

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL**  
**INSTITUTO DE FÍSICA**  
**BACHARELADO DE ENGENHARIA FÍSICA**

CARLOS EDUARDO ZAVASKI

ANÁLISE DA PRODUÇÃO ELETROMAGNÉTICA DO BÓSON  $Z^0$  COM OS DADOS  
PÚBLICOS DO CMS

Porto Alegre  
Dezembro de 2019

**CARLOS EDUARDO ZAVASKI**

**ANÁLISE DA PRODUÇÃO ELETROMAGNÉTICA DO BÓSON  $Z^0$  COM OS DADOS  
PÚBLICOS DO CMS**

Trabalho de Diplomação II Submetido ao  
Curso de Engenharia Física da  
Universidade Federal do Rio Grande do  
Sul, como requisito a obtenção do Título de  
Bacharel em Engenharia Física.

Orientador Prof. Dr. Gustavo Gil da Silveira

Porto Alegre

2019

**CARLOS EDUARDO ZAVASKI**

**ANÁLISE DA PRODUÇÃO ELETROMAGNÉTICO DO BÓSON  $Z^0$  COM OS DADOS  
PÚBLICOS DO CMS**

Este Trabalho de Diplomação Foi Analisado e julgado adequado como requisito para a obtenção do título de bacharel em Engenharia Física e aprovado em sua forma final pelo Orientador e pela Banca Examinadora designada pelo Curso de Engenharia Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

---

Prof. Dr. Gustavo Gil da Silveira

---

Prof. Dr. Marcelo Barbalho Pereira

Aprovado em: \_\_/\_\_/\_\_\_\_

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Gustavo Gil da Silveira: \_\_\_\_\_

Prof. Dr. Magno Valério Trindade Machado: \_\_\_\_\_

Prof. Dr. Daniel Gamermann: \_\_\_\_\_

## RESUMO

A análise do bóson  $Z^0$ , em especial do seu canal de decaimento em pares de léptons que acontece majoritariamente através do processo Drell-Yan, constitui um excelente objeto de estudo devido à alta eficiência de detecção destas partículas pelo experimento CMS. A grande quantidade de dados favorece uma boa estatística, necessária para analisar a cinemática das partículas do estado final. Atrelado a isso, as informações obtidas com o uso de geradores de eventos fornecem os resultados teóricos relacionados às seções de choque para os diferentes processos concorrentes, auxiliando na análise dos resultados experimentais. Com todas essas ferramentas, obtém-se os dados necessários para a análise da ressonância do bóson  $Z^0$  no espectro de massa invariante em seu canal de decaimento em múons. Este trabalho se dedica a investigar a ressonância do bóson  $Z^0$  utilizando o conjunto de dados públicos do CERN, onde encontram-se dados disponíveis das tomadas de dados do CMS nos anos de 2011 e 2012. Por fim, estes dados são usados para analisar a produção eletromagnética do bóson  $Z^0$  no ano de 2011, encontrando 20 eventos compatíveis com eventos elásticos de produção eletromagnética.

Palavras-chave: Bóson  $Z^0$ , múons, fotoprodução, decaimento leptônico, ressonância, dados experimentais, detector CMS.

## ABSTRACT

The  $Z^0$  boson, especially its decay channel of leptons, which happens mostly through the Drell-Yan process, is an excellent object of study due to the high efficiency of the CMS experiment on detecting muons. Large sets of data favors good statistics needed to analyze the kinematics of final-state particles. Altogether the information obtained using event generators provide theoretical results related to the cross sections of different processes that guides the analysis of the experimental results. With these tools we are able to obtain the data required to analyze the invariant mass spectrum of the  $Z^0$  boson resonance via the muon decay channel. This work focuses in investigating the  $Z^0$ -boson resonance in the public data provided by CERN, where data from the CMS experiment are available from the data-taking periods of 2011 and 2012. These data are analyzed for the search of events of electromagnetic production of the  $Z^0$  boson in the 2011 data, finding 20 events compatible with the electromagnetic production.

Keywords:  $Z^0$  boson, muons, photoproduction, leptonic decay, resonance, experimental data, CMS detector.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Diagrama de Feynman para o espalhamento de elétrons por meio da troca de um fóton. Adaptado de (GRIFFITHS, 2008) .....	14
Figura 2- Vista panorâmica da região onde se encontra o LHC. Adaptado de (BORTOT, MACIEJEWSKI e PRIOLI, 2018) .....	15
Figura 3 - Diagrama de Feynman para o processo Drell-Yan mediado por um fóton virtual. A contribuição do bóson $Z^0$ ocorre para energia dos quarks em torno de 90 GeV. Adaptado de (CONTRIBUTORS, 2019).....	19
Figura 4 - Luminosidade Integrada em função do tempo para o detector CMS. Adaptado de (CMS, 2018).....	20
Figura 5 - Espectro de massa invariante ressaltando diferentes picos de ressonância para o canal de decaimento em múons. Adaptado de (SAHOO, 2017) .....	24
Figura 6 - Multiplicidade para os eventos relativos a Run 1 .....	26
Figura 7 - a) Pixel hits para os eventos relacionados a Run 1. b) Valid hits para os eventos relacionados a Run 1 .....	27
Figura 8 - a) Espectro longo de massa invariante para a Run 1. b) Corte no espectro de massa invariante apresentando o pico de ressonância do Bóson $Z^0$ .....	28
Figura 9 - a) Momento total para os eventos relacionados a Run 1. b) Momento total para os eventos relacionados a Run 1 e o corte cinemático aplicado na variável de massa invariante	28
Figura 10 - a) Momento transverso para os eventos relacionados a Run 1. b) Momento transverso para os eventos relacionados a Run 1 e o corte cinemático aplicado.....	29
Figura 11 - a) Pseudorapidez para os eventos relacionados a Run 1. b) Pseudorapidez para os eventos relacionados a Run 1 e o corte cinemático aplicado .....	29
Figura 12 - Comparação entre os dados experimentais e a simulação via Monte Carlo (MC) para os dados relacionados a Run 1 .....	30
Figura 13 - Multiplicidade para os dados relacionados a Run 2 .....	31
Figura 14 - a) Espectro longo de massa invariante para a Run 2. b) Corte no espectro de massa invariante apresentando o pico de ressonância do Bóson $Z^0$ .....	32
Figura 15 - a) Momento total para os eventos relacionados a Run 2. b) Momento total para os eventos relacionados a Run 2 e o corte cinemático aplicado .....	32
Figura 16. a) Pseudorapidez para os eventos relacionados a Run 2. b) Pseudorapidez para os eventos relacionados a Run 2 e o corte cinemático aplicado .....	33

Figura 17 - a) Momento transverso para os eventos relacionados a Run 2. b) Momento transverso para os eventos relacionados a Run 2 e o corte cinemático aplicado.....	33
Figura 18 - Ajuste longo para os dados referentes a Run 2.....	34
Figura 19 - Ajuste para o pico de ressonância do Bóson $Z^0$ com as distribuições Gaussiana e Lorentziana.....	35
Figura 20 – Mecanismo de produção eletromagnético do bóson $Z^0$ . Adaptado de (MOTYKA e WATT, 2008).....	36
Figura 21 – Acoplanaridade para produção de pares de múons. Adaptado de (CMS COLLABORATION, 2012).....	37
Figura 22 - Acoplanaridade para os dados simulados via Monte Carlo referentes a Run 1 ....	38

## LISTA DE EQUAÇÕES

Equação 1 - Polinômio Quadrático.....	25
Equação 2 - Distribuição Gaussiana.....	25
Equação 3 - Distribuição Lorentziana.....	25
Equação 4 - Balanço de Momento Transverso.....	36
Equação 5 - Acoplanaridade.....	36



## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> .....	9
<b>2</b>	<b>OBJETIVOS</b> .....	11
2.1	OBJETIVO GERAL .....	11
2.2	OBJETIVOS ESPECÍFICOS .....	11
<b>3</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b> .....	13
3.1	GRANDE COLISOR DE HÁDRONS .....	15
3.2	SOLENOIDE COMPACTO DE MÚONS .....	16
3.3	GERAÇÃO DE EVENTOS .....	16
4.1	OBSERVAÇÃO DO BÓSON $Z^0$ .....	18
4.2	DADOS PÚBLICOS DO CMS .....	19
4.3	AMBIENTE DO <i>SOFTWARE</i> DO CMS .....	20
4.3.1	Modelos de Dados para Eventos .....	21
4.3.2	ROOT .....	21
4.4	ANÁLISE DE EVENTOS .....	22
<b>5</b>	<b>RESULTADOS</b> .....	26
5.1	RUN 1 x MONTE CARLO .....	26
5.2	RUN 2 x FITTING .....	31
5.3	FOTOPRODUÇÃO DO BOSON $Z^0$ .....	35
<b>6</b>	<b>CONCLUSÕES</b> .....	399
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	400

## 1 INTRODUÇÃO

O período clássico da descoberta das partículas elementares remonta ao final do século XIX até meados da década de 1930, onde diferentes cientistas e investigadores detalharam os constituintes da matéria. Neste período, as partículas básicas que formam a estrutura mais simples do átomo foram estabelecidas: próton, nêutrons, fótons e elétrons. Acreditava-se, até então, que o entendimento do mundo microscópico estava concluído. Porém, as décadas subsequentes apresentariam mais descobertas, muitas que traziam mais dúvidas do que respostas. Deste conjunto, descobriram-se partículas como neutrinos e mésons de variados matizes, os quais constituíam um grande conjunto de partículas para explicar diferentes aspectos da Física.

