



Universidade do Estado do Rio de Janeiro
Centro de Tecnologia e Ciências
Instituto de Física Armando Dias Tavares

Sandro Fonseca de Souza

**Procura de assinaturas experimentais do modelo 331
com o detector CMS do CERN**

Rio de Janeiro
2010

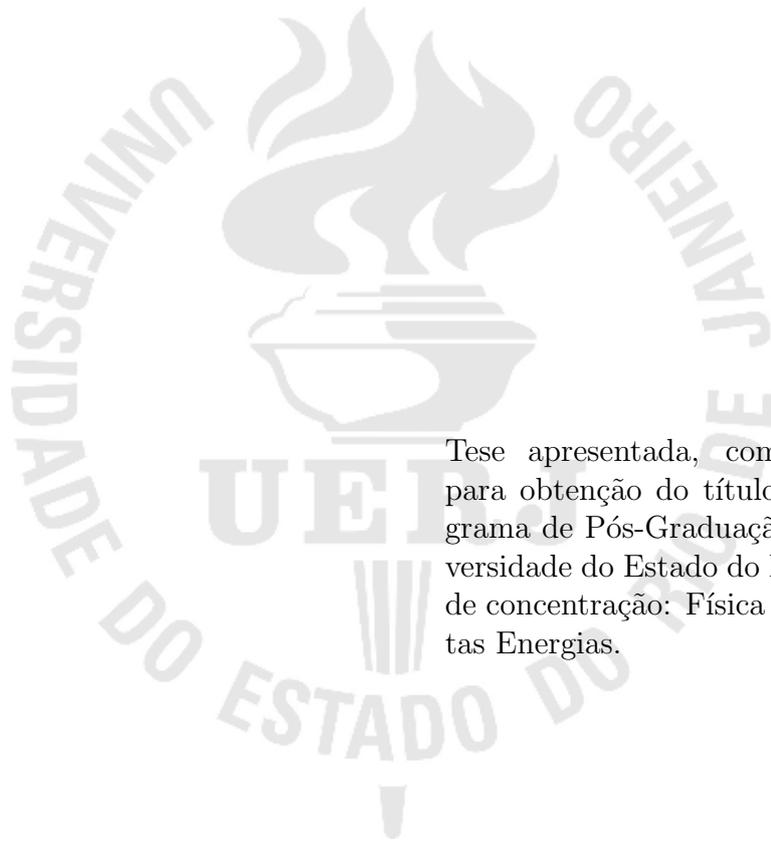
Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

Sandro Fonseca de Souza

Procura de assinaturas experimentais do modelo 331 com o detector CMS do CERN



Tese apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de doutor, ao programa de Pós-Graduação em Física da Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Área de concentração: Física Experimental de Altas Energias.

Orientador: Andre Sznajder

Co-orientador: Alberto Franco de Sá Santoro

Rio de Janeiro
2010

CATALOGAÇÃO NA FONTE
UERJ/REDE SIRIUS/BIBLIOTECA CTC-D

F676 Fonseca de Souza, Sandro.
Procura de assinaturas experimentais do modelo 331 com o detector CMS do CERN / Sandro Fonseca de Souza - 2010.
103f.: il. color.

Orientador: Andre Sznajder.
Co-orientador: Alberto Franco de Sá Santoro.
Tese (Doutorado) - Universidade do Estado do Rio de Janeiro,
Instituto de Física Armando Dias Tavares.

1. Física nuclear experimental - Teses 2. Partículas (Física),
Teses. 3. Bósons - Teses I. Sznajder, Andre.
II. Santoro, Alberto Franco de Sá.
III. Universidade do Estado do Rio de Janeiro,
Instituto de Física Armando Dias Tavares.

CDU539.1

Autorizo, apenas para fins acadêmicos e científicos, a reprodução total ou parcial desta
tese.

Assinatura

Data

Sandro Fonseca de Souza

Procura de assinaturas experimentais do modelo 331 com o detector CMS do CERN

Tese apresentada, como requisito parcial para obtenção do título de doutor, ao programa de Pós-Graduação em Física da Universidade do Estado do Rio de Janeiro. Área de concentração : Física Experimental de Altas Energias.

Aprovada em: _____

Banca Examinadora:

Andre Sznajder, DFNAE, UERJ

Alberto Franco de Sá Santoro, DFNAE, UERJ

André Massafferri Rodrigues, CBPF

Erica Ribeiro Polycarpo Macedo, UFRJ

José de Sá Borges, DFNAE, UERJ

Luiz Mundim, DFNAE, UERJ

Rio de Janeiro
2010

RESUMO

FONSECA DE SOUZA, Sandro. *Procura de assinaturas experimentais do modelo 331 com o detector CMS do CERN, 103f*. Tese (Doutorado em Física), Instituto de Física, Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2010.

Neste trabalho investigamos a produção e detecção de novas ressonâncias de uma extensão do Modelo Padrão, o modelo 331, no detector CMS. Este modelo prediz que o número de famílias de férmions seja múltiplo de número de cor dos quarks e apresenta como assinaturas características a existência de novos bósons como o Z' e os bi-léptons duplamente carregados. Concentramos na busca destas ressonâncias de alta massa decaindo em di-múons, no caso do Z' , e no canal de 2 múons e 2 elétrons para os estudos sobre os bi-léptons. O método de verossimilhança foi utilizado para quantificar a probabilidade da descoberta do Z' , que possui como fundo irreduzível o processo Drell Yan. Estudamos também a produção de bi-léptons que são uma assinatura única deste modelo.

Palavras-chave: novas ressonâncias, física experimental de altas energias, método de verossimilhança.

ABSTRACT

In this work, we study the production and detection of the new resonances of an extension of Standard Model, the 331 model, in the CMS detector. This model predicts that the number of fermion families to be a multiple of the number of quark colors and it has as special signatures new bosons, the Z' and the double charged bi-leptons. In the Z' boson analysis, we search it through modification in the mass spectrum of high-mass dimuons pairs and for the double charged bi-leptons search in the 2 muons and 2 electrons decay channel. The potential discovery of Z' boson was estimated using the Likelihood Method where the Drell-Yan process is the main background. The bi-leptons are an exclusive signature of model, which was used to discriminate this model.

Keywords: new resonances, high energy physics, likelihood method.

LISTA DE FIGURAS

| | |
|--|----|
| Figura 1 - Comparação da seção de choque do processo de DY obtida no Tevatron e a esperada no LHC. | 11 |
| Figura 2 - Área ocupada pelo LHC. | 12 |
| Figura 3 - O complexo de aceleradores do CERN e também o anel do LHC. | 13 |
| Figura 4 - Visão detalhada dos componentes dos dipolos magnetos supercondutores do colisor. | 14 |
| Figura 5 - Mostra as cavidades de RF do LHC. | 15 |
| Figura 6 - Os 4 principais experimentos instalados no LHC. | 16 |
| Figura 7 - Visão em três dimensões do detector do CMS. | 17 |
| Figura 8 - Visualização de como funciona cada um dos sub-detectores específicos que identificam e medem precisamente múons, fótons e elétrons em uma ampla faixa de energia e luminosidade. | 18 |
| Figura 9 - Instalação do solenóide supercondutor na estrutura do CMS. | 19 |
| Figura 10 - <i>Layout</i> do magneto do CMS. | 19 |
| Figura 11 - Visão completa do sistema de rastreamento. | 21 |
| Figura 12 - O detector de pixel, visto em (a), é composto no seu interior por 3 camadas de detectores de silício com $\approx 1\text{m}^2$, 66 milhões de pixels ($100 \times 150 \mu\text{m}^2$) e uma resolução espacial de $\approx 15 \mu\text{m}$. O detector de micro tiras de silício, visto em (b), possui 11.4 milhões de <i>strips</i> , em 214m^2 de sensores e com um diâmetro de 2.4 m. | 21 |
| Figura 13 - <i>Layout</i> do sistema de traços: <i>Pixel Barrel</i> , <i>Pixel End Caps</i> , <i>Tracker Inner Barrel</i> (TIB), <i>Tracker Inner Disks</i> (TID), <i>Tracker Outer Barrel</i> (TOB), <i>Tracker End Caps</i> (TEC). | 22 |
| Figura 14 - Partes que compõem o ECAL. | 23 |
| Figura 15 - Mostra em detalhes alguns dos subsistemas do ECAL. | 24 |
| Figura 16 - Figuras que mostram em detalhes os subsistemas do HCAL. | 24 |
| Figura 17 - Visão longitudinal do sistema de múons. | 25 |
| Figura 18 - Detalhes de uma parte do sistema de múons. | 26 |
| Figura 19 - <i>Endcaps</i> do sistema de múons. Neles são instalados os <i>cathode strip chambers</i> -CSC. | 27 |

| | |
|--|----|
| Figura 20 -As <i>resistive plate chambers</i> -RPCs que são utilizadas pelo <i>trigger</i> do sistema de múons. | 28 |
| Figura 21 -Resolução em diversos métodos de reconstrução do múon como função do seu p no experimento CMS para dois intervalos de rapidez. | 29 |
| Figura 22 -Seção de choque próton-próton inclusiva para os principais processos produzidos no LHC. A taxa das interações são apresentadas para luminosidade nominal como pode ser vista na escala a direita, bem como a fração dos eventos que foram selecionados pelos <i>trigger</i> L1/HLT. | 31 |
| Figura 23 -Modelo do sistema de <i>trigger</i> utilizado no CMS. | 32 |
| Figura 24 -Hierarquia de distribuição dos dados processados pelo CMS. | 32 |
| Figura 25 -Modelo computacional utilizado no CMS. | 33 |
| Figura 26 -T2 <i>analysis workflow</i> | 33 |
| Figura 27 -Foto da T2-HEPGRID instalada na UERJ. | 34 |
| Figura 28 -Multiplicidade de traços carregados como função da pseudorapidez a 900 e 2360 GeV. | 35 |
| Figura 29 -Visualização de um dos primeiros eventos a 2360 GeV de ECM detectados pelo CMS. | 36 |
| Figura 30 -Distribuição do momentum transversal dos hádrons carregados na região de $ \eta < 2.4$ apresentando as incertezas sistemáticas e o ajuste usando função de Tsallis [28, 29]. | 37 |
| Figura 31 -O potencial de Higgs $V(\phi)$ para $\mu^2 > 0$ (linha tracejada) e $\mu^2 < 0$ (linha cheia). | 42 |
| Figura 32 -Os acoplamentos vetoriais e axiais do modelo 331 [56]. | 46 |
| Figura 33 -Distribuição de $m_{\mu\bar{\mu}}^{-1}(\text{TeV}^{-1})$ para os dados observados pelo CDF (pontos), o ruído de fundo e a soma de todos as contribuições dos ruídos de fundo. O pico do bóson Z é bastante visível. | 47 |
| Figura 34 -Diagramas de produção de bi-léptons no modelo 331. | 48 |
| Figura 35 -Distribuição de massa invariante dos múons de mesmo sinal e sinais opostos para os pares de múons nos dados no Run II do CDF [64]. | 49 |
| Figura 36 -Etapas da geração de um evento de MC ($pp \rightarrow \gamma/Z^0/Z' \rightarrow$ hádrons). | 51 |
| Figura 37 -Exemplo de arquivo de saída no formato LHE para um sub-processo gerador pelo CompHEP. | 52 |
| Figura 38 -Etapas de uma análise de um experimento em Física de Altas Energias. | 53 |
| Figura 39 -Mostra um quarto da simulação da geometria do sistema de rastreamento sendo que em (a) a simulação rápida e (b) a simulação completa. | 54 |
| Figura 40 -(a) Eficiência de <i>trigger</i> L1 e HLT para múons simples como função de η e em (b) Espectro de massa em eventos onde Higgs decai em di-múons. | 54 |
| Figura 41 -Seção de choque efetiva como função da massa do Z' . Os pontos vermelhos representam os valores usando o modelo 331 mínimo. | 56 |

| | |
|--|----|
| Figura 42 -Visualização de um evento de sinal com $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ simulados no detector CMS, em diferentes visões. Em vermelho, vemos os múons. | 57 |
| Figura 43 -Visualização dos eventos de bi-léptons simulados no detector CMS em diferentes visões. Em vermelho, vemos os múons interagindo no sistema de detecção e em azul os elétrons. | 59 |
| Figura 44 -Seção de choque efetiva como função da massa dos bi-léptons. | 60 |
| Figura 45 -Eficiência de E_t dos múons reconstruídos para cada um dos cenários. . . | 63 |
| Figura 46 -Correlação entre a informação de η do múon reconstruído usando algoritmo L1 e a reconstrução global. | 63 |
| Figura 47 -Representação das etapas de produção utilizando o CompHEP dentro do CMSSW. | 64 |
| Figura 48 -Representação das etapas de produção utilizando o CRAB. | 65 |
| Figura 49 -A interface ao banco de dados para geradores do tipo elemento de matriz. . . | 65 |
| Figura 50 -Apresentamos algumas distribuições cinemáticas para eventos de Drell-Yan sendo: a) $p \times \eta$, b) p_z em GeV, c) p_t em GeV e d) η | 67 |
| Figura 51 -Eficiência em função de η para diferentes formas de reconstrução e <i>trigger</i> , em (a) L1, (b) L2, (c) L3 e (d) usando reconstrução global dos múons usando a amostra com o Z' de massa de 1TeV. | 69 |
| Figura 52 -Eficiência em função de p_t (em GeV) para diferentes formas de reconstrução e <i>trigger</i> , em (a) L1, (b) L2, (c) L3 e (d) usando reconstrução global dos múons e a amostra com o Z' de massa de 1TeV. | 70 |
| Figura 53 -Eficiência para os eventos com di-múons (candidatos a Z') como função de sua massa invariante: a) Eficiência para o algoritmo de nível L1 e b) Eficiência para o HLT. | 71 |
| Figura 54 -Eficiência de reconstrução como função da massa do Z' . Em azul temos a reconstrução de 2 múons, em verde a eficiência para um o par de múons com cargas opostas e em vermelho a eficiência do mesmo par que passa pelos cortes de seleção ($p_T > 20\text{GeV}$ e $\Sigma p_T < 10\text{GeV}$). | 72 |
| Figura 55 -Resolução de massa invariante definida como: $\left(\frac{M_{\mu\mu}^{rec} - M_{\mu\mu}^{gen}}{M_{\mu\mu}^{gen}} \right)$, onde $M_{\mu\mu}^{gen}$ e $M_{\mu\mu}^{rec}$ corresponde aos valores de massa invariante gerada e reconstruída para cada amostra de sinal com seus respectivos ajustes gaussianos. . . . | 76 |
| Figura 56 -Distribuição de massa invariante para cada amostra de sinal. Em azul, temos a distribuição gerada e em vermelho a reconstruída. | 77 |

| | |
|---|----|
| Figura 57 -Exemplo da simulação de MC e do resultado do sinal+fundo e com somente o fundo dos ajustes de <i>unbinned likelihood</i> para a $M_{\mu^+\mu^-}$ de 1TeV usando o modelo 331. Na linha azul, temos sinal+fundo (Eq.4.5); na linha tracejada verde as componentes do ajuste do fundo e a linha pontilhada verde o ajuste de somente o fundo quando a fração de eventos (f_s) na Eq.4.5 é fixada em zero. Este estudo foi feito para uma luminosidade integrada de 100 pb^{-1} | 78 |
| Figura 58 -Estudo da luminosidade integrada necessária para encontrar um sinal com significância de 5σ como função da massa do Z' do modelo 331. | 79 |
| Figura 59 -Valor médio da significância do sinal como função do fator de fundo (<i>background scale factor</i>) para o bóson Z' | 81 |
| Figura 60 -Eficiência em função de η para <i>single muons</i> usando a reconstrução global de múons. | 83 |
| Figura 61 -Forma do cone para léptons isolados. | 84 |
| Figura 62 -Eficiência de seleção de eventos para os estudos dos bi-léptons como função da massa do Z' para diferentes etapas. | 87 |
| Figura 63 -Massa invariante de cada par de léptons após a seleção na amostra de sinal de bi-léptons com massa $\approx 270 \text{ GeV}$ | 89 |
| Figura 64 -Massa invariante de cada par de léptons após a seleção na amostra de sinal de bi-léptons com massa 270 GeV sobreposto (<i>stacked</i>) com o fundo de $t\bar{t}$ | 90 |
| Figura 65 -Ajuste utilizado na amostra de sinal dos bi-léptons. | 91 |

LISTA DE TABELAS

| | |
|---|----|
| Tabela 1 - Parâmetros técnicos do acelerador LHC para a colisão pp em alta luminosidade. | 15 |
| Tabela 2 - Alguns parâmetros técnicos oficiais do acelerador LHC para tomada de dados. | 16 |
| Tabela 3 - Amostras de MC produzidas com o CompHEP, versão 4.50. | 55 |
| Tabela 4 - Valores de seção de choque e a razão de ramificação do bóson Z' do modelo 331 mínimo. | 56 |
| Tabela 5 - Amostras de MC usadas no estudo do outros eventos de fundo ($t\bar{t}$, W +jets, WW , ZZ , WZ e etc). Elas foram geradas usando PYTHIA com ECM de 10TeV na produção oficial do CMS. | 58 |
| Tabela 6 - Propriedades do bóson neutro Z' e dos bi-léptons do modelo 331 mínimo. Todas as amostras foram produzidas pelo CompHEP e hadronizadas com PYTHIA. Fixamos a massa dos novos quarks exóticos em 600 GeV e a CTEQ6L1 como PDF. | 58 |
| Tabela 7 - Características do bi-léptons no modelo 331 usando o CompHEP para obter estes valores. Está é a razão de ramificação do processo $Z' \rightarrow Y^{++/--}Y^{++/--} \rightarrow \mu^{-/+}\mu^{-/+}e^{+/-}e^{+/-}$ | 60 |
| Tabela 8 - Descrição das amostras de MC correspondentes ao fundo redutível do sinal dos bi-léptons. | 61 |
| Tabela 9 - Descrição de cada um dos cenários usados nos testes. | 62 |
| Tabela 10 - Limites de p_t para seleção dos <i>trigger</i> de L1 e de HLT usados nesta análise. | 69 |
| Tabela 11 - Número de di-múons selecionados com a massa invariante acima de 400 GeV antes e após os cortes de seleção. Todos os valores foram normalizados para a luminosidade integrada de 100 pb^{-1} | 73 |
| Tabela 12 - Os valores obtidos pelo estimador ($S_{\mathcal{L}}$) da Eq.4.2 para o Z' do modelo 331 para uma luminosidade integrada de 0,1, 0,2 e 0,3 fb^{-1} . As incertezas apresentadas acima são somente estatísticas. | 75 |
| Tabela 13 - Número de eventos de sinal com 5 σ de significância para alguns valores de massa do Z' | 78 |
| Tabela 14 - Impacto das demais fontes de incerteza teórica na análise do $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ | 80 |

| | |
|---|----|
| Tabela 15 -Impacto das incertezas na massa invariante após aplicar <i>smearing</i> adicional para valores reconstruídos de $M_{\mu\mu}$, para o sinal e o fundo. | 81 |
| Tabela 16 -Resumo das fontes de incerteza estudadas na análise do $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$. . . | 82 |
| Tabela 17 -Valores obtidos pelo estimador $S_{\mathcal{L}}$ com suas respectivas incertezas associadas (estatísticas e as sistemáticas) para alguns valores de massa do Z' | 82 |
| Tabela 18 -Limites de p_t para seleção de elétrons e múons dos <i>trigger</i> de L1 e de HLT. | 85 |
| Tabela 19 -Eficiências de HLT para as amostras do sinal para diferentes valores de massa do Z' | 85 |
| Tabela 20 -Número de eventos selecionados por cada <i>trigger</i> em diferentes amostras de sinal. | 85 |
| Tabela 21 -Eficiências de seleção de pares de léptons e léptons isolados para as amostras de sinal, para diferentes valores de massa da ressonância. | 86 |
| Tabela 22 -Percentual de eventos que passaram na pré-seleção que foram identificados e registrados pelos algoritmos de HLT do CMS para as amostras de QCD, $t\bar{t}$ + jatos e ZZ + jatos. | 87 |
| Tabela 23 -Multiplicidade de eventos após os cortes de seleção para as amostras de QCD, $t\bar{t}$ + jatos, ZZ + jatos. | 88 |
| Tabela 24 -Número de eventos esperados para cada amostra de sinal e o fundo de $t\bar{t}$ após toda a seleção para uma luminosidade integrada de 100 pb^{-1} | 88 |
| Tabela 25 -Alguns dos valores obtidos para a massa reconstruída para os bi-léptons do canal de múons e de elétrons usando o ajuste de uma gaussiana em duas dimensões. | 91 |
| Tabela 26 -Número de eventos selecionados com Z' no canal de di-múons e de bi-léptons no canal muônico para uma luminosidade integrada de 100 pb^{-1} | 92 |

SUMÁRIO

| | |
|---|----|
| MOTIVACÕES | 10 |
| 1 O LHC E O EXPERIMENTO CMS | 12 |
| 1.1 O <i>Large Hadron Collider</i> | 12 |
| 1.2 Descrição do experimento CMS | 17 |
| 1.2.1 O solenóide supercondutor | 18 |
| 1.2.2 O sistema de rastreamento | 20 |
| 1.2.3 O calorímetro eletromagnético | 22 |
| 1.2.4 O calorímetro hadrônico | 23 |
| 1.2.5 O sistema de múons | 25 |
| 1.2.6 O sistema de seleção de eventos | 30 |
| 1.2.7 O modelo computacional do CMS | 32 |
| 1.3 Início da tomada de dados do CMS | 34 |
| 2 O MODELO PADRÃO e o 331 | 38 |
| 2.1 Modelo Padrão das Interações Eletrofracas | 38 |
| 2.2 Descrição do grupo de simetria $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ | 39 |
| 2.2.1 Mecanismo de quebra espontânea de simetria | 41 |
| 2.3 O modelo 331 | 43 |
| 2.3.1 Limites experimentais na busca direta pelo bóson Z' no canal de di-múons | 47 |
| 2.4 A fenomenologia associada aos bi-léptons duplamente carregados | 47 |
| 3 SIMULACÃO DE EVENTOS | 50 |
| 3.1 O gerador de Monte Carlo CompHEP | 50 |
| 3.2 O gerador de Monte Carlo PYTHIA | 51 |
| 3.3 A estrutura do <i>software</i> CMSSW | 52 |
| 3.4 A simulação rápida do detector CMS | 53 |
| 3.5 Amostras de Monte Carlo | 55 |
| 3.5.1 Descrição das amostras de sinal e fundo para análise do $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ | 55 |
| 3.5.2 Amostras de sinal e fundo do $Z' \rightarrow Y^{++/--} Y^{++/--} \rightarrow e^{+/-} e^{+/-} \mu^{-/+} \mu^{-/+}$ | 58 |
| 3.5.3 Amostras de eventos de QCD, de $t\bar{t}$ e ZZ usadas no canal de bi-léptons | 60 |
| 3.6 Resumo das tarefas realizadas no CERN | 62 |
| 3.6.1 Certificação da simulação de desalinhamento do sistema de múons | 62 |
| 3.6.2 Melhoramentos na interface do CompHEP no CMSSW | 64 |

| | | |
|---------|--|----|
| 4 | EXPLORANDO O MODELO 331 NA BUSCA DO BOSON Z' E DOS BILÉPTONS DUPLAMENTE CARREGADOS | 68 |
| 4.1 | A busca pelo Z' do modelo 331 no canal de di-múons de alta massa | 68 |
| 4.1.1 | <u>Seleção dos Eventos</u> | 69 |
| 4.2 | Potencial de descoberta usando o modelo 331 mínimo no canal de decaimento $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ | 73 |
| 4.2.1 | <u>O método de <i>Likelihood ratio</i></u> | 73 |
| 4.2.2 | <u>Estimativa do Potencial de Descoberta do Bóson Z' no canal de di-múons</u> | 74 |
| 4.3 | <i>Estudo das fontes de incertezas sistemáticas associadas à procura do Z'</i> | 78 |
| 4.3.1 | <u>Incertezas teóricas</u> | 79 |
| 4.3.1.1 | Escala de processo duro | 79 |
| 4.3.1.2 | Correção de ordem superior da QCD e escolha da PDF | 80 |
| 4.3.2 | <u>Incertezas na performance do detector</u> | 80 |
| 4.3.3 | <u>Incertezas associadas ao procedimento de ajuste e na resolução de massa</u> | 81 |
| 4.4 | Explorando os bi-léptons duplamente carregados do modelo 331 no canal de 4 léptons de estado final | 82 |
| 4.4.1 | <u>Reconstrução dos léptons, identificação e isolamento</u> | 82 |
| 4.4.2 | <u>Seleção dos eventos</u> | 84 |
| 4.4.3 | <u>Reconstrução dos bi-léptons</u> | 88 |
| 5 | CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS | 93 |
| | REFERÊNCIAS | 94 |

It is not who I am underneath, but what I do that defines me.

B. Wayne

AGRADECIMENTOS

Meus sinceros votos de agradecimentos:

- a minha família por estarem sempre ao meu lado;
- a todos que me ajudaram na conclusão desse trabalho. Em especial ao Prof. Andre Sznajder e o Prof. Alberto Santoro por acreditarem na proposta e darem todo o apoio durante o trabalho;
- ao Prof Borges (UERJ) por todas as discussões e a implementação do modelo utilizado neste trabalho;
- incondicionais ao Andre Asevedo (ATLAS/UFF) por toda a ajuda no trabalho de análise;
- a todos os colaboradores do experimento CMS. Em especial ao Antonio Vilela Pereira (Torino), Jordan Tucker (UCLA), Slava Valuev (UCLA), Sergei Shmatov (JINR) e Albert de Roeck (CERN) por todas as discussões durante diversos momentos no CERN;
- a toda equipe da T2HEPGRID UERJ os professores do DFNAE/UERJ pela infraestrutura usada no trabalho;
- ao Dilson de Jesus e José Afonso Sanches pela estadia na "Confederação";
- ao Programa de Pós-Graduação em Física da UERJ e a CAPES pelo apoio financeiro;
- ao CNPq ao apoio financeiro no exterior e o auxílio extra que possibilitou meu período de estágio no CERN.

MOTIVACÕES

A Física de Partículas contemporânea tem como paradigma o Modelo Padrão (MP). Nele estão reunidas as teorias que descrevem os constituintes fundamentais da matéria e suas interações. O Modelo Padrão é formado pela teoria das interações eletrofracas e a teoria das interações fortes, conhecida como cromodinâmica quântica (QCD) [1,2]. A teoria eletrofraca é uma teoria de gauge $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, dotada de um mecanismo de quebra espontânea de simetria. A teoria eletrofraca tem sido testada extensivamente durante as três últimas décadas, em uma grande diversidade de experimentos e tem se mostrado capaz de descrever os resultados destes experimentos de forma precisa. Entretanto, existe a possibilidade de que desvios do Modelo Padrão ainda não tenham sido observados, dada a escala limitada de energia dos testes realizados até o presente momento [3,4].

O detector CMS do CERN foi concebido como um experimento de caráter geral e que tem como objetivos principais descobrir o bóson de Higgs e procurar nova física não contemplada no MP. Dentre as diversas possibilidades de extensões do MP, assim como nos modelos de GUT¹, *Extra Dimensions* e *Compositness*, figura como uma assinatura comum a presença de bósons vetoriais adicionais de alta massa como o Z' . Estas ressonâncias de alta massa são produzidas a partir de um processo conhecido como Drell-Yan, que gera um contínuo de pares de múon. Estes múons resultam dos decaimentos bósons, criado na fusão de um par de quarks (LO) [5–7].

O processo Drell-Yan envolve em seu estado final apenas dois léptons de alto momento transversal. Estes são acompanhados de partículas com baixo momento transversal, o que confere a este processo um status privilegiado na descoberta de nova física. A figura 1 mostra o alcance do LHC (CERN) em comparação com o Tevatron (FERMILAB).

O LHC permite a medida num intervalo de massa muito maior que o Tevatron, mesmo a baixa luminosidade. Se levarmos em conta que ele deverá acumular da ordem de 60 fb^{-1} nos próximos três anos, podemos concluir que o LHC terá um grande potencial na exploração de diversos modelos de nova física, que prevêem a aparição de bósons adicionais na faixa de alguns TeV. Muitas extensões do MP predizem novas partículas como o bóson neutro Z' . Os modelos 331 surgem como uma alternativa interessante para a Física na

¹*Grand Unified Theory*

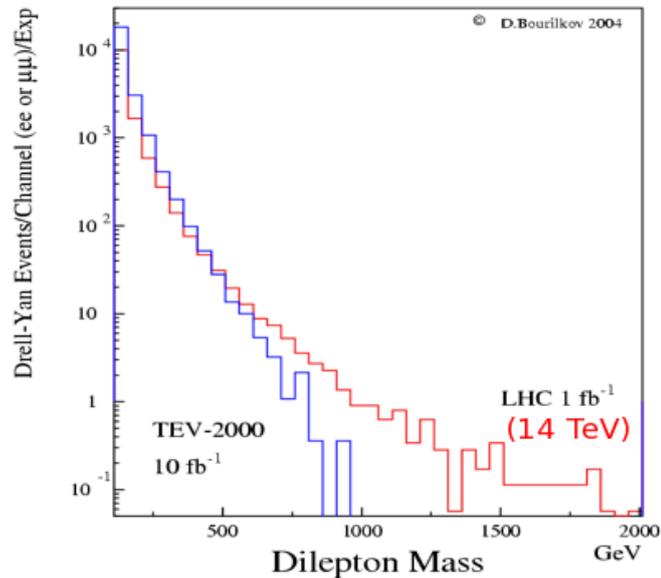


Figura 1: Comparação da seção de choque do processo de DY obtida no Tevatron e a esperada no LHC.

escala de TeV, com a previsão da existência de novos bósons e justifica a existência de três famílias fermiônicas. O aparecimento destes novos bósons poderá ser observado através de modificações no espectro de alta massa dos di-léptons.

Dada a excelente performance do CMS na detecção de múons, concentramos a análise no canal de di-múons para explorar o potencial de descoberta do Z' do modelo 331. Para diferenciar o Z' do modelo 331 dos demais modelos existentes, exploramos também os decaimentos dos bi-léptons ($Z' \rightarrow YY \rightarrow 4$ léptons) duplamente carregados, que são uma assinatura única deste modelo.

No Capítulo 1, apresentaremos uma descrição detalhada do LHC e do experimento CMS. No Capítulo 2, faremos uma introdução da Teoria Eletrofraca e do modelo 331. No Capítulo 3 apresentaremos as amostras de eventos simulados e descreveremos os geradores de Monte Carlo utilizados neste estudo. No Capítulo 4 apresentaremos os resultados das estimativas do potencial de descoberta para o Z' e os bi-léptons no cenário do CMS. As conclusões e perspectivas futuras são apresentadas no Capítulo 5.

1 O LHC E O EXPERIMENTO CMS

Neste capítulo, temos uma descrição sobre o acelerador LHC, as principais características do detector CMS e cada um dos seus sub-detectores. Ao final apresentaremos alguns resultados sobre as primeiras colisões detectadas por ele.

1.1 O *Large Hadron Collider*

O Grande Colisor de Hádrons (*Large Hadron Collider*-LHC) é o principal acelerador de partículas do CERN e se encontra localizado na fronteira da Suíça com a França, conforme mostra a figura 2. O acelerador LHC [8] foi concebido para colidir prótons à energia de centro de massa (ECM) de 14TeV e está instalado em um túnel de 27 km de circunferência, a 100 m de profundidade.



Figura 2: Área ocupada pelo LHC.

Os prótons são obtidos através da remoção dos elétrons dos átomos de hidrogênio e são injetados para o acelerador linear (LiNAC2) com a energia de 50 MeV - 1,4 GeV. Em seguida, eles dirigem-se para o PS *Booster* (PS- *Proton Synchrotron*), com energia de 1,4 GeV - 26 GeV e depois para o SPS (*Super Proton Synchrotron*), onde a energia alcança 450 GeV. Por último os prótons são injetados no LHC, onde irão circular por cerca de

20 minutos antes de alcançarem a energia máxima. Na figura 3, temos um esquema em detalhes do LHC e do conjunto de aceleradores do CERN.

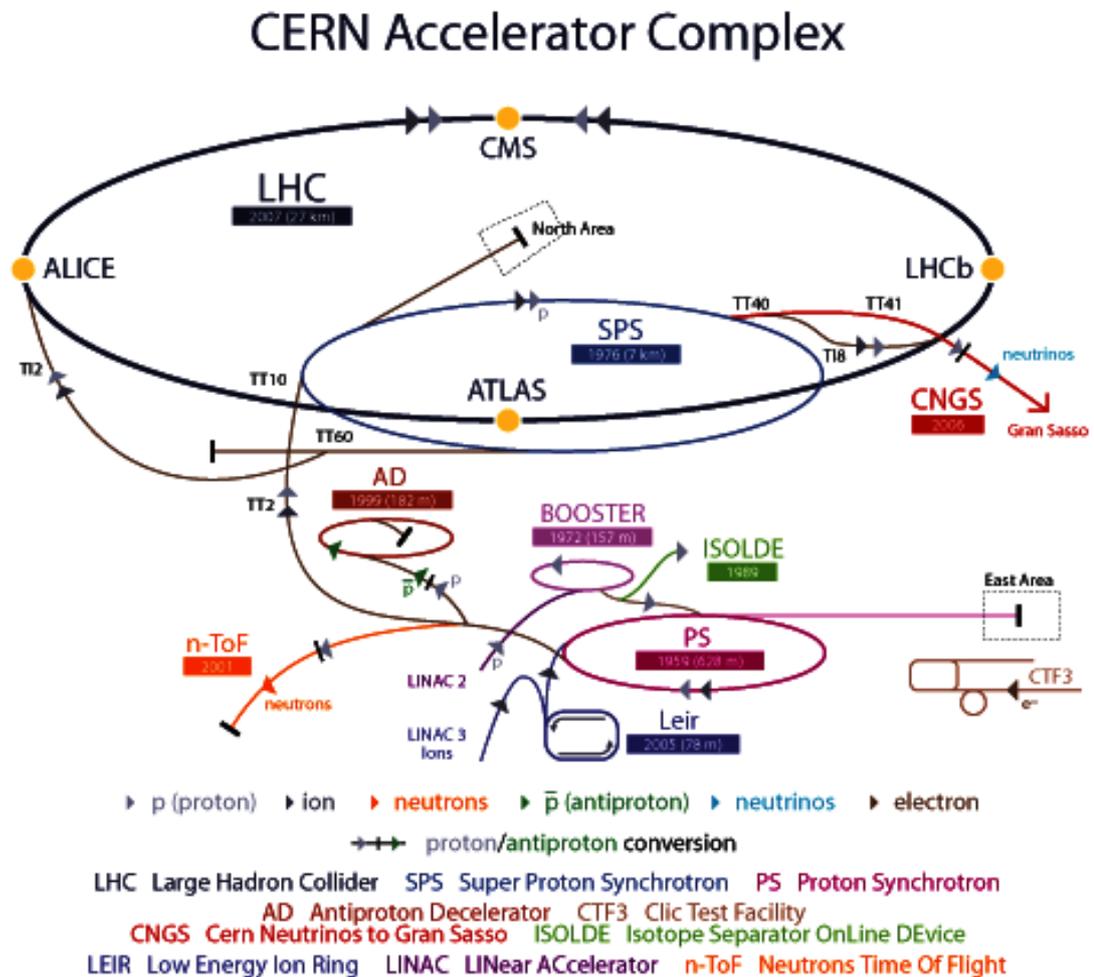


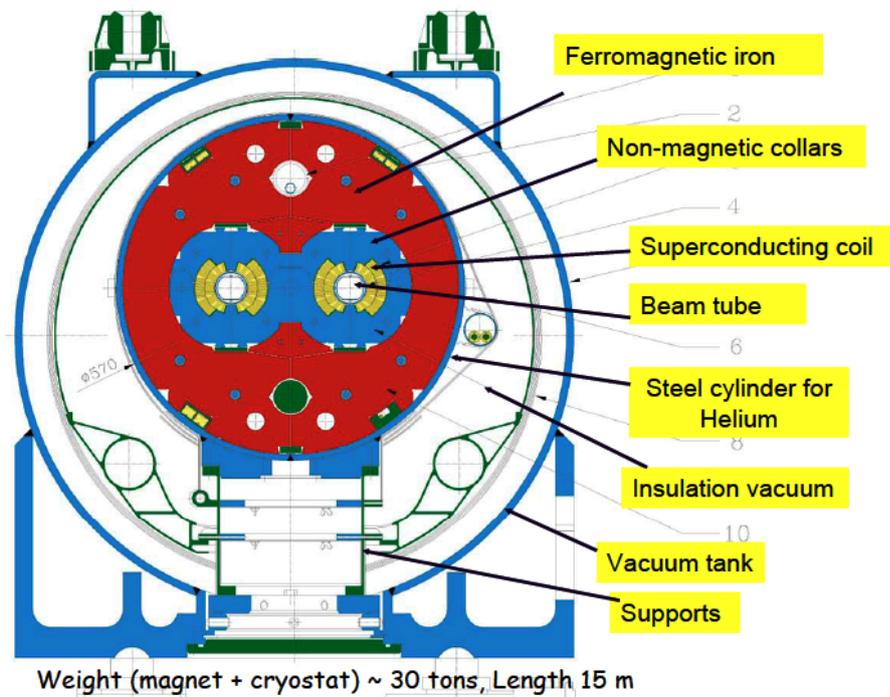
Figura 3: O complexo de aceleradores do CERN e também o anel do LHC.

