos para baixas e altas regiões da massa invariante do par de múons.

Dessa forma, o par C - D resulta em um novo mapa de χ^2 , conforme ilustra a figura A.2d. Após o p_T dos múons dos eventos de MC serem corrigidos através de A , B , C e D , um fator de escala S é aplicado ao p_T para corrigir o pico do bóson Z de MC em relação aos dados. No método *muon-smearing*, quando a região de interesse é apenas a da ressonância, basta usar correções segundo os termos A , B e S , o que é denominado de SG (*Single-Gaussian*). O uso de todos os parâmetros se faz necessário quando regiões mais altas da massa invariante são analisadas, sendo chamado de DG (*Double-Gaussian*). Com isso, as correções ao p_T são aplicadas analisando 3 tipos distintos de eventos de acordo com as características dos traços dos múons:

- traço 1 – ambos os múons são detectados pelo SMT e estão localizados na região central ($|\eta_{CFT}| < 1.6$);

¹A variação de B é irrelevante para altos valores de p_T .

- traço 2 – ambos os múons são detectados pelo SMT, mas apenas um está localizado na região central ($|\eta_{CFT} < 1.6|$);
- traço 3 – somente 1 dos múons é detectados pelo SMT.

A figura A.3 compara distribuições de massa invariante de dados e do MC de $Z/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$, para os 3 tipos de eventos, considerando o conjunto de dados da Época *Run IIa* e os eventos de MC sem correções e com correções SG e DG. Por essa figura, é possível observar uma notável melhora no acordo dados/MC após a correção dos eventos de MC pelo *muon-smearing*.

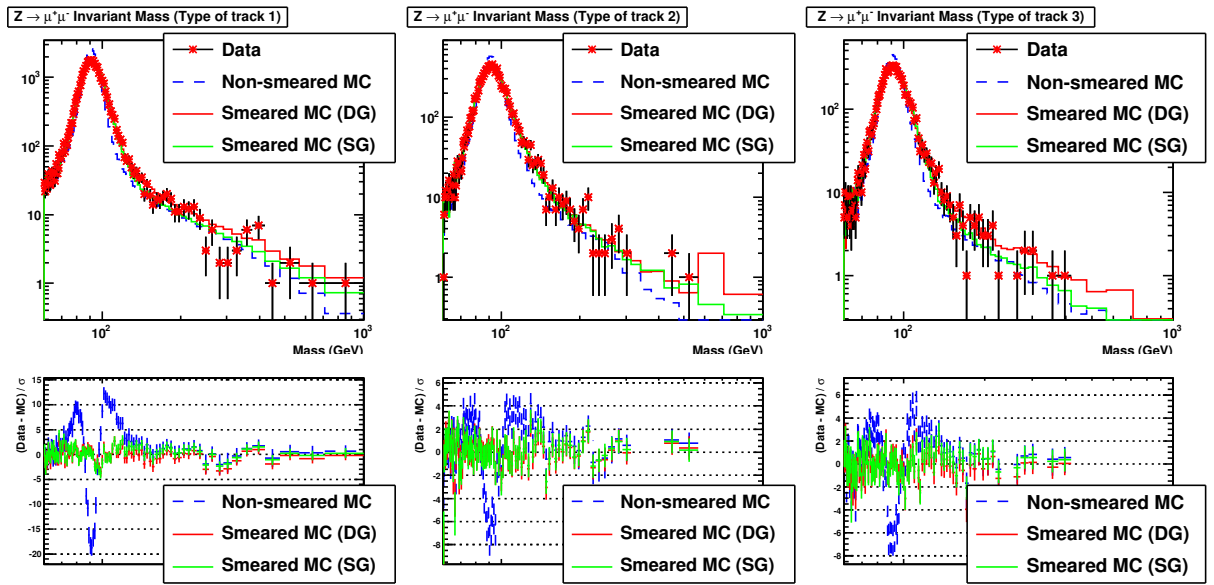


Figura A.3: Comparação entre as distribuições de massa invariante de dados (pontos vermelhos) e do MC de $Z/\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ sem correções (histograma azul), com correções SG (histograma verde) e DG (histograma vermelho), para eventos de múons com traço 1 (*Type of track 1*, na figura a esquerda), traço 2 (*Type of track 2*, na figura central) e traço 3 (*Type of track 3*, na figura a direita). Esta figura foi obtida a partir dos estudos realizados em [108].