Com um montante de novas partículas, fez-se necessário a construção de um método sistemático que as organizasse em determinada ordem. Em 1961, Murray Gell-Mann propôs o *Eightfold Way*, classificando as partículas sobre determinados padrões e as ordenando em relação aos seus números quânticos. Para explicar este ordenamento, Gell-Man e George Zweig, separadamente, propuseram a ideia de que existiam partículas ainda mais elementares que se agrupavam para formar as outras. Estes foram chamados de *quarks* e se agrupam para formar os prótons, nêutrons, mésons, entre outras partículas que possuem subestrutura. Hoje a teoria conta com 6 *quarks*: *up*, *down*, *strange*, *charm*, *bottom* e *top*. Na mesma época, muita pesquisa acontecia na busca de partículas que atuassem como mediadores do decaimento beta que acontece por meio da interação fraca. Apenas com o surgimento da teoria eletrofraca construída por Glashow, Weinberg e Salam, uma predição razoável para a massa dessas partículas pode ser feita. Essa teoria estipulava a existência de três partículas mediadoras com spin inteiro (bósons), duas com carga,  $W^+$  e  $W^-$ , uma neutra,  $Z^0$  (GRIFFITHS, 2008). Suas massas foram estipuladas como aproximadamente  $82 \text{ GeV}/c^2$  para os bósons  $W$  e  $92 \text{ GeV}/c^2$  para o  $Z^0$ . Em 1983, estas partículas foram devidamente observadas no *Super Proton Synchroton*, acelerador da Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear (CERN), que alcançava uma energia de feixe de 540 GeV, e suas massas estavam dentro dos limites previstos (LELLA e RUBBIA, 2015), conforme resume a Tabela 1.

Tabela 1 – Primeiras medições de massa para os bósons  $W$  e  $Z^0$ .

Bóson	UA1	UA2
$W^+, W^-$	$82,7 \pm 1,0(\text{stat.}) \pm 2,7(\text{sist.}) \text{ GeV}/c^2$	$80,2 \pm 0,8(\text{stat.}) \pm 1,3(\text{sist.}) \text{ GeV}/c^2$
$Z^0$	$93,1 \pm 1,0(\text{stat.}) \pm 3,1(\text{sist.}) \text{ GeV}/c^2$	$91,5 \pm 1,2(\text{stat.}) \pm 1,7(\text{sist.}) \text{ GeV}/c^2$

Atualmente, as medidas mais precisas apontam massas de  $M_W = 80.379 \pm 0.012 \text{ GeV}/c^2$  e  $M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2$  (TANABASHI, 2019).

O limite de energia atual dos feixes aceleradores no CERN é de 7 TeV, para os quais foi necessário a construção de um anel de 27 km de diâmetro que constitui, junto a um aparato de detectores, o *Grande Colisor de Hádrons (Large Hadron Collider - LHC)*. Um dos detectores de propósito geral é o *Solenóide Compacto de Múons (Compact Muon Solenoid - CMS)* que é voltado a detecção de múons com alta eficiência. A construção do LHC forneceu o aparato necessário para a observação do *bóson de Higgs*: previsto em 1964 por Peter Higgs, François Englert e Robert Brout (MOREIRA, 2009). Apenas com o desenvolvimento tecnológico em física e engenharia é possível construir aceleradores maiores e com feixes mais energéticos, aumentando, assim, o alcance das pesquisas nessa área.

Com uma grande quantidade de dados experimentais disponíveis pelos detectores do LHC, temos a oportunidade de investigar os mecanismos de produção do bóson  $Z^0$  para se avançar em medidas de precisão da massa deste bóson, em especial o processo chamado de Drell-Yan, onde o conteúdo dos prótons, quarks, se aniquilam para formar o bóson  $Z^0$ , decaindo em pares de léptons de carga oposta. Este sinal experimental é o objeto de investigação deste trabalho de conclusão, reobtendo-se as medidas efetuadas pela Colaboração CMS. Portanto, os dados públicos do CERN são usados para reconstruir a ressonância do bóson  $Z^0$  e obter a medida de sua massa através de um ajuste da curva de massa invariante. Uma medida similar é feita com os dados de 2012 para mostrar as medidas de precisão que podem ser efetuadas com os dados obtidos pelo detector CMS. Por fim, uma seleção final é aplicada para selecionar os eventos compatíveis com a produção eletromagnética, possuindo o processo Drell-Yan como ruído.

## 2 OBJETIVOS

### 2.1 OBJETIVO GERAL

Este trabalho de conclusão tem como objetivo analisar a produção do bóson  $Z^0$  com o conjunto de dados públicos do CMS, dando especial atenção ao mecanismo de produção eletromagnético. Tal estudo dos dados experimentais considera o desenvolvimento do código de análise utilizando as ferramentas computacionais promovidas pela Colaboração CMS para reconstrução e identificação dos traços das partículas coletados pelo detector. Este código de análise serve para filtrar todos os eventos condizentes com a presença de pares de léptons (elétron-pósitron ou múon-antimúon) no intervalo de massa invariante referente à ressonância do bóson  $Z^0$ , entre 80 e 100  $\text{GeV}/c^2$ . De posse deste conjunto de dados, cortes cinemáticos servirão para selecionar eventos condizentes com uma dada região do espaço de fase. Neste caso, o foco será em duas variáveis, acoplaridade e balanço de momento transverso, que evidenciam o mecanismo de produção eletromagnético, visto que os pares de léptons concentram-se em regiões específicas das distribuições destas variáveis. Como resultado final, espera-se obter a contagem de eventos da produção do bóson  $Z^0$  por meio do mecanismo eletromagnético.

### 2.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

O primeiro passo deste trabalho de conclusão visa a familiarização com o programa computacional do detector CMS a fim de se ambientar com as ferramentas e códigos de análise disponíveis. Esta etapa aborda o método de análise básico, onde o código efetua uma filtragem sobre todos os eventos presentes num conjunto de dados, buscando analisar todos os eventos e as características presentes para o conjunto de partículas. Compreendendo este método, é possível então buscar analisar os dados para os observáveis de interesse, como distribuições das cinemáticas de diversas variáveis relacionadas às partículas individuais ou o par de léptons, que serve de sinal nesta investigação.

Estabelecendo-se o método de análise, o passo seguinte visa a obtenção dos dados específicos para a produção do bóson  $Z^0$ . Para tal, o código de análise é tratado para verificar os traços presentes naqueles eventos e os relacionando com léptons carregados e de sinal oposto. Com isso, temos um subconjunto de dados que apresenta o sinal de pares de léptons na região contínua do espectro de massa, desde 20 até 120  $\text{GeV}/c^2$ , incluindo a região da

ressonância do bóson  $Z^0$ , entre 80 e 100 GeV/ $c^2$ . Para o espectro completo de massa invariante do par de léptons, diferentes mecanismos contribuem para o sinal, sobretudo o processo Drell-Yan. Neste processo em particular, os quarks presentes nos prótons aniquilam-se, produzindo um fóton virtual ou um bóson  $Z^0$ , ambos decaindo em pares de léptons. De posse deste subconjunto de dados, cabe a análise das distribuições cinemáticas de interesse. Neste caso, empregam-se as variáveis tradicionais, como a massa invariante dos léptons, de forma a reconstruir a ressonância do bóson  $Z^0$ , além das distribuições em momento transversal dos léptons individuais. Esta visão em relação aos dados permite verificar regiões cinemáticas proibidas no processo de interação e onde cortes cinemáticos podem ser aplicados para isolar o sinal de interesse. Aplicando-se a seleção de eventos para a produção eletromagnética, obtém-se o número de eventos compatíveis observados nos dados do CMS.

Portanto, a estratégia de análise visa seguir passos semelhantes àqueles efetuados nas Colocações do CERN-LHC, permitindo avaliar a análise de grandes conjuntos de dados, gravados de forma complexa e demandando conhecimento específico das ferramentas computacionais necessárias para o acesso a estes dados. Esta mesma abordagem é usada em outras áreas da Ciência ligadas a *Big Data*, onde ferramentas computacionais de maior complexidade devem ser usadas para reduzir o tempo de acesso e leitura dos conjuntos de dados, como dados sociais, pessoais ou empresariais (ELGENDRY e ELRAGAL, 2014) .

### 3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O Modelo Padrão é uma teoria que classifica as partículas elementares e descreve as interações entre elas. São responsáveis por estas interações três das quatro forças fundamentais: a eletromagnética, a força forte e a força fraca. Até o presente momento, ainda não há descrição mecânico-quântica para a gravidade, o que ainda não permite integrá-la ao Modelo Padrão.