Como as colisões ocorrem entre partículas de mesmo tipo, são necessários dois canais separados, por onde circulam os feixes de partículas em sentidos opostos. Estes dois canais, juntamente com seus dipolos magnéticos supercondutores (figura 4), que direcionam o feixe ao longo da trajetória do LHC, estão inseridos numa única estrutura criostática, como pode ser visto na figura 4(a). Os dipolos operam a uma temperatura de 1,9K, atingindo um campo magnético de cerca de 8 Tesla.

As cavidades de rádio frequência (figura 5) operam com uma frequência de 400 MHz e com um gradiente entre 8 a 16 MV/m. Desta maneira, é possível obter a impulsão necessária para acelerar o feixe até a energia de operação do LHC. O número nominal de partículas por pacote do feixe do LHC é de cerca de 10^{11} , sendo que as colisões ocorrem a cada 25 ns. O sistema de coordenadas adotado pelo CMS, tem a origem centrada no ponto de colisão dentro do experimento. O eixo Y é definido verticalmente para cima, o eixo X na direção radial para dentro do anel e o eixo Z ao longo da direção do feixe.



(a) Visão do túnel do LHC, onde são vistos os magnetos sendo instalados.



(b) Corte da seção transversal de um dos dipolos supercondutores do LHC.

Figura 4: Visão detalhada dos componentes dos dipolos magnetos supercondutores do colisor.



Figura 5: Mostra as cavidades de RF do LHC.

Nos pontos de interação o tamanho do feixe é bem pequeno, medindo cerca de $16 \mu\text{m}$ no plano transversal ($\sigma_x = \sigma_y$) e 7.5 cm na direção longitudinal, ao longo do eixo Z. As principais características do acelerador do LHC encontram-se na tabela 1. Para determinar a taxa dos processos físicos (R) produzidos, utiliza-se a equação

$$R = \sigma L, \quad (1.1)$$

onde σ é a seção de choque e L a luminosidade. A luminosidade do acelerador é dada pela seguinte expressão

$$L = \frac{k f N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}, \quad (1.2)$$

onde f é frequência de revolução, N corresponde ao número de prótons por pacote (*bunch*), σ_x e σ_y é o tamanho do feixe na direção de cada eixo e k é o número de pacotes. A luminosidade instantânea planejada para operação do LHC é de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, conforme

| | |
|---|----------------------|
| Frequência de revolução (KHz) | 11,246 |
| Energia dos prótons durante a Injeção (GeV) | 450 |
| Energia dos prótons durante a Colisão (GeV) | 7000 |
| Número de partículas por pacote (<i>bunch</i>) | $1,15 \cdot 10^{11}$ |
| Número de pacotes (<i>bunches</i>) | 2808 |
| Energia estocada por feixe durante a colisão (MJ) | 362 |
| Seção de choque total em colisões <i>pp</i> (mb) | 100,0 |
| Seção de choque inelástica em colisões <i>pp</i> (mb) | 60,0 |
| Eventos por cruzamento de pacotes (alta luminosidade) | 19,02 |
| Energia perdida devido a radiação síncrotron (eV) | $6,71 \cdot 10^3$ |

Tabela 1: Parâmetros técnicos do acelerador LHC para a colisão *pp* em alta luminosidade.

os parâmetros da tabela 1. Quatro detectores estão instalados em cavernas, a cerca de 100 m de profundidade, em torno dos pontos de colisão do LHC, como mostra figura 6. Dois deles são de propósito geral, o CMS e ATLAS [9]. Os outros dois detectores, o ALICE [10] e o LHCb [11], são dedicados à Física de Íons Pesados e Física do B.

O LHC também pode colidir íons pesados (Pb_{208}^{82+}) à 1148 TeV de ECM. Os feixes são obtidos através de uma fonte de chumbo vaporizado e em seguida injetado no LINAC3, antes de serem coletados e acelerados no *Low Energy Ion Ring* (LEIR). Após esta etapa, eles seguem o mesmo caminho que os feixes de prótons, até obter a energia máxima.

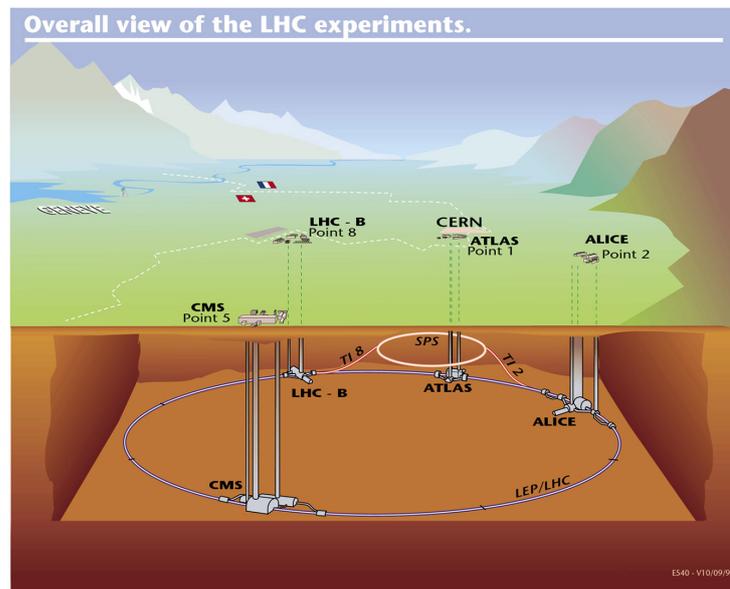


Figura 6: Os 4 principais experimentos instalados no LHC.

| Parâmetros de Operação: | p-p 2010 | p-p a partir de 2011 | Unidade |
|----------------------------|----------------------|----------------------|-------------------------------|
| Energia de centro de massa | 7 | 10 | TeV |
| N. de prótons por pacote | 7×10^{11} | 7×10^{10} | - |
| N. de pacotes | 156 | 156 | - |
| Lumi. inst. | 3.4×10^{31} | 4.9×10^{31} | $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ |

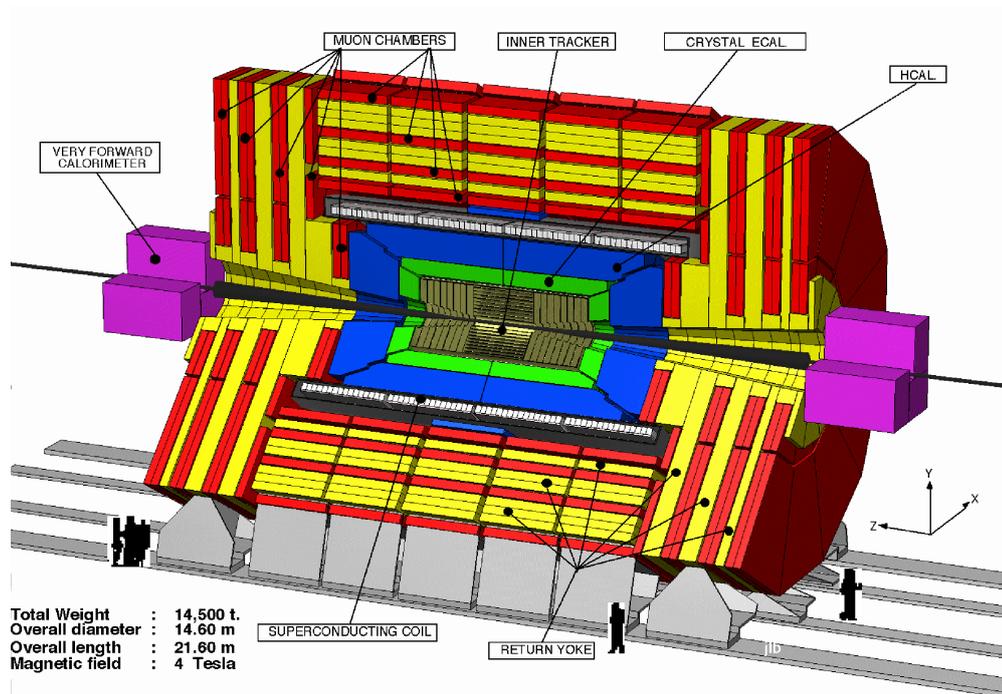
Tabela 2: Alguns parâmetros técnicos oficiais do acelerador LHC para tomada de dados.

O LHC começou a operar em 2009, com a energia inicial do feixe de próton de 450 GeV, em seguida elevada para 900 GeV de ECM e depois 2,3 TeV e as primeiras tomadas de dados nos dois últimos limiares de energia. Os parâmetros de operação para o ano de 2010/2011 são apresentados na tabela 2. No final deste capítulo, comentaremos sobre os resultados das primeiras tomadas de dados do experimento CMS.

1.2 Descrição do experimento CMS

Desenvolvido para estudar colisões próton-próton á 14 TeV de energia de centro de massa, o experimento CMS (figura 7) é um detector de propósito geral. Ele foi projetado de forma a detectar eventos característicos do Modelo Padrão, bem como física que vai além deste. Capaz de identificar e medir precisamente múons, fótons, elétrons e reconstruir a trajetória de partículas carregadas, em uma ampla faixa de energia, a altas ou baixas luminosidades (figura 8). O detector tem uma excelente resolução de energia-momento e grande cobertura angular.

A Compact Solenoidal Detector for LHC



CMS LHC Meeting 19 January 1996

Overview 2

Figura 7: Visão em três dimensões do detector do CMS.

Com o objetivo de se conseguir um detector o mais compacto possível, um campo magnético intenso é necessário para medir o momento das partículas de mais alta energia. Para este fim, foi projetado um longo solenóide supercondutor de 13m de comprimento e 3 metros de raio. A motivação para este grande raio, foi o de tornar possível a localização de todo o calorímetro dentro do solenóide, evitando-se com isto qualquer degradação na resolução em energia do detector. Com esta configuração e um campo magnético da ordem de 4 Tesla, uma boa resolução em momento é garantida para partículas com energias de até 1 TeV.

O LHC irá produzir em média 8×10^8 interações próton-próton por segundo, operando com uma luminosidade de $10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, criando um ambiente de altíssima radiação.

No desenvolvimento de cada um dos sub-detectores do CMS, levou-se em consideração o impacto da radiação sobre os sub-sistemas, de forma que eles possam operar neste ambiente. A seguir, faremos uma descrição detalhada dos sub-detectores que compõem o experimento CMS [12, 13].

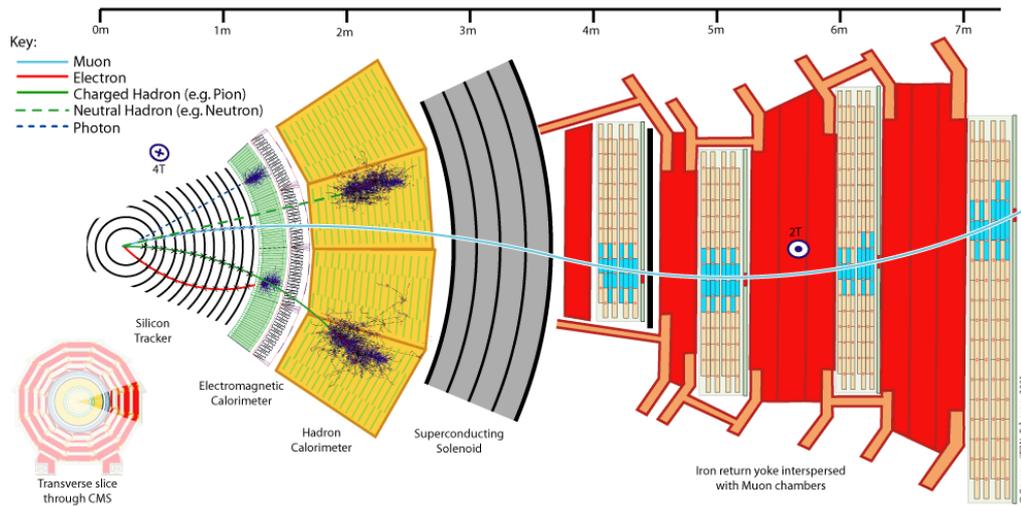


Figura 8: Visualização de como funciona cada um dos sub-detectores específicos que identificam e medem precisamente múons, fótons e elétrons em uma ampla faixa de energia e luminosidade.

1.2.1 O solenóide supercondutor

O solenóide supercondutor do CMS [14] gera um campo magnético de aproximadamente 4 Tesla, que desvia as partículas carregadas oriundas das colisões ou de raios cósmicos, possibilitando medir o momentum transverso delas. Este sistema inclui uma fonte de alta tensão, sistema criogênico, sistema de controle, sistema de vácuo e um sistema de proteção. O solenóide está inserido dentro do criostato, como pode ser visto na figura 9. Ele consiste de enrolamentos com seu próprio suporte estrutural, um escudo contra radiação térmica e um tanque de vácuo.

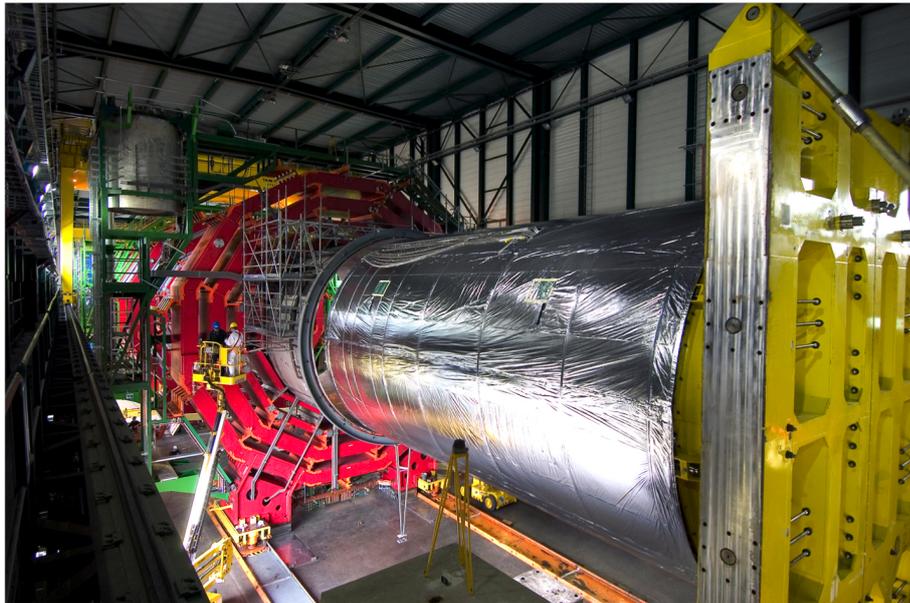


Figura 9: Instalação do solenóide supercondutor na estrutura do CMS.

Coil and Magnet Assembly

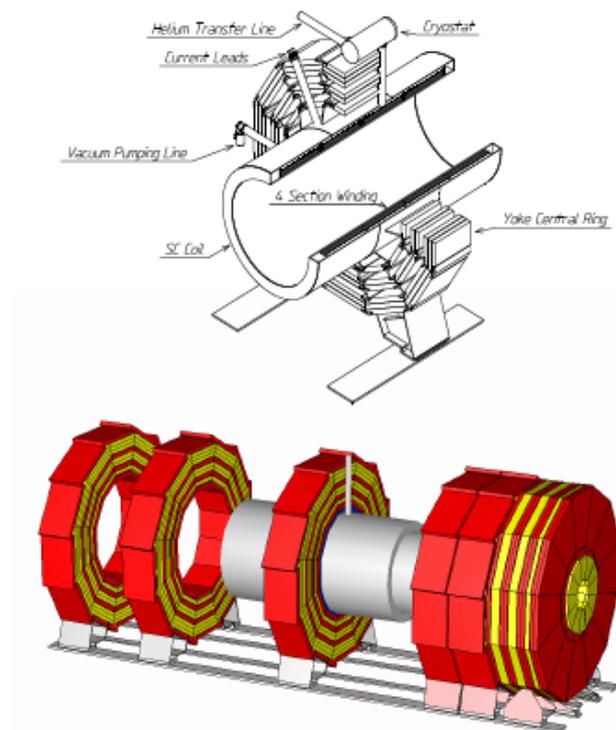


Figura 10: *Layout* do magneto do CMS.

O condutor é constituído por um supercondutor central (figura 9) feito de 40 fios de NiTb, inseridos em um estabilizador em alumínio de alta pureza e uma liga de alumínio externo reforçando o invólucro. Na figura 10, vê-se o *layout* do solenóide supercondutor.

1.2.2 O sistema de rastreamento

A principal atribuição de um sistema de traços é reconstruir a trajetória de partículas carregadas. Para isso, ele deve medir de forma eficiente a energia ionizante depositada por partículas carregadas, com boa relação sinal-ruído, rejeitando sinais espúrios decorrente de ruídos. As principais características deste sistema são:

- grande resolução espacial e bom alinhamento relativo de todos os elementos sensíveis que compõem o detector;
- excelente determinação de momentum das partículas carregadas produzidas nas interações e discriminação de traços falsos;
- identificação e medida da posição de vértices primários e secundários.

O sistema central de traços (*Tracking System*) do CMS [15,16], visto na figura 11, é composto de duas partes: o detector de pixel (*pixel detector*) e o detector de traço de micro-tiras de silício (*Silicon Microstrip Tracker*). O *layout* longitudinal de um quarto do sistema de traços do CMS, incluindo o detector de pixel de silício (*Silicon Pixel Detector*) e os detectores de faixas de silício (*Silicon Strip Detector*), é mostrado na figura 12(b). O detector de pixel está instalado em um cilindro de 1 m de comprimento e 30 cm de diâmetro em torno do ponto de interação. Ele consiste de três camadas na região central, ou região do barril, posicionados respectivamente nos raios de 4,4 cm, 7,3 cm e 10,2 cm, com respeito às coordenadas axiais do feixe. Nas partes frontais encontra-se dois pares de discos das tampas do barril (*end-cap disks*), localizados ao longo do eixo Z nas posições $\pm 34,5$ cm e $\pm 46,5$ cm. O detector de pixel permite uma cobertura na região de pseudorapidez¹ de $|\eta| < 2,2$, como mostra a figura 12(a).

A camada mais interna será exposta à fluência² de $3 \times 10^{14} n_{eq}/cm^2$ por ano para alta luminosidade. As outras duas serão expostas a uma fluência de $10^{14} n_{eq}/cm^2$ e $0,6 \times 10^{14} n_{eq}/cm^2$ por ano.

O detector de traço de micro-tiras de silício, mostrado nas figuras 12(b) e 13, é composto de 15148 módulos distribuídos sobre 10 camadas do barril TIB (*Tracker Inner Barrel*) e TOB (*Tracker Outer Barrel*), os 12 TID (*Tracker Inner Disks*) e os discos do

¹A pseudorapidez (η) definida por: $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta}{2}))$, onde θ é o ângulo de espalhamento em relação ao eixo Z.

²Os valores de fluência para todas as partículas são normalizados para nêutrons de 1MeV (n_{eq}/cm^2)

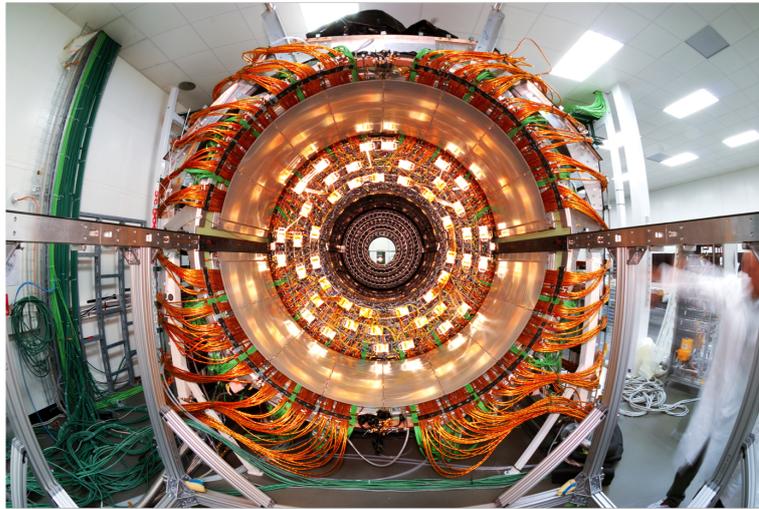
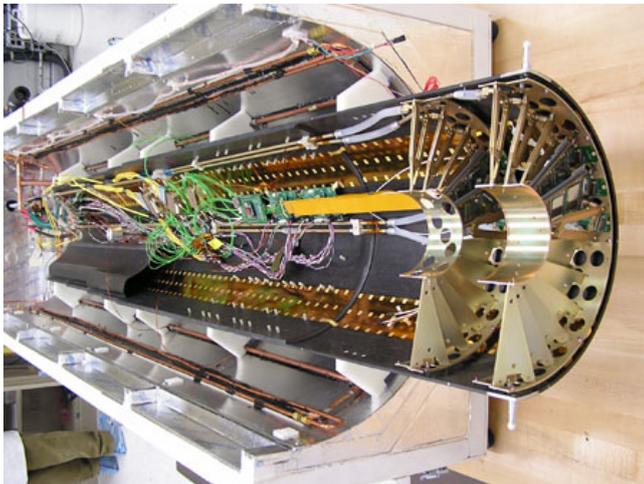


Figura 11: Visão completa do sistema de rastreamento.



(a) Detector de Pixel.



(b) Micro Strip.

Figura 12: O detector de pixel, visto em (a), é composto no seu interior por 3 camadas de detectores de silício com $\approx 1\text{m}^2$, 66 milhões de pixels ($100 \times 150 \mu\text{m}^2$ e uma resolução espacial de $\approx 15 \mu\text{m}$). O detector de micro tiras de silício, visto em (b), possui 11.4 milhões de *strips*, em 214m^2 de sensores e com um diâmetro de 2.4 m.

TEC (*Tracker End Caps*). O barril e os discos têm os *readout strips* orientados ao longo do eixo Z e na direção radial respectivamente. Para medir a coordenada Z, a primeira e a segunda camadas do TIB, do TOB e assim como os primeiros anéis do TID e do TEC (neste caso os anéis 1, 2 e 5), são instrumentados com dois conjuntos de um único lado e colados um com outro. Cada módulo consiste em uma estrutura de fibra de carbono, onde é fixado o detector de silício e a eletrônica (*readout electronics*). As principais características destes módulos estão descritas abaixo [17]:

- resistência a radiação sem significante degradação da performance após 10 anos de operação no ambiente do LHC.
- uma separação entre os elementos de detecção (*pitch*) de $80\ \mu\text{m}$ a $205\ \mu\text{m}$, dependendo da região do detector, para garantir a alta resolução de momentum: $\approx 1 - 2\%$ de p_t . Em outras palavras, partículas com $\approx 100\ \text{GeV}$ tem seu momento medido com resolução de 1% [18].

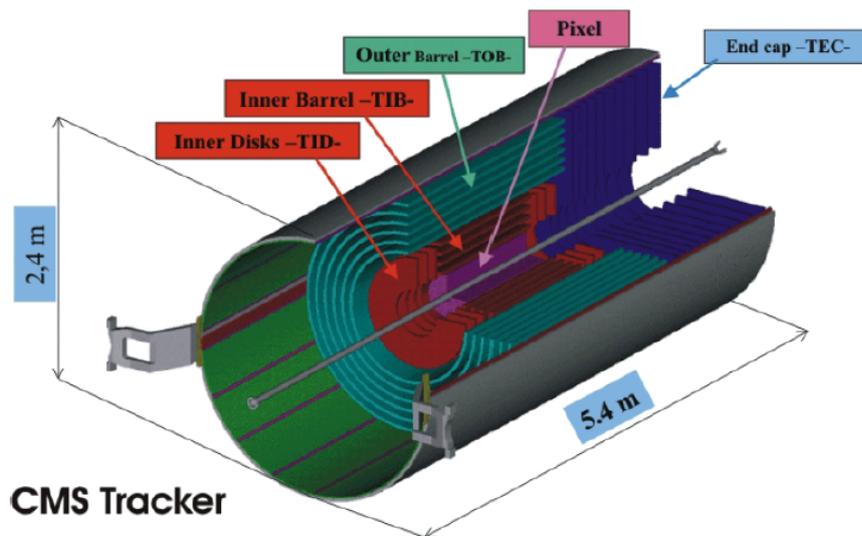


Figura 13: Layout do sistema de traços: *Pixel Barrel*, *Pixel End Caps*, *Tracker Inner Barrel* (TIB), *Tracker Inner Disks* (TID), *Tracker Outer Barrel* (TOB), *Tracker End Caps* (TEC).

1.2.3 O calorímetro eletromagnético

A principal função do calorímetro eletromagnético (ECAL) é reconstruir os fótons e elétrons oriundos da colisão. O ECAL é um calorímetro homogêneo, feito de cristais de chumbo e tungstênio (PbWO_4). Estes cristais possuem uma densidade de $8,2\ \text{g}/\text{cm}^3$, comprimento de radiação de $X_0 = 0,89\ \text{cm}$ e pequeno raio de Molière³ de $R_M = 2,19\ \text{cm}$.

³O raio de Molière é descrito por $R_M = E_s X_0 / E_c$ que depende da energia do espalhamento E_s , da energia crítica E_c e o comprimento de radiação X_0 . Sendo definido como a dimensão lateral do chuveiro,

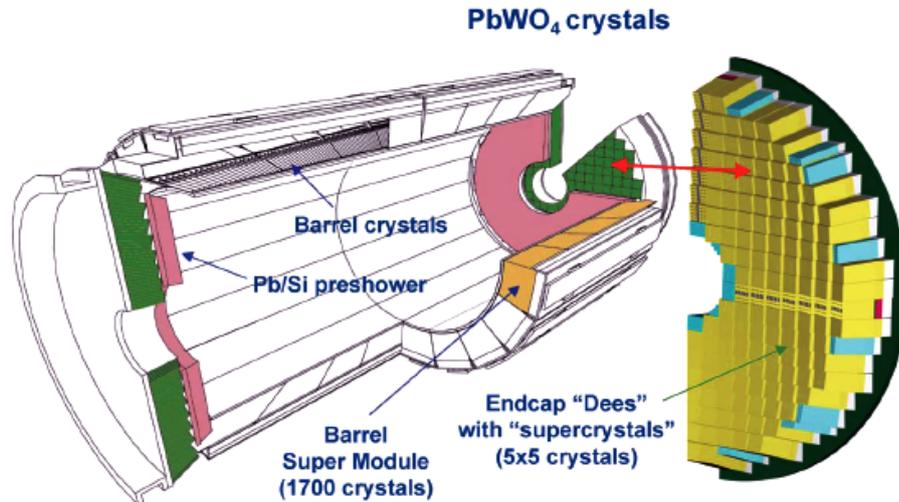


Figura 14: Partes que compõem o ECAL.

O ECAL [19], como mostra a figura 14, é dividido em duas partes: o barril (*Electromagnetic Barrel-EB*) e a parte frontal ou da tampa (*Electromagnetic Endcap-EE*). O EB, mostrado na figura 15 fornece uma cobertura até $|\eta| < 1.48$. Ele é composto por 36 supermódulos, sendo que cada supermódulo é composto de quatro módulos. Ao todo, o EB contém 61.000 cristais com comprimento de 23 cm cada um. O EE tem um cobertura em pseudorapidez entre $1,5 < |\eta| < 3,0$ e possui 7300 cristais. A resolução do ECAL é de cerca de 0,4% para elétrons da ordem de 100 GeV. Na região da frente do EE existe o detector *preshower*(ES), que tem uma área de cobertura de $1,6 < |\eta| < 2,6$. Seu objetivo é reduzir os π^0 s, suprimindo um dos ruídos de fundo significativos no canal do bóson de Higgs decaindo em fótons.

1.2.4 O calorímetro hadrônico

O calorímetro hadrônico (HCAL) foi desenvolvido para medir a energia de todas as partículas que interagem fortemente, como por exemplo: prótons, píons, nêutrons e káons. O HCAL consiste de quatro sub-detectores: barril (HB), tampas (HE), externo (HO) e frontal (HF). O HB mostrado na figura 16(b) e o HE mostrado na figura 16(a), estão localizados entre o ECAL e o solenóide.

Eles são feitos de camadas sobrepostas de cobre e cintilador plástico, que possuem uma cobertura na região de pseudorapidez em: $|\eta| < 1,4$ para o HB e de $1,5 < |\eta| < 3,0$ para o HO. Cada torre do HB possui uma área de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$. Estas placas cintiladoras usam fibras do tipo WLS (*Wavelength-Shifting*), que são incorporadas nas placas. A luz coletada dos cintiladores é guiada até os fotodiodos, que são detectores híbridos, como mostra a figura 16(d).

principalmente determinado pelo espalhamento múltiplos dos elétrons.

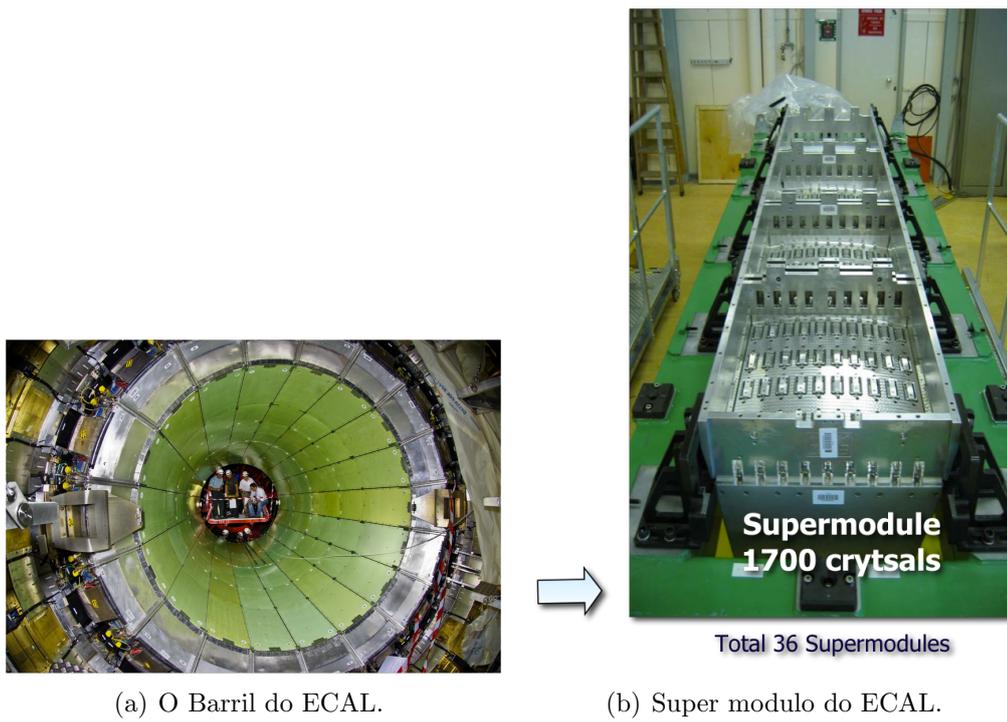
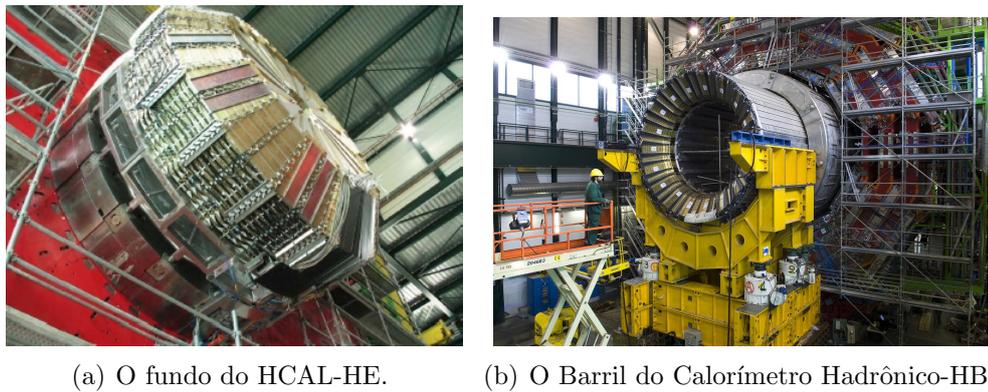
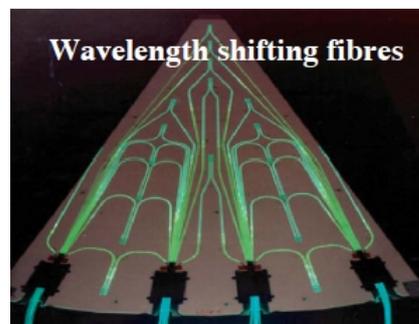


Figura 15: Mostra em detalhes alguns dos subsistemas do ECAL.



(c) A região frontal do Calorímetro Hadrônico-HF.



(d) As guias de luz (*Wavelength-Shifting*) utilizados no HF.

Figura 16: Figuras que mostram em detalhes os subsistemas do HCAL.

O HO é composto de material cintilante localizado entre o solenóide e o sistema de múons, onde a região de cobertura é $|\eta| < 1.26$. O HF, visto na figura 16(c), está instalado na região frontal do HCAL ($3,0 < |\eta| < 5,0$). Ele é feito de aço como material absorvedor e fibras de quartzo como material ativo (Capítulo 12 da Ref. [20]). As fibras de quartzo foram escolhidas devido à grande resistência à radiação, que incide com alta intensidade nesta região. A principal característica do HF é a sua capacidade de medir jatos altamente energéticos, com uma resolução de E_t de 20% à 30% para jatos na ordem de 1TeV [21].

1.2.5 O sistema de múons

Os múons são uma assinatura importante da maior parte do programa de física do CMS. No projeto do detector CMS (*Compact Muon Solenoid*), a capacidade de selecionar e reconstruir múons de alta energia [22] é uma característica de destaque. Ele possui ao todo 1400 câmaras de múons sendo que: 250 são *drift tubes* (DT), 540 do tipo *cathode strip chamber* (CSC) e 610 são *resistive plate chamber* (RPC).