Referências

- [1] A. Popov, A. Shchuckin, A. Santos, J. Mansour, P. Mercadante and V. Goryachev, “Search for Universal Extra Dimensions in the Likesign Dimuon Channel using 7.3 fb^{-1} of $D\bar{O}$ data”, **DØ Note 6300** (2012).
- [2] D0 Collaboration, “Search for universal extra dimensions in $p\bar{p}$ collisions”, *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012) 131802, [doi:10.1103/PhysRevLett.108.131802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.131802), [arXiv:1112.4092](https://arxiv.org/abs/1112.4092).
- [3] K. A. Olive, “TASI lectures on dark matter”, *Summary of lectures given at the Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics at the University of Colorado at Boulder - June 2-28, 2002*. [arXiv:astro-ph/0301505](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0301505).
- [4] S. Novaes, “Standard model: An Introduction”, *Proceedings of the X J. A. Swieca Summer School (World Scientific, Singapore, 2000)*. [arXiv:hep-ph/0001283](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0001283).
- [5] C. Quigg, “Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions”, *Front.Phys.* **56** (1983) 1–334.
- [6] Particle Data Group Collaboration, “Review of Particle Physics”, *J.Phys.G* **G33** (2006) 1–1232, [doi:10.1088/0954-3899/33/1/001](https://doi.org/10.1088/0954-3899/33/1/001).
- [7] “Standard Model of Elementary Particles”. http://en.wikipedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg.
- [8] D0 Collaboration, “Search for Higgs bosons decaying to $\tau\tau$ pairs in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ ”, *Phys.Lett.* **B707** (2012) 323–329, [doi:10.1103/PhysRevD.84.092002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.092002), [arXiv:1106.4555](https://arxiv.org/abs/1106.4555).
- [9] D0 Collaboration, “Search for associated Higgs boson production using like charge dilepton events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ ”, *Phys.Rev.* **D84** (2011) 092002, [arXiv:1107.1268](https://arxiv.org/abs/1107.1268).

- [10] CMS Collaboration, “Search for the standard model Higgs boson in the H to ZZ to 2l 2nu channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *JHEP* **1203** (2012) 040, doi:[10.1007/JHEP03\(2012\)040](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2012)040), arXiv:[1202.3478](https://arxiv.org/abs/1202.3478).
- [11] CMS Collaboration, “Search for the standard model Higgs boson decaying to bottom quarks in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV”, *Phys.Lett.* **B710** (2012) 284–306, doi:[10.1016/j.physletb.2012.02.085](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.02.085), arXiv:[1202.4195](https://arxiv.org/abs/1202.4195).
- [12] ATLAS Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Phys.Lett.B* **716** (2012) 1–29, doi:[10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020), arXiv:[1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214).
- [13] CMS Collaboration, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, *Phys.Lett.B* **716** (2012) 30–61, doi:[10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021), arXiv:[1207.7235](https://arxiv.org/abs/1207.7235).
- [14] J. S. (Ed.), “Selected Papers on Quantum Electrodynamics”, (*Dover Pub., New York, 1958*).
- [15] G. Altarelli, “The Development of perturbative QCD”, (*World Scientific, Singapore, 1995*).
- [16] J. Donoghue, E. Golowich, and B. R. Holstein, “Dynamics of the standard model”, *Camb.Monogr.Part.Phys.Nucl.Phys.Cosmol.* **2** (1992) 1–540.
- [17] S. L. Glashow, “Partial-symmetries of weak interactions”, *Nuclear Physics* **22** (1961) 579, doi:[10.1016/0029-5582\(61\)90469-2](https://doi.org/10.1016/0029-5582(61)90469-2).
- [18] S. Weinberg, “A Model of Leptons”, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264, doi:[10.1103/PhysRevLett.19.1264](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1264).
- [19] A. Salam, “Weak and electromagnetic interactions, in: N. Svartholm (Ed.), Elementary particle physics: relativistic groups and analyticity”, *Almqvist & Wiskell* (1968) 367. Proceedings of the 8th Nobel Symposium.
- [20] G. 't Hooft, “Renormalization of Massless Yang-Mills Fields”, *Nucl.Phys.* **B33** (1971) 173–199, doi:[10.1016/0550-3213\(71\)90395-6](https://doi.org/10.1016/0550-3213(71)90395-6).