Com base em (GRIFFITHS, 2008), toda a matéria é composta por três tipos de partículas fundamentais: léptons, quarks e as partículas mediadoras, cada uma delas possuindo uma respectiva antipartícula correspondente, de mesmas características, porém com números quânticos opostos. Léptons e quarks são partículas de spin semi-inteiro, chamadas de *férmions*, enquanto as partículas mediadoras de forças possuem spin inteiro, chamadas de *bósons*. Dentre os léptons estão o elétron, o múon e o tau, além de seus neutrinos correspondentes. Os quarks, por sua vez, separam-se em seis sabores: *up*, *down*, *charm*, *strange*, *top* e *bottom*. Estes só aparecem na natureza agrupados devido ao confinamento, formando outra classe de partículas: os *hádrons*. Quando se agrupam aos pares, um quark e um antiquark formam *mésons*; ou *bárions* quando compostos em grupos de três quarks ou antiquarks. Além do sabor, os quarks também possuem a propriedade carga de cor, separando-os em estados relacionados com as cores *azul*, *vermelho* ou *verde*. Os hádrons mais conhecidos são o próton e o nêutron, classificados como *nucleons*. Já as partículas mediadoras são aquelas responsáveis pela transmissão das interações na natureza (STEINKIRCH, 2007). São elas o *fóton*, o  $W^\pm$ , o  $Z^0$ , e também o *glúon*. Existe ainda uma outra partícula fundamental para o modelo padrão, o *bóson de Higgs*. Diferente dos outros bósons, este é um bóson escalar de spin zero e não é responsável pela ação de nenhuma força, mas sim pela interação que confere massa a todas as partículas, ao acoplar as partículas massivas com o campo de Higgs.

O bóson  $Z^0$  é uma partícula neutra mediadora da interação fraca, junto aos bósons  $W^+$  e  $W^-$  que possuem carga elétrica. Com massa de  $91,1876 \text{ GeV}/c^2$ , é a mais pesada entre os bósons de calibre, fazendo com que o alcance da interação fraca seja reduzido. Essencialmente, a força fraca seria tão intensa quanto a eletromagnética, porém, por ser transmitida por partículas massivas, diferentemente do fóton, ela perde sua influência, e tem seu alcance limitado a  $10^{-18} \text{ m}$ , comparável ao raio de um próton (CERN, 2019). O processo de interação pela troca de bósons  $Z^0$  é definido como a corrente neutra da interação fraca, primeiramente proposto pelo cientista brasileiro José Leite Lopes em 1958 (LOPES, 1958).

Para descrever de forma clara e intuitiva os processos que acontecem na interação entre as partículas, Richard Feynman desenvolveu diagramas que representam o comportamento das partículas quando em processos de interação. Nos diagramas de Feynman o eixo  $x$  representa o tempo e cada seta representa uma partícula envolvida em determinado processo. O sentido das setas determina a natureza de cada partícula e como se dão as interações, sejam de aniquilação ou de espalhamento; onde as setas se juntam são chamados de *vértices* de interação. Esse método permite uma análise qualitativa de diversos processos que até então seriam representados apenas por uma série de cálculos extensos.

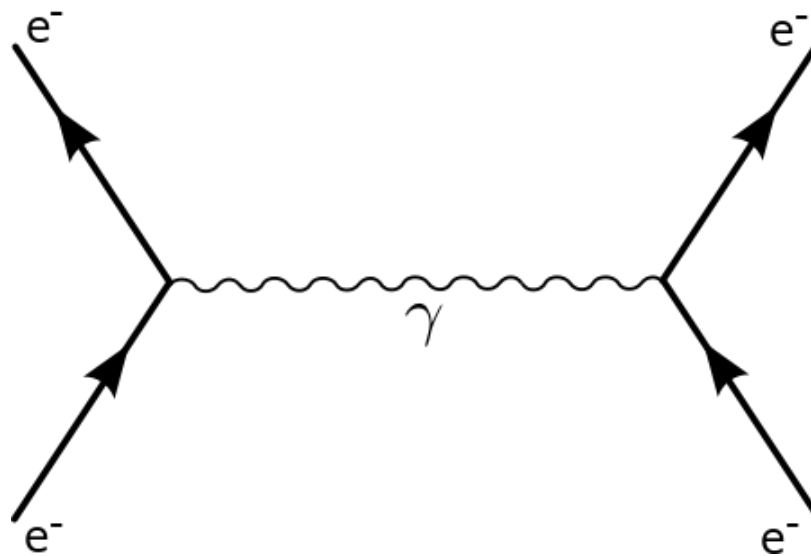


Figura 1 - Diagrama de Feynman para o espalhamento de elétrons por meio da troca de um fóton. Adaptado de (GRIFFITHS, 2008)

A figura 1 mostra os processos de espalhamento de elétrons por meio da troca de um fóton, conhecido como espalhamento de Møller em 1930. Partículas e antipartículas são designadas por setas que obedecem o rumo temporal da interação. As partículas mediadoras são representadas por linhas diferentes, como a linha ondulada para o fóton. Este processo foi estudado no acelerador LEP do CERN para a produção de pares elétron-pósitron mediados pelo bóson  $Z^0$  quando a energia de colisão é variada em torno da massa do bóson, ou seja, energias no entorno de 90 GeV.

### 3.1 GRANDE COLISOR DE HÁDRONS

O LHC é atualmente o maior acelerador de partículas do mundo. Localizado entre a França e a Suíça, 100 metros abaixo da superfície, o acelerador consiste em um anel de 27 km de comprimento composto por ímãs supercondutores, complexos aceleradores e detectores de partículas (CERN, 2019).

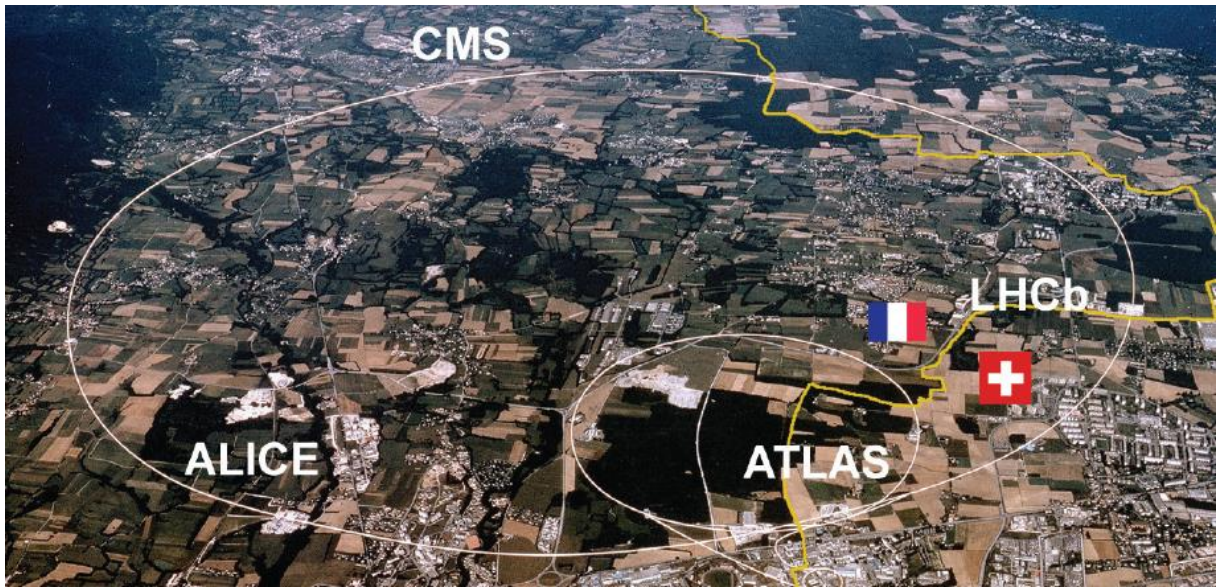


Figura 2- Vista panorâmica da região onde se encontra o LHC. Adaptado de (BORTOT, MACIEJEWSKI e PRIOLI, 2018)

Dentro do anel são acelerados dois feixes de partículas em sentidos opostos até uma energia de 7 TeV. Após serem acelerados, os feixes são alinhados para colidirem um com o outro dentro de algum dos 4 pontos de cruzamento dos feixes, onde detectores de partículas são posicionados para medir as partículas espalhadas e produzidas na colisão entre os prótons. Cada detector é formado por um grande número de sensores incluindo detectores específicos e equipamentos eletrônicos, possibilitando a detecção de todas as partículas geradas nas colisões com altíssima precisão. Estas colisões fornecem energia suficiente para a formação de novas partículas, as quais decaem rapidamente por não serem estáveis, permitindo seu estudo por um breve momento, de  $10^{-6}$  até mesmo  $10^{-25}$  segundos. Por exemplo, o bóson  $Z^0$  possui uma meia-vida de, aproximadamente,  $3 \times 10^{-25}$  s, fazendo com que sejam medidos somente os produtos de seu decaimento.

São essas informações coletadas pelos detectores que permitem o aprofundamento dos estudos das interações fundamentais, as quais permitiram a descoberta do bóson de Higgs em 2013. Ingrediente do modelo padrão, o bóson de Higgs teve sua observação confirmada pelos experimentos CMS e ATLAS após 4 anos de funcionamento do LHC, em 2012.



### 3.2 SOLENOIDE COMPACTO DE MÚONS

O detector CMS é um detector de propósito geral que possui o objetivo de estudar diversos aspectos do Modelo Padrão, inclusive buscando a descoberta do bóson de Higgs. Em operação há 10 anos, o CMS já coletou uma quantidade enorme de dados, os quais estão sendo analisados tanto para a Física do Modelo Padrão quanto em busca de Nova Física.