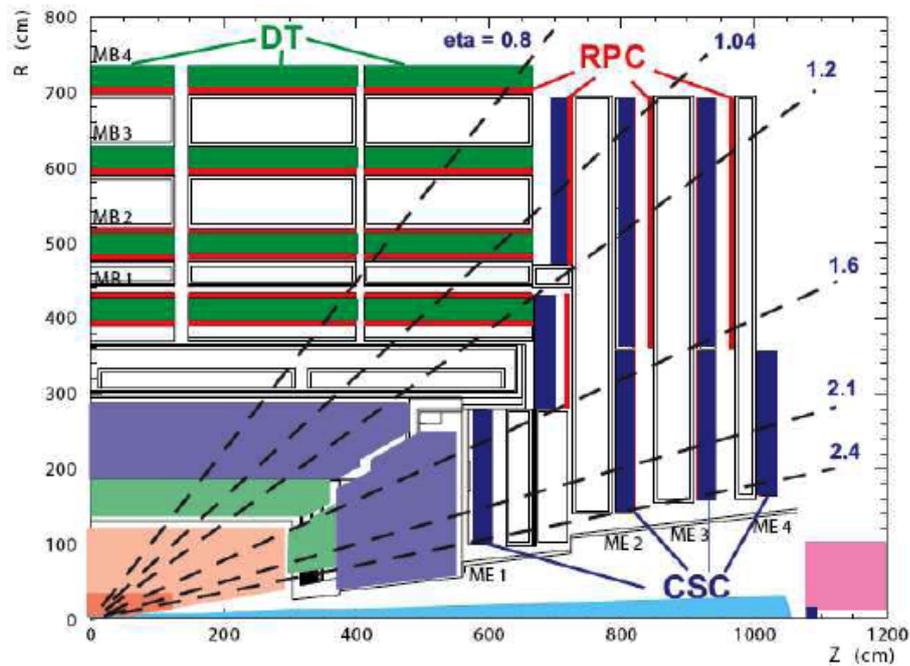
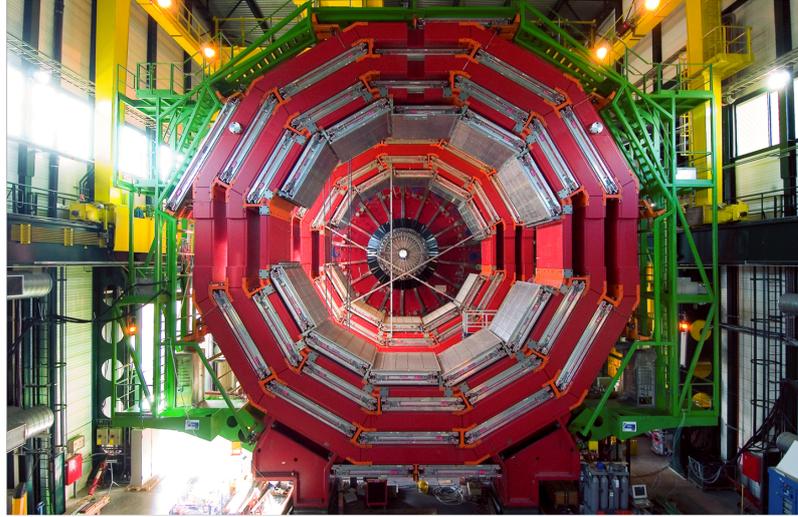
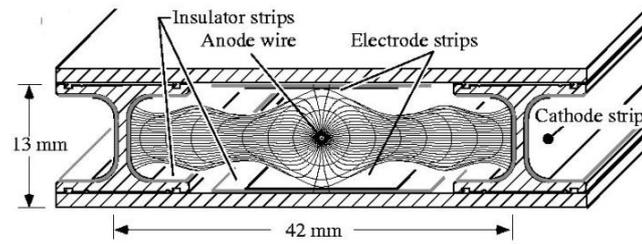


Figura 17: Visão longitudinal do sistema de múons.

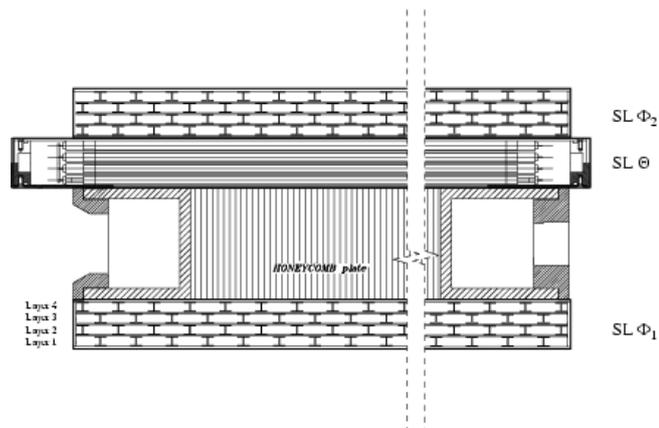
Na região do barril ($|\eta| < 1.3$), o sistema de múons é composto de quatro estações, formando cilindros concêntricos em torno da linha do feixe. Três destas estações, possuem 60 *drift chambers* cada e a última, a mais exterior, possui 70 câmaras. A escolha de *drift chambers* como detectores de traço para o sistema de múons do barril, foi decorrente da baixa taxa de múons esperada nesta região e a pequena intensidade do campo magnético local.



(a) Visão da região central do sistema de múons.



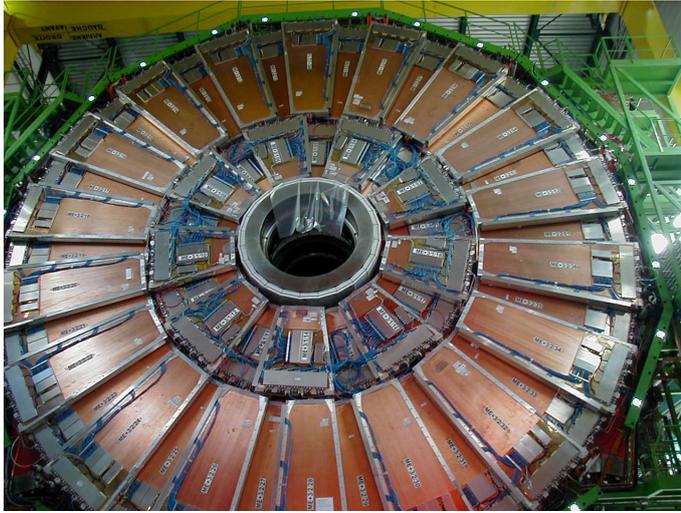
(b) Diagrama de um *drift tube* utilizado no CMS.



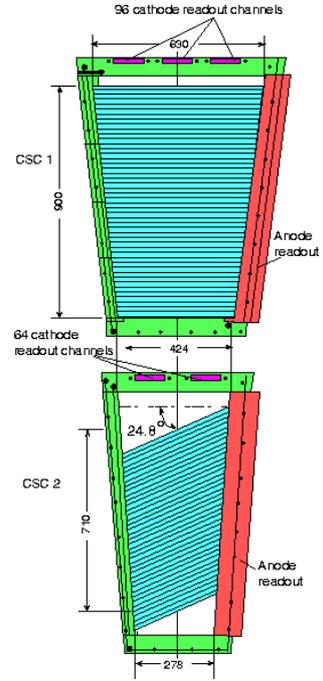
(c) Disposição dos *drift tubes* no barril totalizando 250 câmaras.

Figura 18: Detalhes de uma parte do sistema de múons.

Na região frontal, o sistema de múons é composto de 540 câmaras de formato trapezoidal, posicionados entre os discos de ferro de retorno do campo magnético. Elas foram dispostas em 4 estações em forma de discos, fazendo assim uma boa cobertura na região de pseudorapidez.



(a) Visão com os CSCs instalados.



(b) Diagrama de um *cathode strip chambers*.

Figura 19: *Endcaps* do sistema de múons. Neles são instalados os *cathode strip chambers*-CSC.

As câmaras do tipo CSC utilizadas nas tampas possuem as seguintes características:

- possuem resolução espacial intrínseca de cerca de $50 \mu\text{m}$, definida basicamente por uma boa relação sinal ruído;
- oferecem capacidade de operação em campo magnético intenso e não uniforme, sem sofrer deterioração na sua performance;
- são facilmente adaptadas para medidas no eixo de coordenadas ϕ .

Intercaladas com as câmaras de múons DT e CSC, encontram-se as RPCs. Estas câmaras possuem boa resolução espacial e uma resolução de tempo comparável à dos cintiladores. Com isso é possível obter um bom rastreamento espaço-temporal dos múons, permitindo que as RPCs sejam utilizadas no sistema de seleção de múons (*muon trigger*).

As três características básicas das RPCs, são:

- permitem identificação do candidato a múon;

- possibilita estimativa do momentum transversal dos múons;
- são capazes de nomear os candidatos a traços oriundos do cruzamento dos feixes (*bunch crossing*).



(a) Visão com os RPCs instalados.

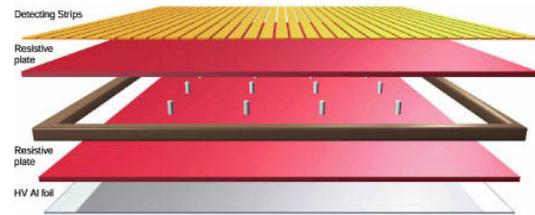
(b) Diagrama de um *resistive plate chambers* utilizados no CMS.

Figura 20: As *resistive plate chambers*-RPCs que são utilizadas pelo *trigger* do sistema de múons.

O sistema de detecção (DT+CSC+RPC) descrito acima, permite que múons produzidos na região central possam ser detectados simultaneamente no sistema de traços e no sistema de múons. Esta forma de reconstrução da trajetória do múons é conhecida como reconstrução global (*global reconstruction*). A determinação do momentum usando somente o sistema de múons é obtido através da curvatura (*bending angle*) da partícula sobre a influência do campo magnético, determinado entre o ponto de saída do campo e o ponto de interação. Esta forma de reconstrução e determinação do múon é conhecida como *stand-alone* e sua principal característica é que a resolução de momentum depende da quantidade de espalhamento múltiplo do múon dentro do detector. A figura 21 mostra a resolução do sistema de múons para diferente cenários de reconstrução.

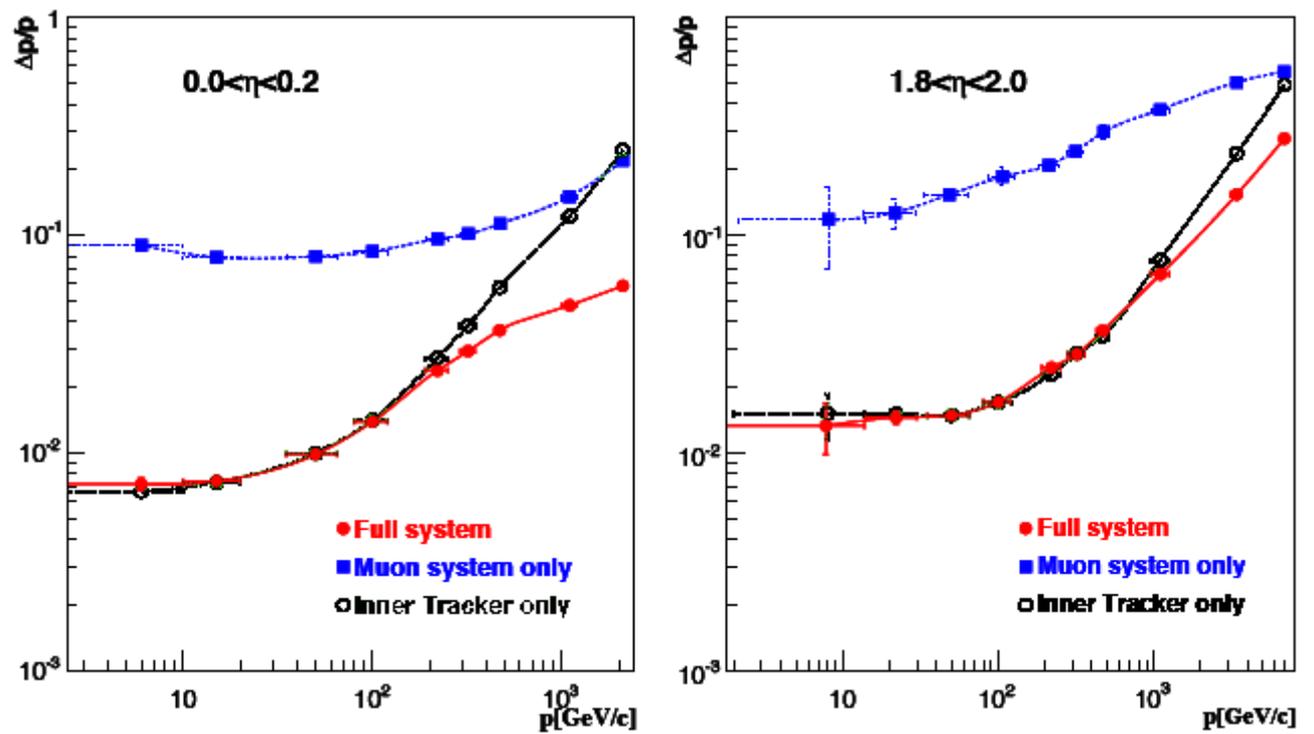


Figura 21: Resolução em diversos métodos de reconstrução do múon como função do seu p no experimento CMS para dois intervalos de rapidez.

1.2.6 O sistema de seleção de eventos

O experimento CMS foi projetado para operar com uma alta taxa de colisões, a fim de detectar eventos com seção de choque da ordem de 1 fb [23,24]. Isto num ambiente onde estão presentes processos inelásticos de interação próton-próton e cuja seção de choque é da ordem de 60 mb.

A figura 22 mostra diversos processos físicos relevantes, junto com seus respectivos valores de seção de choque, para colisões próton-próton na energia de centro de massa do LHC. A seção de choque inelástica juntamente com a taxa de colisão (*bunch crossing*) do LHC de cerca de 25 ns, fornece a taxa de eventos de aproximadamente 1 GHz, para uma luminosidade nominal de $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Uma taxa de eventos como esta gera cerca de 1 Petabyte de dados por segundo. Por ser inviável armazenar tal quantidade de dados com a tecnologia atual, o CMS dispõe de um sistema de seleção de dados (*trigger system*), que seleciona os eventos interessantes para a física a ser estudada no CMS. O sistema de *trigger* é dividido em dois estágios: o L1 e a seleção de alto nível (*High Level Trigger*-HLT), conforme mostra a figura 23.

No L1 a taxa dos eventos é reduzida para 100 kHz e ele opera a uma frequência de 40 MHz sincronizado com o relógio do LHC. A tecnologia empregada para desenvolver este estágio do sistema é a FPGA (*Field Programmable Gate Array*), que utiliza informações proveniente do ECAL, HCAL, sistema de traços e sistema de múons. Com isso, é possível formar objetos com a informação da energia transversa (E_t), p_t , η e ϕ do ECAL e do HCAL e dos traços provenientes dos múons. O nível seguinte de *trigger*, o HLT, reduz a uma taxa de aproximadamente 100 Hz e os eventos são armazenados para as análises *off-line*. O HLT processa as informações do detector selecionadas pelo sistema L1 e em seguida são processados em um *cluster* de computadores que contém cerca de 1000 CPUs. Estes dados são coletados de cada um dos sub-sistemas do CMS, em seguida armazenados na memória RAM do *cluster* e usados para reconstrução dos eventos. O tempo máximo necessário para o processamento dos eventos em baixa luminosidade é de cerca de 40 ms e cerca de aproximadamente 1 segundo para eventos em alta luminosidade.

A reconstrução e seleção de eventos no sistema de HLT ocorre em dois estágios. O primeiro é conhecido por L2, onde ocorre um refinamento dos objetos reconstruídos, assim como dos algoritmos de jatos em torno da região de seleção do *trigger* L1. No segundo estágio, L3, os traços na região dos objetos do *trigger* L2 são identificados e reconstruídos.

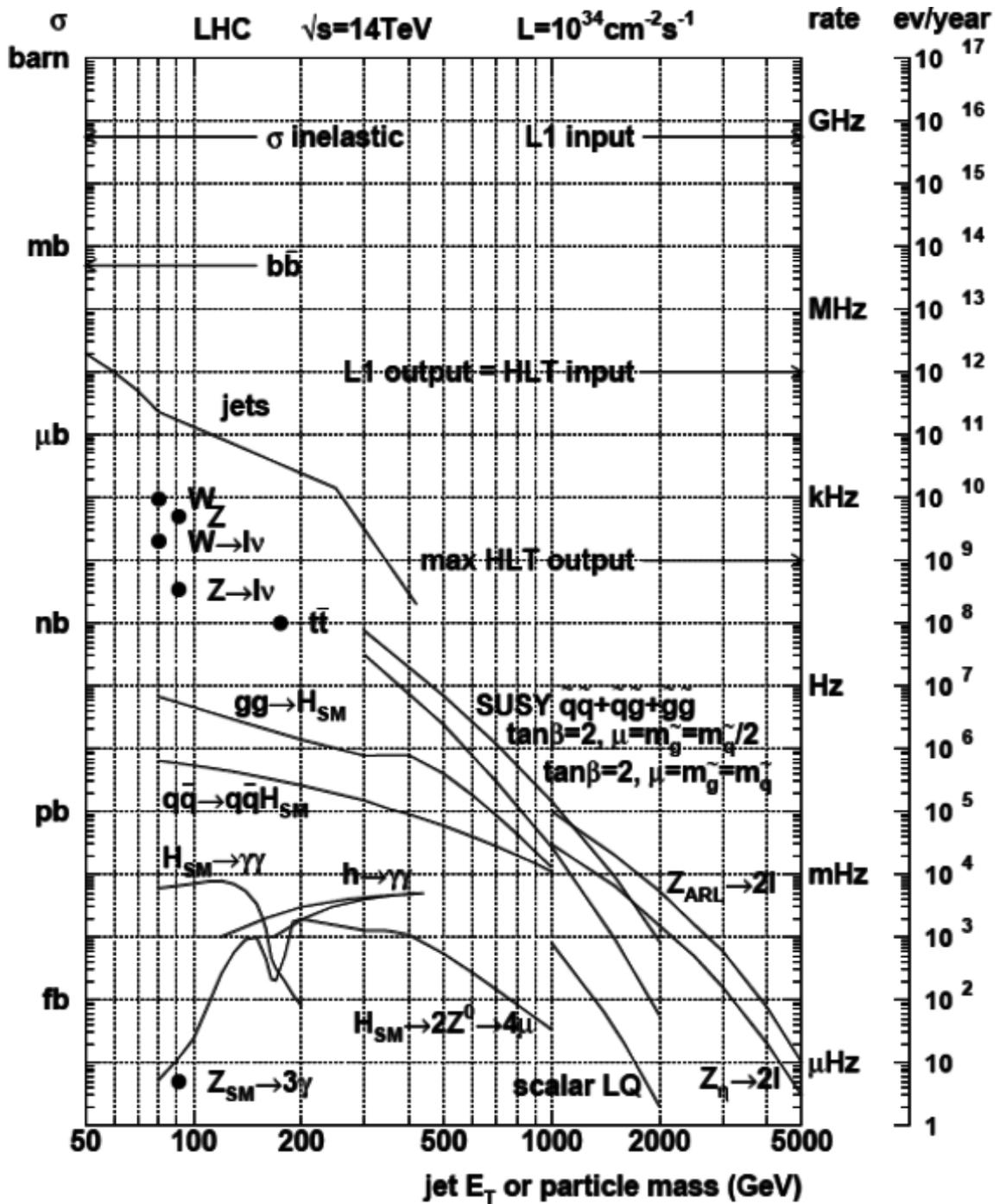


Figura 22: Seção de choque próton-próton inclusiva para os principais processos produzidos no LHC. A taxa das interações são apresentadas para luminosidade nominal como pode ser vista na escala a direita, bem como a fração dos eventos que foram selecionados pelos *trigger* L1/HLT.

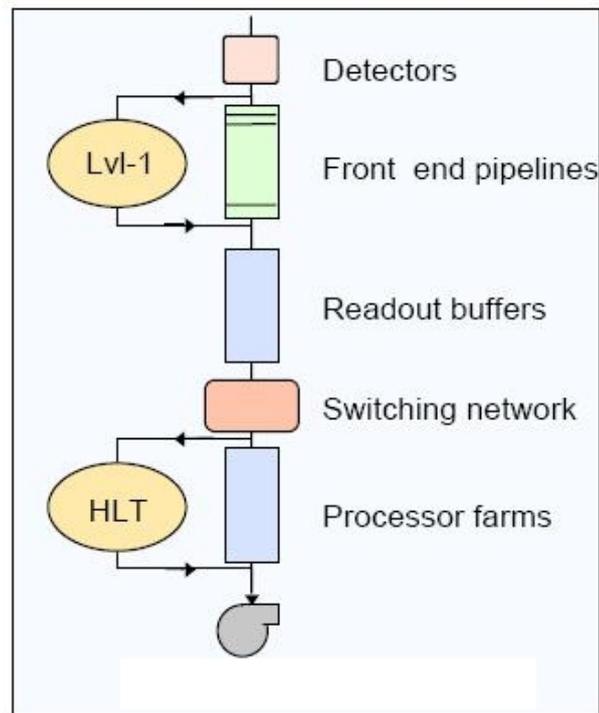


Figura 23: Modelo do sistema de *trigger* utilizado no CMS.

1.2.7 O modelo computacional do CMS

Estima-se que o LHC produzirá cerca de 15 Petabytes de dados anualmente. A fim de processar tamanha quantidade de dados, o CMS adotou um modelo computacional distribuído, conhecido como GRID. A figura 24 mostra a quantidade de dados a serem produzidos durante as colisões detectadas pelo CMS e as taxas de transferência em cada etapa de processamento [25].

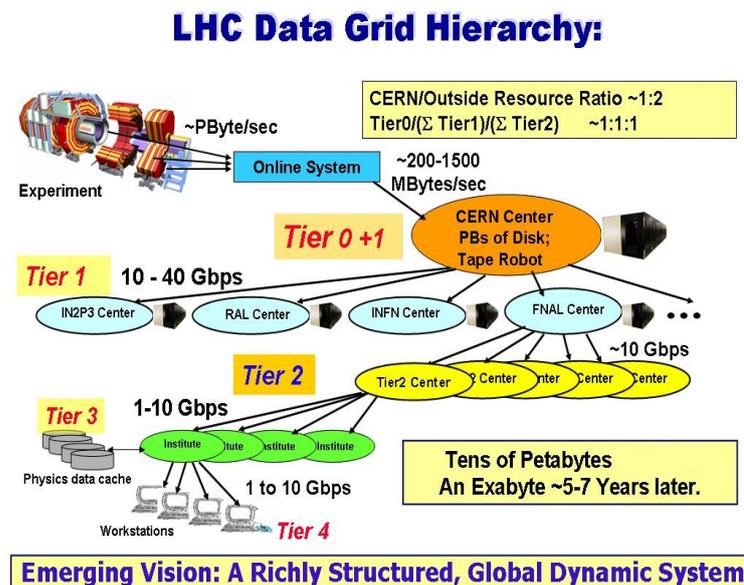


Figura 24: Hierarquia de distribuição dos dados processados pelo CMS.

Os dados são distribuídos em diversos centros hierárquicos (Tiers), seguindo um critério físico obtido pela sua classificação em conjunto de dados primários, como mostra a figura 25.

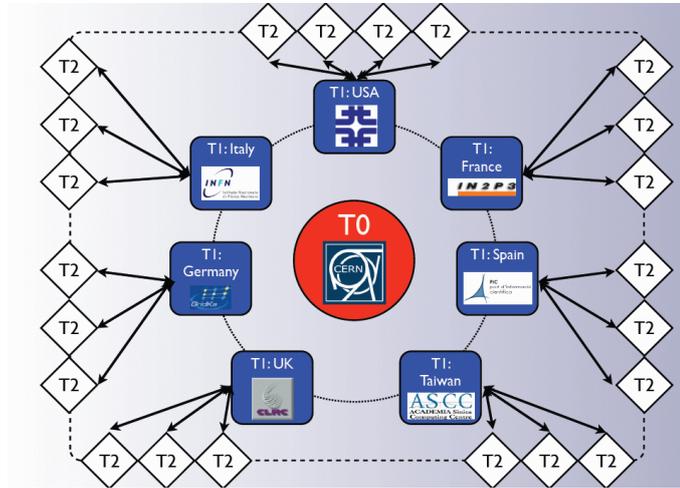


Figura 25: Modelo computacional utilizado no CMS.

A replicação destes dados em outros centros espalhados globalmente permite otimizar o acesso a eles. Os dados brutos (RAW data) emergem dos sistemas de aquisição de dados e são gravados em fitas inicialmente processados pelo centro T0 do LCG (LHC Computing GRID), localizado no CERN. Em seguida, são distribuídos para uma série de centros T1.

Os centros T1 são centros computacionais com capacidade de estocagem suficiente para uma fração substancial dos dados. As tarefas de análise requerem acesso a grandes subconjuntos de dados, previamente processados e simulados. Esta etapa geralmente acontece nas T1 e em seguida este dados são disponibilizados para serem acessados ou copiados para centros T2 .

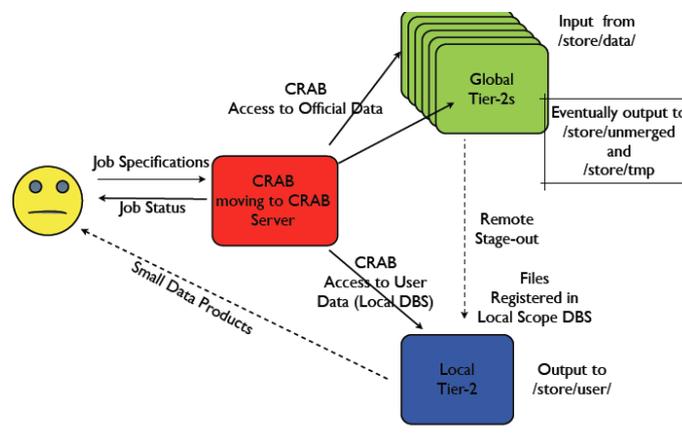


Figura 26: T2 analysis workflow

Cada um destes centros T2 consistem de um *cluster* de computadores que possui

o “espaço” necessário para estocagem de dados, capacidade computacional para tarefas de análise dos usuários e também o processamento de simulações de Monte Carlo (MC). Individualmente, os físicos também podem acessar estes serviços através de seus computadores pessoais. Atualmente a UERJ/DFNAE hospeda um dos centros T2, conhecido como HEPGRID (figura 27), filiada à T1 do FNAL.



Figura 27: Foto da T2-HEPGRID instalada na UERJ.

1.3 Início da tomada de dados do CMS

Em Dezembro de 2009, após 20 anos de projeto e construção, o CMS detectou as primeiras colisões do LHC, com ECM de 900 e 2360 GeV. O estudo de traços carregados produzidos nestes eventos a 900 GeV, geraram uma grande quantidade de informações interessantes que puderam ser comparadas aos eventos armazenados pelo SPS nos anos 80, com a mesma energia. As mesmas medidas foram feitas até atingir a energia de 2360 GeV [26] e todos os detectores foram utilizados nestes estudos, em especial o sistema de rastreamento. A Fig 28 mostra a multiplicidade de traços carregados, como função da pseudorapidez a 900 e 2360 GeV e na figura 29, temos a visualização destes eventos a 2360 GeV.

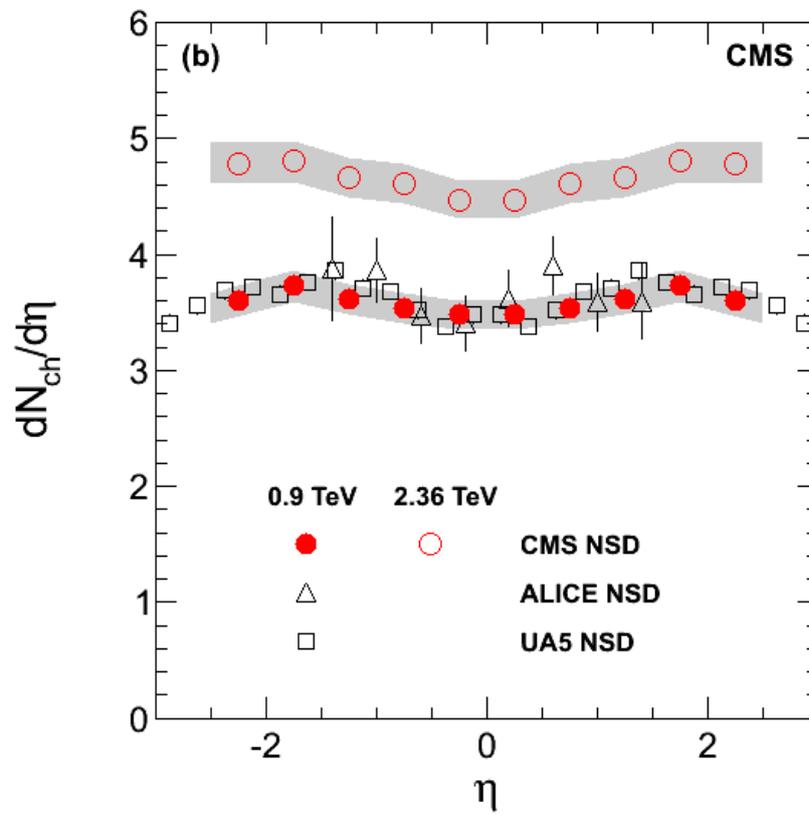


Figura 28: Multiplicidade de traços carregados como função da pseudorapidez a 900 e 2360 GeV.

A maioria das colisões próton-próton é mole (*soft*), sem qualquer espalhamento duro (*hard*) dos constituintes partônicos do próton. Em contraste com o regime de alto p_t , que é bem descrito pela QCD perturbativa, a produção de partículas em processos moles é modelada fenomenologicamente para descrever os diferentes processos envolvidos nestas colisões: espalhamento elástico, difração simples, difração dupla e espalhamentos inelásticos não difrativos [27]. As distribuições de $dN_{ch}/d\eta$ e dN_{ch}/dp_t (figura 28 e 30) e

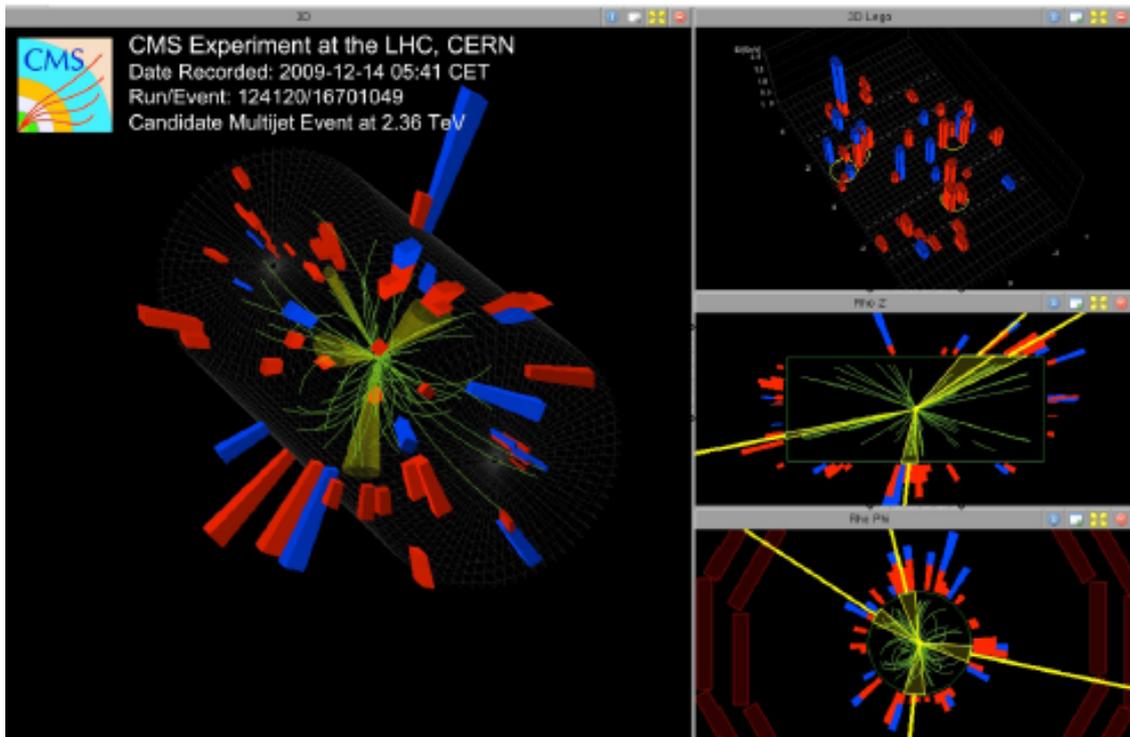


Figura 29: Visualização de um dos primeiros eventos a 2360 GeV de ECM detectados pelo CMS.

sua dependência com a ECM são importantes para o melhor entendimento dos mecanismos de produção de hádrons e as formas de contribuição dos espalhamentos mole e duro, no regime de energia do LHC.

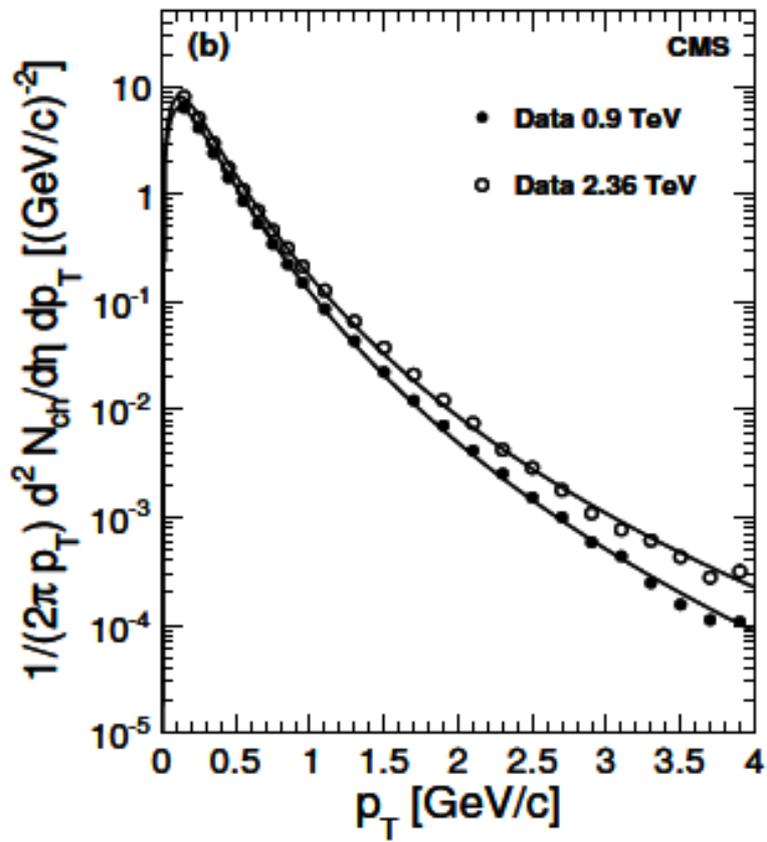


Figura 30: Distribuição do momentum transverso dos hádrons carregados na região de $|\eta| < 2.4$ apresentando as incertezas sistemáticas e o ajuste usando função de Tsallis [28, 29].

2 O MODELO PADRÃO e o 331

A seguir apresentamos uma revisão do modelo padrão das interações eletrofracas (MP) e a introdução ao modelo 331, que é uma extensão do MP.