- [21] G. 't Hooft, “Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields”, *Nucl.Phys.* **B35** (1971) 167–188,
[doi:10.1016/0550-3213\(71\)90139-8](https://doi.org/10.1016/0550-3213(71)90139-8).
- [22] P. W. Higgs, “Broken symmetries, massless particles and gauge fields”, *Phys.Lett.* **12** (1964) 132–133, [doi:10.1016/0031-9163\(64\)91136-9](https://doi.org/10.1016/0031-9163(64)91136-9).
- [23] F. Englert and R. Brout, “Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons”, *Phys.Rev.Lett.* **13** (1964) 321–323,
[doi:10.1103/PhysRevLett.13.321](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.321).
- [24] G. Guralnik, C. Hagen, and T. Kibble, “Global Conservation Laws and Massless Particles”, *Phys.Rev.Lett.* **13** (1964) 585–587,
[doi:10.1103/PhysRevLett.13.585](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.585).
- [25] Particle Data Group Collaboration, “Review of particle physics. Particle Data Group”, *Eur.Phys.J.* **C3** (1998) 1–794,
[doi:10.1007/s10052-998-0104-x](https://doi.org/10.1007/s10052-998-0104-x).
- [26] H. Flacher, M. Goebel, J. Haller et al., “Revisiting the Global Electroweak Fit of the Standard Model and Beyond with Gfitter”, *Eur.Phys.J.* **C60** (2009) 543–583, [doi:10.1140/epjc/s10052-009-0966-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-0966-6), [10.1140/epjc/s10052-011-1718-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1718-y), [arXiv:0811.0009](https://arxiv.org/abs/0811.0009).
- [27] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, SLD Collaboration, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak Group, SLD Heavy Flavour Group Collaboration, “Precision electroweak measurements on the Z resonance”, *Phys.Rept.* **427** (2006) 257–454, [doi:10.1016/j.physrep.2005.12.006](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006),
[arXiv:hep-ex/0509008](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0509008).
- [28] J. Thompson, “Introduction to colliding beams at Fermilab”, **FERMILAB Technical Memo. TM-1909** (1994).
<http://dx.doi.org/10.2172/10105360>.
- [29] DØ Collaboration, “Observation of the top quark”, *Phys.Rev.Lett.* **74** (1995) 2632–2637, [doi:10.1103/PhysRevLett.74.2632](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2632),
[arXiv:hep-ex/9503003](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9503003).