Este detector possui subcomponentes para a detecção de partículas com diferentes propriedades, sejam pontuais ou com estrutura. A parte interna deste detector tem o objetivo de definir a trajetória inicial das partículas carregadas, que servirá para determinar seu momentum linear. Posteriormente, calorímetros são usados para medir a energia depositada por cada partícula, obtendo informação completa para a reconstrução do evento de interação. Estas medidas são efetuadas em posições distintas do detector, localizadas por um conjunto mínimo de variáveis: momentum transverso, ângulo azimutal e pseudorapidez. Considerando que o feixe de partículas se localiza no eixo  $z$ , o momento transverso é definido pelas componentes  $x$  e  $y$  do momentum linear da partícula. O ângulo definido no plano transversal  $xy$  é chamado de ângulo azimutal e o ângulo de espalhamento  $\theta$  em relação ao eixo  $z$  é usado para definir a variável pseudorapidez:  $\eta = -\ln\left(tg \frac{\theta}{2}\right)$ . Com estas variáveis, todas as demais variáveis do processo de interação podem ser obtidas para a descrição detalhada do evento. Estas serão usadas no estudo aqui proposto a fim de identificar as partículas envolvidas e avaliar a interação ligada ao processo de espalhamento.

### 3.3 GERAÇÃO DE EVENTOS

A colisão de dois prótons, bem como de outras partículas, pode resultar em diferentes estados finais. Isso se deve a existência de diversos processos de decaimento, cada qual relacionado a uma seção de choque. Um estudo fenomenológico destes processos, através de *softwares* específicos, chamados geradores de eventos, permite o cálculo destas seções de choque por meio de um método de fatorização colinear, onde as contribuições de curto e longo alcance podem ser calculadas separadamente e convoluídas para se calcular a seção de choque do processo. Este cálculo estabelece as seções de choque em função da energia para cada processo.

Estes geradores de eventos são ferramentas fenomenológicas que se baseiam no cálculo da seção de choque para os diferentes processos de decaimento. A partir deste cálculo, podem

ser gerados uma variedade de eventos aleatórios seguindo as distribuições de seção de choque diferenciais de cada processo, reconstruindo os histogramas que são esperados experimentalmente para a devida comparação com os dados do detector. Utilizando o método de Monte Carlo, os programas realizam o cálculo da seção de choque total através da integração sobre todas as partículas de estado final. Cada passo da integração é um possível evento no qual o valor da seção de choque diferencial representa o peso daquele evento em relação a seção de choque total (SILVEIRA, 2017).

## 4 METODOLOGIA

A análise da cinemática de eventos de colisões entre partículas está associada a presença de um vértice de interação, determinando o ponto onde as partículas incidentes colidiram para produzir as partículas resultantes da interação, ditas partículas de estado final. Sendo assim, conjuntos de dados disponíveis contendo as informações dos eventos de colisão do LHC são representados por eventos, dentro dos quais os vértices de interação são identificados. O procedimento para identificação destes vértices faz uso das ferramentas computacionais para a reconstrução do evento a partir dos traços deixados pelas partículas nas diferentes partes do detector. Ao reconstruir a trajetória de cada partícula, os vértices de interação de onde estas se originaram podem ser identificados e catalogados no arquivo de saída. De posse desta informação, os analisadores podem verificar quantos vértices existem num dado evento e efetuar uma busca por partículas que correspondam a um conjunto de parâmetros de seleção. Sendo assim, o estudo da interação entre partículas se resume a avaliar como cada interação ocorre num dado vértice e identificar a cinemática das partículas envolvidas para caracterizar a interação.

### 4.1 OBSERVAÇÃO DO BÓSON $Z^0$

Este trabalho concentrou-se em obter a ressonância na produção do bóson  $Z^0$  em seu canal de decaimento em múons. Este canal foi escolhido devido à alta eficiência do experimento CMS em detectar estas partículas. O mecanismo mais associado a produção destas partículas é o chamado Drell-Yan, onde um quark e um antiquark, provenientes dos prótons em colisão, se aniquilam para produzir um bóson  $Z^0$ , que após transcorrer o seu tempo de vida, decai em um par de múons.

A Figura 3 ilustra o diagrama de Feynman referente a este processo, em particular no canal do fóton. Com energias dos quarks em torno de 90 GeV, o propagador do bóson  $Z^0$  passa também a contribuir. É interessante notar que a produção do bóson  $Z^0$  gera uma ressonância no espectro de massa invariante do par de múons. Esta assinatura é fundamental para a identificação de novas partículas em seus possíveis canais de decaimento.

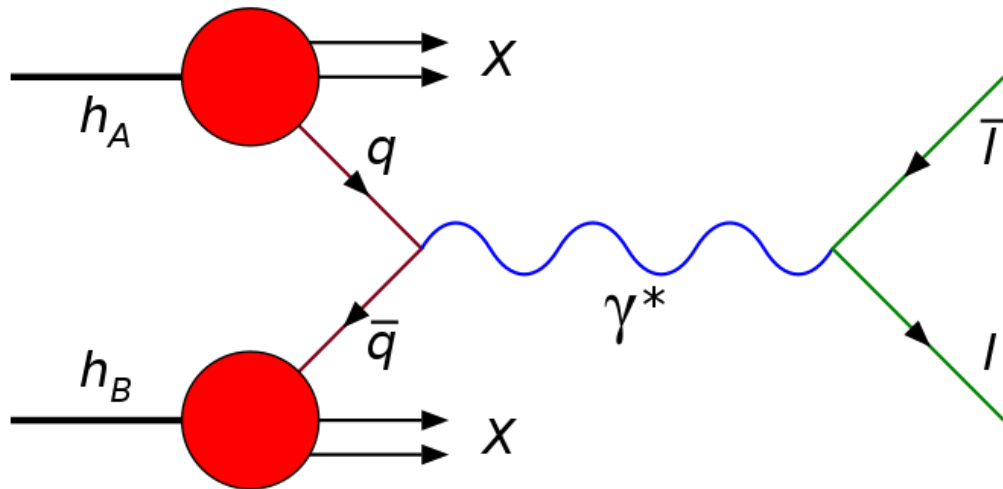


Figura 3 - Diagrama de Feynman para o processo Drell-Yan mediado por um fóton virtual. A contribuição do bóson  $Z^0$  ocorre para energias dos quarks em torno de 90 GeV. Adaptado de (CONTRIBUTORS, 2019)

#### 4.2 DADOS PÚBLICOS DO CMS

Desde a obtenção de dados com o acelerador LHC do CERN, todos experimentos têm trabalhado para garantir a qualidade e o armazenamento dos dados obtidos das colisões entre prótons e íons. Estes conjuntos de dados são separados por anos e por eras, dependendo das configurações utilizadas no LHC e no CMS. Os primeiros conjuntos de dados, remetem às tomadas de dados de 2010 e 2011 a 7 TeV de energia de colisão e 2012 a 8 TeV. Fica claro que, conforme o passar do tempo, o volume de dados cresce substancialmente com o aumento da energia devido ao crescimento da efetividade das colisões. A Figura 4 ilustra o aumento da luminosidade para o detector CMS com o passar do tempo, cada curva representando um ano, evidenciando o aumento na quantidade de dados obtidos com cada experimento.

Estes dados são armazenados com base nos gatilhos acionados no momento da seleção dos eventos ocorridos no detector, os quais são definidos para a Física a ser estudada. No caso deste trabalho, os conjuntos de dados ligados ao sinal de dois múons foram utilizados para reconstruir a ressonância do bóson  $Z^0$ .

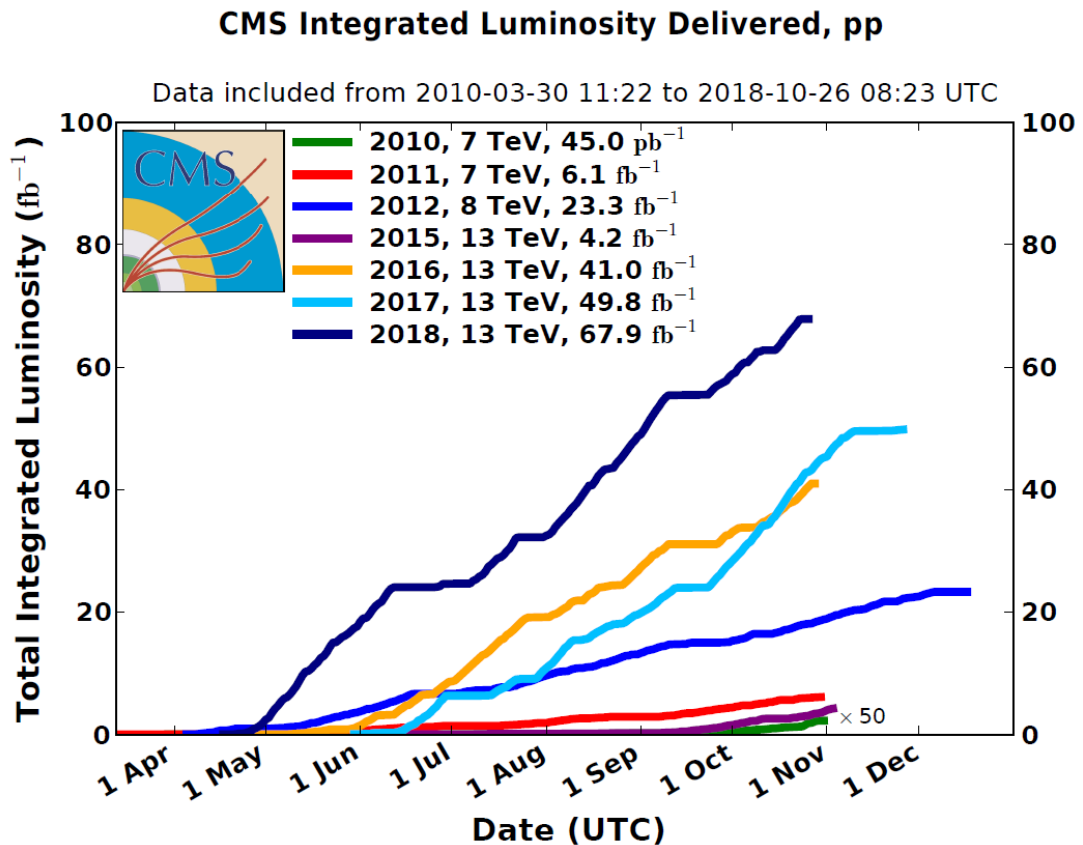


Figura 4 – Luminosidade Integrada em função do tempo para o detector CMS. Adaptado de (CMS COLLABORATION, 2018)