2.1 Modelo Padrão das Interações Eletrofracas

O modelo padrão das interações eletromagnéticas e fracas das partículas elementares (MP) é baseada na teoria de gauge no grupo de simetria $SU(3)_C \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. Ele descreve interações forte, eletromagnética e fraca mediadas pelos campos de gauge vetoriais (spin 1) : 8 glúons, 1 fóton e 3 bósons massivos (W^\pm e o Z^0) que são organizados com a seguinte estrutura de famílias

$$\begin{pmatrix} \nu_e & u \\ e^- & d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu & c \\ \mu^- & s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau & t \\ \tau^- & b \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Os quark são arranjados em dubletos de $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, mais as correspondentes anti-partículas

$$\begin{pmatrix} \nu_l & q_u \\ l^- & q_d \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \nu_l \\ l^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L, l_R^-, (q_u)_R, (q_d)_R. \quad (2.2)$$

Assim, os campos de mão esquerda são dubletos do grupo $SU_L(2)$, enquanto seus parceiros de mão direita formam singletos. As três famílias de férmions na Eq.2.1 possuem propriedades idênticas, ou seja, as mesmas interações de gauge. Contudo, elas diferem nos valores de massa e nos números quânticos de sabor.

A seguir, faremos uma descrição em detalhes do grupo de simetria $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ e sobre o mecanismo de quebra espontânea de simetria (SSB) do grupo eletrofraco, como mostra a expressão abaixo [30].

$$SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1) \xrightarrow{SSB} SU_C(3) \otimes U_{QED}(1) \quad (2.3)$$

2.2 Descrição do grupo de simetria $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$

Como mencionado anteriormente, a teoria eletrofraca é baseada no grupo de simetria $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ e podemos escrever a lagrangiana (Eq.2.4) da teoria [31] como:

$$\mathcal{L}_{SU_L(2) \otimes U_Y(1)} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_\phi + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_{Yuk}. \quad (2.4)$$

A parte referente à interação de gauge é descrita por:

$$\mathcal{L}_{gauge} = -\frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W^{\mu\nu i} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (2.5)$$

Os tensores de campo são escritos como:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^k \quad (2.6)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.7)$$

onde W_μ^i , $i = 1, 2, 3$ e B^μ são respectivamente os campos mediadores da interação de gauge $SU(2)$ e $U(1)$. Os acoplamentos de gauge da teoria eletrofraca são g e g' .

Os geradores deste grupo de simetria são o isospin fraco \mathbf{T} com $T_i = \frac{1}{2}\tau_i$, onde τ_i ($i=1,2,3$) as matrizes de Pauli, a hipercarga Y e o operador Q de carga elétrica, sendo que os dois últimos obedecem à Eq.2.8:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (2.8)$$

O campo \mathbf{B} do grupo $U(1)$ está associado com a hipercarga Y , sendo que Q e T^3 estão associados respectivamente, ao operador de carga elétrica e à terceira componente do grupo $SU(2)$. A mistura dos campos \mathbf{B} e W_3 (componentes dos campos vistos nas Eqs. 2.7 e 2.6) formam os campos neutros que representam o fóton e o bóson Z (Eqs.2.9 e 2.10)

$$A_\mu = B_\mu \cos\theta_W + W_\mu^3 \sin\theta_W \quad (2.9)$$

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

onde θ_W é o ângulo de mistura de Weinberg. Os campos que representam os bósons carregados massivos W^\pm são dados por:

$$W_\mu^\pm = \sqrt{\frac{1}{2}} (W_\mu^1 \pm iW_\mu^2). \quad (2.11)$$

Na Eq.2.4, o termo escalar (\mathcal{L}_ϕ) da lagrangiana é dado por:

$$\mathcal{L}_\phi = (D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - V(\phi), \quad (2.12)$$

onde $\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ é um dubleto do grupo de simetria $SU(2)$ e representa o escalar complexo de Higgs. A derivada covariante de gauge na Eq.2.12 é descrita por:

$$D_\mu \phi = \left(\partial_\mu + ig \frac{\tau^i}{2} W_\mu^i + \frac{ig'}{2} B_\mu \right) \phi \quad (2.13)$$

onde $V(\phi)$ é o potencial de Higgs descrito da seguinte forma:

$$V(\phi) = +\mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2, \quad (2.14)$$

onde $\mu^2 < 0$. O termo λ representa a interação dos campos escalares e a estabilidade do vácuo só é obtida para a condição $\lambda > 0$.

O terceiro termo (\mathcal{L}_f) da lagrangiana eletrofraca é o que descreve a interação dos campos de gauge com os férmions:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_f = \sum^F & (\bar{q}_{mL}^0 i \mathcal{D} q_{mL}^0 + \bar{l}_{mL}^0 i \mathcal{D} l_{mL}^0 + \bar{u}_{mR}^0 i \mathcal{D} u_{mR}^0 \\ & + \bar{d}_{mR}^0 i \mathcal{D} d_{mR}^0 + \bar{e}_{mR}^0 i \mathcal{D} e_{mR}^0 + \bar{\nu}_{mR}^0 i \mathcal{D} \nu_{mR}^0) \end{aligned} \quad (2.15)$$

O número de cada uma das famílias é representado por \mathbf{m} e L (ou R) se refere à quiralidade (esquerda ou direita), definida por $\psi_{L(R)} \equiv (1 \mp \gamma_5)\psi/2$. Os quarks e léptons de mão esquerda são escritos como:

$$q_{mL}^0 = \begin{pmatrix} u_m^0 \\ d_m^0 \end{pmatrix}_L, \quad l_{mL}^0 = \begin{pmatrix} \nu_m^0 \\ d_m^{-0} \end{pmatrix}_L. \quad (2.16)$$

Eles se transformam como dubletos do grupo $SU(2)$, enquanto os campos das componentes de mão direita ($u_{mR}^0, d_{mR}^0, e_{mR}^0$ e ν_{mR}^0) são singletos. As diferentes transformações dos campos L e R, dão origem à violação de paridade no setor eletrofraco. As derivadas de gauge covariante que aparecem na Eq.2.15 são

$$\begin{aligned} D_\mu q_{mL}^0 &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu + \frac{ig'}{6} B_\mu \right) q_{mL}^0 & D_\mu u_{mR}^0 &= \left(\partial_\mu + \frac{2ig'}{3} B_\mu \right) u_{mR}^0 \\ D_\mu l_{mL}^0 &= \left(\partial_\mu + \frac{ig}{2} \vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - \frac{ig'}{2} B_\mu \right) l_{mL}^0 & D_\mu d_{mR}^0 &= \left(\partial_\mu - \frac{ig'}{3} B_\mu \right) d_{mR}^0 \\ D_\mu \nu_{mR}^0 &= \partial_\mu \nu_{mR}^0 & D_\mu e_{mR}^0 &= (\partial_\mu - ig' B_\mu) e_{mR}^0 \end{aligned} \quad (2.17)$$

O último termo da lagrangiana descreve o acoplamento de Yukawa, representada pelas matrizes Γ_{mn} s entre o dubleto de Higgs (ϕ) e os sabores dos quarks e léptons estão

representados respectivamente por m e n como:

$$\mathcal{L}_{yuk} = - \sum_{m,n=1}^F (\Gamma_{mn}^u \bar{q}_{mL}^0 \tilde{\phi} u_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^d \bar{q}_{mL}^0 \phi d_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^e \bar{l}_{mL}^0 \phi e_{nR}^0 + \Gamma_{mn}^\nu \bar{l}_{mL}^0 \tilde{\phi} \nu_{nR}^0) + \text{constante}. \quad (2.18)$$

2.2.1 Mecanismo de quebra espontânea de simetria

A invariância de gauge e a renormalizabilidade da teoria eletrofraca não admite a introdução de termos de massa para os bósons de gauge ou férmions quirais na lagrangiana. O mecanismo de quebra espontânea de simetria possibilita gerar massa para as partículas, sem adicionar explicitamente um termo de massa na lagrangiana. A idéia consiste em introduzir um campo escalar, o campo de Higgs, para o qual o vácuo (estado de menor energia) não satisfaz a mesma simetria que a lagrangiana e induz uma massa efetiva para as partículas que se propagam através do mesmo. O campo escalar é construído como um dubleto de $SU(2)$:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 - i\phi_2) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_3 - i\phi_4) \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

onde $\phi_i = \phi_i^+$ representa quatro campos hermitianos e nesta nova base, o potencial de Higgs tem a seguinte forma:

$$V(\phi) = \frac{1}{2}\mu^2 \left(\sum_{i=1}^4 \phi_i^2 \right) + \frac{1}{4}\lambda \left(\sum_{i=1}^4 \phi_i^2 \right)^2 \quad (2.20)$$

A componente neutra do campo adquire valor esperado no vácuo diferente de zero, que será denotado como $v = \langle 0|\phi|0 \rangle$. Para determinar v , devemos reescrever o potencial de Higgs (Eq.2.14) como função deste campo complexo, $V(\phi) \rightarrow V(v)$, e escolher um valor de v que minimiza o potencial. Aplicando uma translação do campo ($\phi = v + \phi'$) o dubleto sobre o grupo de simetria $SU(2)$ pode ser reescrito em uma nova base hermitiana.

A figura 31, ilustra duas importantes possibilidades do potencial Higgs. Quando temos $\mu^2 > 0$, o mínimo ocorre para $\phi = 0$, significando que o vácuo é um espaço vazio e o grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ não é quebrado. Entretanto, no caso de $\mu^2 < 0$ o ponto $\phi = 0$ é instável e o mínimo do potencial ocorre em dois pontos onde $\phi \neq 0$, obtidos pela minimização do potencial da Eq. 2.20. A quebra espontânea de simetria ocorre ao escolhermos um v mínimo, por exemplo $v = \sqrt{(-\mu^2/\lambda)}$. O valor esperado do vácuo é descrito por $\phi_0 \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \equiv v$. Para evidenciar o espectro físico de partículas, escolhemos o gauge

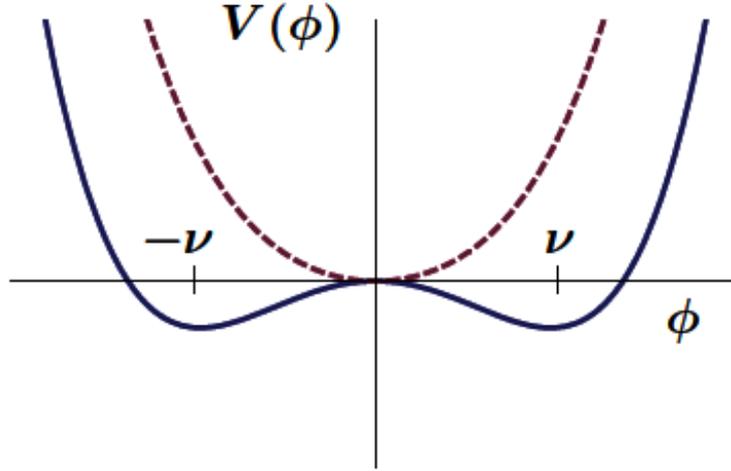


Figura 31: O potencial de Higgs $V(\phi)$ para $\mu^2 > 0$ (linha tracejada) e $\mu^2 < 0$ (linha cheia).

unitário, $\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + H \end{pmatrix}$, no qual os bósons de Goldstone desaparecem.

Neste gauge, o termo cinético do campo escalar toma a seguinte forma

$$(D^\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi = \frac{1}{2} (0, \nu) \left[\frac{g}{2} \tau^i W_\mu^i + \frac{g'}{2} W_\mu \right]^2 \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} + H,$$

$$\rightarrow M_W^2 W^{+\mu} W_\mu^- + \frac{M_Z^2}{2} Z^\mu Z_\mu + H, \quad (2.21)$$

onde omitimos a energia cinética e os termos de interação. Logo, a quebra de simetria espontânea gera termos de massa para os bósons de gauge W e Z representados por

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2), \quad (2.22)$$

$$Z_\mu = -\text{sen}\theta_W B_\mu + \text{cos}\theta_W W_\mu^3, \quad (2.23)$$

e o campo A representa o fóton, que permanece sem massa:

$$A_\mu = \text{cos}\theta_W B_\mu + \text{sen}\theta_W W_\mu^3. \quad (2.24)$$

As massas do Z e do W são dadas por

$$M_W = \frac{g\nu}{2}, \quad (2.25)$$

$$M_Z = \sqrt{g^2 + g'^2} \frac{\nu}{2} = \frac{M_W}{\text{cos}\theta_W}, \quad (2.26)$$

onde o ângulo de mistura θ_W é definido por

$$tg\theta_W \equiv \frac{g'}{g} \rightarrow \text{sen}^2\theta_W = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2}. \quad (2.27)$$

Podemos visualizar este mecanismo de geração de massa como sendo devido ao fato que Z e o W interagem constantemente com um condensado do campo escalar, que permeia todo o espaço.

Os resultados dos testes de precisão da Teoria Eletrofraca do Modelo Padrão (MP) feitas no LEP, SLAC, DESY e Tevatron [32–36], não apontam para existência de novas partículas além do MP. Entretanto, alguns problemas no MP permanecem em aberto, como por exemplo a natureza das massas das partículas, a existência de três famílias distintas de férmions, dentre outros.

Na próxima seção iremos apresentar a fenomenologia associada ao bóson Z' e aos bi-léptons duplamente carregados do modelo 331. Este modelo é uma alternativa interessante para justificar o número de famílias fermiônicas. Ele foi desenvolvido inicialmente por Pizano e Frampton e prediz que o número de famílias dos férmions seja múltiplo do número de cores dos quarks, garantindo o cancelamento de anomalias no MP.

2.3 O modelo 331

O modelo 331 obedece à simetria de gauge $SU_C(3) \otimes SU_L(3) \otimes U_Y(1)$ e prediz o aparecimento de cinco novos bósons, um neutro (Z') e outros quatro carregados, conhecidos como bi-léptons ($Y^{++/--}$ e $V^{++/--}$). No setor dos quarks, este modelo inclui três novos quarks exóticos, sendo que dois deles pertencem à representação triplete, descrita na Eq.2.29. Entretanto, o terceiro quark, representado na Eq.2.30, é tratado de forma diferenciada. Então os dois primeiros são descritos como tripletos e o terceiro como anti-triplete [37–49]. Nas equações abaixo, vê-se a representação do grupo de simetria a que os férmions pertencem¹:

$$\psi_{1,2,3} = \begin{pmatrix} e \\ \nu_e \\ e^+ \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \\ \mu^+ \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \\ \tau^+ \end{pmatrix}_L : (1, 3^*, 0), \quad (2.28)$$

$$Q_{1,2} = \begin{pmatrix} u \\ d \\ D_1 \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \\ D_2 \end{pmatrix}_L : (3, 3, -\frac{1}{3}), \quad (2.29)$$

¹entre os parênteses as dimensões das representações dos grupos $(SU_C(3), SU_L(3), Y)$

$$Q_3 = \begin{pmatrix} t \\ b \\ T \end{pmatrix}_L : (3, 3^*, \frac{2}{3}), \quad (2.30)$$

onde:

- os campos de mão direta dos quarks do MP : d_R, s_R, b_R : $(3^*, 1, \frac{1}{3})$ e u_R, c_R, t_R : $(3^*, 1, -\frac{2}{3})$ e ;
- os campos dos novos quarks exóticos são descritos por: D_1^R, D_2^R : $(3^*, 1, \frac{4}{3})$ e T^R : $(3^*, 1, \frac{5}{3})$. As cargas dos quarks exóticos são respectivamente $-\frac{4}{3}$ para $D_{1,2}$ e $\frac{5}{3}$ para T .

As interações de gauge possuem acoplamento não universal, pois a geração dos férmions é representada diferentemente sobre o grupo $SU_L(3)$. Os léptons estão dispostos como tripletos de $SU_L(3)$, representado na Eq.2.28. Outra característica é a existência de dois pares de bi-léptons massivos no dubleto do grupo eletrofraco. Logo, o grupo $SU_L(2)$ é totalmente incorporado ao $SU_L(3)$ e o mecanismo de quebra espontânea de simetria de Higgs permite a geração de massa para quarks e léptons. A estrutura mínima [50] necessária é composta por tripletos escalares η, ρ e χ , responsáveis por gerar massa aos férmions

$$\eta = \begin{pmatrix} \eta^0 \\ \eta_1^- \\ \eta_2^+ \end{pmatrix} \sim (1, 3, 0) \quad , \quad \rho = \begin{pmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^{++} \end{pmatrix} \sim (1, 3, 1) \quad \chi = \begin{pmatrix} \chi^- \\ \chi^{--} \\ \chi^0 \end{pmatrix} \sim (1, 3, -1), \quad (2.31)$$

S representa um anti-sexteto escalar que gera massa para os léptons carregados e está descrito por

$$S = \begin{pmatrix} \sigma_1^0 & h_2^+ & h_1^- \\ h_2^+ & H_1^{++} & \sigma_2^0 \\ h_1^- & \sigma_2^0 & H_2^{--} \end{pmatrix}. \quad (2.32)$$

A quebra do grupo 331 para grupo 321 (MP), ocorre porque as componentes neutras dos escalares obtêm os valores esperados no vácuo (VEV) e assim, estes escalares irão produzir a seguinte hierarquia de quebra de simetria:

$$SU_L(3) \otimes U_X(1) \xrightarrow{\langle \chi \rangle} SU_L(2) \otimes U_Y(1) \xrightarrow{\langle \rho, \eta, S \rangle} U_{e.m.}(1). \quad (2.33)$$

Como consequência, após o primeiro estágio da quebra espontânea de simetria, ν_χ , a componente neutra do escalar χ tem VEV, ν_χ que é diferente de zero (Eq.2.31). O grupo $SU_L(3) \otimes U_X(1)$ é decomposto em $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ e os novos quarks adquirem massa. Logo, as componentes neutras dos escalares η , ρ e S desenvolvem seus respectivos VEV (ν_η , ν_ρ e ν_σ), descrito na Eq.2.34, obedecendo a seguinte condição: $\nu_\chi \gg \nu_\eta, \nu_\rho$.

$$\langle \chi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \nu_\chi \end{pmatrix}, \quad \langle \eta \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \nu_\eta \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \rho \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu_\rho \\ 0 \end{pmatrix}, \quad S = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\nu_{\sigma^0}}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{\nu_{\sigma^0}}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

Os bósons de gauge $W_\mu^a (a = 1 \dots 8)$ são representados no grupo $SU_L(3)$ como um octeto e o B_μ representa um singlete de $U_X(1)$. Sendo assim, os bósons neutros e os carregados são representados pelas seguintes combinações:

$$A_\mu = h(t)^{-\frac{1}{2}} \left[(W_\mu^3 - \sqrt{3}W_\mu^8)t + B_\mu \right], \quad (2.35)$$

$$Z_\mu \simeq -h(t)^{-\frac{1}{2}} \left[f(t)^{-\frac{1}{2}} (W_\mu^3 + f(t)^{-\frac{1}{2}} (\sqrt{3}t^2 W_\mu^8) - tB_\mu \right], \quad (2.36)$$

$$Z'_\mu \simeq -h(t)^{-\frac{1}{2}} \left[W_\mu^8 + \sqrt{3}tB_\mu \right], \quad (2.37)$$

$$W_\mu^\pm \equiv \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad V_\mu^\pm \equiv \frac{W_\mu^4 \pm iW_\mu^5}{\sqrt{2}}, \quad Y_\mu^{\pm\pm} \equiv \frac{W_\mu^6 \pm iW_\mu^7}{\sqrt{2}}, \quad (2.38)$$

sendo $h(t) = 1 + 4t^2$, $f(t) = 1 + 3t^2$ e $t^2 = \frac{\sin^2 \theta_W}{1 - 4 \sin^2 \theta_W}$ [51].

O modelo 331 prevê a existência do bóson neutro Z' (Eq.2.37) e dos bi-léptons ($Y^{\pm\pm}$ e V^\pm) na Eq.2.38, que carregam número leptônico igual a 2. Os novos bósons de gauge adquirem massa e a razão das constantes² dos acoplamentos de gauge é descrita por:

$$\frac{g'^2}{g^2} = \frac{\sin^2 \theta_W}{1 - 4 \sin^2 \theta_W}, \quad (2.39)$$

onde θ_W é o ângulo de Weinberg ($\sin^2 \theta_W < 0,25$). Esta condição implica que o bóson Z' terá um limite superior na sua massa de 3,1 TeV [52, 53]. A massa dos bi-léptons vetoriais e do Z' obedecem à seguinte relação

$$\frac{M_Y}{M_{Z'}} = \frac{\sqrt{3 - 12 \sin^2 \theta_W}}{2 \cos \theta_W}, \quad (2.40)$$

sendo M_Y a massa do bi-lépton e $M_{Z'}$ a massa do Z' . Temos portanto os seguintes limites para as massas: $1,0 \text{ TeV} < M_{Z'} < 3,1 \text{ TeV}$ para o bóson Z' e $272 \text{ GeV} < M_Y < 843$

²Esta equação representa um polo de Landau.

GeV para os bi-léptons. Os decaimentos do tipo $Z' \rightarrow Y^{\pm\pm}Y^{\mp\mp}$, onde $Y^{\pm\pm} \rightarrow 2l^{\pm}$, são permitidos quando a massa dos bi-léptons for menor que a metade da massa do Z' [54,55].

Uma outra característica do modelo 331, é que a terceira geração de quarks no setor esquerdo possui números quânticos diferentes e implica em que o acoplamento do Z' com os quarks não seja universal. Assim, uma corrente neutra com troca de sabor é permitida no modelo e a lagrangiana de corrente neutra para o Z' pode ser escrita como

$$\mathcal{L}_{Z'} = \frac{g}{2\cos\theta_W} \sum_f \bar{f}(g'_V - g'_A\gamma_5)\gamma_\mu f Z' + MS, \quad (2.41)$$

onde a soma é feita sobre todos os férmions e MS são os termos de mudança de sabor. As razões de ramificação para os decaimentos com troca de sabor ($Z' \rightarrow \bar{t}u(\bar{u}t)$ e $Z' \rightarrow \bar{t}c(\bar{c}t)$) são estimadas em 10^{-6} e 10^{-4} , respectivamente. Os acoplamentos vetoriais e axiais do Z' aos férmions estão na tabela 32.

| f | $g_V^{Z'}$ | $g_A^{Z'}$ |
|--------|---|---|
| ν | $\frac{\sqrt{1-4s_W^2}}{2\sqrt{3}c_W^2}$ | $\frac{\sqrt{1-4s_W^2}}{2\sqrt{3}c_W^2}$ |
| l | $\frac{\sqrt{3}\sqrt{1-4s_W^2}}{2\sqrt{3}c_W^2}$ | $-\frac{\sqrt{1-4s_W^2}}{2\sqrt{3}c_W^2}$ |
| u, c | $-\frac{1-6s_W^2}{2\sqrt{3}c_W^2\sqrt{1-4s_W^2}}$ | $-\frac{1+2s_W^2}{2\sqrt{3}c_W^2\sqrt{1-4s_W^2}}$ |
| d, s | $-\frac{1}{2\sqrt{3}c_W^2\sqrt{1-4s_W^2}}$ | $-\frac{\sqrt{1-4s_W^2}}{2\sqrt{3}c_W^2}$ |
| b | $\frac{1-2s_W^2}{2\sqrt{3}c_W^2\sqrt{1-4s_W^2}}$ | $\frac{1+2s_W^2}{2\sqrt{3}c_W^2\sqrt{1-4s_W^2}}$ |
| t | $\frac{1+4s_W^2}{2\sqrt{3}c_W^2\sqrt{1-4s_W^2}}$ | $\frac{\sqrt{1-4s_W^2}}{2\sqrt{3}c_W^2}$ |

Figura 32: Os acoplamentos vetoriais e axiais do modelo 331 [56].

2.3.1 Limites experimentais na busca direta pelo bóson Z' no canal de di-múons

Em 2009, a colaboração CDF publicou um artigo [57] sobre a busca de ressonâncias de alta massa no canal de di-múons, usando os dados do Run II do Tevatron, com uma luminosidade integrada de 2.3 fb^{-1} . Este estudo não encontrou um excesso significativo na região superior à massa do Z , sendo o limite de exclusão de 1030 GeV. O nível de confiança atribuído foi 95% para $\sigma \times$ razão de ramificação (BR) do processo ($p\bar{p} \rightarrow X \rightarrow \mu^+\mu^-$), onde X é um bóson com spin 0,1 ou 2 (figura 33).

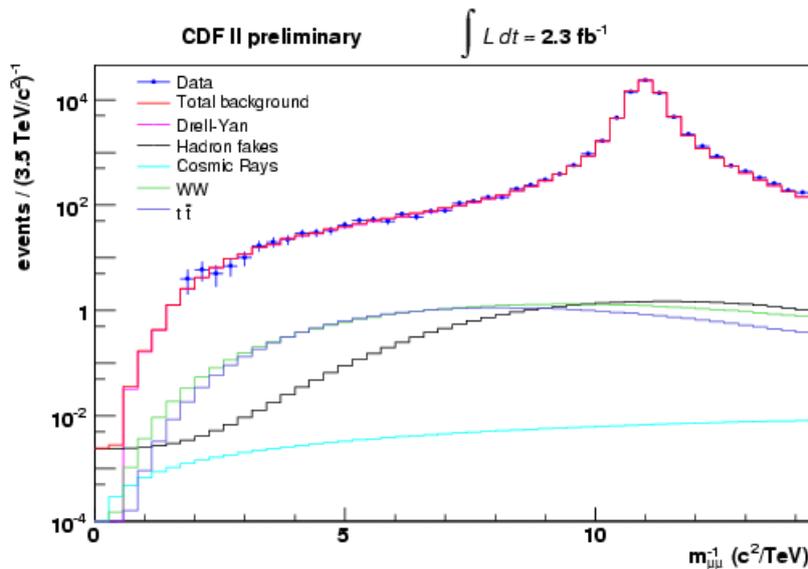


Figura 33: Distribuição de $m_{\mu\mu}^{-1}(\text{TeV}^{-1})$ para os dados observados pelo CDF (pontos), o ruído de fundo e a soma de todas as contribuições dos ruídos de fundo. O pico do bóson Z é bastante visível.

2.4 A fenomenologia associada aos bi-léptons duplamente carregados

Vamos descrever a fenomenologia somente dos bi-léptons duplamente carregados, explicitamente no processo contendo 2 múons e 2 elétrons de estado final. Cada bi-lépton decai em dois léptons de mesma carga e não necessariamente do mesmo sabor. A massa e a largura³ deles podem ser diretamente reconstruídas através da massa invariante do par de léptons de mesma carga. A produção dos bi-léptons duplamente carregados ocorre principalmente via decaimento do Z' . Além disso, os bi-léptons vetoriais, $u\bar{u} \rightarrow Y^{--}Y^{++}$, recebem a contribuição da troca do quark D no canal t , como representado na Eq.2.29 e na figura 34.

Quando bi-léptons acoplam com um par de léptons, existem restrições significativas nas suas massas e seus acoplamentos, para eventos com baixas energias [58]. A maioria das

³No caso da determinação da largura é necessário fazer um ajuste de uma função que apresente a forma da massa invariante dos léptons, para obter o valor estimado da largura do bi-lépton.

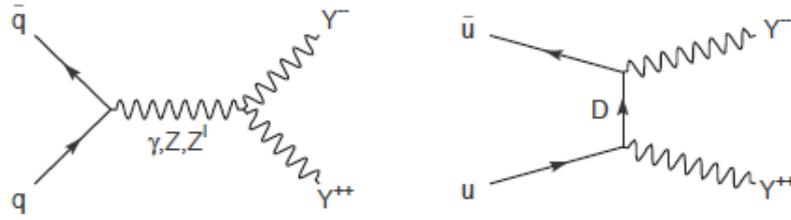


Figura 34: Diagramas de produção de bi-léptons no modelo 331.

restrições dos bi-léptons duplamente carregados, de origem vetorial e escalar obtidas dos estudos sobre a conversão muonium-antimuonium⁴, obedecem à seguinte relação: $M_L > 1.7\lambda$ a 3.3λ TeV, onde M_L é a massa dos bi-léptons e λ é definido como os acoplamentos aos léptons [59]. As restrições sobre bi-léptons simplesmente carregados (*singly-charged bi-leptons*), são devidas a limites experimentais em decaimentos como $\mu_R \rightarrow e\nu\nu$. Este decaimento não é possível no MP, pois nele a componente de mão direita decai em 3 léptons em que o par $e^-\nu_e$ vem do decaimento do bi-lépton simplesmente carregado (V^-). Uma outra cota para a massa dos bi-léptons vem das oscilações de neutrinos, que são ligeiramente fracas ($M_L > 1\lambda$ a 2λ). Assim, quando os acoplamentos são da ordem de $\lambda \approx 1$, o limite superior de massa dos bi-léptons é aproximadamente 1 TeV.

Em contraste com a produção de bi-léptons vetoriais, a produção de bi-léptons escalares ϕ em colisores permite que a seção de choque do processo $q\bar{q} \rightarrow \phi^{++}\phi^{--}$ inclua somente as contribuições do canal S para o γ e Z e assim a unitariedade não seja violada. Por isso, não é necessário ajustar os cálculos para a produção de bi-léptons escalares dentro do modelo 331. Os dados da conversão muonium-antimuonium limitam os bi-léptons escalares duplamente carregados, a fim de satisfazer a seguinte condição $M_\phi > 2.0\lambda$ a 3.3λ TeV [60].

Entretanto, existe uma importante diferença entre os bi-léptons escalares e vetoriais. Os bi-léptons vetoriais possuem acoplamento de gauge λ , que é especificado dentro de um modelo particular. Portanto, nos bi-léptons escalares o λ representa o acoplamento de Yukawa entre os bi-léptons e os léptons. Quando temos processos que estão abaixo de um limiar, este acoplamento λ não contribui.

Apesar de termos os valores de massa dos bi-léptons escalares onde $M_\phi > 200$ GeV, ele é somente uma contribuição real (o acoplamento λ independente) quando levamos em conta as restrições impostas pelos valores obtidos pelo LEP, e estes limiares devem ser maiores que a metade da massa do Z ⁵.

⁴Um múon de carga positiva (μ^+) e um elétron (e^-) forma o átomo de hidrogênio do tipo muonium $M=(\mu^+e^-)$. Processos de conversão muonium-antimuonium ($M-\bar{M}$) violam a conservação do número de famílias leptônicas que aparecem naturalmente nos modelos 331.

⁵veja na seção 3 da Ref. [59]

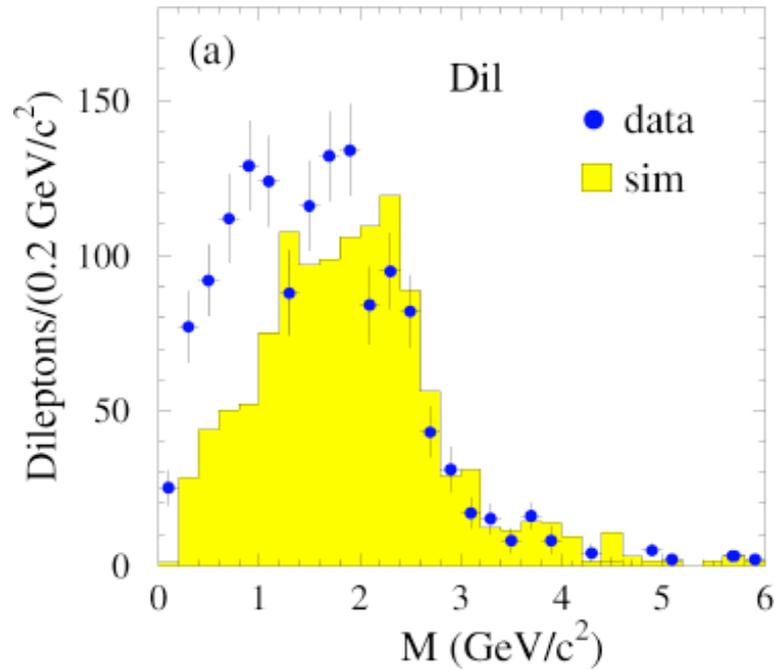


Figura 35: Distribuição de massa invariante dos múons de mesmo sinal e sinais opostos para os pares de múons nos dados no Run II do CDF [64].

A colaboração CDF reportou em Novembro de 2008 [61–64], a observação de um extenso fundo (*background*) em eventos contendo dois (figura 35) ou mais candidatos a múons, com grande parâmetro de impacto em relação ao ponto de colisão do Tevatron. Este excesso pode ser um indicativo da produção de bi-léptons escalares duplamente carregados cujo decaimento pode apresentar tal comportamento.

3 SIMULAÇÃO DE EVENTOS

A simulação de eventos de Monte Carlo (MC) é uma prática largamente utilizada em física de altas energias. Ela é um elemento fundamental para compreensão do funcionamento do detector e para o desenvolvimento da análise de dados. Neste capítulo, apresentamos os geradores de eventos de MC CompHEP e PYTHIA utilizados na análise. Também descrição do software de simulação rápida dos efeitos do detector, conhecido como *fastSim*. No final deste capítulo, uma breve descrição das tarefas realizadas durante a estada no CERN durante o período de 2008-2009. As tarefas realizadas foram as seguintes: melhoramentos na interface do CompHEP no CMSSW para o grupo de geradores de Monte Carlo e a certificação da simulação do desalinhamento do sistema de múons do CMS.

3.1 O gerador de Monte Carlo CompHEP

O CompHEP [65], um dos geradores de Monte Carlo (MC) utilizados nesta análise, é um gerador do tipo elemento de matriz. Ele é capaz de calcular algebricamente a amplitude, em *leading order* (LO), para qualquer processo de QCD ou QED, contendo até seis partículas no estado final. Entretanto, os cálculos são feitos em nível partônico, sendo a hadronização (figura 36) e decaimentos realizada externamente através do PYTHIA. O CompHEP é dividido em duas partes distintas, o cálculo simbólico e o numérico.

A parte simbólica é escrita em linguagem C e produz um código, também em C, contendo o cálculo do elemento de matriz $|\mathcal{M}|^2$ do processo. Ele será usado posteriormente no cálculo numérico, para geração de eventos de MC. O módulo simbólico possui as seguintes características:

- seleciona as partículas de estado final para processos com no mínimo duas partículas de estado inicial ($2 \rightarrow 6$);
- calcula as amplitudes dos processos e gera os diagramas de Feynman, permitindo a visualização gráfica;
- permite a seleção dos diagramas de interesse, excluindo os demais diagramas;

O módulo da parte numérica, por sua vez, apresenta as seguintes características:

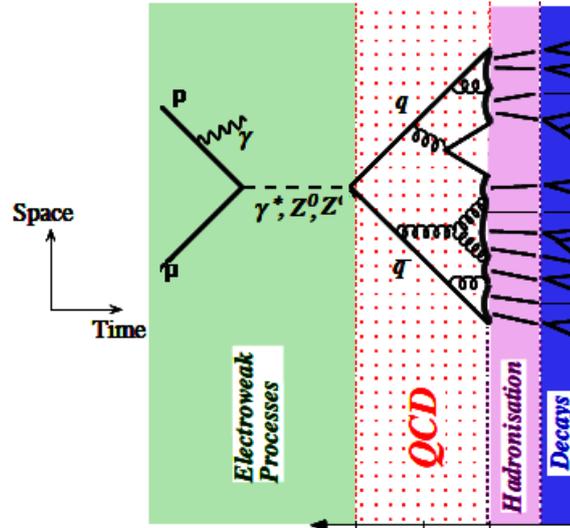


Figura 36: Etapas da geração de um evento de MC ($pp \rightarrow \gamma/Z^0/Z' \rightarrow$ hádrons).