- [30] CDF Collaboration, “Observation of the B_c meson in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV”, *Phys.Rev.Lett.* **81** 2432–2437, [doi:10.1103/PhysRevLett.81.2432](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.2432).
- [31] CDF Collaboration, “Measurement of the $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ Oscillation Frequency”, *Phys.Rev.Lett.* **97** (2006) 062003, [doi:10.1103/PhysRevLett.97.062003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.062003), [arXiv:hep-ex/0606027](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0606027).
- [32] D0 Collaboration, “Observation of the doubly strange b baryon Ω_b^- ”, *Phys.Rev.Lett.* **101** (2008) 232002, [doi:10.1103/PhysRevLett.101.232002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.232002), [arXiv:0808.4142](https://arxiv.org/abs/0808.4142).
- [33] D0 Collaboration, “Evidence for an anomalous like-sign dimuon charge asymmetry”, *Phys.Rev.Lett.* **105** (2010) 081801, [doi:10.1103/PhysRevLett.105.081801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.081801), [arXiv:1007.0395](https://arxiv.org/abs/1007.0395).
- [34] CDF, D0 Collaboration, “Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron”, *Phys.Rev.Lett.* **109** (2012) 071804, [doi:10.1103/PhysRevLett.109.071804](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.071804), [arXiv:1207.6436](https://arxiv.org/abs/1207.6436).
- [35] Tevatron New Physics Higgs Working Group, CDF Collaboration, D0 Collaboration Collaboration, “Updated Combination of CDF and D0 Searches for Standard Model Higgs Boson Production with up to 10.0 fb^{-1} of Data”, **FERMILAB-CONF-12-318-E, CDF-NOTE-10884, D0-NOTE-6348** (2012) [arXiv:1207.0449](https://arxiv.org/abs/1207.0449).
- [36] T. Kaluza, “On the Problem of Unity in Physics”, *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.)* **33** (1921) 966–972.
- [37] O. Klein, “Quantum theory and five-dimensional theory of relativity”, *Z. Phys.* **37** (1926) 895–906, [doi:10.1007/BF01397481](https://doi.org/10.1007/BF01397481).
- [38] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, “The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter”, *Phys. Lett.* **B429** (1998) 263–272, [doi:10.1016/S0370-2693\(98\)00466-3](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00466-3), [arXiv:hep-ph/9803315](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9803315).
- [39] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali, “Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with sub-millimeter dimensions

- and TeV scale quantum gravity”, *Phys. Rev.* **D59** (1999) 086004,
[doi:10.1103/PhysRevD.59.086004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.59.086004), [arXiv:hep-ph/9807344](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9807344).
- [40] L. Randall and R. Sundrum, “A Large mass hierarchy from a small extra dimension”, *Phys.Rev.Lett.* **83** (1999) 3370–3373,
[doi:10.1103/PhysRevLett.83.3370](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.3370), [arXiv:hep-ph/9905221](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9905221).
- [41] T. Appelquist, H.-C. Cheng, and B. A. Dobrescu, “Bounds on universal extra dimensions”, *Phys.Rev.* **D64** (2001) 035002,
[doi:10.1103/PhysRevD.64.035002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.64.035002), [arXiv:hep-ph/0012100](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0012100).
- [42] T. Appelquist, B. A. Dobrescu, E. Ponton et al., “Proton stability in six-dimensions”, *Phys.Rev.Lett.* **87** (2001) 181802,
[doi:10.1103/PhysRevLett.87.181802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.181802),
[arXiv:hep-ph/0107056](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0107056).
- [43] R. N. Mohapatra and A. Perez-Lorenzana, “Neutrino mass, proton decay and dark matter in TeV scale universal extra dimension models”, *Phys.Rev.* **D67** (2003) 075015, [doi:10.1103/PhysRevD.67.075015](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.67.075015),
[arXiv:hep-ph/0212254](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0212254).
- [44] B. A. Dobrescu and E. Poppitz, “Number of fermion generations derived from anomaly cancellation”, *Phys.Rev.Lett.* **87** (2001) 031801,
[doi:10.1103/PhysRevLett.87.031801](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.031801),
[arXiv:hep-ph/0102010](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0102010).
- [45] T. Appelquist, B. A. Dobrescu, E. Ponton et al., “Neutrinos vis-a-vis the six-dimensional standard model”, *Phys.Rev.* **D65** (2002) 105019,
[doi:10.1103/PhysRevD.65.105019](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.65.105019), [arXiv:hep-ph/0201131](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0201131).
- [46] K. R. Dienes, E. Dudas, and T. Gherghetta, “Extra space-time dimensions and unification”, *Phys.Lett.* **B436** (1998) 55–65,
[doi:10.1016/S0370-2693\(98\)00977-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00977-0),
[arXiv:hep-ph/9803466](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9803466).
- [47] K. R. Dienes, E. Dudas, and T. Gherghetta, “Grand unification at intermediate mass scales through extra dimensions”, *Nucl.Phys.* **B537** (1999) 47–108, [doi:10.1016/S0550-3213\(98\)00669-5](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(98)00669-5),
[arXiv:hep-ph/9806292](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9806292).