### 4.3 AMBIENTE DO SOFTWARE DO CMS

A análise proposta foi realizada utilizando as ferramentas e o analisador fornecidos pela colaboração CMS. Estas ferramentas são disponibilizadas através de uma máquina virtual que contém uma seleção de rotinas que permitem a reconstrução, simulação e o processamento de eventos, de modo a facilitar a análise dos dados públicos do CMS. Estes softwares estão agrupados no *framework* CMSSW, o qual contém uma coleção de *plug-ins* e um programa analisador chamado de *cmsRun*, que pode ser utilizado tanto para a análise de dados experimentais bem como de dados simulados através do método de Monte Carlo (DHINGRA, 2018). Este programa foi desenvolvido em C++ e apresenta diversos blocos para a estruturação e seleção dos dados como também a configuração e montagem dos histogramas. Para o desenvolvimento deste trabalho, o programa foi modificado de modo a atender as necessidades específicas do estudo proposto, adicionando-se histogramas extras, que atendem a um critério de seleção na variável de massa invariante, entre um intervalo de 80 a 100 GeV referente à

ressonância do bóson  $Z^0$ . Com essa seleção, pode-se estudar as variáveis de interesse apenas para os eventos contidos na região de ressonância do bóson  $Z^0$ .

Este analisador é executado através de um programa em Python chamado de arquivo de configuração que fornece ao mesmo os seguintes dados de entrada:

- Nome do arquivo de entrada com conjunto de dados;
- Número de eventos para a análise;
- Módulos a serem executados;
- Parâmetros para cada módulo;
- Ordem de execução dos módulos (*path*);
- Como os eventos são filtrados;
- Conexão dos módulos com os arquivos de saída.

#### 4.3.1 Modelos de Dados para Eventos

No contexto da física do experimento CMS, um evento é o resultado de uma única leitura do detector que usualmente é gerado por partículas e suas trajetórias bem como a energia depositada pelas mesmas. Para agrupar todas essas informações, foi estabelecido o modelo de dados para eventos (MDE) com o objetivo de organizar todas as informações relevantes a cada um destes eventos ocupando um pequeno espaço de memória. No contexto ferramental, um evento é uma biblioteca de objetos C++, que contém todas as informações cruas do detector, como as mencionadas acima, e também todas as informações relativas a reconstrução do evento, etapa necessária para a análise do processo de interação. Também é incluído dentro de cada evento todas as informações relativas a configuração do *software* de reconstrução, como as condições e calibração do detector (DHINGRA, 2018). Este MDE apresenta uma estrutura modular agrupando as informações em blocos, centrados em cada evento, e tem como saída um arquivo da ferramenta ROOT, que pode ser facilmente acessado e manipulado com todas as ferramentas disponíveis nesta plataforma.

#### 4.3.2 ROOT

ROOT é um *framework* orientado a objetos desenvolvido pela comunidade de física de altas energias com o objetivo de armazenar e analisar uma grande quantidade de dados, da ordem de petabytes. Inicialmente desenvolvido por René Brun e Fons Rademakers em 1995, essa plataforma se desenvolveu e passou a ser a ferramenta de análise oficial do LHC

(ANTCHEVA, BALLINTIYN, *et al.*, 2009). Esse *framework* é utilizado para a análise e processamento de dados experimentais e também simulados, ambos constituídos de inúmeros eventos com a mesma estrutura baseados no MDE. O ROOT contempla uma série de classes especialmente voltadas para a física de altas energias incluindo diversas funções matemáticas e estatísticas, algoritmos para minimização e integração, diversos métodos para regressão e ajustes de curvas e em especial as relacionadas a construção de histogramas, essenciais neste tipo de análise.

O armazenamento e leitura dos eventos dentro de um arquivo ROOT é feito seguindo uma estrutura de árvore. Toda a informação é separada em galhos, que são subdivididos até que cada segmento contenha apenas informações de um único objeto. Esta estrutura é chamada de armazenamento vertical, ou por colunas. Isso permite que apenas as informações relevantes em cada objeto sejam lidas, ao contrário dos bancos de dados horizontais, nos quais todos os elementos do objeto devem ser lidos. Esse recurso reduz o número de operações necessárias para a leitura e, conseqüentemente, tempo de acesso aos dados.

Armazenar e analisar grandes quantidades de dados é um trabalho compartilhado pelos físicos com diversos outros campos na indústria. Estes já encontraram e testaram as tecnologias desenvolvidas pela física, como o ROOT, e começaram a utilizá-las em suas próprias aplicações (ROOT, 2019).

#### 4.4 ANÁLISE DE EVENTOS

Para construir uma base de análise de eventos, este trabalho divide-se em três partes. A primeira refere-se a análise dos dados públicos do CMS para ambos conjuntos de dados: a Run 1, constituída pelos dados a uma energia de colisão de 7 TeV obtidos em 2010 e 2011, e a Run 2, que engloba os dados de 2012 a uma energia de colisão de 8 TeV. Cada conjunto de dados é analisado separadamente, pois as condições de análise como a energia de colisão e os parâmetros do detector são diferentes em cada conjunto. Para esta análise foi utilizado o programa analisador *cmsRun* modificado, como descrito previamente. Iniciou-se a análise com amostras pequenas, de 10.000 eventos para cada conjunto de dados, com o objetivo de verificar os resultados e também o tempo de execução do programa. Neste primeiro teste o tempo de execução foi curto, porém ficou claro nos resultados que o número de eventos utilizados não forneceu uma boa estatística. Aumentou-se o número de eventos da análise gradualmente até o valor de 500.000 eventos, o qual forneceu uma estatística suficiente para a análise. O tempo de execução desta análise foi da ordem de 1 hora com um processador Intel I7 8ª geração e as

configurações da máquina virtual Linux 2.6 sendo 4MB de memória e 2 CPU do processador. Ao final do processo foram analisados 500.000 eventos para cada conjunto de dados.

A segunda parte da análise está ligada à produção de uma amostra de eventos do processo Drell-Yan utilizando o gerador de evento PYTHIA. Como há interesse em buscar resultados próximos àqueles obtidos com o experimento CMS, esta amostra de eventos passou pela simulação da resposta do detector usando o GEANT4, *software* de simulação disponibilizado dentro do conjunto de ferramentas do *framework* CMSSW. Este *software* é usado para determinar as informações relativas das diferentes partes do detector, como sistema de traçamento, efeito de campo magnético, calorímetros e câmara de múons. Assim, uma análise dedicada da produção do bóson  $Z^0$  foi efetuada por meio destas informações.

Dentro do *framework* CMSSW, este processo de simulação é constituído de três passos em um sistema de cascata. O primeiro passo consiste na geração dos eventos através do método de Monte Carlo utilizando um dos diversos geradores de eventos disponíveis como, por exemplo, o PYTHIA, utilizado neste estudo. Este processo gera um arquivo no formato ROOT que será usado como entrada para a segunda etapa. O segundo passo consiste na seleção destes eventos gerados conforme alguns parâmetros, simulando o que é feito pela eletrônica do detector antes mesmo dos dados serem armazenados, gerando um arquivo nomeado HLT (*High Level Trigger*). Este arquivo HLT é a entrada da terceira e última parte do processo que consiste na reconstrução dos eventos a partir dos traços e dados do detector. Esta última parte coloca os dados de eventos gerados através do método de Monte Carlo em igualdade aos dados obtidos experimentalmente, permitindo uma comparação legítima. Para a análise destes dados utilizou-se o mesmo programa *cmsRun*. Como critério de comparação, uma simulação completa foi realizada para um total de 10 eventos utilizando o mesmo *hardware* envolvido na análise dos dados públicos do CMS citados acima. A simulação completa para 10 eventos teve como tempo de resposta aproximadamente 1 hora. Comparando-se com a análise dos dados experimentais podemos constatar uma diferença de tempo de resposta de 50.000 vezes, supondo um tempo de análise aproximadamente proporcional ao número total de eventos. Esta análise foi realizada com critérios comparáveis aos da Run 1, e foram gerados um total de 2.000 eventos. Foi gerada apenas uma pequena amostra de eventos, pois os passos de simulação da resposta do detector tomam muito tempo, tornando uma análise maior inviável no momento.