- convolução do elemento de matriz com a função de estrutura (PDF), que pode ser escolhida pelo usuário;
- introduzir cortes cinemáticos e define um cenário para geração de eventos e cálculo da seção de choque;
- integração adaptativa utilizando o algoritmo Vegas;
- geração de eventos de MC no formato LHE ou PEV.

O arquivo de saída do CompHEP, apresentado na figura 37 contém: valor de seção de choque (σ), a PDF utilizadas durante a geração, valor da escala da QCD, energia de centro de massa e lista as propriedades das partículas geradas. Em seguida estes arquivos, com diversos sub-processos, são misturados randômicamente pelo programa MIX, que é parte integrante do CompHEP, em um único conjunto de eventos (*event flow*). A normalização relativa é descrita por $\sigma_i / \sum_j \sigma_j$, onde σ_i é a seção de choque de cada processo e para que estes eventos sejam lidos pelo CMSSW é necessário utilizar a interface do CompHEP, que é capaz de ler o arquivo no formato LHE [66] ou PEV.

3.2 O gerador de Monte Carlo PYTHIA

O PYTHIA [67, 68] é um gerador de MC do tipo chuva partônico (PS), de caráter geral. Ele permite a produção de cerca de trezentos processos duros diferentes, além da possibilidade de importação de processos externos gerados por outros geradores. O PYTHIA é caracterizado pela utilização do modelo de cordas (*Lund String Model*) no processo de hadronização. Durante a produção das amostras de sinal, utilizamos o PYTHIA para fazer a hadronização dos eventos partônicos do CompHEP, com a opção

```

<LesHouchesEvents version="1.0">
<!-- File generated with CompHEP 4.5.1 -->
<eventsNumber> 40000</eventsNumber>
<crossSection unit="pb" errorMinus=" 3.2408E-06" errorPlus=" 3.2408E-06"> 2.2108E-03</crossSection>
<beam1>
<particle pdgcode="2212">proton</particle>
<energy unit="GeV">5000.000000</energy>
<pdf name="CTEQ" version="611" PDFLIBset="58" PDFLIBgroup="4" LHAPDFset="0" LHAPDFmember="0" LHAPDFfile="" />
<QCDCoupling>
<Lambda unit="GeV">0.165200</Lambda>
<NFlavours>6</NFlavours>
<beam2>
<particle pdgcode="2212">proton</particle>
<energy unit="GeV">5000.000000</energy>
<pdf name="CTEQ" version="611" PDFLIBset="58" PDFLIBgroup="4" LHAPDFset="0" LHAPDFmember="0" LHAPDFfile="" />
<init>
2212 2212 5.0000000000E+03 5.0000000000E+03 4 4 58 58 3 1
2.2107808412E-03 3.2408320776E-06 1.0000000000E+00 1
</init>
<event>
6 1 1.0000000000E+00 4.4720000000E+01 1.4635183055E-01 7.8125000000E-03
2 -1 0 0 500 0 0.0000000000E+00 0.0000000000E+00 1.3637617914E+03 1.3637617914E+03 0.0000000000E+00 0.0 9.0
-2 -1 0 0 0 500 0.0000000000E+00 0.0000000000E+00 -1.2348909525E+03 1.2348909525E+03 0.0000000000E+00 0.0 9.0
-11 1 1 2 0 0 -1.2773296061E+02 1.6853582486E+02 2.0793375424E+00 2.1148133991E+02 0.0000000000E+00 0.0 9.0
-11 1 1 2 0 0 -8.0123448988E+02 -1.1791668964E+02 7.6649953860E+02 1.1150796367E+03 0.0000000000E+00 0.0 9.0
13 1 1 2 0 0 1.9430822717E+02 -2.6914131646E+02 -1.6723586349E+02 3.7169958377E+02 1.0566000000E-01 0.0 9.0
13 1 1 2 0 0 7.3465922332E+02 2.1852218123E+02 -4.7247217374E+02 9.0039218356E+02 1.0566000000E-01 0.0 9.0
</event>
<event>

```

Figura 37: Exemplo de arquivo de saída no formato LHE para um sub-processo gerador pelo CompHEP.

de correções de radiação de estado final ativada. Esta opção se faz necessária em todos os processos que contém objetos com cores ou cargas em seu estado final ou inicial, pois a radiação de glúons e fótons altera a topologia dos eventos.

3.3 A estrutura do *software* CMSSW

O conjunto de programas (*software*) do experimento CMS, conhecido como CMSSW, foi desenvolvido na linguagem C++, sendo baseado em um modelo de armazenagem de informação por evento (*Event Data Model-EDM*) [69].

A figura 38 mostra as etapas típicas de uma análise de dados em experimentos de Física de Altas Energias. O CMSSW possui interfaces para os principais geradores de eventos e pacotes, que simulam a resposta do detector, levando em conta os detalhes da resposta eletrônica e os objetos com a informação necessária para realizar a reconstrução dos eventos. Assim, os físicos podem avaliar a qualidade dos dados reais do experimento, realizar simulações realísticas do detector e também desenvolver algoritmos computacionais para efetuar as análises de dados no CMS. O CMSSW incorpora o Geant4, permitindo que seja realizada uma simulação detalhada do detector, conhecida como *Fullsim*, que é bem realística, mas demanda uma grande quantidade de recursos computacionais e um considerável tempo de CPU. Outra possibilidade, é utilizar a simulação rápida da resposta do detector (*Fastsim*), que utiliza funções parametrizadas obtidas através de vários

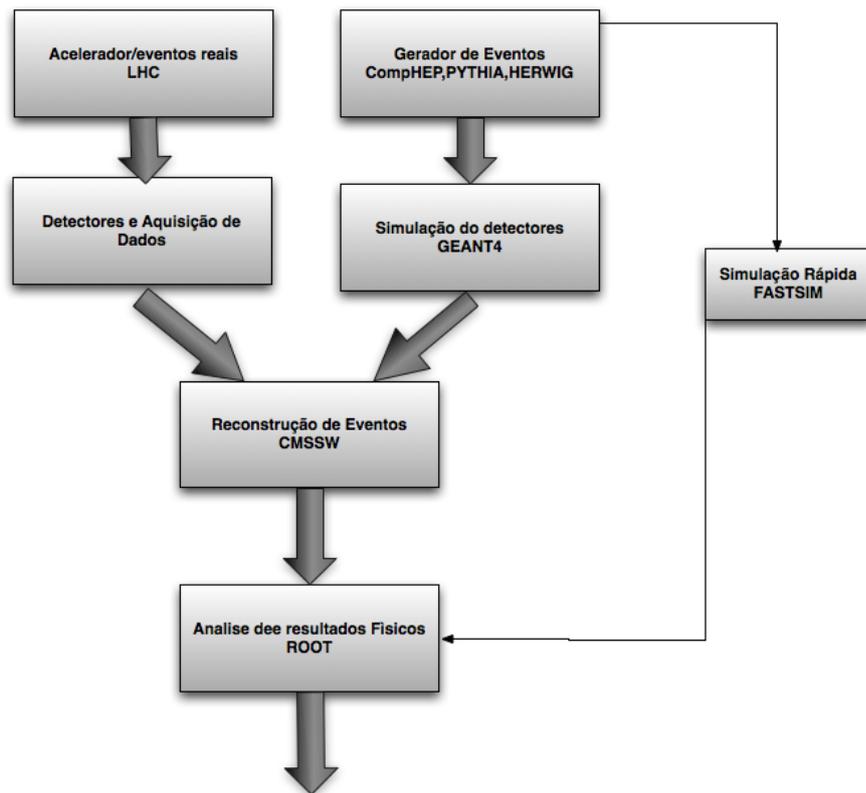


Figura 38: Etapas de uma análise de um experimento em Física de Altas Energias.

ajustes e estudos de distribuições, oriundas da simulação completa.

3.4 A simulação rápida do detector CMS

O *Fastsim* é uma ferramenta integrada ao CMSSW para simular e reconstruir eventos com o CMS, permitindo que sejam realizados estudos da resposta do detector, sem a necessidade de utilizar grande tempo de processamento ou muito espaço em disco¹ [70,71]. Para obter essas características, sem comprometer a qualidade e o desempenho da simulação, foram desenvolvidas uma série de parametrizações simplificadas dos processos físicos envolvidos na resposta do detector. Além disso, alguns dos algoritmos de reconstrução foram otimizados especialmente para a simulação rápida.

A figura 39 exemplifica as diferenças entre a simulação do sistema de rastreamento, na simulação rápida e na simulação completa. A resposta das câmaras de múons na simulação rápida é parametrizada para reproduzir a eficiência e resolução da simulação completa. Na figura 40 vemos uma comparação entre a simulação rápida e a completa do sistema de múons.

¹Um amostra de *Fastsim* é cerca de 91.8 % menor que um amostra de *Fullsim*

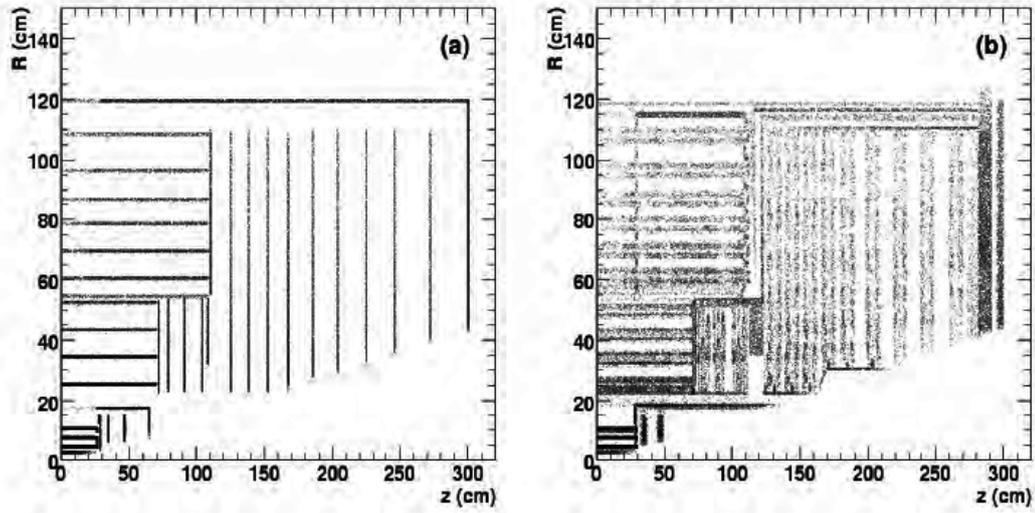


Figura 39: Mostra um quarto da simulação da geometria do sistema de rastreamento sendo que em (a) a simulação rápida e (b) a simulação completa.

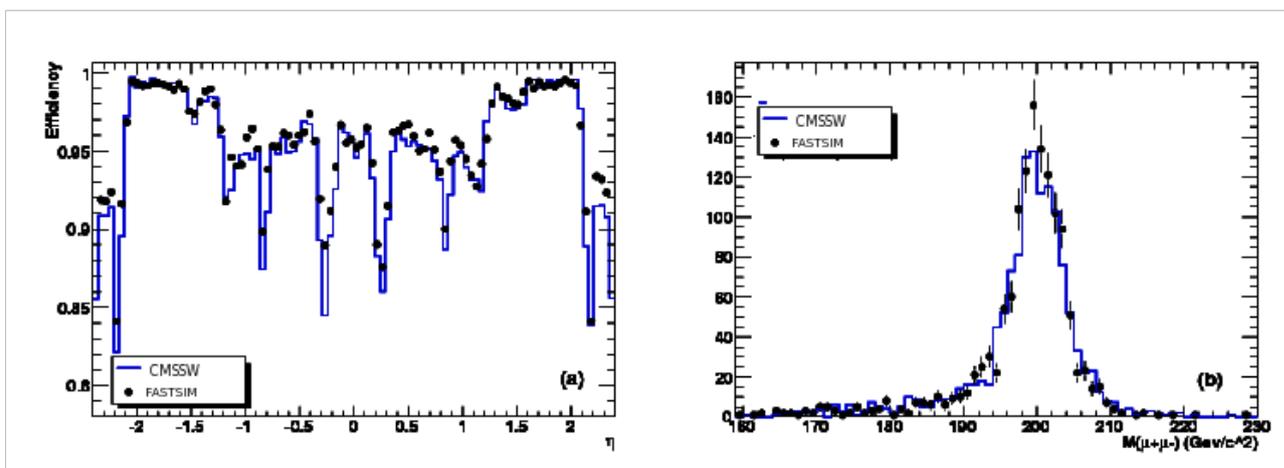


Figura 40: (a) Eficiência de *trigger* L1 e HLT para múons simples como função de η e em (b) Espectro de massa em eventos onde Higgs decai em di-múons.

3.5 Amostras de Monte Carlo

3.5.1 Descrição das amostras de sinal e fundo para análise do $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$

As amostras de MC foram produzidas com CompHEP 4.50². Cada amostra possui 10.000 eventos com energia do centro de massa de 10 TeV. O processo $pp \rightarrow X \rightarrow \mu^+\mu^-$ para $X=\gamma/Z^0$ e Z' constitui nosso sinal mais o fundo irreduzível e o processo de Drell Yan $pp \rightarrow \gamma/Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, corresponde somente ao fundo irreduzível. Devido à interferência quântica entre o sinal e o fundo irreduzível, é necessário a geração de ambos os processos simultaneamente em uma única amostra. Esta interferência reduz a seção de choque fora da região do pico de massa do Z' . O modelo 331 mínimo, usado na produção do sinal, foi implementado dentro do CompHEP por Borges e Coutinho³ [72]. Na tabela 3, apresentamos uma descrição detalhada das amostras, incluindo a contribuição da interferência entre o Z^0 - Z' . Nesta tabela M_{EQ} denota a massa dos quarks exóticos.

| Descrição das Amostras: | σ (fb): | $\Gamma_{Z'}$ (GeV): | M_{EQ} (GeV): |
|--|----------------|----------------------|-----------------|
| $Z_{331} M_{Z'} = 1$ TeV, $M_{\mu^+\mu^-} > 400$ GeV | 214.0 | 177.63 | 600 |
| $Z_{331} M_{Z'} = 1.5$ TeV, $M_{\mu^+\mu^-} > 600$ GeV | 35.1 | 414.50 | 800 |
| $Z_{331} M_{Z'} = 2$ TeV, $M_{\mu^+\mu^-} > 1000$ GeV | 4.1 | 1012.00 | 1000 |
| DY $\rightarrow \mu^+\mu^-$ ($M_{\mu^+\mu^-} > 200$ GeV) | 1297.0 | | |
| DY $\rightarrow \mu^+\mu^-$ ($M_{\mu^+\mu^-} > 500$ GeV) | 56.9 | | |
| DY $\rightarrow \mu^+\mu^-$ ($M_{\mu^+\mu^-} > 1000$ GeV) | 3.9 | | |

Tabela 3: Amostras de MC produzidas com o CompHEP, versão 4.50.

Para determinar a largura do novo bóson Z' com diferentes valores de massa, utilizamos o CompHEP e fixamos a massa dos novos quarks exóticos pesados previstos no modelo 331 mínimo. Na figura 42, visualizamos os eventos do tipo $Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$.

A tabela 4 apresenta os valores de seção de choque (visto na figura 41) para o processo de produção $pp \rightarrow \gamma/Z^0/Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ e a razão de ramificação para os di-múons e os bi-léptons duplamente carregados. Observamos nesta tabela que a probabilidade de o Z' decair em bi-léptons é maior do que decair em múons.

A tabela 5 apresenta os valores de seção de choque das amostras usadas no estudo do fundo no canal de di-múons. Comentaremos no próximo capítulo sobre o impacto destas estimativas na análise do canal de di-múons.

²Utilizando a CTEQ6L1 [73], como função distribuição partônica.

³Os bi-léptons escalares ainda estão em fase de implementação pelo autores. Não é possível produzir decaimentos provenientes do canal t.

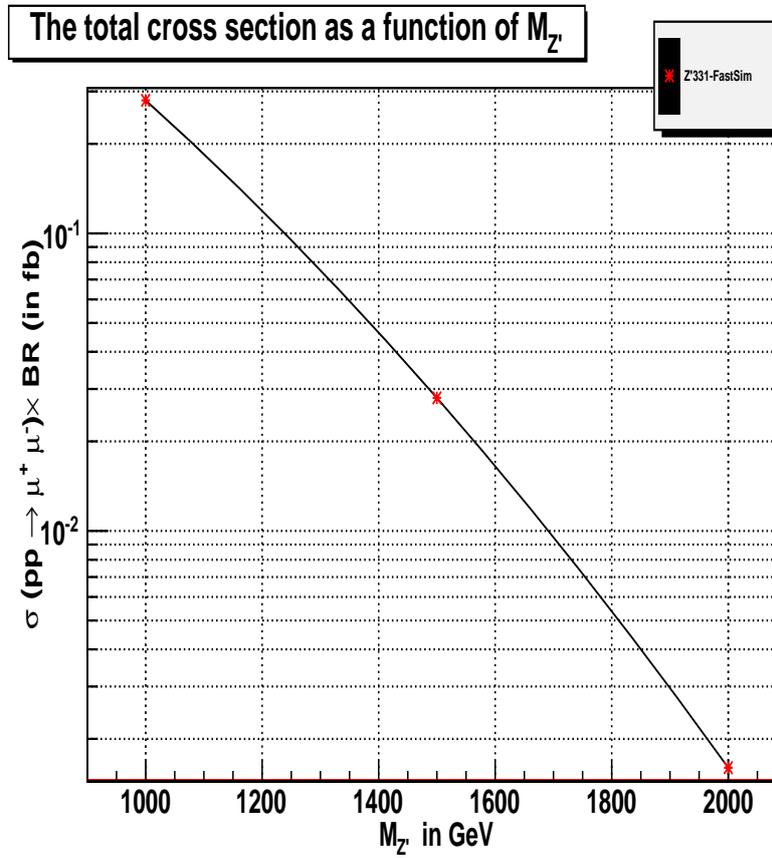
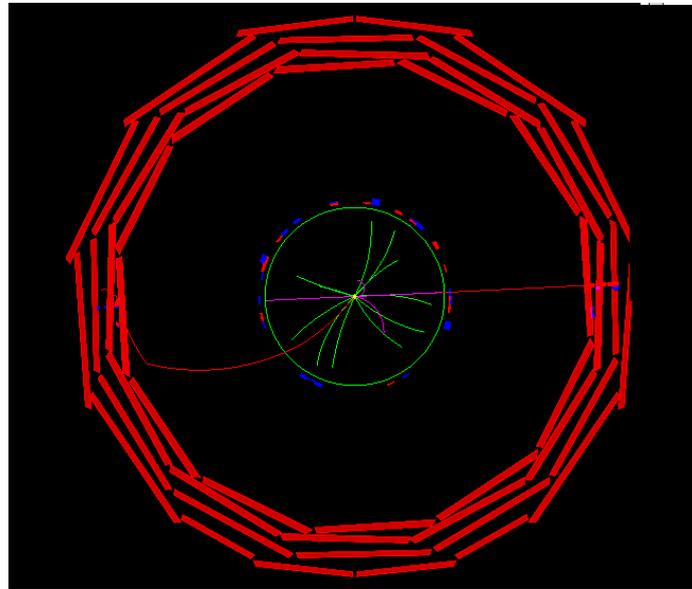


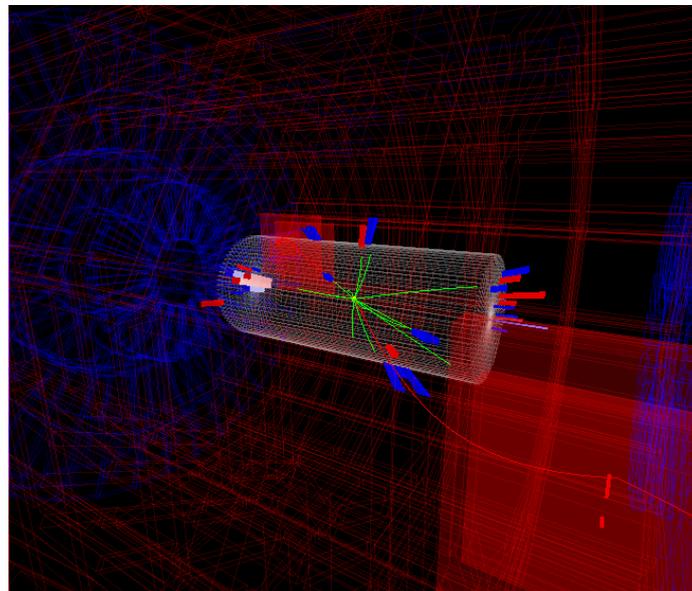
Figura 41: Seção de choque efetiva como função da massa do Z' . Os pontos vermelhos representam os valores usando o modelo 331 mínimo.

| Massa: | $\sigma(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ (in fb): | $BR(Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-)$,%: | $BR(Z' \rightarrow \text{bi-léptons})$,%: |
|------------------------------------|---|--------------------------------------|--|
| $Z_{331} M_{Z'} = 1 \text{ TeV}$ | 214.0 | 0.13 | 7.6 |
| $Z_{331} M_{Z'} = 1.5 \text{ TeV}$ | 35.1 | 0.08 | 22.0 |
| $Z_{331} M_{Z'} = 2 \text{ TeV}$ | 4.1 | 0.04 | 35.0 |

Tabela 4: Valores de seção de choque e a razão de ramificação do bóson Z' do modelo 331 mínimo.



(a)



(b)

Figura 42: Visualização de um evento de sinal com $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ simulados no detector CMS, em diferentes visões. Em vermelho, vemos os múons.

| Descrição das Amostras: | σ (em pb): |
|-------------------------------|--------------------------|
| QCD di-jets, $p_T > 15$ GeV | 1.458×10^9 |
| QCD di-jets, $p_T > 30$ GeV | 1.090×10^8 |
| QCD di-jets, $p_T > 80$ GeV | 1.935×10^6 |
| QCD di-jets, $p_T > 170$ GeV | 6.256×10^6 |
| QCD di-jets, $p_T > 300$ GeV | 3.665×10^3 |
| QCD di-jets, $p_T > 470$ GeV | 3.155×10^2 |
| QCD di-jets, $p_T > 800$ GeV | 1.194×10^1 |
| QCD di-jets, $p_T > 1400$ GeV | 1.720×10^{-1} |
| QCD di-jets, $p_T > 2200$ GeV | 1.421×10^{-3} |
| $t\bar{t}$ +jets | 288.0 |
| W +jets | 14640.0 |
| WW inclusivo | 44.4 |
| WZ inclusivo | 1.76 |
| ZZ inclusivo | 7.30 |
| μ + X | 55.0 mb |
| γ +jets | 3.22×10^{-4} mb |

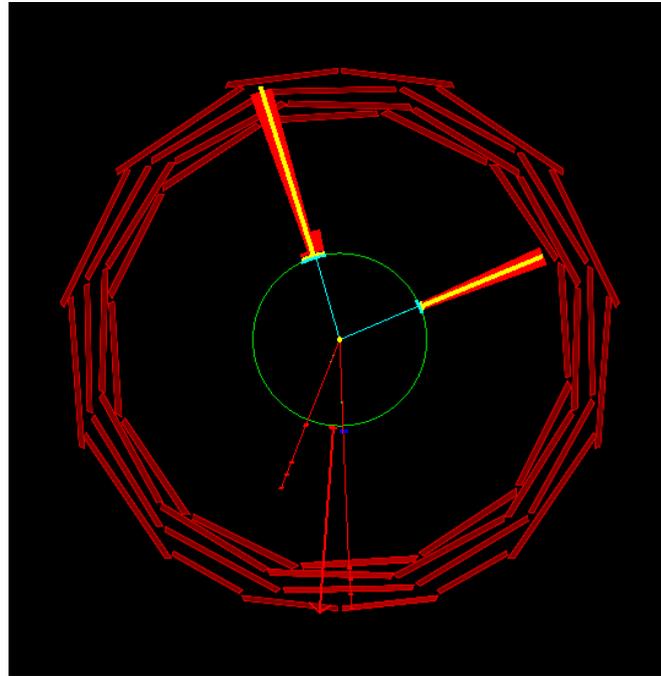
Tabela 5: Amostras de MC usadas no estudo do outros eventos de fundo ($t\bar{t}$, W+jets, WW,ZZ,WZ e etc). Elas foram geradas usando PYTHIA com ECM de 10TeV na produção oficial do CMS.

3.5.2 Amostras de sinal e fundo do $Z' \rightarrow Y^{++/--} Y^{++/--} \rightarrow e^{+/-} e^{+/-} \mu^{-/+} \mu^{-/+}$

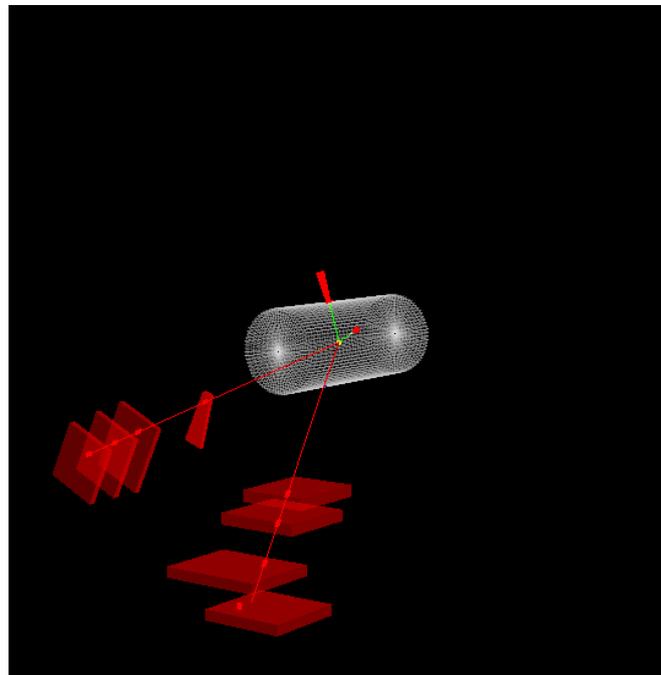
Para efetuar o estudo preliminar sobre os bi-léptons no ambiente do experimento CMS, produzimos três amostras de CompHEP à 10 TeV de ECM para o sinal, com 40.000 eventos cada, utilizando o CMSSW versão 3 3 4 e a simulação rápida do detector. Escolhemos o canal de decaimento ($pp \rightarrow Z' \rightarrow Y^{++/--} Y^{++/--} \rightarrow \mu^{-/+} \mu^{-/+} e^{+/-} e^{+/-}$), por não possuir nenhum fundo produzido no Modelo Padrão. Cada amostra foi produzida com diferentes valores de massa para o bóson Z' e para os bi-léptons, obedecendo a Eq.2.40 do Capítulo 2. Na tabela 6, apresentamos detalhes sobre as amostras e na figura 43 temos um evento com bi-léptons usando o visualizador de eventos *Fireworks*.

| Massa: | Massa dos bi-léptons (em GeV): | $\Gamma Z'$ (em GeV): | ΓY (em GeV): |
|----------------------------|--------------------------------|-----------------------|----------------------|
| $Z_{331} M_{Z'} = 1.0$ TeV | 272.0 | 177.0 | 2.3 |
| $Z_{331} M_{Z'} = 2.0$ TeV | 544.0 | 1532.63 | 4.6 |
| $Z_{331} M_{Z'} = 3.1$ TeV | 843.2 | 6172.28 | 13.0 |

Tabela 6: Propriedades do bóson neutro Z' e dos bi-léptons do modelo 331 mínimo. Todas as amostras foram produzidas pelo CompHEP e hadronizadas com PYTHIA. Fixamos a massa dos novos quarks exóticos em 600 GeV e a CTEQ6L1 como PDF.



(a)



(b)

Figura 43: Visualização dos eventos de bi-léptons simulados no detector CMS em diferentes visões. Em vermelho, vemos os múons interagindo no sistema de detecção e em azul os elétrons.

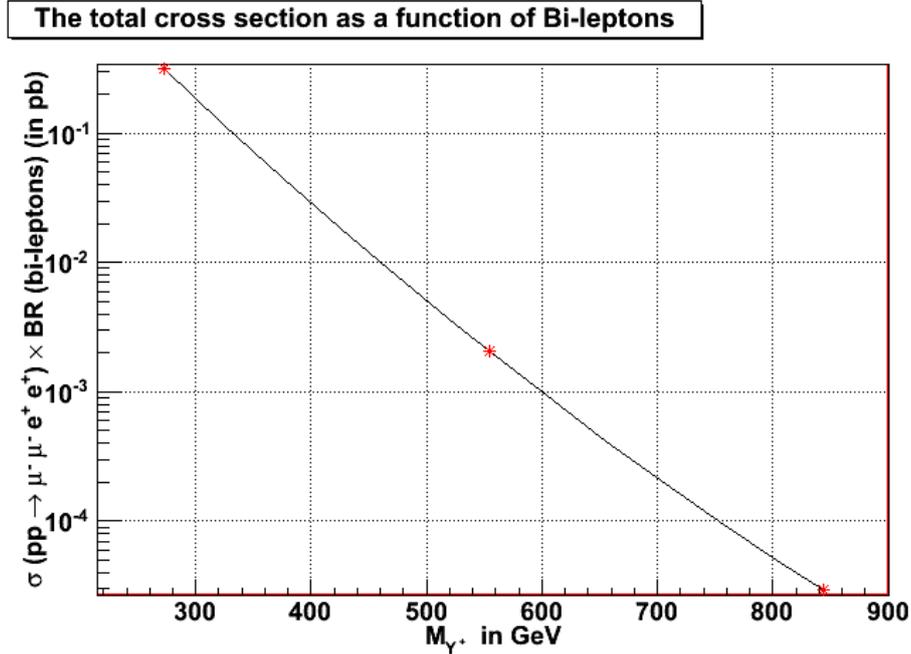


Figura 44: Seção de choque efetiva como função da massa dos bi-léptons.

A razão de ramificação para o canal de 2 múons e 2 elétrons com cargas iguais ($pp \rightarrow Z' \rightarrow Y^{++/--} Y^{++/--} \rightarrow \mu^{-/+} \mu^{-/+} e^{+/-} e^{+/-}$) para o Z' é 0,86 % e de 33,0 % para cada um dos bi-léptons. A tabela 7 mostra os valores para a seção de choque com diferentes massas dos bi-léptons e a figura 44 apresenta os valores de seção de choque efetiva como função da massa dos bi-léptons.

| Massa dos bi-léptons (GeV): | Seção de Choque Total (pb): | BR (%): |
|-----------------------------|-----------------------------|---------|
| 272,0 | $9,86 \times 10^{-1}$ | 0,83 |
| 544,0 | $5,66 \times 10^{-3}$ | 3,04 |
| 843,2 | $4,83 \times 10^{-5}$ | 1,26 |

Tabela 7: Características do bi-léptons no modelo 331 usando o CompHEP para obter estes valores. Está é a razão de ramificação do processo $Z' \rightarrow Y^{++/--} Y^{++/--} \rightarrow \mu^{-/+} \mu^{-/+} e^{+/-} e^{+/-}$.

3.5.3 Amostras de eventos de QCD, de $t\bar{t}$ e ZZ usadas no canal de bi-léptons

Além do fundo irreduzível, que é gerado conjuntamente com o sinal, também temos diversos processos que correspondem ao fundo redutível e que são gerados independentemente. A tabela 8 descreve as amostras de MC usadas no estudo do fundo proveniente do processo de QCD + jatos, utilizando diversos valores de momentum transversal, a fim de popular todo o espectro na faixa de p_t .

As amostras de QCD foram produzidas com o PYTHIA e contém 10.000 eventos cada. A amostra de $t\bar{t}$, produzida com o MadGraph [74], contém cerca de 100.000 eventos e foi hadronizada pelo PYTHIA. A amostra de ZZ também foi produzida com MadGraph e contém 100.000 eventos. Nas seções seguintes apresentamos uma breve descrição das tarefas efetuadas durante o período de estágio no CERN e no próximo capítulo, veremos os resultados da análise e as estimativas para o potencial de descoberta do Z' e dos bi-léptons, no experimento CMS.

| Descrição das Amostras: | σ (em pb): |
|-------------------------------|------------------------|
| QCD di-jets, $p_T > 15$ GeV | 1.458×10^9 |
| QCD di-jets, $p_T > 30$ GeV | 1.090×10^8 |
| QCD di-jets, $p_T > 80$ GeV | 1.935×10^6 |
| QCD di-jets, $p_T > 170$ GeV | 6.256×10^6 |
| QCD di-jets, $p_T > 300$ GeV | 3.665×10^3 |
| QCD di-jets, $p_T > 470$ GeV | 3.155×10^2 |
| QCD di-jets, $p_T > 800$ GeV | 1.194×10^1 |
| QCD di-jets, $p_T > 1400$ GeV | 1.720×10^{-1} |
| QCD di-jets, $p_T > 2200$ GeV | 1.421×10^{-3} |
| $t\bar{t}$ +jets | 288.0 |
| ZZ inclusivo | 7.3 |

Tabela 8: Descrição das amostras de MC correspondentes ao fundo redutível do sinal dos bi-léptons.

3.6 Resumo das tarefas realizadas no CERN

Durante o período de 2008-2009, foram realizadas as seguintes tarefas durante a estada no CERN: melhoramentos na interface do CompHEP no CMSSW para o grupo de geradores de Monte Carlo e a certificação da simulação do desalinhamento do sistema de múons do CMS. A seguir, apresentamos um breve resumo de cada uma destas tarefas.

3.6.1 Certificação da simulação de desalinhamento do sistema de múons

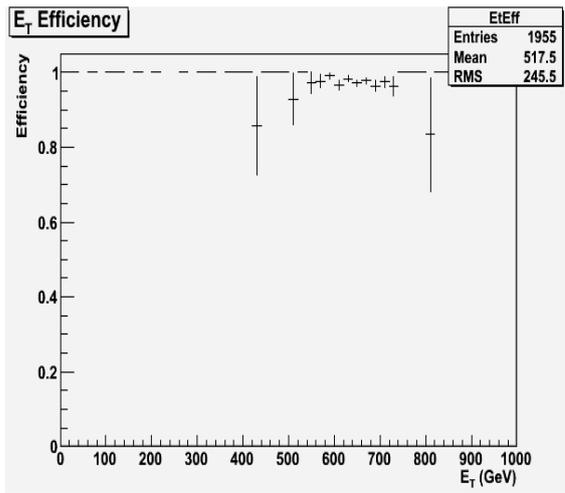
A simulação completa do detector CMS permite estudar o impacto do desalinhamento do sistema de múons. As posições e orientações das câmaras são geradas aleatoriamente a partir de distribuições gaussianas, onde os valores de sigma são obtidos por simulações de MC ou dados reais provenientes de raios cósmicos. As simulações afetam diretamente a posição dos *hits* dentro de cada câmara. Desenvolvemos alguns cenários extremamente simples a fim de testar a simulação do desalinhamento das câmaras. Foram produzidos 2000 eventos de Monte Carlo com o gerador *particleGun*⁴ com múons monoenergéticos com 1TeV na mesma direção de η e ϕ . Testamos se estas informações foram registradas corretamente no padrão do banco de dados do experimento. Para isso, comparamos o alinhamento ideal com cada um destes cenários e na tabela abaixo, apresentamos uma descrição de cada um deles.

| Descrição dos cenários : | Nome : |
|---|----------------|
| Sem movimentos | IDEAL |
| mover todas as câmaras de múons 0.1 cm na direção do eixo X | <i>shift X</i> |
| mover todas as câmaras de múons 0.1 cm na direção do eixo Y | <i>shift Y</i> |
| mover todas as câmaras de múons 0.1 cm na direção do eixo Z | <i>shift Z</i> |
| rodar todas as câmaras de múons 0.25 rad | <i>rotate</i> |

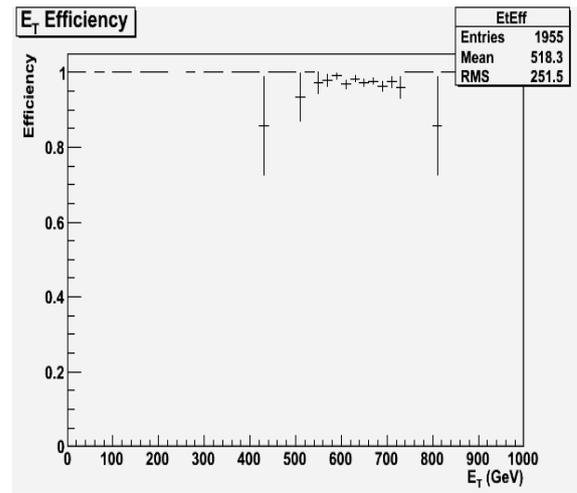
Tabela 9: Descrição de cada um dos cenários usados nos testes.