- [48] H.-C. Cheng, K. T. Matchev, and M. Schmaltz, “Bosonic supersymmetry? Getting fooled at the CERN LHC”, *Phys.Rev.* **D66** (2002) 056006, [doi:10.1103/PhysRevD.66.056006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.66.056006), [arXiv:hep-ph/0205314](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0205314).
- [49] A. A. Andrianov, R. Rodenberg, and N. Romanenko, “Fine tuning in one Higgs and two Higgs standard model”, *Nuovo Cim.* **A108** (1995) 577–588, [doi:10.1007/BF02816853](https://doi.org/10.1007/BF02816853), [arXiv:hep-ph/9408301](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9408301).
- [50] A. Datta, K. Kong, and K. T. Matchev, “Minimal Universal Extra Dimensions in CalcHEP/CompHEP”, *New J.Phys.* **12** (2010) 075017, [doi:10.1088/1367-2630/12/7/075017](https://doi.org/10.1088/1367-2630/12/7/075017), [arXiv:1002.4624](https://arxiv.org/abs/1002.4624).
- [51] H.-C. Cheng, K. T. Matchev, and M. Schmaltz, “Radiative corrections to Kaluza-Klein masses”, *Phys.Rev.* **D66** (2002) 036005, [doi:10.1103/PhysRevD.66.036005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.66.036005), [arXiv:hep-ph/0204342](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0204342).
- [52] D0 Collaboration, “Search for diphoton events with large missing transverse energy in 6.3 fb^{-1} of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ ”, *Phys.Rev.Lett.* **105** (2010) 221802, [doi:10.1103/PhysRevLett.105.221802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.221802), [arXiv:1008.2133](https://arxiv.org/abs/1008.2133).
- [53] ATLAS Collaboration, “Search for Diphoton Events with Large Missing Transverse Energy with 36 pb^{-1} of 7 TeV Proton-Proton Collision Data with the ATLAS Detector”, *Eur.Phys.J.* **C71** (2011) 1744, [doi:10.1140/epjc/s10052-011-1744-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1744-9), [arXiv:1107.0561](https://arxiv.org/abs/1107.0561).
- [54] K. Agashe, N. Deshpande, and G. Wu, “Universal extra dimensions and $b \rightarrow s\gamma$ ”, *Phys.Lett.* **B514** (2001) 309–314, [doi:10.1016/S0370-2693\(01\)00791-2](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00791-2), [arXiv:hep-ph/0105084](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0105084).
- [55] T. Appelquist and B. A. Dobrescu, “Universal extra dimensions and the muon magnetic moment”, *Phys.Lett.* **B516** (2001) 85–91, [doi:10.1016/S0370-2693\(01\)00901-7](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00901-7), [arXiv:hep-ph/0106140](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0106140).
- [56] G. Servant and T. M. Tait, “Is the lightest Kaluza-Klein particle a viable dark matter candidate?”, *Nucl.Phys.* **B650** (2003) 391–419, [doi:10.1016/S0550-3213\(02\)01012-X](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(02)01012-X), [arXiv:hep-ph/0206071](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0206071).