A terceira parte do estudo está relacionada a análise dos dados experimentais obtidos para a reconstrução da ressonância do bóson  $Z^0$  através do ajuste dos dados com uma função analítica. A Figura 5 ilustra o espectro de massa de diversas ressonâncias que podem ser



medidas com o detector CMS, apresentando em cinza o que se espera para a contribuição do contínuo frente aos sinais dos mediadores massivos.

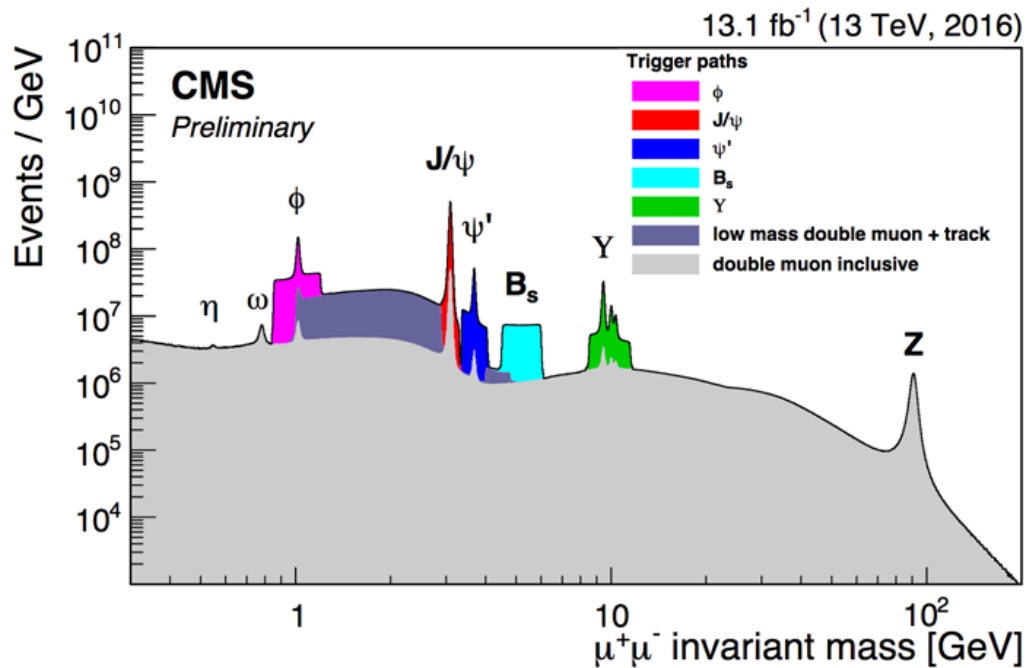


Figura 5 - Espectro de massa invariante ressaltando diferentes picos de ressonância para o canal de decaimento em múons. Adaptado de (SAHOO, 2017)

Além da amostra para o sinal do decaimento do bóson  $Z^0$ , é necessário também contabilizar os eventos provenientes do chamado ruído contínuo, constituído de pares de múons produzidos no processo Drell-Yan tendo o fóton como mediador da aniquilação dos quarks. Cabe salientar que a inclusão deste contínuo é importante para permitir a medida da largura de decaimento do bóson  $Z^0$  por meio de ajustes à ressonância. Esse ajuste é realizado com diferentes modelos de funções para encontrar a que melhor descreve os dados. Neste caso utilizou-se as distribuições Gaussiana e Lorentziana para modelar os resultados experimentais obtidos na Run 2, que engloba os dados de 2012 a uma energia de colisão de 8 TeV devido à melhor estatística nos dados. Esta análise foi realizada com a plataforma ROOT por meio de rotinas que facilitam a seleção das configurações dos gráficos e a correção dos parâmetros necessários. O ROOT contém um método específico para este tipo de análise: a `TH1::Fit`. Com ele é possível modelar um conjunto de dados utilizando funções pré-definidas incluídas em suas bibliotecas como, por exemplo, a distribuição Gaussiana, ou também definir novas distribuições através de funções no código de rotina, o que permite um controle maior sobre a escolha dos parâmetros do ajuste. Neste caso, foram definidas a distribuição Lorentziana para ajustar o pico de ressonância e uma função quadrática para ajustar o ruído contínuo. Com a combinação destes processos busca-se a reconstrução do perfil dos eventos obtidos com o detector CMS.

Foram realizados dois ajustes diferentes, um levando em conta um intervalo maior no espectro de massa invariante, de 25 a 100 GeV, o qual considera o sinal de ruído contínuo, e uma distribuição Lorentziana para o pico de ressonância do bóson  $Z^0$ . O segundo foi realizado em um intervalo mais curto, de 80 a 100 GeV, e utiliza duas distribuições diferentes para modelar o pico de ressonância: a Gaussiana e a Lorentziana, sem considerar o ruído. Para o sinal de ruído contínuo foi utilizado uma função quadrática, representada a baixo, deixando os três parâmetros:  $a$ ,  $b$  e  $c$  livres para o ajuste, onde  $x=M_{\mu^+\mu^-}$ :

$$y = ax^2 + bx + c. \quad (1)$$

A seguir segue a representação da distribuição gaussiana utilizada no processo de ajuste:

$$P(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}. \quad (2)$$

A distribuição Lorentziana utilizada segue a forma expressa a seguir:

$$L(x) = \frac{1}{\pi} \frac{A\frac{1}{2}\Gamma}{(x-x_0)^2 + (\frac{1}{2}\Gamma)^2} \quad (3)$$

onde temos três parâmetros livres para o ajuste:  $A$ ,  $x_0$  e a largura  $\Gamma$ .

## 5 RESULTADOS

A análise dos resultados é apresentada em um formato padrão, no qual cada tópico é segmentado em três seções. As duas primeiras estão relacionadas à análise dos dados públicos do CMS, sendo a primeira referente às informações técnicas do detector e da análise, e a segunda às diferentes variáveis físicas medidas. A terceira seção engloba os resultados específicos propostos para cada tópico, como a simulação via Monte Carlo ou o ajuste da ressonância do bóson  $Z^0$  realizado sobre os dados experimentais. O último tópico apresentado refere-se à análise da fotoprodução do bóson  $Z^0$ .

### 5.1 RUN 1 x MONTE CARLO

A primeira parte dos resultados engloba a análise dos dados públicos do CMS para o período conhecido como Run 1. Foram analisados 500.000 eventos do canal de pares de múons, o qual considera o sinal de dois múons isolados originados a uma pequena distância no sentido do feixe e momento transversal assimétrico. Neste processo ocorre primeiro a reconstrução de um múon, e apenas se o mesmo passar pelos testes de qualidade, o segundo é reconstruído (SYRUNIAN, 2018). Isso é feito para economizar tempo na reconstrução dos eventos. Estes critérios são a base de seleção das tomadas de dados mais atuais a uma energia a 13 e 14 TeV, que evoluíram a partir dos critérios utilizados nos processos mais antigos.

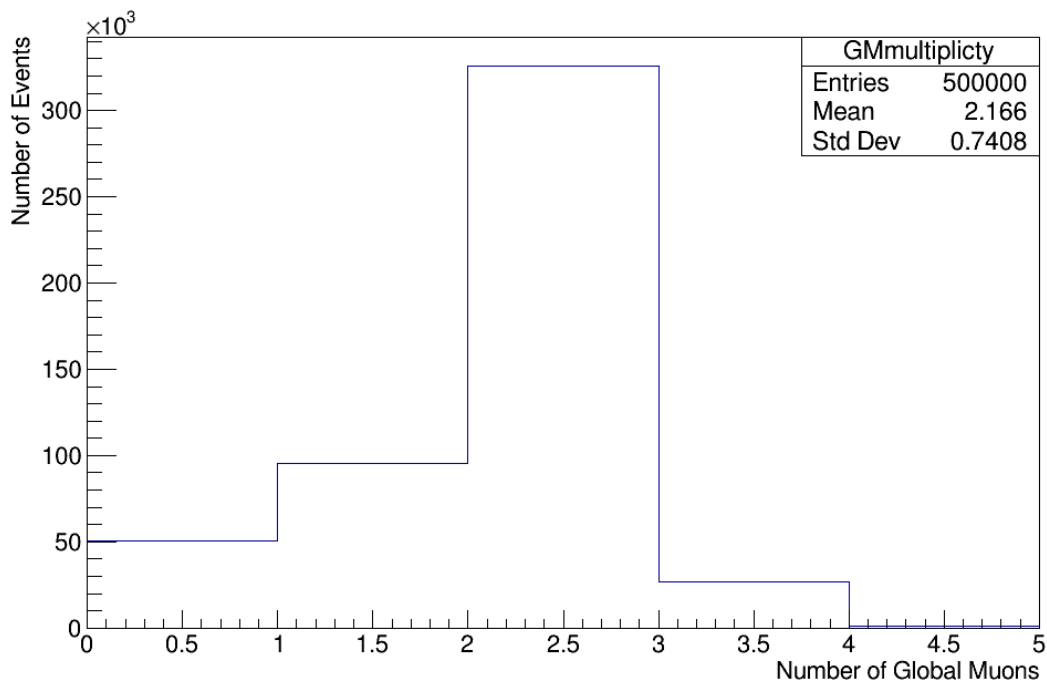


Figura 6 - Multiplicidade para os eventos relativos a Run 1

A Fig. 6 apresenta a multiplicidade, que representa o número de múons globais correlacionados em um processo de colisão. Apenas eventos com multiplicidade maior ou igual a 2 podem ser levados em consideração para a reconstrução da ressonância do bóson  $Z^0$ , tendo em vista que seu decaimento origina um par de múons. Para os casos com multiplicidade de 3 ou mais, o excedente pode ser proveniente do empilhamento de múltiplos eventos. Nestes casos apenas o sinal de dois múons são usados na reconstrução do evento.