Na figura 45 apresentamos a eficiência de E_t do múon reconstruído para cada um dos cenários descritos acima. Observamos que a em cada caso a eficiência é afetada de forma diferente e na figura 46 temos a correlação entre a informação de η do múon reconstruído usando algoritmo L1 e a reconstrução global em diferentes cenários. Estes resultados foram reportados aos autores da simulação e serviram de base para melhoramentos nas novas versões do CMSSW.

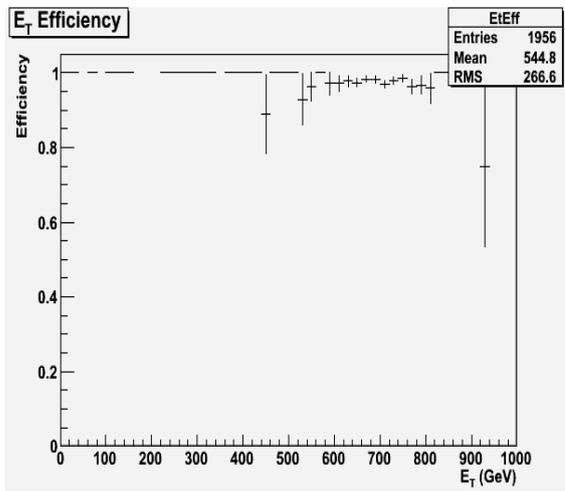
⁴O *particleGun* é um gerador de MC que permite a escolha de uma partícula para ser lançada em um direção, sentido e energia pre-determinada pelo usuário.



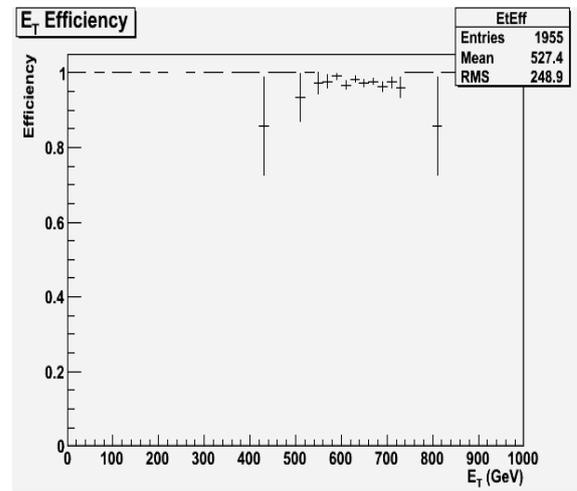
(a) As câmaras na posição ideal.



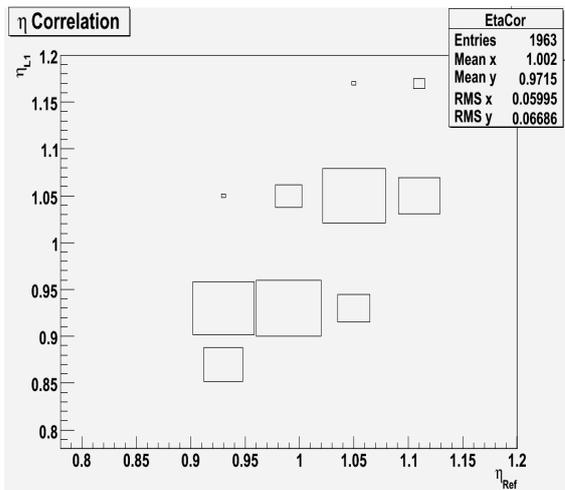
(b) As câmaras movimentadas na direção de X.



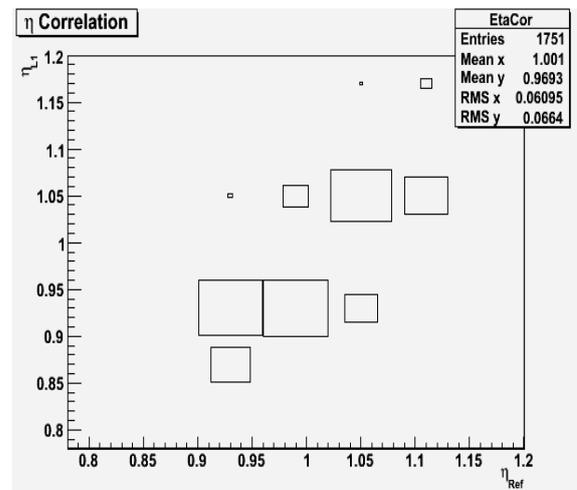
(c) As câmaras movimentadas na direção de Y.



(d) As câmaras movimentadas na direção de Z.

Figura 45: Eficiência de E_t dos múons reconstruídos para cada um dos cenários.

(a) Alinhamento ideal



(b) Rodando as câmaras

Figura 46: Correlação entre a informação de η do múon reconstruído usando algoritmo L1 e a reconstrução global.

3.6.2 Melhoramentos na interface do CompHEP no CMSSW

Os geradores de eventos de Monte Carlo utilizados em Física em Altas Energias podem ser classificados em duas categorias distintas:

- de propósito geral do tipo chuva partônico como: PYTHIA e HERWIG;
- do tipo elemento de matriz que são capazes de calcular algebricamente a amplitude para qualquer processo de QCD ou QED como: CompHEP e MadGraph.

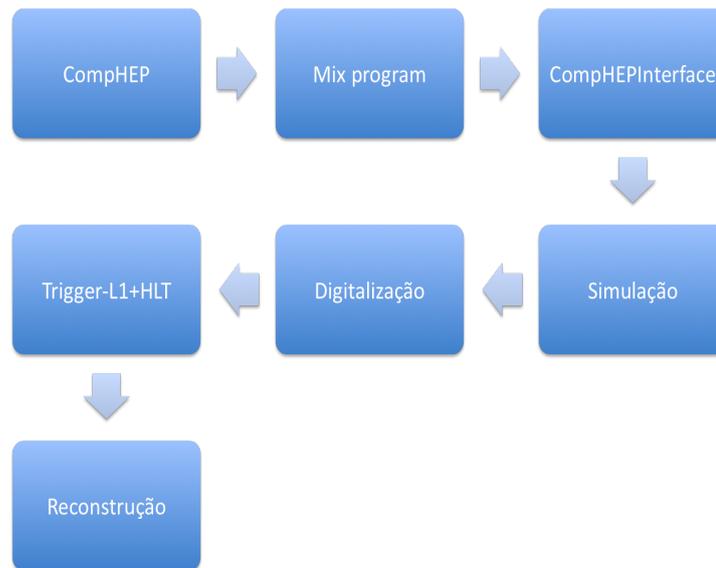


Figura 47: Representação das etapas de produção utilizando o CompHEP dentro do CMSSW.

Os principais geradores utilizados nos estudos em Física de Altas Energias estão disponíveis na estrutura computacional do detector CMS. Durante o meu estágio no CERN trabalhei no grupo de geradores da colaboração para desenvolver melhoramentos na interface entre o CompHEP e o CMSSW. Desde 2007, ela não sofria manutenção e melhoramentos. A interface permite a leitura dos arquivos produzidos pelo CompHEP para serem processados no CMSSW. A figura 47 apresenta as principais etapas de produção usando o a interface.

O principal avanço foi a possibilidade de utilizar a interface para produção em GRID usando o construtor remoto de análise, o CRAB (*CMS Remote Analysis Builder*), apresentado na figura 48. Ele consiste em uma ferramenta desenvolvida em *python* para criar e submeter processos de análise ou produção privada de MC que serão distribuídos em GRID. Na produção oficial os arquivos gerados pelo MC do tipo elemento de matriz são armazenados em um banco de dados específico, chamado de *Monte Carlo Data Base* MCDB [75] (figura 49).

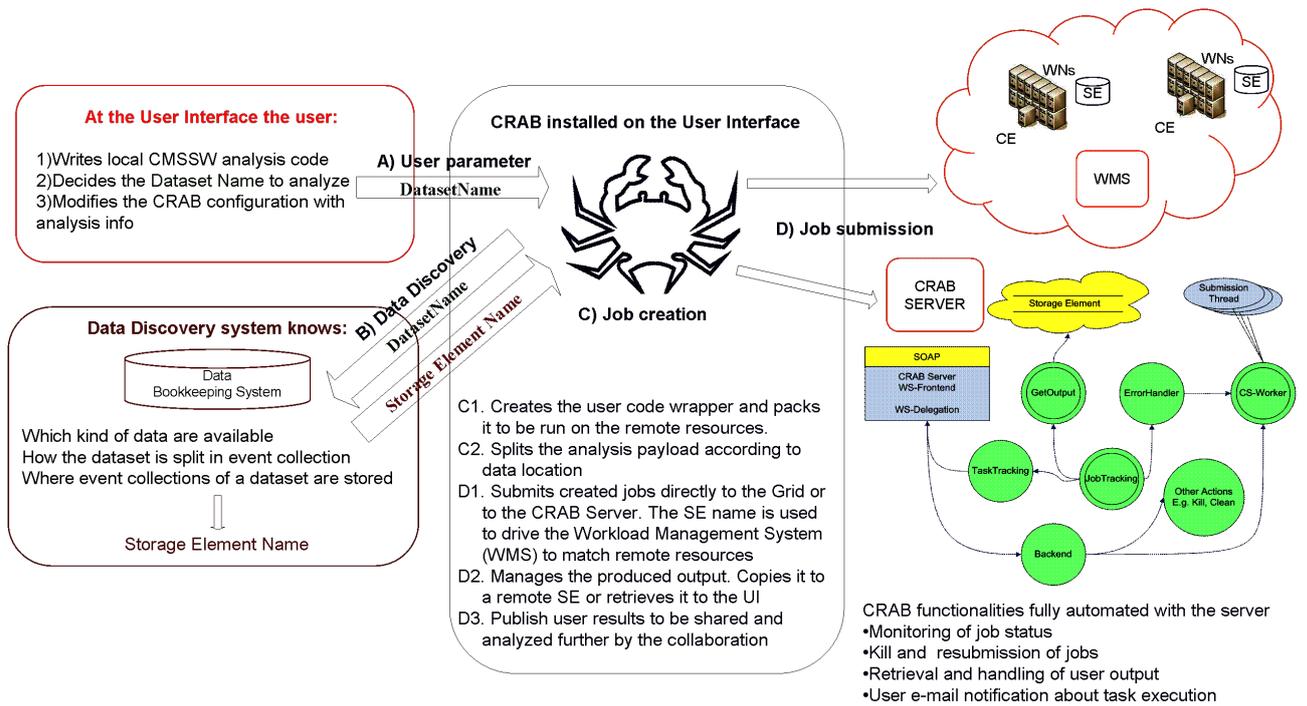


Figura 48: Representação das etapas de produção utilizando o CRAB.

MCDB - MonteCarlo Database

Search this site

Advanced search

Main MENU

- Top physics
- QCD
 - Software
 - Requests
 - CMSSW
 - SUSY models
- Higgs physics
- Gauge bosons

Results: page 1 of 71. (421 article(s) found)

| | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
|-------|------|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|
| First | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 |
| 25 | 26 | 27 | 28 | 29 | 30 | 31 | 32 | 33 | 34 | 35 | 36 | 37 | 38 | 39 | 40 | 41 | 42 | 43 | 44 | 45 | 46 | 47 | | |
| 48 | 49 | 50 | 51 | 52 | 53 | 54 | 55 | 56 | 57 | 58 | 59 | 60 | 61 | 62 | 63 | 64 | 65 | 66 | 67 | 68 | 69 | 70 | | |
| 71 | Last | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |

MadGraph/MadEvent tt~ ; tt~j ; tt~jj ; tt~jjj (t -> b ANYTHING (e+mu+ta+ud+cs));...

Events generated by MadGraph/MadEvent 4.4.12 for the process: pp -> tt~ ; tt~j ; tt~jj ; tt~jjj (t -> b anything (e+mu+ta+ud+cs)); t~ -> b~ anything (e+mu+ta+ud+cs)) and Beam Energy: Ebeam1 = 3500 Ebeam2 = 3500
Author(s): *Silvano Tosi* published: 12th Apr 2010, 15:25 | ID: 998 ..

pp->W- (->TAU- NU_TAUBar) GAMMA KAPPA=1.5 LAMBDA=0.2

pp->W- gamma -> tau- nu_tauBar gamma with anomalous couplings using Baur WGAMMA LO for the CMS Ewk Multiboson group
Author(s): *Piergiulio Lenzi, Devdatta Majumder* published: 10th Apr 2010, 11:45 | ID: 997 ..

pp->W- (->MU- NU_MUBar) GAMMA KAPPA=1.5 LAMBDA=0.2

pp->W- gamma -> mu- nu_muBar gamma with anomalous couplings using Baur WGAMMA LO for the CMS Ewk Multiboson group
Author(s): *Piergiulio Lenzi, Devdatta Majumder* published: 10th Apr 2010, 11:44 | ID: 996 ..

pp->W- (->E- NU_EBar) GAMMA KAPPA=1.5 LAMBDA=0.2

pp->W- gamma -> e- nu_eBar gamma with anomalous couplings using Baur WGAMMA LO for the CMS Ewk Multiboson group
Author(s): *Piergiulio Lenzi, Devdatta Majumder* published: 10th Apr 2010, 11:44 | ID: 995 ..

pp->W- (->TAU- NU_TAUBar) GAMMA KAPPA=1.5 LAMBDA=0.1

0008026 times visited since October 2005; Statistics of visits to MCDB

MCDB © 2005-2010 Monte Carlo Generators group, LCG, CERN

Login to MCDB
Login
Register as MCDB author

Help and support
Help
About MCDB
MCDB Wiki
CMS MCDB Wiki
Contact us

HepML
HepML Wiki
HepML Contacts

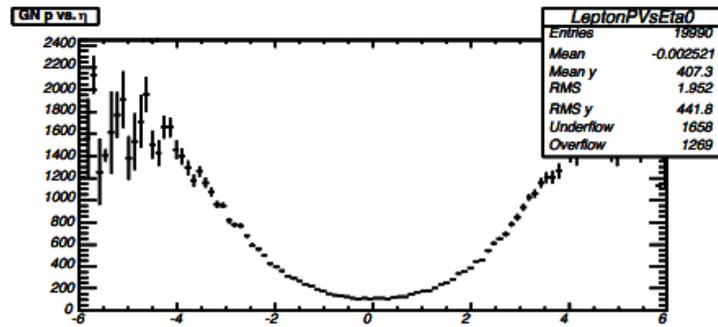
MCDB software
Download

Figura 49: A interface ao banco de dados para geradores do tipo elemento de matriz.

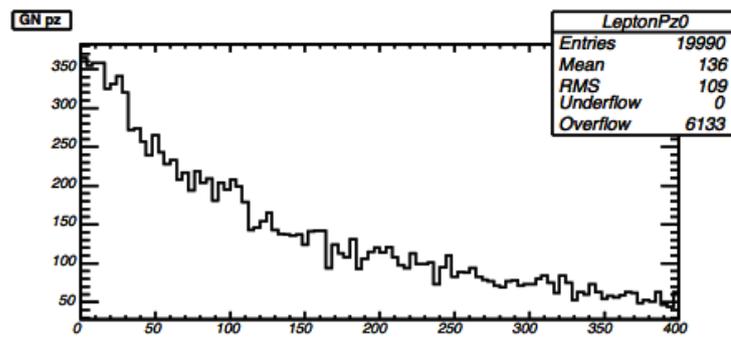
Os principais melhoramentos implementados foram os seguintes:

- implementação dos arquivos de configuração na linguagem *python*;
- adaptação da interface para as novas versões do CMSSW;
- suporte para interface com o CRAB (CMS *Remote Analysis Builder*) permitindo que fosse utilizada em GRID;
- testes entre a interface e *Monte Carlo Data Base*(MCDB).

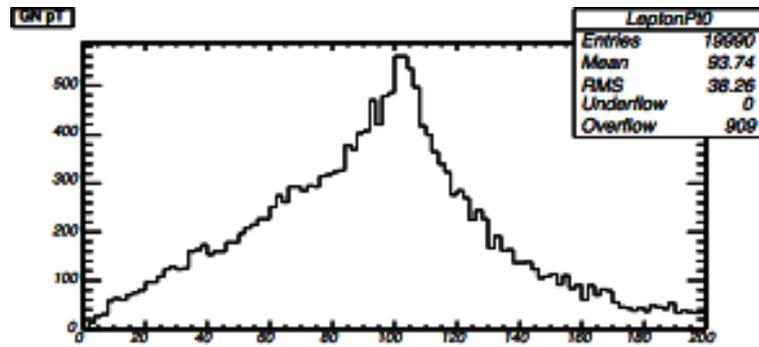
Apresentamos algumas distribuições cinemáticas (figura 50) para colisões pp com energia de centro de massa de 10 TeV com eventos de DY que foram usadas em testes para observar se os melhoramentos estavam afetando os resultados do MC. Nenhum corte foi aplicado nestes testes a nível de gerador. A documentação da interface está disponível na Ref. [76].



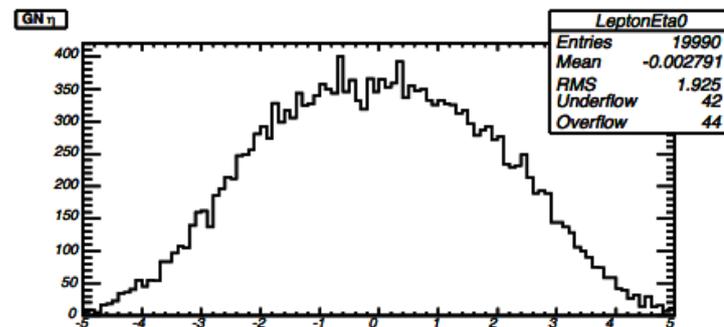
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 50: Apresentamos algumas distribuições cinemáticas para eventos de Drell-Yan sendo: a) $p \times \eta$, b) p_z em GeV, c) p_t em GeV e d) η

4 EXPLORANDO O MODELO 331 NA BUSCA DO BOSON Z' E DOS BILÉPTONS DUPLAMENTE CARREGADOS

O modelo 331 apresenta como assinaturas características a existência de novos bósons como o Z' e os bi-léptons. Neste capítulo apresentaremos uma descrição detalhada sobre a análise para determinar o potencial de descoberta do bóson Z' , decaindo em um par de múons de sinais opostos. Também apresentamos o estudo do potencial de descoberta dos bi-léptons duplamente carregados, decaindo em um par de múons ou elétrons de mesmo sinal. Estimamos o potencial de descoberta destas novas ressonâncias no experimento CMS, para os primeiros dados do LHC, e verificamos o impacto das principais fontes de incerteza que influenciam na sua descoberta.

4.1 A busca pelo Z' do modelo 331 no canal de di-múons de alta massa

Determinando a massa invariante do par de múons de cargas opostas no decaimento $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$, reconstruímos a massa do bóson neutro Z' para isso utilizamos o seguinte algoritmo:

- requerer a reconstrução de todos os di-léptons com $p_t > 20\text{GeV}$ e que seus traços estejam associados a múons isolados (*muon tracker isolation*);
- requerer que os candidatos à múons tenham fótons associados a eles dentro de um cone com raio R , igual a $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.3$ em torno da trajetória de cada múon e a soma do momentum transverso: $\sum_{p_t} < 10\text{GeV}$. A principal vantagem desta etapa de seleção é recuperar parte da energia perdida pelo múon via radiação de estado final e processos radiativos no detector, melhorando a resolução de massa.

Nesta análise, utilizamos o algoritmo de reconstrução global de múons (*Global Muon Reconstruction*). A reconstrução global de múons utiliza o algoritmo que combina a informação do sistema de rastreamento e do sistema de múons, obtendo uma maior acurácia na sua reconstrução.

4.1.1 Seleção dos Eventos

Nesta seleção usamos os principais *triggers* para múons [77] de nível L1 e HLT, o *single-muon* e o *double-muon*, cujas características constam da tabela 10.

| Nome do <i>trigger</i> | L1 | HLT |
|------------------------|---------------------|----------------------|
| <i>single-muon</i> | $p_t > 7\text{GeV}$ | $p_t > 16\text{GeV}$ |
| <i>double-muon</i> | $p_t > 3\text{GeV}$ | $p_t > 3\text{GeV}$ |

Tabela 10: Limites de p_t para seleção dos *trigger* de L1 e de HLT usados nesta análise.

Apresentamos nos gráficos a seguir (figura 53 (a)), as eficiências de seleção para os eventos com Z' de alta massa, como função da massa invariante do di-múons. A seleção do L1, tem uma eficiência melhor para múons numa região de aceitação geométrica em $|\eta| < 2.1$ e para os di-múons na região de cobertura de $|\eta| < 2.4$. A discrepância que surge entre a eficiência nas duas regiões é justificada, pois reduz drasticamente o número de múons com baixo p_t . Este efeito é decorrente de uma limitação da instrumentação das câmaras CSC do sistema de múons, que afeta a região de cobertura dos candidatos a múons selecionados pelo L1(Ref. [71] no Cap. 3.4).

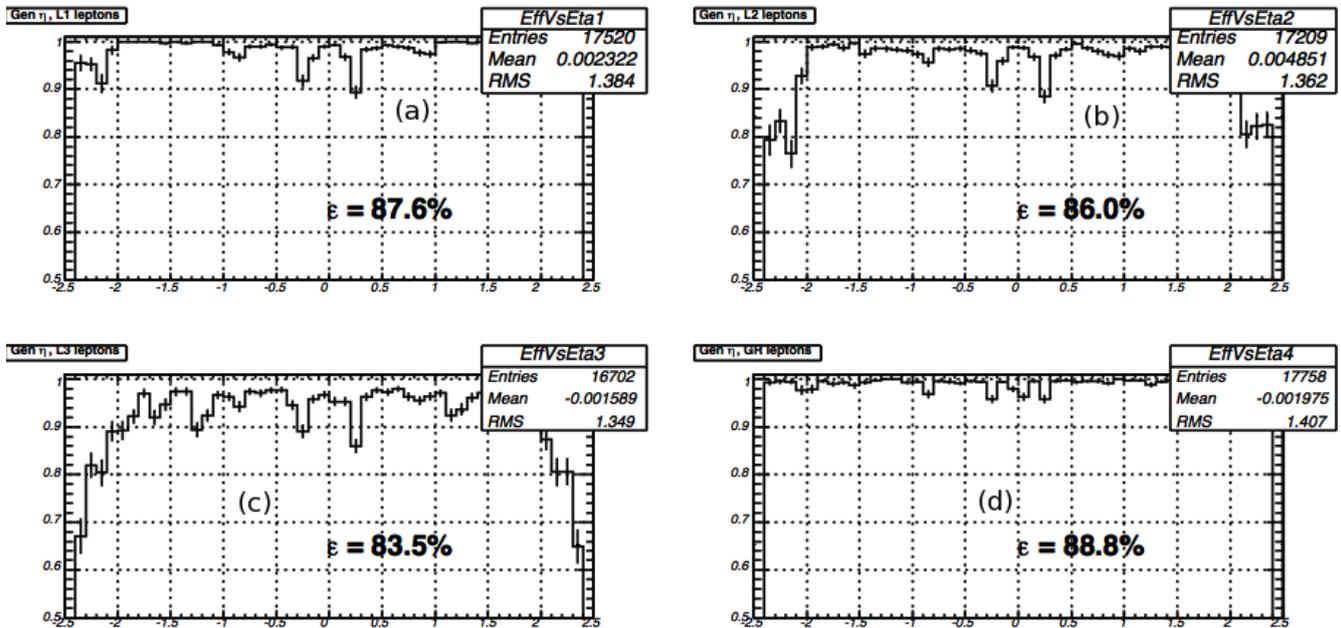


Figura 51: Eficiência em função de η para diferentes formas de reconstrução e *trigger*, em (a) L1, (b) L2, (c) L3 e (d) usando reconstrução global dos múons usando a amostra com o Z' de massa de 1TeV.

Para os valores de massa invariante entre 1.0 TeV e 1.5 TeV, a eficiência total para seleção de di-múons é cerca de 99 %. Para valores de massa invariante dos di-múons da ordem de 2TeV, a eficiência total é de $\approx 96\%$, usando o mesmo tipo de seleção (*di-muons trigger*).

Os algoritmos do HLT reconstróem os eventos em dois estágios. Primeiro, o algoritmo de nível 2 utiliza somente a informação das câmaras múons. Em seguida, esta informação é aplicada para reavaliar os parâmetros da trajetória, oriundos do *trigger* L1. Assim, os eventos são filtrados de acordo com os critérios de seleção do *trigger* L2. As figura 51 e 52 mostram os gráficos de eficiência em função de η e por p_t , usando a amostra de Z' com massa de 1TeV.

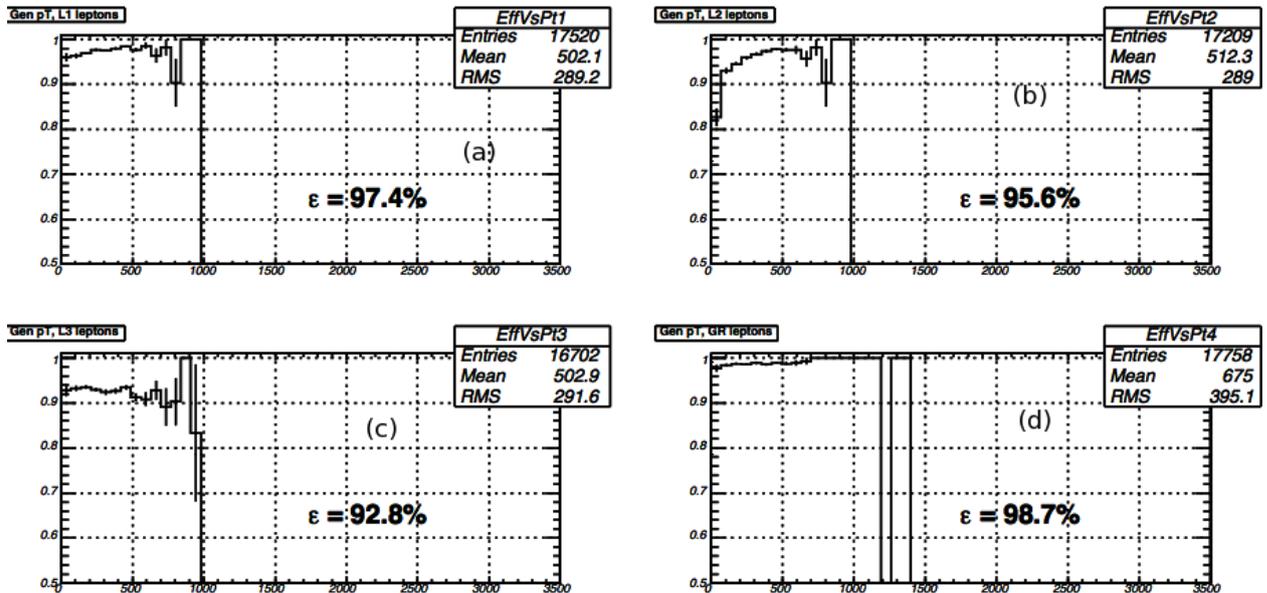
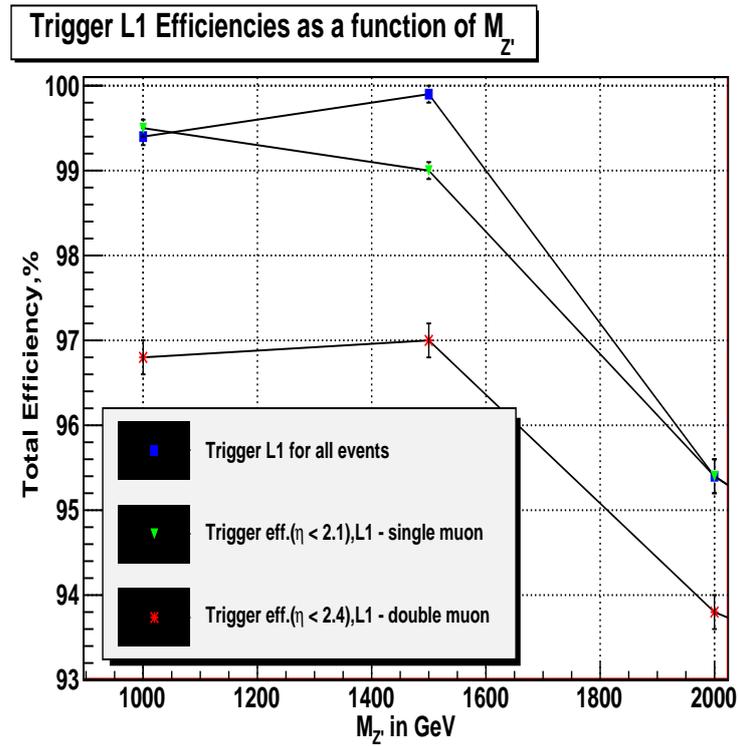


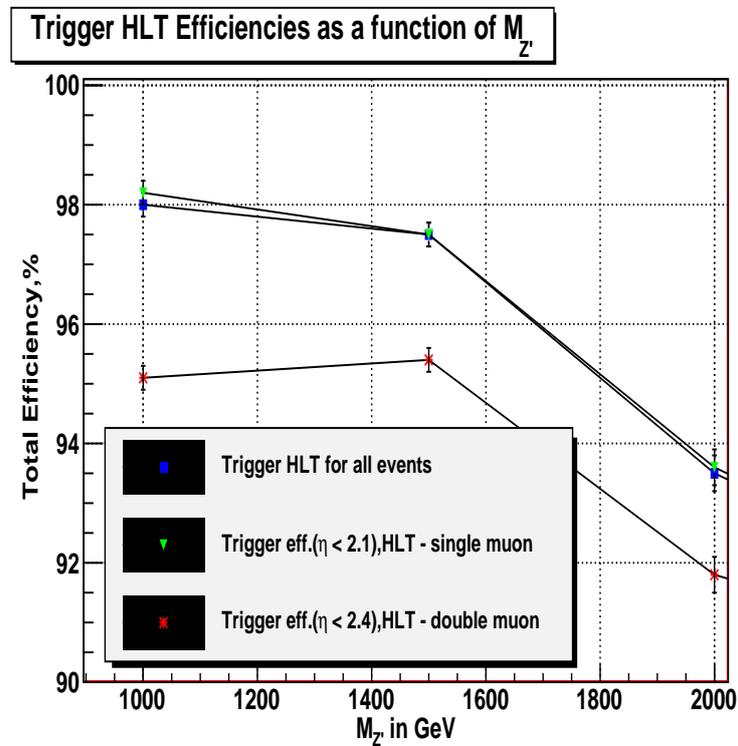
Figura 52: Eficiência em função de p_t (em GeV) para diferentes formas de reconstrução e *trigger*, em (a) L1, (b) L2, (c) L3 e (d) usando reconstrução global dos múons e a amostra com o Z' de massa de 1TeV.

No L3, os *hits* do sistema de rastreamento são incluídos no ajuste dos traços dos múons, o que promove um refinamento das medidas de p_t . A eficiência de L1 representada na figura 53 (a) é entorno de 97 % na região entre 1.0 TeV e 1.5 TeV e a eficiência total do HLT (L2 + L3), expressa como função da massa invariante dos di-múons, está representada na figura 53 (b). Podemos observar que na região entre 1.0 TeV e 1.5 TeV, na figura 53 (b) temos a eficiência total em torno de 95 %, usando os algoritmos para HLT na seleção de múons. Na região acima de 2 TeV observamos a eficiência total de $\approx 92\%$, utilizando os mesmos *triggers*. Na figura 54 apresentamos as eficiências de reconstrução como função da massa do Z' .

Na tabela 11 apresentamos o número de eventos antes e após a aplicação dos cortes de seleção para diferentes fundos redutíveis (QCD+jatos, W+jatos, $t\bar{t}$ +jatos, WW, ZZ, WZ e etc.), o fundo irreduzível de DY e o sinal do Z' . As estimativas de fundo redutível foram obtidas com amostras de MC oficiais, geradas pela colaboração [78]. Comparando as duas tabelas podemos observar que o fundo de QCD é fortemente suprimido pelo corte de isolamento $\sum p_t < 10\text{GeV}$ em cada um dos múons. Após aplicar o corte de $p_t > 20\text{GeV}$ o número de eventos na janela de massa reduz drasticamente, como mostra a tabela 11.



(a)



(b)

Figura 53: Eficiência para os eventos com di-múons (candidatos a Z') como função de sua massa invariante: a) Eficiência para o algoritmo de nível L1 e b) Eficiência para o HLT.

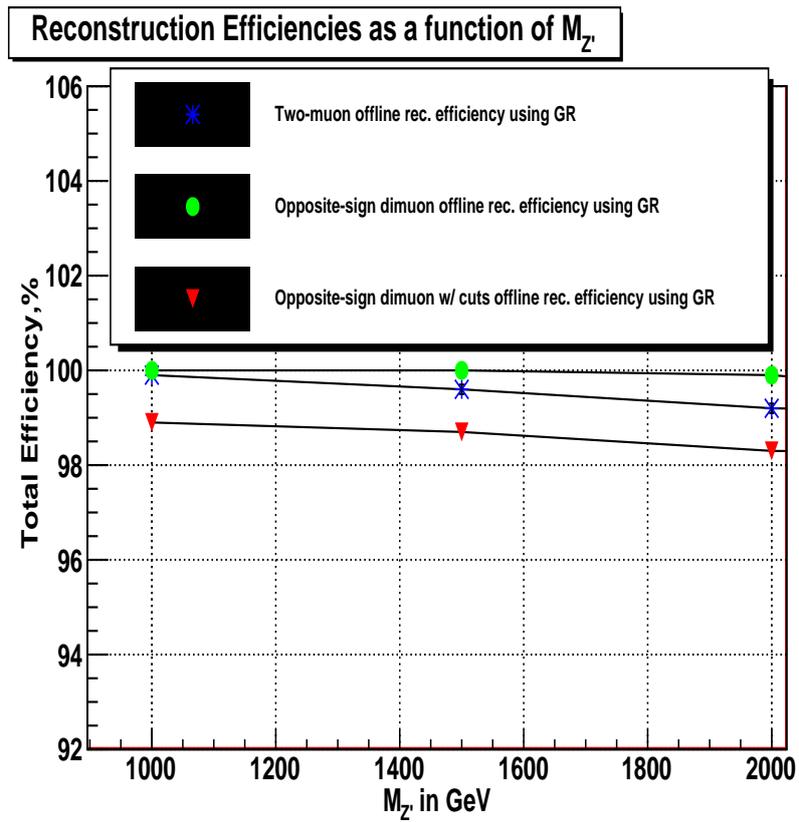


Figura 54: Eficiência de reconstrução como função da massa do Z' . Em azul temos a reconstrução de 2 múons, em verde a eficiência para um o par de múons com cargas opostas e em vermelho a eficiência do mesmo par que passa pelos cortes de seleção ($p_T > 20\text{GeV}$ e $\Sigma p_T < 10\text{GeV}$).