- [57] K. T. Matchev and D. M. Pierce, “New backgrounds in trilepton, dilepton and dilepton plus τ jet SUSY signals at the Tevatron”, *Phys.Lett.* **B467** (1999) 225–231, doi:[10.1016/S0370-2693\(99\)01155-7](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)01155-7),
[arXiv:hep-ph/9907505](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9907505).
- [58] “Fermi National Accelerator Laboratory”. <http://www.fnal.gov/>.
- [59] DØ Collaboration, “Measurement of the W boson mass”, *Phys.Rev.Lett.* **77** (1996) 3309–3314, doi:[10.1103/PhysRevLett.77.3309](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.3309),
[arXiv:hep-ex/9607011](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9607011).
- [60] DØ Collaboration, “Determination of the mass of the W boson using the DØ detector at the Tevatron”, *Phys.Rev.* **D58** (1998) 012002,
doi:[10.1103/PhysRevD.58.012002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.58.012002), [arXiv:hep-ex/9710007](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9710007).
- [61] DØ Collaboration, “A measurement of the W boson mass”, *Phys.Rev.Lett.* **80** (1998) 3008, doi:[10.1103/PhysRevLett.80.3008](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.3008),
[arXiv:hep-ex/9712028](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9712028).
- [62] DØ Collaboration, “A measurement of the W boson mass”, *Phys.Rev.* **D58** (1998) 092003, doi:[10.1103/PhysRevD.58.092003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.58.092003),
[arXiv:hep-ex/9712029](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9712029).
- [63] DØ Collaboration, “A measurement of the W boson mass using large rapidity electrons”, *Phys.Rev.* **D62** (2000) 092006,
doi:[10.1103/PhysRevD.62.092006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.62.092006), [arXiv:hep-ex/9908057](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9908057).
- [64] DØ Collaboration, “A measurement of the W boson mass using electrons at large rapidities”, *Phys.Rev.Lett.* **84** (2000) 222–227,
doi:[10.1103/PhysRevLett.84.222](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.222), [arXiv:hep-ex/9909030](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9909030).
- [65] DØ Collaboration, “Improved W boson mass measurement with the DØ detector”, *Phys.Rev.* **D66** (2002) 012001,
doi:[10.1103/PhysRevD.66.012001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.66.012001), [arXiv:hep-ex/0204014](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0204014).
- [66] “Publicações no período Run I”. http://www-d0.fnal.gov/www_buffer/pub/Run1_publications.html.
- [67] V. Shiltsev, “Status of Tevatron Collider Run II and Novel Technologies for the Tevatron Luminosity Upgrades”, *Proceeding of The 9th European Particle Accelerator Conference (EPAC 2004)*.

- [68] “Tevatron Run II Handbook”. http://www-bd.fnal.gov/lug/runII_handbook/RunII_index.html.
- [69] “CDF Collaboration”. <http://www-cdf.fnal.gov/index.html>.
- [70] “DØ Collaboration”. <http://www-d0.fnal.gov/index.html>.
- [71] “CDF: Publicações no período Run II”.
<http://www-cdf.fnal.gov/physics/physics.html>.
- [72] “DØ: Publicações no período Run II”.
http://www-d0.fnal.gov/d0_publications/.
- [73] “Visão esquemática do complexo do Tevatron”.
<http://www-d0.fnal.gov/welcome/introduction.htm>.
- [74] DØ Collaboration, “The Upgraded DØ detector”, *Nucl.Instrum.Meth.* **A565** (2006) 463–537, [doi:10.1016/j.nima.2006.05.248](https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.05.248),
[arXiv:physics/0507191](https://arxiv.org/abs/physics/0507191).
- [75] “Orientação da coordenada η no detector DØ”.
http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/top_public_web_pages/top_dzero_detector.html.
- [76] “Evolução temporal da produção dos jatos”.
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/public_RunIIa/.
- [77] “Luminosidade do DØ no período Run II”.
http://www-d0.fnal.gov/runcoor/RUN/run2_lumi.html.
- [78] G. C. Blazey, J. R. Dittmann, S. D. Ellis et al., “Run II jet physics”, *Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop* (2000) 47–77,
[arXiv:hep-ex/0005012](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0005012).
- [79] “Programas para Reconstrução de Eventos no DØ”.
http://www-clued0.fnal.gov/runjob/development/tutorials/MC_Generation_Description.html.
- [80] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini et al., “ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions”, *JHEP* **0307** (2003) 001,
[doi:10.1088/1126-6708/2003/07/001](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2003/07/001),
[arXiv:hep-ph/0206293](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0206293).