Nesta análise, incluem-se também informações sobre os sinais obtidos pelo detector, chamados de sinais do detector de pixels, que identifica a trajetória das partículas. O número de pixels ativados pela passagem da partícula permite a sua reconstrução com base num ajuste da curva de deposição de energia. Deste ajuste, avalia-se se o sinal é condizente com a passagem de um múon, o que valida o sinal. A Fig. 7 apresenta o número de eventos que ativam os pixels e os *hits* válidos, com ao menos 2 pixels ativados e 12 segmentos cruzados.

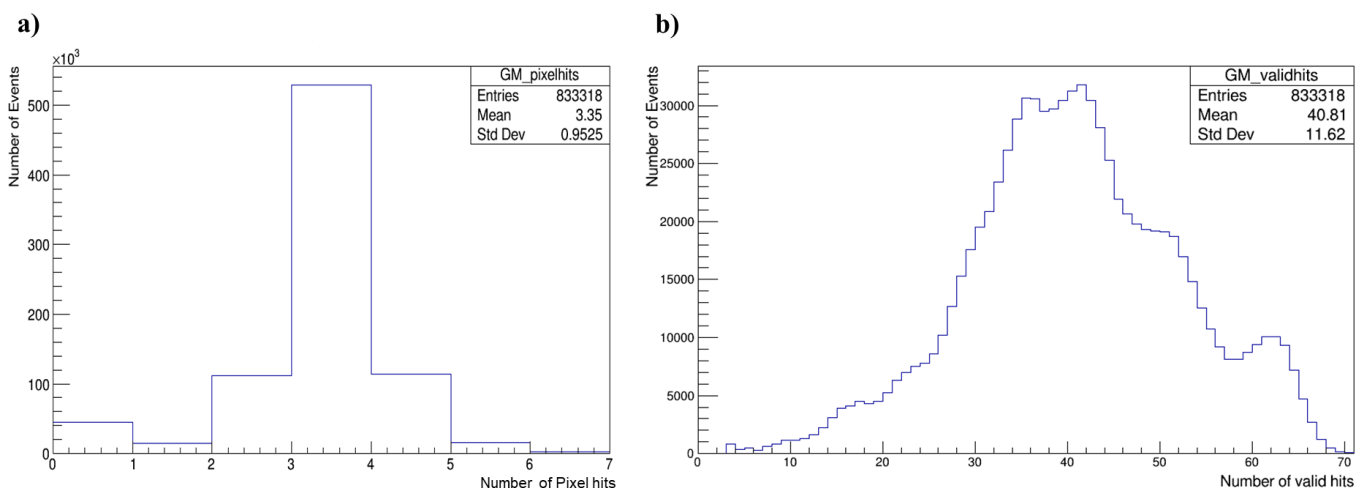


Figura 7 - a) Pixel hits para os eventos relacionados a Run 1. b) Valid hits para os eventos relacionados a Run 1

Para a análise dos dados experimentais, foi realizado um corte cinemático no espectro de massa invariante para a região de 80 a 100 GeV. Esse corte foi realizado dentro do programa analisador *cmsRun* com a inclusão de histogramas específicos para múons dessa região do espectro. Foram gerados histogramas extras para as variáveis de momento total, momento transversal, pseudorapidez e ângulo azimutal, bem como o de massa invariante. A seguir apresenta-se a comparação entre os histogramas gerais, que contém eventos relativos aos diversos processos do canal de decaimento em múons, com os histogramas relacionados ao pico de ressonância do bóson  $Z^0$ , incluindo apenas o sinal dos múons que apresentaram massa invariante dentro do intervalo referido. Dentro deste intervalo encontra-se a produção de bósons  $Z^0$  tanto pelo processo Drell-Yan como fotoproduzidos e o sinal do processo Drell-Yan

mediado por fótons, considerado como ruído contínuo com menor contribuição. De um total de 500.000 eventos analisados, apenas 270.548 passaram por todas as condições de reconstrução. Destes, somente 13.393 encontram-se no intervalo proposto para o estudo da ressonância do bóson  $Z^0$ , como pode se observar na Fig. 8.

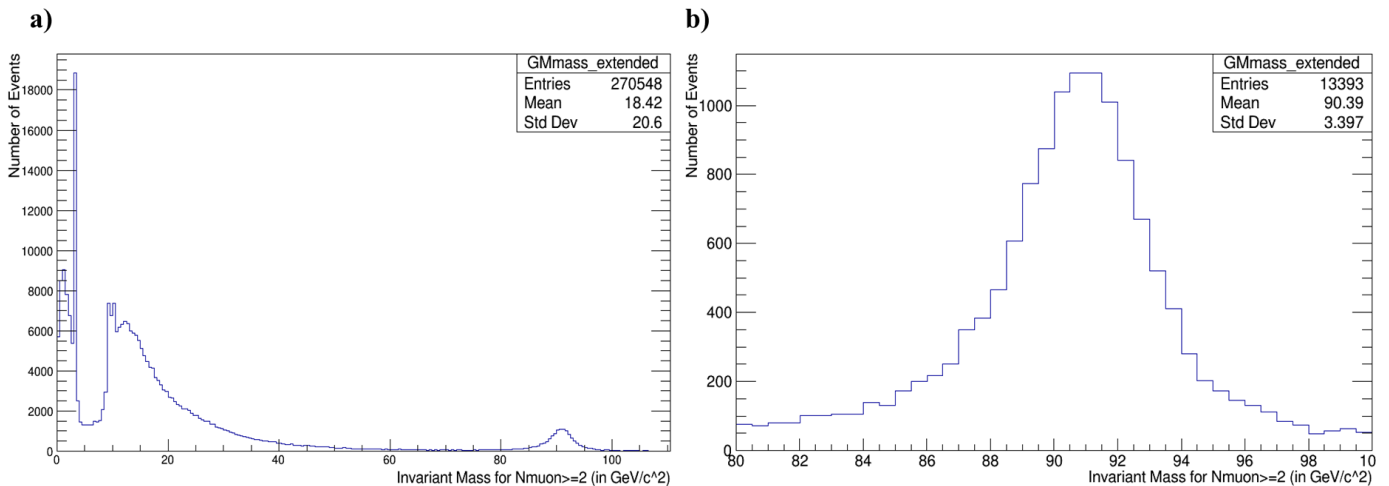


Figura 8 - a) Espectro longo de massa invariante para a Run 1. b) Corte no espectro de massa invariante apresentando o pico de ressonância do Bóson  $Z^0$

Analisando a Fig. 9, com o histograma para o momento total das partículas, podemos perceber que, ao contrário do caso geral, no qual a maior parte das partículas tem momento pequeno na região de 0 a 20 GeV/c, os múons oriundos da região de ressonância do bóson  $Z^0$  possuem um momento total alto, com um pico em torno de 45 GeV/c. Esse comportamento é explicado visto que esse valor é metade da massa invariante, o que é necessário para a formação da partícula no processo de colisão. Os eventos anteriores a esse limite podem ser explicados pelos outros processos envolvidos na região de corte escolhida.

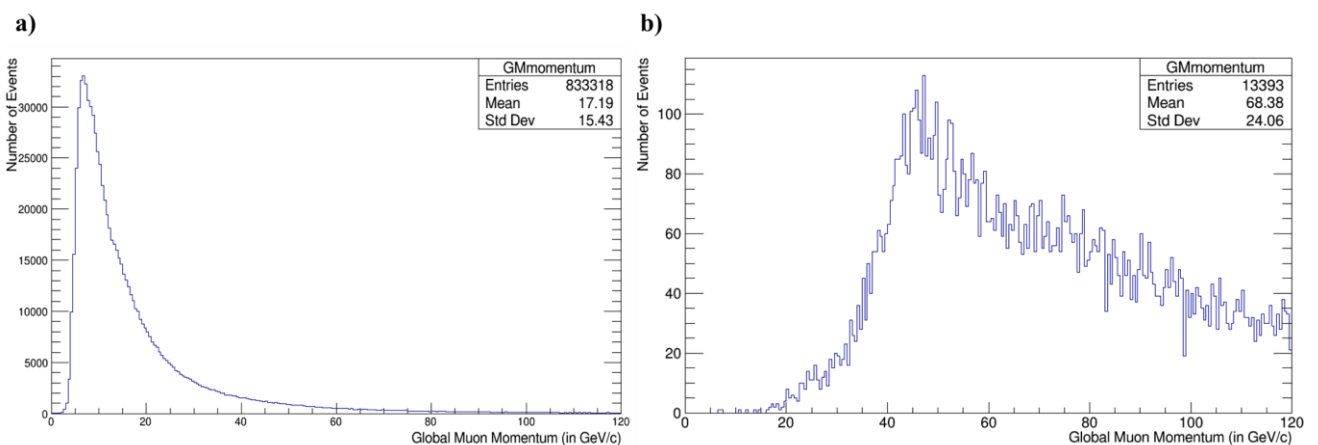


Figura 9 - a) Momento total para os eventos relacionados a Run 1. b) Momento total para os eventos relacionados a Run 1 e o corte cinemático aplicado na variável de massa invariante

Na Fig. 10, apresenta-se os histogramas para o momento transverso dos múons desta análise. Pode-se observar um pico em torno de 45 GeV/c, o que ao se comparar com o momento total, indica que para a maior parte das partículas, o momento está mais distribuído nas direções perpendiculares ao feixe.