Uma grande supressão do fundo em relação ao sinal é obtida com o corte de isolamento, que apresenta uma eficiência muito baixa para o fundo e alta para o sinal.

| Amostras: | N. de Evts $M_{\mu\mu} > 0,4$ TeV (antes) | N. de Evts $M_{\mu\mu} > 0,4$ TeV (após): |
|------------------------|---|---|
| QCD di-jets | 15,73 | 0,11 |
| W+ jets | 1,91 | 1,01 |
| $t\bar{t}$ +jatos | 3,4 | 2,74 |
| WW | 0,49 | 0,39 |
| WZ | 0,15 | 0,15 |
| ZZ | 0,06 | 0,06 |
| DY | 13.56 | 13.36 |
| $Z_{331}M=1\text{TeV}$ | 16.50 | 16.25 |

Tabela 11: Número de di-múons selecionados com a massa invariante acima de 400 GeV antes e após os cortes de seleção. Todos os valores foram normalizados para a luminosidade integrada de 100 pb^{-1} .

4.2 Potencial de descoberta usando o modelo 331 mínimo no canal de decaimento $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$

4.2.1 O método de *Likelihood ratio*

Existem vários métodos para quantificar a probabilidade da descoberta de um sinal de nova Física. Estes métodos podem ser classificados como métodos de contagem de eventos (*event counting methods*) e métodos de verossimilhança (*likelihood methods*). Os métodos de contagem de eventos utilizam uma definição prévia de uma região para o sinal, e assim determinam o número observado de eventos de sinal e de fundo. Os métodos de verossimilhança são particularmente úteis em análises contendo baixa estatística de dados. Eles podem ser utilizados para extrair o número de eventos de sinal e de fundo, ajustando uma ou mais distribuições para discriminá-los. Em particular, o método de verossimilhança permite usar a própria função de verossimilhança para determinar a significância de um sinal [79–81]. Geralmente se considera duas funções de verossimilhança, uma que representa somente o fundo (\mathcal{L}_b) e uma outra, que assume a presença conjunta de sinal e fundo (\mathcal{L}_{s+b}). A razão das funções de verossimilhança (Q) fornece um poderoso teste estatístico, que é utilizado em diversas aplicações em Física de Altas Energias envolvendo a procura de novos sinais (exemplo: procura do Higgs no LEP).

$$Q = \frac{\mathcal{L}_{s+b}}{\mathcal{L}_b} \quad (4.1)$$

Esta definição é usada como teste estatístico, para distinguir as duas hipóteses. Para uma "grande estatística", justifica-se usar a distribuição gaussiana para descrever

as distribuições do número de eventos observados em cada *bin* dos histogramas. O $\ln Q$ corresponde à metade da diferença entre o χ^2 do sinal mais o fundo e o mesmo valor dele para hipótese de haver somente o fundo. A definição da significância é baseada no seguinte estimador:

$$S_{\mathcal{L}} = \sqrt{2 \ln (\mathcal{L}_{s+b} / \mathcal{L}_b)} = \sqrt{2 \ln Q}, \quad (4.2)$$

onde as funções de verossimilhança \mathcal{L}_{s+b} e \mathcal{L}_b são definidos como:

$$\mathcal{L}_{s+b} = \frac{(\lambda_s + \lambda_b)^N}{N!} e^{-(\lambda_s + \lambda_b)} \prod_{i=1}^N \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_s + \lambda_b} p_s(m_i; \mu, \sigma, \sigma_Z) + \frac{\lambda_b}{\lambda_s + \lambda_b} p_b(m_i; k, \alpha) \right), \quad (4.3)$$

$$\mathcal{L}_b = \frac{\lambda_b^N}{N!} e^{-\lambda_b} \prod_{i=1}^N p_b(m_i) \quad (4.4)$$

Nestas funções, λ_s e λ_b são os números esperados de sinal e fundo, μ é o valor esperado para massa do Z' , m_i é a amostra de di-múons e N é o número total de di-múons no intervalo de massa do ajuste. A justificativa para considerar $S_{\mathcal{L}}$ a significância conforme apresentada pela Eq.4.2 vem do teorema de Wilks [82]. Este teorema afirma que no limite para grande estatística, $S_{\mathcal{L}}^2$ segue a distribuição de χ^2 , com o número de graus de liberdade igual a diferença entre o número de parâmetros livres do sinal mais fundo e apenas o fundo. Assim, no caso do número de graus de liberdade ser igual a 1, a distribuição de $S_{\mathcal{L}}$ é dada pela metade positiva da distribuição gaussiana. Portanto, $S_{\mathcal{L}}$ representa o número de desvios-padrão que a medida se situa em relação ao valor previsto pela hipótese de apenas o fundo (hipótese nula)¹. As funções de probabilidade (p_s e p_b) estão definidas na próxima seção.

4.2.2 Estimativa do Potencial de Descoberta do Bóson Z' no canal de di-múons

Como comentamos anteriormente, o método de verossimilhança foi escolhido para quantificar a significância do sinal. A partir dele, se obtém um limite de descoberta para o bóson Z' , utilizando a razão entre as funções de verossimilhança da hipótese nula (fundo) e da hipótese alternativa (sinal + fundo) [83, 84].

O teste utilizado na análise consistiu em estimar a existência da ressonância, através da distribuição da massa invariante do par de di-múons ($M_{\mu\mu}$), como visto na figura 56. A partir deste teste foram realizadas diversas simulações de Monte Carlo (1000 experimentos para cada amostra estudada), onde ajustamos a distribuição $M_{\mu\mu}$ utilizando

¹Quando fixamos m_0 e Γ na Eq.4.5 está é a condição onde o número de graus de liberdade é igual a 1.

o método da máxima verossimilhança. O modelo de função de densidade de probabilidade p (*Probability Density Function*-PDF) e que descreve o espectro de massa dos observáveis é

$$p(M_{\mu\mu}; f_s, m_0, \Gamma) = f_s \cdot p_s(M_{\mu\mu}; m_0, \Gamma) + (1 - f_s) \cdot p_b(M_{\mu\mu}), \quad (4.5)$$

onde:

- p_s , a PDF do sinal, é uma convolução entre uma Breit-Wigner e uma gaussiana que representa a resolução de massa (*smearing*), obtida através de um ajuste da distribuição de $\left(\frac{M_{\mu\mu}^{rec} - M_{\mu\mu}^{gen}}{M_{\mu\mu}^{gen}}\right)$, onde $M_{\mu\mu}^{gen}$ e $M_{\mu\mu}^{rec}$ corresponde aos valores de massa invariante gerada e reconstruída. A figura 55 mostra a resolução de massa invariante para cada amostra de sinal;
- p_b , a PDF do fundo, é modelada como uma exponencial, $exp(-k \cdot M_{\mu\mu}^{0,3})$, onde o parâmetro k é determinado através do ajuste dos eventos Drell-Yan. Para valores de $k = 2,0$, temos uma boa descrição da forma do fundo numa região de massa entre 400 até 5000 GeV;
- f_s é a fração de eventos de sinal, definida por $f_s = N_s / (N_s + N_b)$, onde N_s é o número de eventos de sinal e N_b o número de eventos de fundo;
- m_0 representa o pico de massa;
- Γ é a largura total na metade da altura máxima (*FWHM-Full Width at Half Maximum*) do sinal.

Para determinarmos o potencial de descoberta do canal $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ com 5σ , utilizamos o estimador descrito na Eq.4.2. Para tanto, fixamos m_0 e Γ ao ajustar a PDF descrita na Eq.4.5. Na figura 57, apresentamos alguns experimentos de MC e os respectivos ajustes para um Z' de massa de 1 TeV. Assim, conseguimos estimar a luminosidade integrada necessária para encontrar o Z' nos diferentes valores de massa. Os valores encontrados para o Z' do modelo 331 mínimo estão na tabela 12.

| – | 1 TeV/ c^2 | 1.5 TeV/ c^2 | 2 TeV/ c^2 | Lumi. int. (fb^{-1}) |
|-------------------|----------------|----------------|---------------|--------------------------|
| $S_{\mathcal{L}}$ | $5,9 \pm 0,1$ | $1,4 \pm 0,9$ | $0,2 \pm 1,0$ | 0,1 |
| $S_{\mathcal{L}}$ | $8,4 \pm 0,1$ | $1,8 \pm 0,1$ | $0,3 \pm 1,3$ | 0,2 |
| $S_{\mathcal{L}}$ | $10,4 \pm 0,1$ | $2,6 \pm 0,1$ | $0,5 \pm 1,5$ | 0,3 |

Tabela 12: Os valores obtidos pelo estimador ($S_{\mathcal{L}}$) da Eq.4.2 para o Z' do modelo o 331 para uma luminosidade integrada de 0,1, 0,2 e 0,3 fb^{-1} . As incertezas apresentadas acima são somente estatísticas.

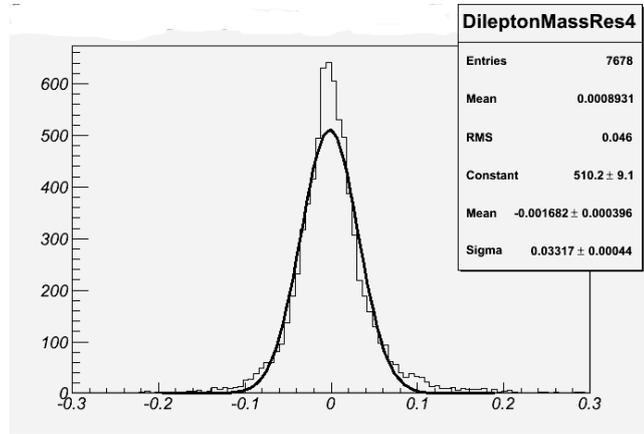
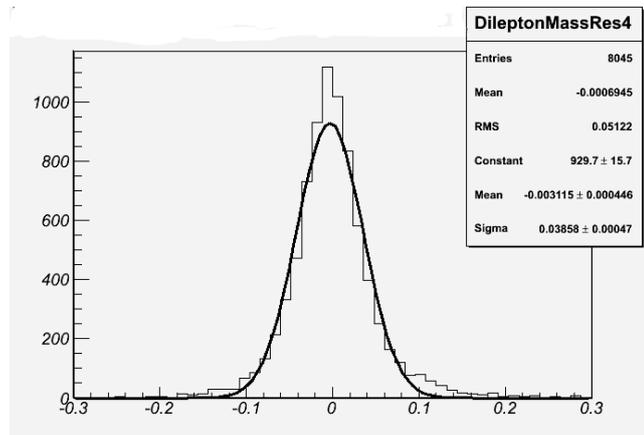
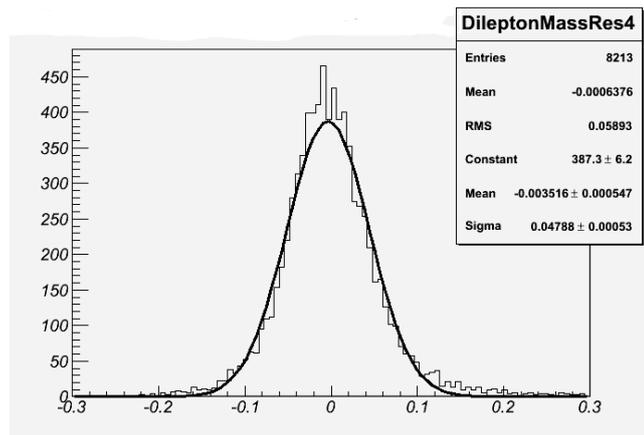
(a) Amostra de sinal com Z' de 1 TeV.(b) Amostra de sinal com Z' de 1,5 TeV.(c) Amostra de sinal com Z' de 2 TeV.

Figura 55: Resolução de massa invariante definida como: $\left(\frac{M_{\mu\mu}^{rec} - M_{\mu\mu}^{gen}}{M_{\mu\mu}^{gen}}\right)$, onde $M_{\mu\mu}^{gen}$ e $M_{\mu\mu}^{rec}$ corresponde aos valores de massa invariante gerada e reconstruída para cada amostra de sinal com seus respectivos ajustes gaussianos.

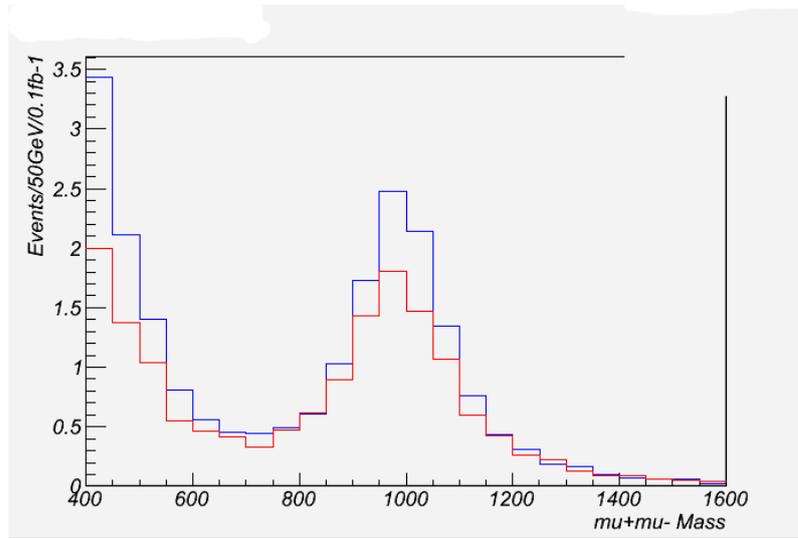
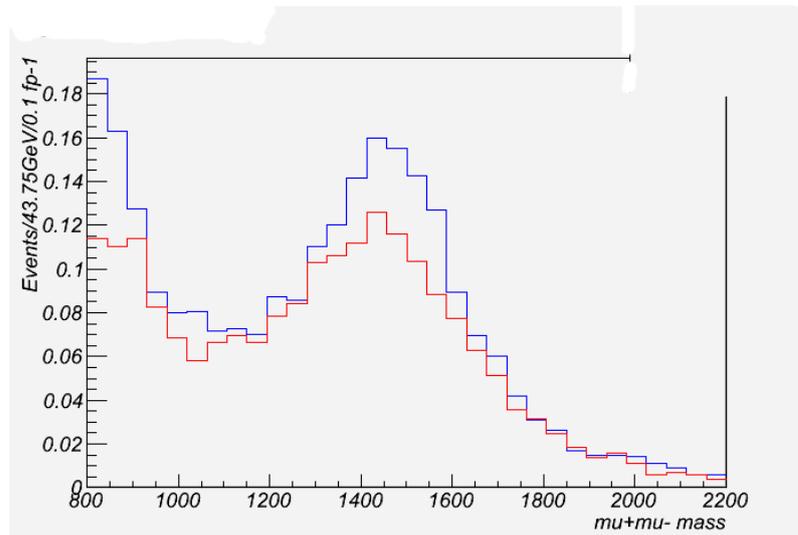
(a) Amostra de sinal com Z' de 1 TeV.(b) Amostra de sinal com Z' de 1,5 TeV.

Figura 56: Distribuição de massa invariante para cada amostra de sinal. Em azul, temos a distribuição gerada e em vermelho a reconstruída.

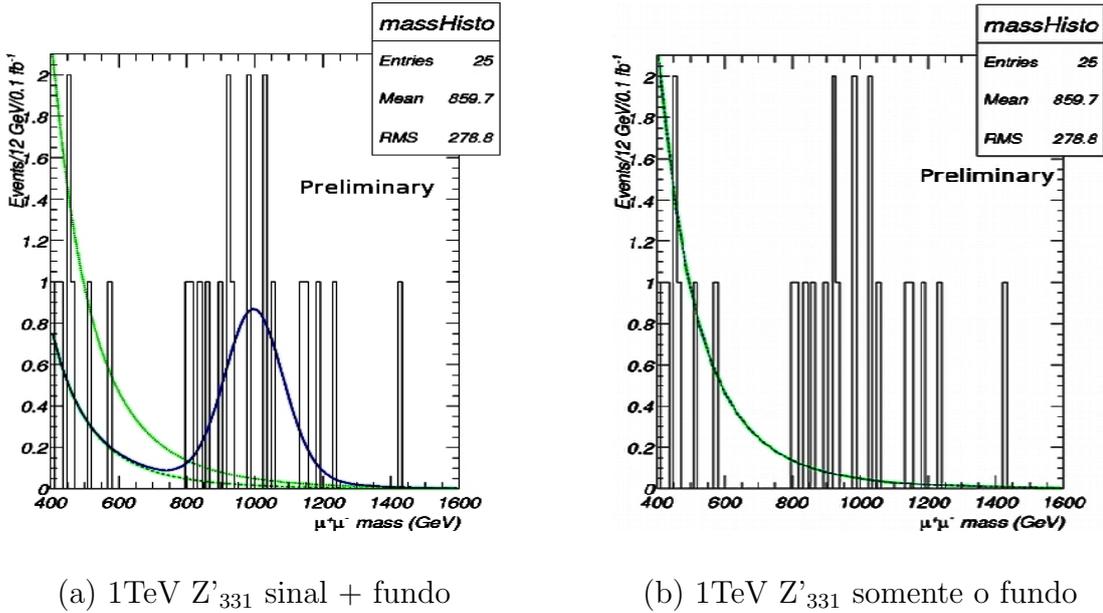


Figura 57: Exemplo da simulação de MC e do resultado do sinal+fundo e com somente o fundo dos ajustes de *unbinned likelihood* para a $M_{\mu^+\mu^-}$ de 1TeV usando o modelo 331. Na linha azul, temos sinal+fundo (Eq.4.5); na linha tracejada verde as componentes do ajuste do fundo e a linha pontilhada verde o ajuste de somente o fundo quando a fração de eventos (f_s) na Eq.4.5 é fixada em zero. Este estudo foi feito para uma luminosidade integrada de 100 pb^{-1} .

Em nossos estudos, não levamos em conta o desalinhamento do sistema de múons, pois na simulação rápida do CMS este algoritmo ainda não foi implementado. Logo, utilizamos as condições do detector com alinhamento ideal. Na figura 58, temos a luminosidade integrada necessária para encontrar um sinal com 5σ de significância, como função da massa do Z' e na tabela 13 o número de eventos de sinal com aproximadamente 5σ de significância para diferentes valores de massa do Z' . Assim, concluímos que o Z' do modelo 331 com massa em torno de 1 TeV, poderá ser encontrado nos primeiros dados do LHC, com uma luminosidade integrada de $0,1 \text{ fb}^{-1}$.

| $M_{Z'}$ | $S_{\mathcal{L}}$ | Número de eventos |
|----------|-------------------|-------------------|
| 1 | $5,0 \pm 0,1$ | $7,7 \pm 0,13$ |
| 1,5 | $4,9 \pm 0,2$ | $6,2 \pm 0,2$ |

Tabela 13: Número de eventos de sinal com 5σ de significância para alguns valores de massa do Z' .

4.3 Estudo das fontes de incertezas sistemáticas associadas à procura do Z'

As principais fontes de incerteza sistemáticas associadas à procura do Z' podem ser classificadas em três grandes grupos:

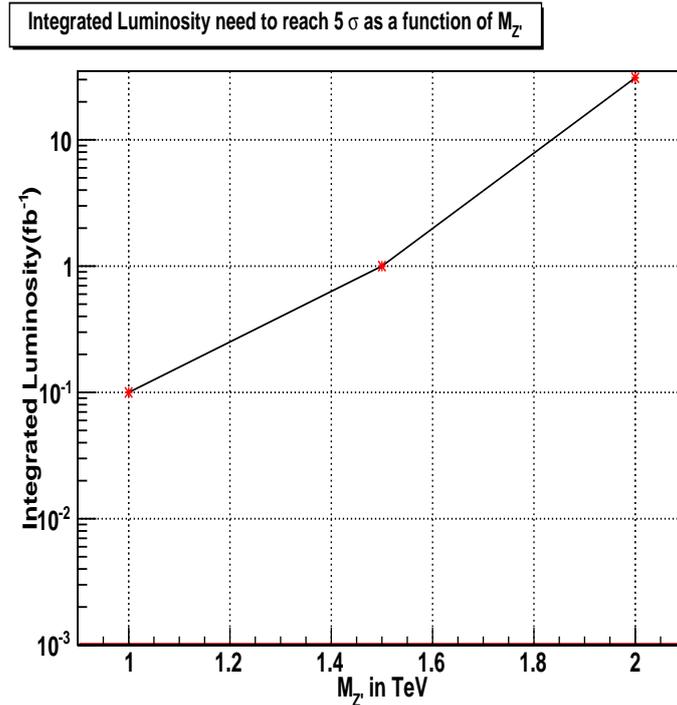


Figura 58: Estudo da luminosidade integrada necessária para encontrar um sinal com significância de 5σ como função da massa do Z' do modelo 331.

- incertezas teóricas como função da distribuição partônica, correções de ordem superior da QCD e a escala do processo duro;
- incertezas na performance do detector como alinhamento, calibração e campo magnético;
- incertezas associadas ao procedimento de ajuste como forma funcional do fundo, forma funcional da PDFs, resolução de massa e etc.

A seguir, descreveremos com mais detalhes o impacto destas fontes de incertezas na análise e no final da seção apresentamos um resumo (tabela 16) das principais fontes de incertezas da análise.

4.3.1 Incertezas teóricas

4.3.1.1 Escala de processo duro

A dependência dos observáveis com a escala de renormalização e fatorização (μ_R e μ_F) não é física. Ela é considerada como uma estimativa aproximada da incerteza decorrente da omissão de termos de ordem superior da QCD. Para estimar esta fonte de incerteza variamos o fator de escala μ em uma faixa de $\mu/2 < \mu < 2\mu$ em torno de $\mu = \sqrt{M_{\mu\mu}}$. Nossos resultados para seção de choque é de $\pm 3,32\%$ para um Z' de 1TeV e $\pm 10,32\%$ para o de 1,5TeV.

4.3.1.2 Correção de ordem superior da QCD e escolha da PDF

As funções de distribuição partônica (*Parton Distribution Function*-PDF) carregam a fração de momentum dos prótons iniciais em escala de Q^2 . O principal objetivo do estudo das incertezas da PDF é avaliá-las caracterizando o conhecimento atual destas PDFs. No experimento CMS o estudo destas incertezas foi exaustivamente realizado usando o programa LHAPDF [85, 86], que possibilita a avaliação das incertezas usando diferentes distribuições de probabilidade. Em nossa análise utilizamos as mesmas estimativas de outras análises do Z' da colaboração CMS, que constam da tabela 14 [87]. Como utilizamos o PYTHIA para a hadronização das nossas amostras, podemos aplicar as mesmas estimativas para correções de ordem superior da QCD. Nestas estimativas, foi usado um fator de ordem superior da QCD K_{QCD}^{NNLO} de 1,35 para reescalonar a seção de choque produzida pelo MC para sinal e fundo irreduzível.

| Fonte de incerteza: | Valores: |
|--|----------------------|
| Correções de ordem superior da QCD, ΔK_{QCD} | $\pm 0,05$ |
| Impacto da PDF ΔK_{PDF} usando CTEQ 6.1M | $\pm 1,30$ para NNLO |

Tabela 14: Impacto das demais fontes de incerteza teórica na análise do $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Todas as fontes de incerteza descritas acima são dependentes da massa da ressonância. Por isso, combinamos todas em quadratura, resultando em uma incerteza de $\pm 5\%$ para $M_{\mu\mu}$ de 1 TeV em NNLO. A seguir, vamos comentar as demais fontes de incertezas consideradas em nossa análise.

4.3.2 Incertezas na performance do detector

O elemento chave na performance da reconstrução dos múons de alto p_t e portanto na busca do Z' , é o alinhamento do sistema de rastreamento e do sistema de múons. Os múons de alto p_t são influenciados pelo alinhamento do sistema de rastreamento, que é essencial na reconstrução dos múons na escala de TeV.

Como a simulação rápida do CMS não possui a capacidade de reproduzir o impacto do desalinhamento no sistema de múons, não foi possível estimar diretamente a contribuição desta fonte de incerteza na análise. Entretanto, consideramos os valores obtidos em outros estudos sobre o Z' que são: 7,5% na largura da resolução de massa invariante para o Z' de 1TeV e 13% para o 2TeV. Isto se justifica pelo fato de que a resolução destes múons de alto p_t não depende do mecanismo de produção do múon [88].

4.3.3 Incertezas associadas ao procedimento de ajuste e na resolução de massa

Para estimar a incerteza na resolução de massa invariante, modificamos a forma da reconstrução da massa invariante do par de múons, com uma segunda gaussiana, fazendo um *smearing*² adicional. Isto foi aplicado tanto para o sinal, quanto para o fundo, e com isso podemos comparar os valores do estimador de significância com e sem *smearing* adicional. O resultado deste estudo está na tabela 15, onde apresentamos o impacto deste teste na largura do Z' ($\Delta\Gamma_{Z_{331}}$) e do estimador $\Delta S_{\mathcal{L}}$.

| – | 1 TeV/ c^2 (%) | 1,5 TeV/ c^2 (%) | 2 TeV/ c^2 (%) |
|--------------------------|------------------|--------------------|------------------|
| $\Delta S_{\mathcal{L}}$ | 2,90 | 1,95 | 2,96 |
| $\Delta\Gamma_{Z_{331}}$ | 2,09 | 7,93 | 7,74 |

Tabela 15: Impacto das incertezas na massa invariante após aplicar *smearing* adicional para valores reconstruídos de $M_{\mu\mu}$, para o sinal e o fundo.

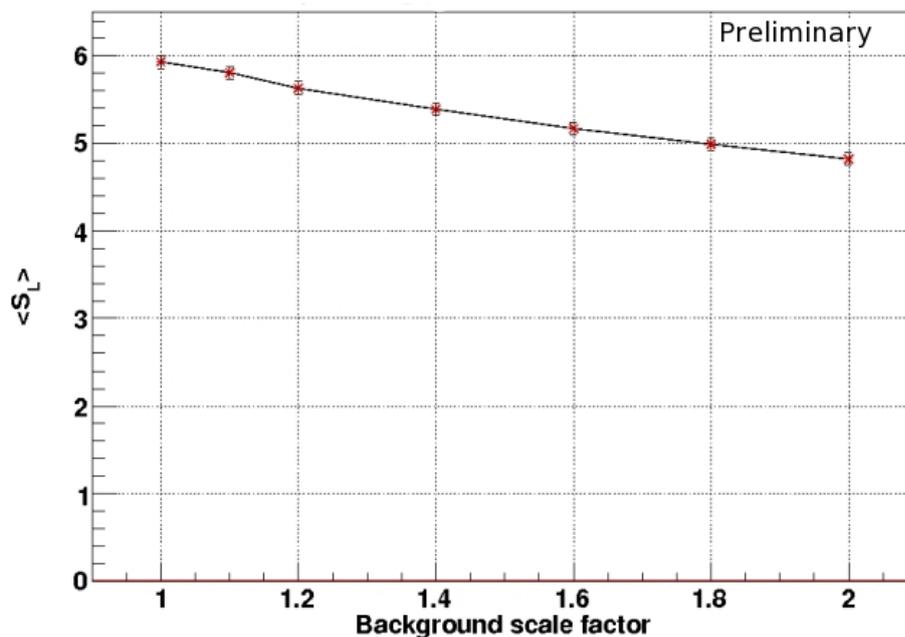


Figura 59: Valor médio da significância do sinal como função do fator de fundo (*background scale factor*) para o bóson Z' .

A forma do fundo é uma outra fonte de incerteza nesta análise. Em uma análise com dados reais, podemos ajustar a forma do MC na região de baixa massa, onde temos alta estatística de eventos de fundo. Nosso interesse principal é explorar o impacto de flutuações do fundo na significância do sinal. Para isso, modificamos a PDF do fundo (p_b na Eq.4.5) por uma constante f entre 1,0 e 2,0 e recalculamos a significância para cada

²efeito de resolução do detector

| | |
|---------------------------------|---|
| Escala de Processo Duro | $\pm 3,32\%$ para um Z' de 1TeV. |
| Correções de alta ordem da QCD | $\pm 0,05$. |
| Impacto da PDF ΔK_{PDF} | $\pm 1,30$ para NNLO. |
| Alinhamento das câmaras | 7,5% para o Z' de 1TeV. |
| Incerteza no ajuste | 2,0-18,7 %, usando o estimador de verossimilhança $S_{\mathcal{L}}$. |
| Incerteza na resolução | 2,90% no estimador e 2,09% na Γ do bóson de 1TeV. |

Tabela 16: Resumo das fontes de incerteza estudadas na análise do $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

valor, usando a amostra de 1TeV com luminosidade integrada de $0,1 \text{ fb}^{-1}$. O resultado deste teste é apresentado na figura 59. O impacto disso é quantificado em uma variação na significância do sinal entre 2,0-18,7 %, usando o estimador de verossimilhança $S_{\mathcal{L}}$. A tabela 16 apresenta um resumo das fontes de incerteza da análise e na tabela 17 o impacto destas fontes incertezas no valores do estimador $S_{\mathcal{L}}$ com 5σ de significância onde apresentamos as incertezas estatísticas e as sistemáticas³ respectivamente.

| $M_{Z'}$ | $S_{\mathcal{L}}$ | Lumi. int. (fb^{-1}) |
|----------|------------------------|---------------------------------|
| 1,0 | $5,0 \pm 0,1 \pm 1,30$ | 0,1 |
| 1,5 | $4,9 \pm 0,2 \pm 1,32$ | 1,0 |

Tabela 17: Valores obtidos pelo estimador $S_{\mathcal{L}}$ com suas respectivas incertezas associadas (estatísticas e as sistemáticas) para alguns valores de massa do Z' .

4.4 Explorando os bi-léptons duplamente carregados do modelo 331 no canal de 4 léptons de estado final

Os bi-léptons ($Y^{++/--}$) são uma assinatura única dos modelos 331. A principal motivação desta parte da análise é a busca por pares de bi-léptons duplamente carregados decaindo em 4 léptons de estado final ($Z' \rightarrow Y^{++}Y^{--} \rightarrow ee\mu\mu$). Esta é uma característica que permite distinguir o 331 de demais modelos contendo Z' . A seguir apresentaremos nossos resultados preliminares referente ao potencial de descoberta dos bi-léptons vetoriais no experimento CMS.

4.4.1 Reconstrução dos léptons, identificação e isolamento

Na reconstrução dos eventos de bi-léptons utilizamos a mesma técnica usada no estudo do decaimento de Higgs em 4 léptons no experimento CMS. A identificação dos léptons isolados que surgem do vértice primário dos eventos permite uma drástica redução

³Os valores da incertezas sistemáticas foram obtidos através da soma em quadratura de todas as fontes descritas nesta seção.

dos eventos falsos oriundos de QCD. A eficiência de reconstrução para os *single muons* é de 98,3 % e na figura 60 temos a eficiência em função de η , usando a reconstrução global.

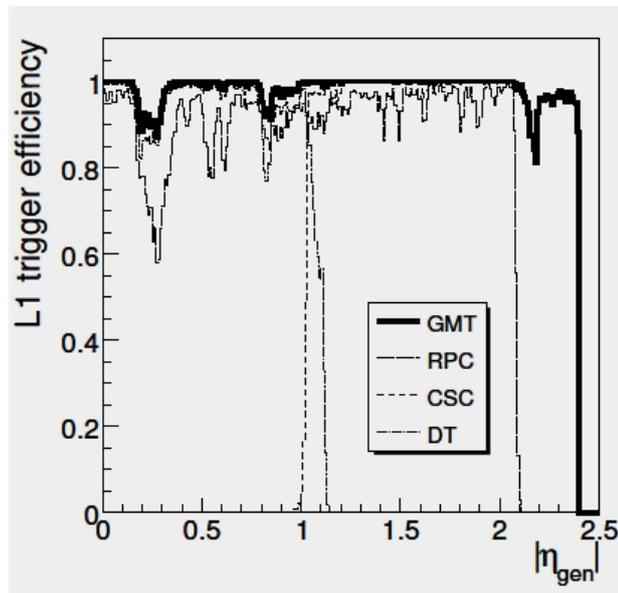


Figura 60: Eficiência em função de η para *single muons* usando a reconstrução global de múons.

O elétron isolado é definido por um cone com raio $R_{iso} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$, em torno da direção do elétron. Os traços que estão fora do raio do cone interno de veto (R_{veto}) e que obedecem à condição de $R_{veto} < R_{iso}$ em torno da direção do elétron, bem como os próprios candidatos a traços de elétrons, não são considerados. O isolamento é imposto sobre a soma do momentum transversal dos traços dentro do cone, dividido pelo momentum transversal dos elétrons ($\sum p_t^{track}/p_t$). Adotamos o valor de corte usado nos estudos dos decaimentos do Higgs do canal de 4 léptons do CMS, pois a topologia dos eventos é semelhante, o que possibilita uma boa performance para rejeição de fundo e de seleção de sinal. Todos os parâmetros de isolamento, $R_{iso} = 0,25$ e $R_{veto} = 0,015$ para traços $p_t < 1\text{GeV}$, foram otimizados para permitir a melhor rejeição do fundo proveniente de $t\bar{t}$ e fornecer uma alta eficiência do sinal (seção 4.1.2 da Ref. [89]). Para o isolamento do elétron também usamos a informação do ECAL, que permite um grande poder de rejeição para falsos léptons. A informação do HCAL é um critério adicional para a supressão de falsos elétrons primários oriundos de jatos de QCD.

No caso do múon, o grau de isolamento pode ser quantificado através da energia e momentum das partículas no cone em torno do traço do múon. O cone de isolamento (figura 61) é definido no espaço $\eta - \phi$ em torno dos múons com o raio (R_{iso}), sendo $R_{iso} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$. A fim de subtrair o traço (e o depósito de energia) do próprio múon, um cone de veto interior (R_{veto}) é também definido em torno do múon e os valores dos raios são respectivamente $R_{iso} = 0,3$ e $R_{veto} = 0,015$. Eles foram definidos para otimizar

a análise e suprimir as principais fontes de fundo (seção 6 da Ref. [89]). Caso um ou mais múons estejam no mesmo cone, a contribuição extra dos múons é subtraída. Assim como no caso do elétron isolado, o múon isolado também usa as informações do ECAL ($\mu_{IsoECAL}$) do HCAL ($\mu_{IsoHCAL}$) e do sistema de rastreamento ($\mu_{IsoTracker}$) para obter uma excelente forma de distinção entre o sinal e fundo, para reduzir o fundo de $t\bar{t}$ e QCD. A seleção do múon obedece ainda à relação $\mu_{Iso} = 2\mu_{IsoTracker} + 1.5\mu_{IsoECAL} + \mu_{IsoHCAL}$.

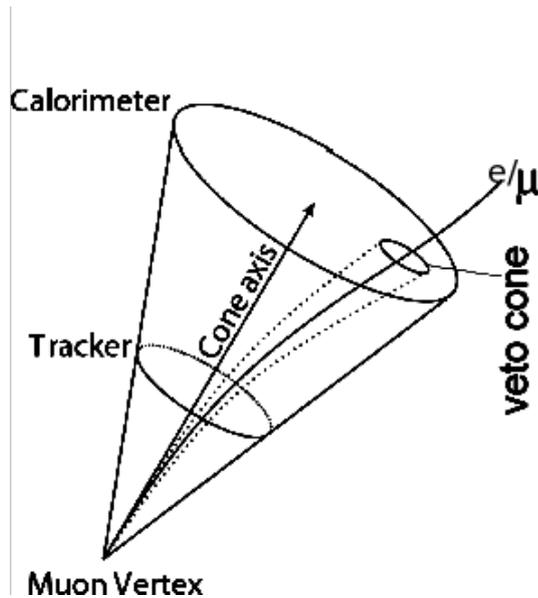


Figura 61: Forma do cone para léptons isolados.