- [81] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual”, *JHEP* **0605** (2006) 026,
[doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026),
[arXiv:hep-ph/0603175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175).
- [82] CompHEP Collaboration Collaboration, “CompHEP 4.4: Automatic computations from Lagrangians to events”, *Nucl.Instrum.Meth.* **A534** (2004) 250–259, [doi:10.1016/j.nima.2004.07.096](https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.07.096),
[arXiv:hep-ph/0403113](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0403113).
- [83] M. Bahr, S. Gieseke, M. Gigg et al., “Herwig++ Physics and Manual”, *Eur.Phys.J.* **C58** (2008) 639–707,
[doi:10.1140/epjc/s10052-008-0798-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-008-0798-9), [arXiv:0803.0883](https://arxiv.org/abs/0803.0883).
- [84] “Lista de Triggers”. https://plone4.fnal.gov/P1/D0Wiki/tdaq/tsg/triggerrun2b/singlemuontriggers?portal_status_message=Welcome%21+You+are+now+logged+in.
- [85] J. Pumplin, D. Stump, J. Huston et al., “New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis”, *JHEP* **0207** (2002) 012, [doi:10.1088/1126-6708/2002/07/012](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2002/07/012),
[arXiv:hep-ph/0201195](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0201195).
- [86] D. Stump, J. Huston, J. Pumplin et al., “Inclusive jet production, parton distributions, and the search for new physics”, *JHEP* **0310** (2003) 046,
[doi:10.1088/1126-6708/2003/10/046](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2003/10/046),
[arXiv:hep-ph/0303013](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0303013).
- [87] J. M. Campbell and R. K. Ellis, “Next-to-leading order corrections to $W+2$ jet and $Z+2$ jet production at hadron colliders”, *Phys.Rev.* **D65** (2002) 113007, [doi:10.1103/PhysRevD.65.113007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.65.113007),
[arXiv:hep-ph/0202176](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0202176).
- [88] J. M. Campbell, R. K. Ellis, and D. L. Rainwater, “Next-to-leading order QCD predictions for $W + 2$ jet and $Z + 2$ jet production at the CERN LHC”, *Phys.Rev.* **D68** (2003) 094021, [doi:10.1103/PhysRevD.68.094021](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.68.094021),
[arXiv:hep-ph/0308195](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0308195).
- [89] S. Moch and P. Uwer, “Theoretical status and prospects for top-quark pair

- production at hadron colliders”, *Phys.Rev.* **D78** (2008) 034003,
[doi:10.1103/PhysRevD.78.034003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.034003), [arXiv:0804.1476](https://arxiv.org/abs/0804.1476).
- [90] H. Shellman, “The longitudinal shape of the luminosity region at DØ”, **DØ Note 5142** (2006).
- [91] D0 Collaboration, “Measurement of the normalized $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ transverse momentum distribution in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV”, *Phys.Lett.* **B693** (2010) 522–530,
[doi:10.1016/j.physletb.2010.09.012](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.09.012), [arXiv:1006.0618](https://arxiv.org/abs/1006.0618).
- [92] D0 Collaboration, “Measurements of inclusive W +jets production rates as a function of jet transverse momentum in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV”, *Phys.Lett.* **B705** (2011) 200–207,
[doi:10.1016/j.physletb.2011.10.011](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.10.011), [arXiv:1106.1457](https://arxiv.org/abs/1106.1457).
- [93] D0 Collaboration, “The Muon Certification Procedure of the D0 Experiment in Run II”, **FERMILAB Technical Memo. TM-2541-PPD, DØ Note 6025** (2012).
- [94] “JET-ID Group”.
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jets/jetid.html.
- [95] A. Hocker, J. Stelzer, F. Tegenfeldt et al., “TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis”, *PoS ACAT* (2007) 040, [arXiv:physics/0703039](https://arxiv.org/abs/physics/0703039).
- [96] B. P. Roe, H.-J. Yang, J. Zhu et al., “Boosted decision trees, an alternative to artificial neural networks”, *Nucl.Instrum.Meth.* **A543** (2005) 577–584,
[doi:10.1016/j.nima.2004.12.018](https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.12.018), [arXiv:physics/0408124](https://arxiv.org/abs/physics/0408124).
- [97] Y. Freund and R. E. Schapire, “A Decision-Theoretic Generalization of On-Line Learning and an Application to Boosting”, *Journal of Computer and System Sciences* **55** (1997) 119 – 139, [doi:10.1006/jcss.1997.1504](https://doi.org/10.1006/jcss.1997.1504).
- [98] K. S. Cranmer, “Frequentist hypothesis testing with background uncertainty”, *eConf* **C030908** (2003) WEMT004,
[arXiv:physics/0310108](https://arxiv.org/abs/physics/0310108).
- [99] D0 Collaboration Collaboration, “Systematics and limit calculations”, **FERMILAB Technical Memo. TM-2386-E, DØ Note 5309** (2006)
[doi:10.2172/923070](https://doi.org/10.2172/923070).

- [100] D0 Collaboration, “The D0 experiment’s integrated luminosity for Tevatron Run IIa”, **FERMILAB Technical Memo. TM-2365** (2007).
- [101] D0 Collaboration, “Search for supersymmetry via associated production of charginos and neutralinos in final states with three leptons”, *Phys.Rev.Lett.* **95** (2005) 151805, [doi:10.1103/PhysRevLett.95.151805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.151805), [arXiv:hep-ex/0504032](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0504032).
- [102] R. Hamberg, W. van Neerven, and T. Matsuura, “A complete calculation of the order α_s^2 correction to the Drell-Yan K-factor”, *Nuclear Physics B* **359** (1991) 343 – 405, [doi:10.1016/0550-3213\(91\)90064-5](https://doi.org/10.1016/0550-3213(91)90064-5).
- [103] M. Cacciari, S. Frixione, M. Mangano et al., “The t anti-t cross-section at 1.8 TeV and 1.96 TeV: A Study of the systematics due to parton densities and scale dependence”, *JHEP* **0404** (2004) 068, [doi:10.1088/1126-6708/2004/04/068](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2004/04/068), [arXiv:hep-ph/0303085](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0303085).
- [104] J. M. Campbell and R. K. Ellis, “An Update on vector boson pair production at hadron colliders”, *Phys.Rev.* **D60** (1999) 113006, [doi:10.1103/PhysRevD.60.113006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.60.113006), [arXiv:hep-ph/9905386](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9905386).
- [105] M. Arthaud, F. Deliot, B. Tuchming et al., “Muon Momentum Oversmearing for p17 Data”, **DØ Note 5444** (2007).
- [106] M. Arthaud, F. Deliot, B. Tuchming et al., “Muon Momentum Oversmearing for p20 Data”, **DØ Note 5449** (2007).
- [107] M. Cooke, A. Croc, F. D’eliot et al., “Muon Momentum Oversmearing Update for p20 Data”, **DØ Note 6031** (2010).
- [108] D0 Collaboration, “The Muon Momentum Resolution of the D0 Experiment in Run II”, **FERMILAB Technical Memo. TM-2540-PPD, DØ Note 6190** (2012).
- [109] L. Feng, A. Santos, O. Brandt et al., “Iib3 and Iib4 Muon Smearing and Resolution”, **DØ Note 6312** (2012).
- [110] L. Feng, A. Santos, O. Brandt et al., “Muon Momentum Oversmearing Update for Run Iib1 and Run Iib2 Data Taking Epochs and Run Iib2 Monte Carlo”, **DØ Note 6314** (2012).