4.4.2 Seleção dos eventos

Na primeira etapa de pré-seleção, o principal objetivo é preservar o máximo da eficiência de seleção do sinal e diminuir o tempo de processamento durante a análise. Para isso, é requerido pelo menos dois léptons com $p_t > 10$ GeV e um lépton adicional com $p_t > 5$ GeV. A eficiência para o sinal é obtida para todos os 4 léptons que foram gerados dentro da área de aceitação do detector e que foram registrados pelo algoritmo de HLT. As características dos *triggers* se encontram na tabela 18. A tabela 19 apresenta a eficiência dos eventos que passaram pelo HLT para diferentes amostras de sinal durante a pré-seleção e a tabela 20 apresenta os eventos selecionados em cada um dos tipos de *triggers*.

| Tipo de Trigger: | Limite de p_t do L1 (GeV) | Limite de p_t do HLT (GeV) |
|---|-----------------------------|------------------------------|
| <i>Single Isolated e</i> | 12,0 | 15,0 |
| <i>Double Isolated e</i> | 8,0 | 10,0 |
| <i>Single Isolated μ</i> | 7,0 | 11,0 |
| <i>Double Isolated μ</i> | 0,0 | 3,0 |

Tabela 18: Limites de p_t para seleção de elétrons e múons dos *trigger* de L1 e de HLT.

| Massa do Z' | ϵ (%) |
|------------------------------------|----------------|
| $Z_{331} M_{Z'} = 1,0 \text{ TeV}$ | 99,54 |
| $Z_{331} M_{Z'} = 2,0 \text{ TeV}$ | 99,63 |
| $Z_{331} M_{Z'} = 3,1 \text{ TeV}$ | 99,66 |

Tabela 19: Eficiências de HLT para as amostras do sinal para diferentes valores de massa do Z' .

| Tipo de Trigger: | N. de evts (1,0TeV) | N. de evts (2,0TeV) | N. de evts (3,1TeV) |
|---|---------------------|---------------------|---------------------|
| <i>Single Isolated e</i> | 39685 | 39744 | 39739 |
| <i>Double Isolated e</i> | 36551 | 36451 | 36337 |
| <i>Single Isolated μ</i> | 38621 | 38451 | 37970 |
| <i>Double Isolated μ</i> | 35927 | 34035 | 30997 |

Tabela 20: Número de eventos selecionados por cada *trigger* em diferentes amostras de sinal.

Na etapa seguinte de seleção, aplicamos cortes a fim de suprimir eventos falsos. Dividimos em 4 itens esta seleção:

- pelo menos dois pares de léptons com a mesma carga. Os elétrons são selecionados quando possuem $p_t > 5$ GeV e estejam na região de $|\eta| < 2.5$. Os múons satisfazem a seguinte seleção: $p_t > 5$ GeV na região do barril e a seleção $p_t > 3$ GeV e $P > 9$ GeV na região dos *endcaps*;
- massa invariante de um par de léptons de mesma carga tem que ser maior do que 12 GeV;
- massa invariante de dois pares de léptons de mesma carga tem que ser maior do que 100 GeV;
- todos os canais devem ter pelo menos 4 traços (*loose track*), sendo múons ou elétrons isolados. Os candidatos a elétrons são definidos como $\sum p_t^{track}/p_t < 0.7$ e para os múons isolados aplicamos um critério de corte de $\mu\text{Iso} < 60$, onde μIso é a combinação da informação dos múons isolados detectados na calorímetro e no sistema de múons [89].

A seleção na massa invariante de um par de léptons suprime ressonâncias de baixa massa e o corte na massa invariante de dois pares de léptons de mesma carga suprime eventos combinatórios. A tabela 21 apresenta a eficiência de seleção dos léptons isolados para cada uma das amostras de sinal e no final da seção, na tabela 23, o número de léptons isolados selecionados nas amostras de fundo.

| Massa do Z' | ϵ_{2e} (%) | $\epsilon_{2\mu}$ (%) | $\epsilon_{(2\mu, 2e)}$ isolados (%) |
|----------------------------|---------------------|-----------------------|--------------------------------------|
| $Z_{331} M_{Z'} = 1,0$ TeV | 99,25 | 93,77 | 93,76 |
| $Z_{331} M_{Z'} = 2,0$ TeV | 99,37 | 93,93 | 93,92 |
| $Z_{331} M_{Z'} = 3,1$ TeV | 99,50 | 94,39 | 94,39 |

Tabela 21: Eficiências de seleção de pares de léptons e léptons isolados para as amostras de sinal, para diferentes valores de massa da ressonância.

A principal vantagem desta seleção é eliminar possíveis eventos falsos, sem prejudicar a eficiência do sinal. Os valores de eficiência obtidos em cada etapa da seleção como função da massa do Z' estão na figura 62. Nesta figura, observamos a eficiência de seleção para diversas etapas sendo que:

- cerca de 90 % dos eventos selecionados possuem bi-léptons decaindo em um par de múons de mesma carga;
- entre 82-84 % dos eventos possuem bi-léptons oriundos de dois pósitrons;

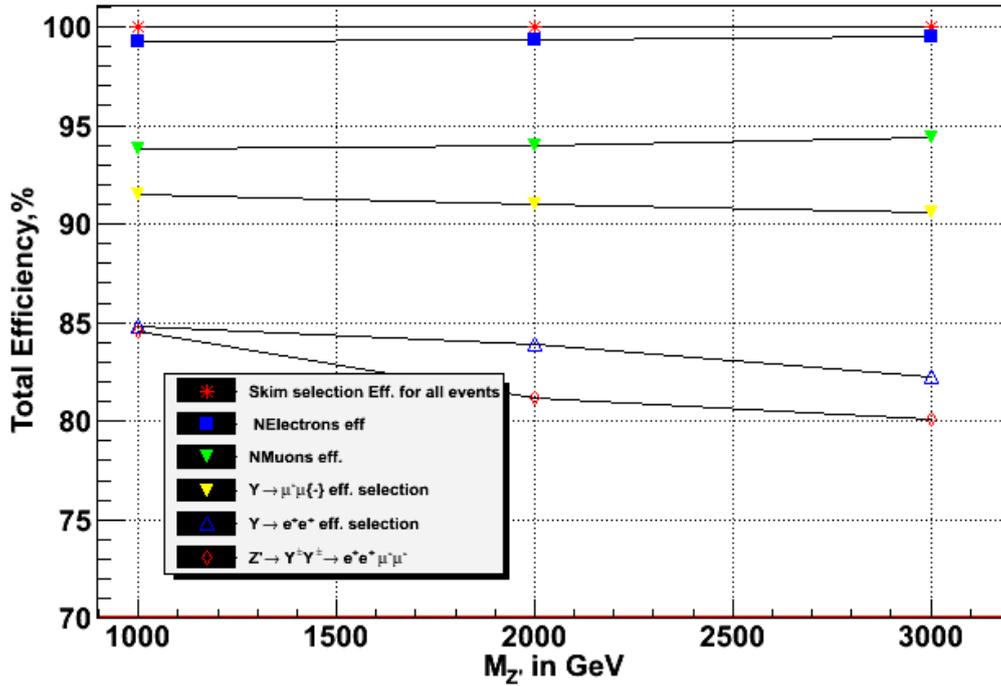


Figura 62: Eficiência de seleção de eventos para os estudos dos bi-léptons como função da massa do Z' para diferentes etapas.

- e a seleção de eventos com $Z' \rightarrow Y^{++}Y^{--} \rightarrow \mu\mu ee$ (com cargas iguais) está entre 80-84 % na região de massa do Z' de 1 - 3 TeV.

Apresentamos na tabela 22 os valores de eficiência de seleção do HLT para cada uma das amostras de fundo que passaram por nossa pré-seleção. Os mesmos algoritmos de HLT foram usados tanto para o sinal quanto para o fundo. Na tabela 23, observamos que os cortes suprimem fortemente o fundo proveniente de QCD e ZZ, restando somente poucos eventos de $t\bar{t}$ +jatos, que podemos considerar o fundo redutível (0,07% dos eventos que passaram na pré-seleção). O impacto dos cortes no sinal é em torno de 16-20% dos eventos que passaram na pré-seleção.

| Descrição das Amostras: | ϵ de HLT (%) : |
|-----------------------------|-------------------------|
| QCD di-jets, $p_T > 15$ GeV | 6,73 |
| $t\bar{t}$ + jatos | 22,87 |
| ZZ + jatos | 15,23 |

Tabela 22: Percentual de eventos que passaram na pré-seleção que foram identificados e registrados pelos algoritmos de HLT do CMS para as amostras de QCD, $t\bar{t}$ + jatos e ZZ+ jatos.

| Descrição das Amostras: | QCD di-jets | ZZ+ jatos | $t\bar{t}$ + jatos |
|---------------------------------------|-------------|-----------|--------------------|
| Núm. da pré-seleção | 495,11 | 2998 | 3232 |
| Núm. de elétrons | 52,33 | 313 | 512 |
| Núm. de múons | 18,22 | 16 | 88 |
| Núm. de elétrons isolados | 15,67 | 15 | 81 |
| Núm. de múons isolados | 2,11 | 5 | 49 |
| Núm. de $Y \rightarrow ee$ | 0,11 | 2 | 19 |
| Núm. de $Y \rightarrow \mu\mu$ | 0,0 | 0 | 5 |
| Núm. de $Z' \rightarrow Y^{++}Y^{--}$ | 0,0 | 0 | 2 |

Tabela 23: Multiplicidade de eventos após os cortes de seleção para as amostras de QCD, $t\bar{t}$ + jatos, ZZ+ jatos.

4.4.3 Reconstrução dos bi-léptons

A reconstrução de massa invariante de cada par de léptons após os cortes é apresentado na figura 63. No caso onde mais de quatro léptons são encontrados em um dado evento, a ambigüidade é resolvida pela seleção de dois bi-léptons onde cada par de léptons tem o mais alto p_t . Quando exigimos dois bi-léptons por eventos, observamos uma drástica redução do eventos de fundo. O número de eventos de sinal esperados após todas as etapas de seleção estão na tabela 24.

| Massa do bi-léptons (GeV) | Número de eventos |
|---------------------------|-------------------|
| 272 | 26,04 |
| 544 | 0,16 |
| 843 | 0,002 |
| $t\bar{t}$ | 2,0 |

Tabela 24: Número de eventos esperados para cada amostra de sinal e o fundo de $t\bar{t}$ após toda a seleção para uma luminosidade integrada de 100 pb^{-1} .

Concluimos que os cortes de pré-seleção suprimem praticamente todos os falsos léptons decorrentes de jatos de processos de QCD e de $t\bar{t}$ + jatos, existentes no ruído de fundo. Somente dois eventos oriundos de $t\bar{t}$ + jatos passam pela seleção (tabela 23). Na figura 63 apresentamos a massa invariante para cada par de léptons, usando a amostra de sinal dos bi-léptons com massa $\approx 270 \text{ GeV}$. Na figura 64 apresentamos a massa invariante para cada par de léptons com o sinal e fundo e observamos que o fundo não contribui para a descoberta dos bi-léptons. Por isso, consideramos que não existe contribuição significativa do ruído de fundo no estudo do potencial de descoberta deste canal.

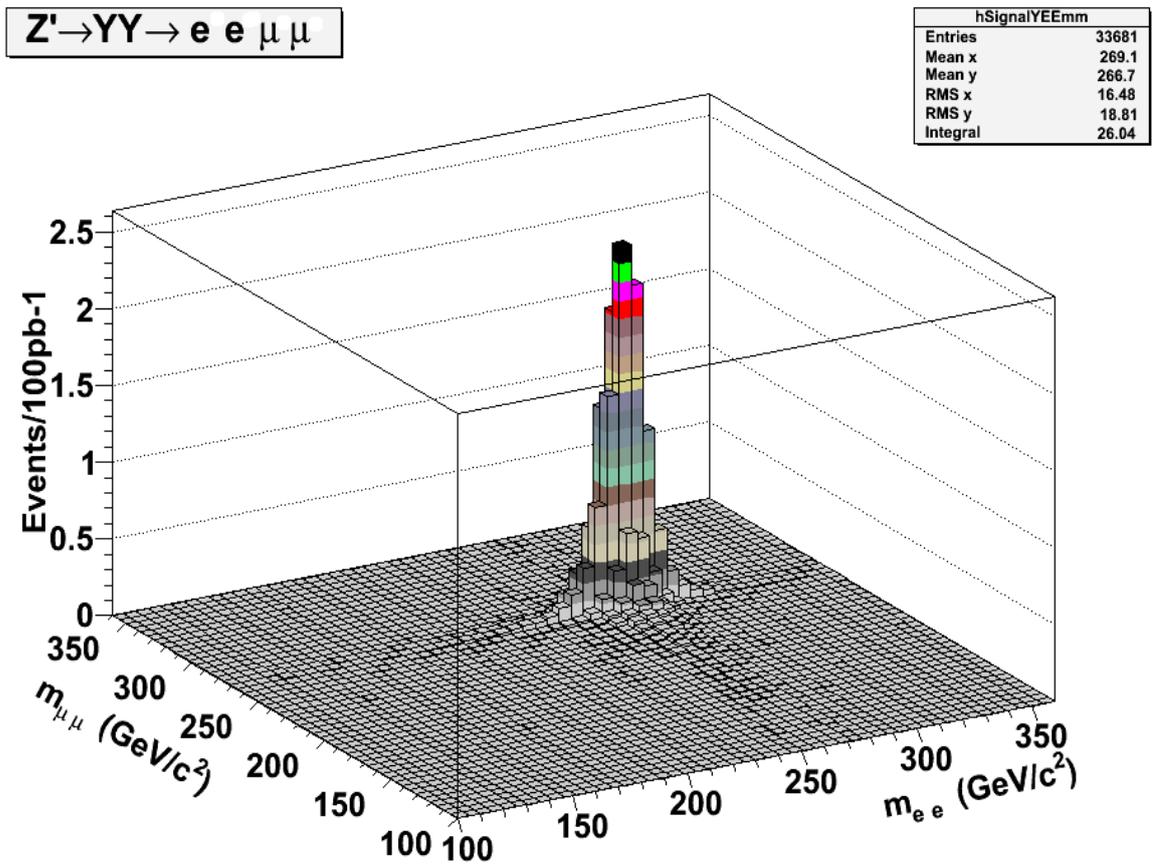


Figura 63: Massa invariante de cada par de léptons após a seleção na amostra de sinal de bi-léptons com massa ≈ 270 GeV.

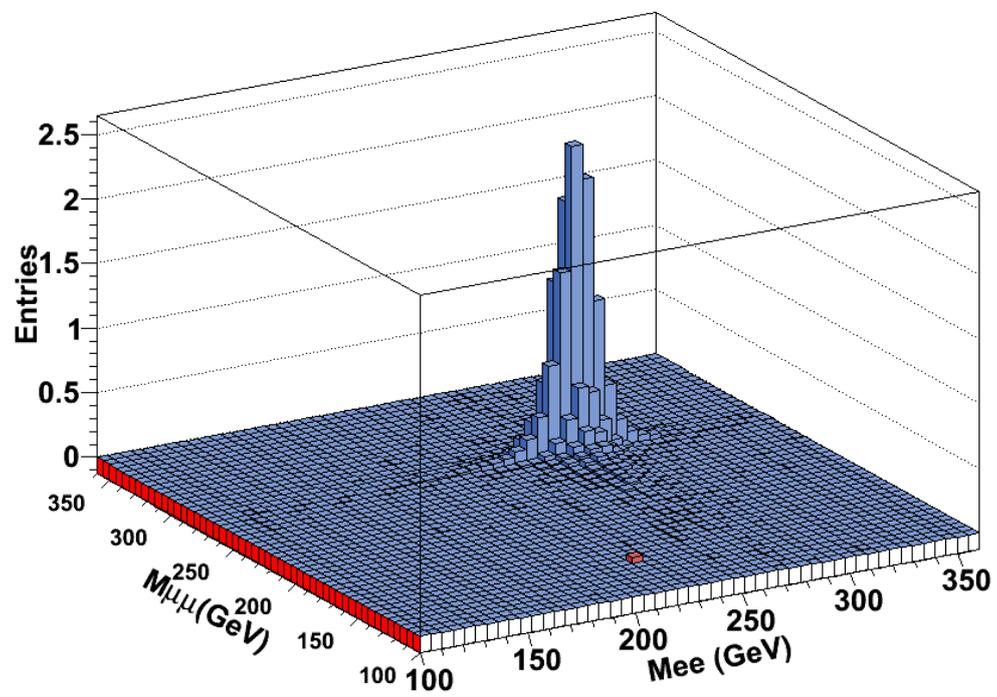


Figura 64: Massa invariante de cada par de léptons após a seleção na amostra de sinal de bi-léptons com massa 270 GeV sobreposto (*stacked*) com o fundo de $t\bar{t}$.

Para obter a massa dos bi-léptons, usamos uma função $F(M_{leptons})$ para fazer o ajuste da massa invariante de cada par de léptons de mesma carga

$$F(M_{leptons}) = A \exp\left(-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y - \bar{y})^2}{2\sigma_y^2}\right), \quad (4.6)$$

onde o coeficiente A corresponde à amplitude, \bar{x} e \bar{y} são os valores médios da massa invariante de cada par de léptons e σ^2 é a variância da distribuição. Na figura 65, apresentamos o ajuste para os bi-léptons com massa invariante de 272 GeV e na tabela 25 os valores da massa reconstruída obtidas por este ajuste.

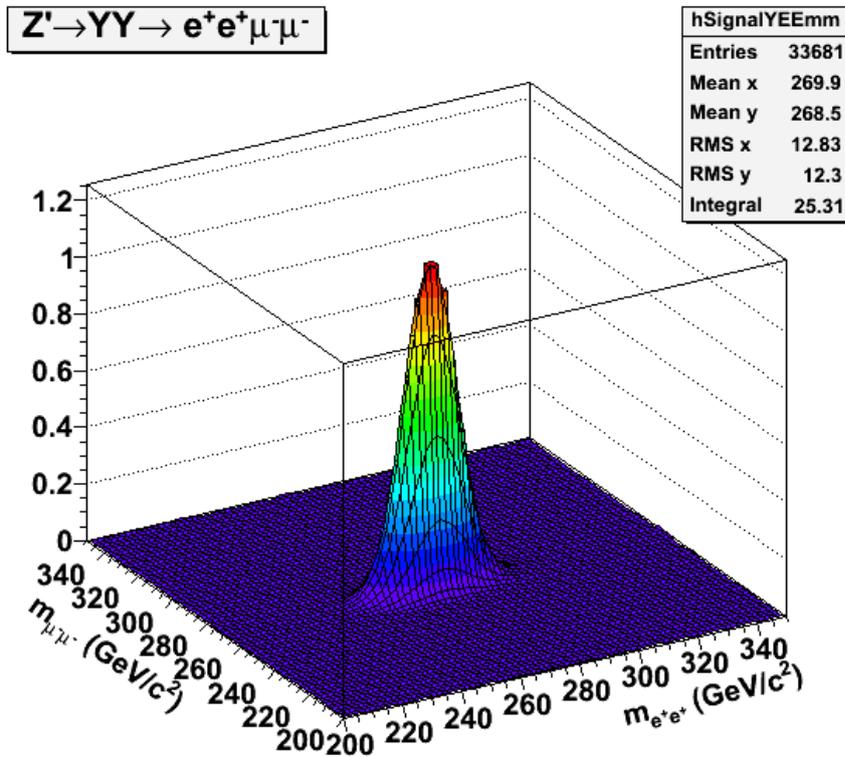


Figura 65: Ajuste utilizado na amostra de sinal dos bi-léptons.

| $M_{Y \rightarrow \mu\mu}^{rec}$ (GeV) | $M_{Y \rightarrow ee}^{rec}$ (GeV) |
|--|------------------------------------|
| $271,0 \pm 0,1$ | $270,5 \pm 1,9$ |
| $540,4 \pm 0,5$ | $540,4 \pm 0,2$ |

Tabela 25: Alguns dos valores obtidos para a massa reconstruída para os bi-léptons do canal de múons e de elétrons usando o ajuste de uma gaussiana em duas dimensões.

Como o canal de bi-léptons estudado não possui uma contribuição expressiva do fundo, podemos comparar (tabela 26) o número de eventos selecionados com Z' no canal de di-múons, com o número de bi-léptons no canal muônico, para uma luminosidade

integrada de 100 pb^{-1} . Como o número de eventos com bi-léptons do canal muônico é maior do que os de Z' , existe uma boa chance de se observar os bi-léptons antes de observar o Z' do canal de di-múons.

| Processo Físico | N. de Eventos |
|---|---------------|
| $Z' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ($M_{Z'}=1,0\text{TeV}$) | 7,74 |
| $Y \rightarrow \mu\mu$ ($M_{Y^\pm}= 272,0 \text{ GeV}$) | 26,04 |

Tabela 26: Número de eventos selecionados com Z' no canal de di-múons e de bi-léptons no canal muônico para uma luminosidade integrada de 100 pb^{-1} .

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS FUTURAS

Neste trabalho foi investigado as assinaturas experimentais dos novos bósons do modelo 331, o Z' decaindo em um par de múons de sinais opostos e os bi-léptons vetoriais duplamente carregados, decaindo em dois elétrons e dois múons. Estes canais foram escolhidos porque fornecem um sinal com um baixo nível de fundo. No canal do Z' decaindo em di-múons, estimamos o potencial de descoberta com a contribuição de um fundo irreduzível, o processo de Drell-Yan, usando o método de verossimilhança. Como pode ser visto na tabela 12, nossos estudos mostram que será necessário uma luminosidade integrada de 100 pb^{-1} para encontrar um sinal com 5σ de significância com massa de $M_{Z'} = 1 \text{ TeV}$. Logo, nos primeiros anos de tomadas de dados do LHC será possível observar o novo bóson Z' .

Os bi-léptons vetoriais duplamente carregados são uma assinatura única do modelo 331. Para a luminosidade integrada de 100 pb^{-1} (tabela 26), concluímos que será possível observar mais eventos de bi-léptons com massa de 272 GeV do que eventos com Z' com massa de 1 TeV . Estes resultados são um indicativo de que com uma luminosidade integrada abaixo de 100 pb^{-1} , já seria possível identificar os bi-léptons vetoriais duplamente carregados.

As perspectivas futuras deste trabalho envolvem comparar as primeiras tomadas de dados do LHC com as nossas estimativas a fim de obter um limite de exclusão do Z' e dos bi-léptons vetoriais do modelo 331. Além disso, iremos estender os estudos das assinaturas do modelo para processos com bi-léptons escalares, que serão um fundo no estudo do Higgs no canal de 4 léptons.

REFERÊNCIAS

- [1] HALZEN, F.; MARTIN, Alan D. Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics, 416p, Wiley, Janeiro 1964.
- [2] BARGER, Vernon D., Phillips; ROGER J.N. Collider Physics (Frontiers in Physics), 592 p., Addison Wesley Publishing Company,1987.
- [3] ELLIS, R. K.; STIRLING, W. J. WEBBER, B. R., QCD and Collider Physics, 449p, Cambridge University Press, 2003.
- [4] HAYWOOD,S. Electroweak physics, hep-ph/0003275, 2000.
- [5] BOURILKOV, D. Study of Drell-Yan Dimuon Production with the CMS detector. CMS AN 2006/123, 2006.
- [6] DRELL, S; YAN T. M. Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies, *Physical Review Letters* 25,316,1970.
- [7] D0 Collaboration et al., Measurement of the High-Mass Drell-Yan Cross Section and Limits on Quark-Electron Compositeness Scales *Physical Review Letters* 82 (24), 1999.
- [8] LHC Collaboration et al. LHC Design Report URL: <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>.
- [9] ATLAS Collaboration et al. ATLAS Technical Proposal. CERN/LHCC/94-43, 2004.
- [10] ALICE Collaboration et al. ALICE Technical Proposal. CERN/LHCC 95-71,1995.
- [11] LHCb Collaboration et al. LHCb Technical Proposal. CERN/LHCC 98-4,1998.
- [12] CMS Collaboration: CMS Physics – Technical Design Report Volume I: Detector Performance and Software, CERN/LHCC 2006-001,CMS TDR 8.1, 2006.
- [13] CMS Collaboration: CMS Physics – Technical Design Report Volume II: Physics Performance. CERN/LHCC 2006-021,CMS TDR 8.2, 2006.
- [14] CMS Collaboration et al. CMS TDR - Technical Design Report: CMS - MAGNET.
- [15] CMS Collaboration et al. CMS TDR - Technical Design Report: CMS - TRACKER. CERN/LHCC 98-6.
- [16] CMS Collaboration et al. Addendum to the CMS Tracker TDR, CERN/LHCC 2000-016.
- [17] SGUAZZONI, S. The CMS Si-Strip Tracker. CMS CR 2004/060, 2004.
- [18] GREEN, D., High p_t Physics at Hadron Colliders, Cambridge, UK, Cambridge University Press, 2005.

- [19] CMS Collaboration et al. CMS TDR - Technical Design Report: CMS - ECAL,CERN/LHCC 97-33.
- [20] GREEN, D. The Physics of Particle Detectors, Cambridge,UK, Cambridge University Press, 2005.
- [21] S. Abdullin et al. *Eur. Phys. J. C*, 53, 139.CMS Collaboration, The Hadron Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC 1997-031, 1997.
- [22] CMS Collaboration et al. CMS TDR - Technical Design Report: CMS - MUON,CERN/LHCC 97-32.
- [23] CMS Collaboration et al. CMS TDR - Technical Design Report: CMS - TRIGGER, Vol.1, CERN/LHCC 2000-38.
- [24] PETRIDIS-TORRES, K.A. Reconstruction and selection of $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e + \tau + jets$ decays at the Compact Muon Solenoid experiment. CERN-THESIS-2009-122 - London : Imperial College London, 2009.
- [25] CMS Collaboration et al. CMS TDR - Technical Design Report: CMS - COMPUTING. CERN/LHCC 2005-023.
- [26] CMS Collaboration, Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s}= 0.9$ and 2.36TeV , *JHEP* , Vol. 2010, 2010.
- [27] KITTEL, W. ;DE WOLF, E.A. Soft Multihadron Dynamics, World Scientific, Singapore, 2005.
- [28] TSALLIS C., Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics, *J. Stat. Phys.* 52, 479, 1998.
- [29] WILK, G.; WLODARCZYK Z. Power laws in elementary and heavy-ion collisions: A Story of fluctuations and nonextensivity, *Eur. Phys. J. A* 40, 2009.
- [30] PICK, A. The Standard Model of Electroweak Interactions, hep-ph/9412274v1,1994.
- [31] LANGACKER, P. Introduction to the Standard Model and Electroweak Physics. hep-ph/0901.0241, 2009.
- [32] RIZZO,T. Z' Phenomenology and the LHC. SLAC-PUB-12129. hep-ph/0610104, 2006.
- [33] HEWETT, J. RIZZO, T. Low-energy phenomenology of superstring-inspired E_6 models. *Phys. Rep.* 183, 193, 1989.
- [34] LEIKE, A. The phenomenology of extra neutral gauge bosons. *Phys. Rep.* 317, 143, 1999.
- [35] LANGACKER, P. The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons. *Rev.Mod.Phys* 81:1199-1228, 2008.
- [36] DEL AGUILA, F. ; CVETIC, M.; LANGACKER, P. Reconstruction of the extended gauge structure from Z' observables at future colliders. *Phys. Rev. D* 52, 37,1995.
- [37] PEREZ, M.A. et al., Two-body Z' decays in the minimal 331 model, *Phys.Rev.* D69,115004 2004.

- [38] PIZANO, F.; PLEITEZ, V. $SU(3) \times U(1)$ model for electroweak interactions. *Phys. Rev. D* 46,410, 1992.
- [39] FRAMPTON, P. H. Chiral dilepton model and the flavor question. *Phys. Rev. Lett.* 69, 2889, 1992.
- [40] FRAMPTON P. H. D. Ng. Dilepton gauge bosons: Present status and future prospects. *Phys. Rev. D* 45, 4240, 1992.
- [41] FRAMPTON, P.H. KRASSTEV, P.; LUI, J.T. Cubic Mass Relation in $SU(3) \times U(1)$ Electroweak Theory. *Mod. Phys. Lett. A* 9, 761, 1994.
- [42] FRAMPTON P.H. et al. Phenomenology of an $SU(3)_c \times SU(3)_L \times U(1)_x$ Model of Flavor. *Mod. Phys. Lett. A* 9, 1975,1994.
- [43] FOOT, R. HERNANDEZ; O.F.; PIZANO, F. ; PLEITEZ V. Lepton masses in an $SU(3)_L \times U(1)_N$ gauge model. *Phys. Rev. D* 47, 4158, 1993.
- [44] FOOT, R.; LONG, H.N.; TRAN, T.A. $SU(3)_L \times U(1)_N$ and $SU(4)_L \times U(1)_N$ gauge models with right-handed neutrinos. *Phys. Rev. D* 50, R34, 1994.
- [45] ANH, N.T.; KY, N.A.; LONG,H.N., *Int. J. Mod. Phys. A* 16, 541, 2001.
- [46] LONG, H.N. $SU(3)_C \times SU(3)_L \times U(1)_N$ model with right-handed neutrinos. *Phys. Rev. D* 53, 437, 1996.
- [47] LONG, H.N. $SU(3)_L \times U(1)_N$ model for right-handed neutrino neutral currents. *Phys. Rev. D* 54, 4691,1996.
- [48] LONG,H.N. Scalar sector of the 331 model with three Higgs triplets. *Mod. Phys. Lett. A* 13, 1865, 1998.
- [49] PLEITEZ,V.; TONASSE, M.D. Heavy charged leptons in an $SU(3)_L \times U(1)_N$ model. *Phys. Rev. D* 48, 2353, 1993.
- [50] RAMIREZ, E., Estudo do Processo $e^+e^- \rightarrow e^-e^-e^+e^+$ Através da Produção Virtual de Bi-léptons Duplamente Carregados, Tese de doutorado, UFRJ ,Rio de Janeiro, 2005.
- [51] BORGES, J.Sá; COUTINHO, Y.A.; BARRETO, Ramirez E., Charged dilepton pair production at LHC including exotic quark contribution, *Nuclear Physics B*, Volume 810, Pag. 210-225,2009.
- [52] NG., D. Electroweak theory of $SU(3) \times U(1)$. *Phys. Rev. D* 49, 4805, 1994.
- [53] LIU, J.T; NG D. *Z Phys. C*62, 693,1994.
- [54] ALMEIDA Jr.,F.M.L. et al, Minimal left-right symmetric models and new Z' properties at future electron-positron colliders. *Eur.Phys.J.*C38:115-122, 2004.
- [55] NGUYEN et all. Bounds on masses of new gauge bosons in the 331 models, hep-ph 0009187.
- [56] VELASCO, G. T. et al. Two-body Z' decays in the minimal 331 model. *Phys. Review D* 69, 115004, 2004.
- [57] CDF Collaboration et al, Search for New Physics in High-Mass Electron-Positron Events in pp Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Physical Review Letters* 99,171802, 2007.

- [58] CUYPERS, F.; DAVIDSON, S. Bileptons:Present Limits and Future Prospects. *Eur. Phys. J., C2*, 1998.
- [59] DION,B. et al Bilepton Production at Hadron Colliders, hep-ph/9810534.
- [60] FRAMPTON, P. H. Doubly-Charged Boson Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV.hep-ph/0811.3943v1,(2008).
- [61] AALTONEN, T. et al. Measurement of correlated $b\bar{b}$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1960$ GeV.*Phys.Rev. D* 77, 072004, 2008.
- [62] AALTONEN, T. et al. Study of multi-muon events produced in p-pbar collisions at sqrt(s)=1.96 TeV. FERMILAB-PUB-08-046-E, hep-ph/0810.5357.
- [63] GIROMINI, P. et al. Phenomenological interpretation of the multi-muon events reported by the CDF collaboration. FERMILAB-PUB-08-231-E, hep-ph/0810.5730.
- [64] CDF Collaboration et al, Study of multi-muon events produced in p-pbar collisions at sqrt(s)=1.96 TeV. FERMILAB-PUB-08-046-E, hep-ex/0810.5357.
- [65] PUKHOV, A. et.al., INP MSU 98-41/542. hep-ph/9908288.
- [66] ALWALL, J. et al., A standard format for Les Houches Event Files,hep-ph/0609017.
- [67] PYTHIA (software). Universidade de Lund. Disponível em: <<http://home.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>>. Acesso 20 de set. 2009.
- [68] PYTHIA TUTORIAL. Universidade de Lund. Disponível em: <<http://home.thep.lu.se/torbjorn/talks/texel08b.pdf>>. Acesso 20 de nov. 2009.
- [69] CMSSW WORKBOOK (software). CERN. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/WorkBook>>. Acesso 10 de set. 2009.
- [70] CMS FAST SIMULATION (software). CERN. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/SWGuideFastSimulation>>. Acesso 10 de mai. 2009.
- [71] CMS Collaboration et al., CMS Physics Technical Design Report, Volume I: Detector Performance and Software, CERN/LHCC 2006-001 (2006).
- [72] RAMIREZ, E. Barreto; COUTINHO,Y.A; BORGES, J.Sa, Four Leptons Production in $e^- e^+$ Collisions from 3-3-1 Model. hep-ph/0509355,(2005).
- [73] STUMP,D. et al Inclusive jet production, parton distributions, and the search for new physics JHEP 0310:046, 2003.
- [74] MADGRAPH MONTE CARLO GENERATOR (software). UCL. Disponível em: <<http://madgraph.hep.uiuc.edu/>>. Acesso 10 de mai. 2009.
- [75] MONTE CARLO DATA BASE (software). CERN. Disponível em: <<http://mcdb.cern.ch/>>. Acesso 01 de abr. 2009.
- [76] COMPHEP INTERFACE (software). CERN. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/CompHEPInterface/>>. Acesso 26 de jun. 2009.
- [77] CMS Collaboration, CMS High Level Trigger. CERN/LHCC 2007-021, 2007.

- [78] CHEN, M. et al, Search for New High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in the CMS Experiment. CMS AN-2007/038,2008.
- [79] SANTORO; A. et al. Estimativas e erros em experimento de Física. EdUERJ, 2005.
- [80] BRANDT; S. Data Analysis; Springer Heidelberg.
- [81] COUSINS, R.; MUMFORD, J.; VALUEV,V. Detection of Z' Gauge Bosons in Dimuons Decay Mode in CMS. CMS AN 2005/002.
- [82] WILKS, S.S., *Annals of Math. Stat.* 9 ,60 1938.
- [83] COUSINS, R.; MUMFORD, J. VALUEV,V.COUSINS, Detection of Z' Gauge Bosons in Dimuons Decay Mode in CMS. CMS AN 2006/062.
- [84] THE ZPRIME2MUANALYSIS PACKAGE (software). CERN. Disponível em: < <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/Zprime2muAnalysis>>. Acesso 01 de fev. 2009.
- [85] LHAPDF INTERFACE (software). Universidade de Durhan. Disponível em: <<http://projects.hepforge.org/lhapdf/>>. Acesso 26 de jun. 2009.
- [86] ABDULLIN, S. et al., Study of PDF and QCD scale uncertainties in $pp \rightarrow ZZ \rightarrow 4\mu$ events at the LHC, CMS AN 2006-068, Outubro, 2006.
- [87] COUSINS, R. et al. Detection of Z' Gauge Bosons in the Dimuon Decay Mode in CMS. CMS AN 2006/062.
- [88] CMS Collaboration et al. CMS Physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance. J.Phys. G 34, 995, 2007.
- [89] BAFFIONI, S. et al. Search strategy for the Higgs boson in the $ZZ^{(*)}$ decay channel with the CMS Experiment, CMS AN-2008/050, 2008.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)