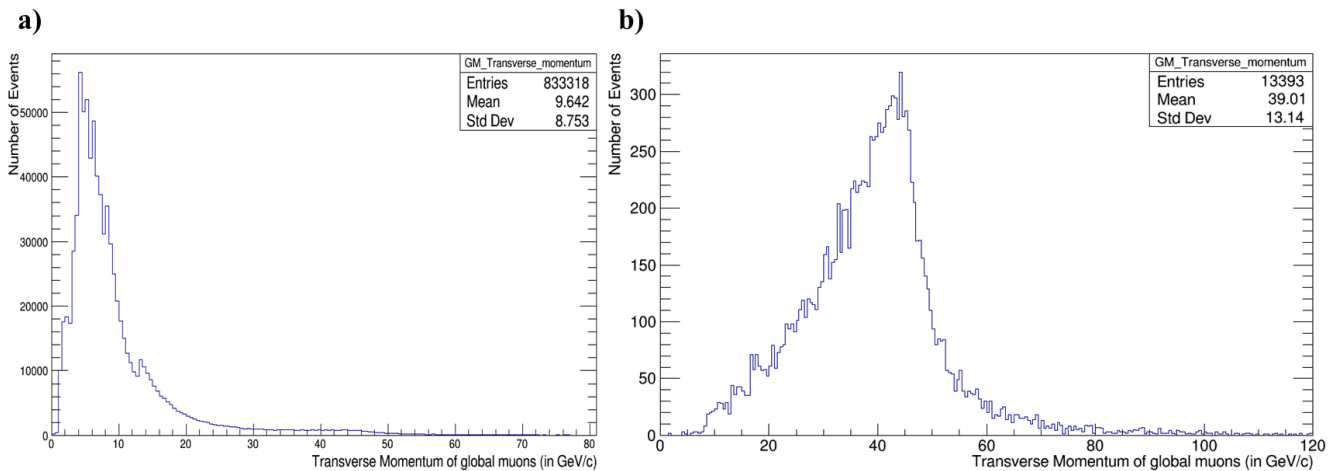


Figura 10 - a) Momento transverso para os eventos relacionados a Run 1. b) Momento transverso para os eventos relacionados a Run 1 e o corte cinemático aplicado

Analisando os dados para a variável pseudorapidez na Fig. 11, pode-se perceber falhas no histograma, especialmente na Fig. 11 (a), geradas pelas imperfeições do detector. Para o histograma na Fig. 11 (b) essas falhas também estão relacionadas a pouca estatística causadas pelo corte cinemático. Também pode-se observar uma preferência para espalhamento a grandes ângulos, o que corrobora as informações obtidas a partir da análise das distribuições de momento. Outro fator observado é que distribuição para a variável pseudorapidez é praticamente simétrica, o que é esperado na análise de um processo de decaimento em duas

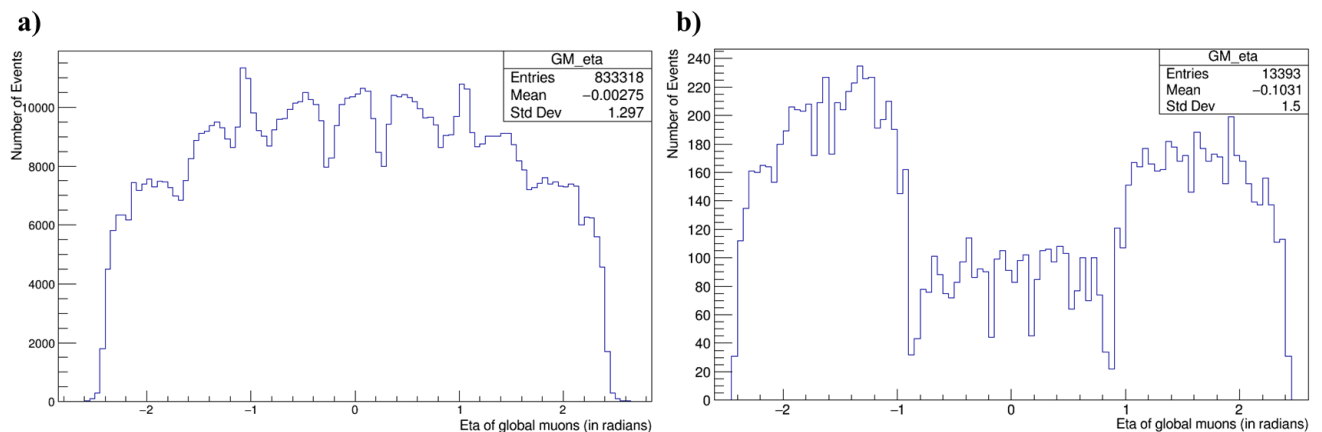


Figura 11 - a) Pseudorapidez para os eventos relacionados a Run 1. b) Pseudorapidez para os eventos relacionados a Run 1 e o corte cinemático aplicado

partículas, pois neste caso o momento inicial dos dois feixes somados é próximo a zero, salvo as diferenças da distribuição de momento interna do *bunch* de partículas do feixe. Então, se uma partícula do processo de decaimento é encontrada a um ângulo  $\theta$ , é necessário que sua partícula irmã esteja a um ângulo  $-\theta$  para que o momento em cada direção seja conservado.

Como mencionado previamente, foram também gerados os histogramas para a variável que corresponde ao ângulo azimutal em relação ao feixe. Porém, neste, caso não existe preferência angular no decaimento dos múons, tanto para o histograma geral, como para os relativos aos processos analisados em destaque neste trabalho.

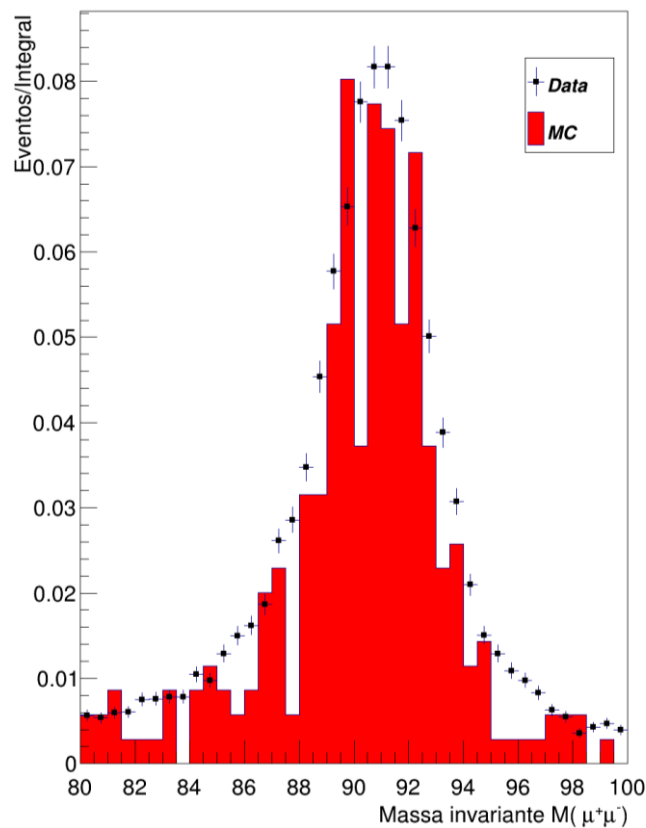


Figura 12 - Comparação entre os dados experimentais e a simulação via Monte Carlo (MC) para os dados relacionados a Run 1

A Fig. 12 apresenta os resultados obtidos com a simulação via Monte Carlo para parâmetros da Run 1, como a energia de colisão de 7 TeV. Nela é apresentada a comparação entre os dados da simulação com os dados obtidos experimentalmente. Para os dados experimentais, foram utilizados os 13.393 eventos. Para a simulação foram gerados apenas 2.000 eventos no total, contando com apenas 168 eventos para a região em destaque. O gráfico foi normalizado em função da integral para cada um dos resultados, para que ambos pudessem ser comparados. O principal ponto a se observar é que 168 eventos não constituem uma

estatística muito boa para esta análise, porém, apesar disso, pode se notar que a simulação segue o perfil dos dados experimentais, salvo algumas falhas na distribuição devido à baixa estatística.

## 5.2 RUN 2 x FITTING

Esta segunda seção apresenta os resultados obtidos com a análise dos dados públicos do CMS para o período de 2012, a uma energia de colisão de 8 TeV, conhecido como Run 2. Esta análise ocorreu da mesma forma que a descrita anteriormente para a Run 1. Foram analisados 500.000 eventos através do programa *cmsRun*, incluindo os histogramas específicos com o corte cinemático no observável massa invariante.

Na Fig. 13 podemos ver que o número total de entradas é menor que 500.000, o total proposto para o estudo. Isso pode ser explicado pelo fato que estes histogramas gerais também são uma fração do resultado total, e que a parte faltante dos eventos possuem massa invariante maior que 120 GeV/c, o limite para os espectros tidos como gerais até então.

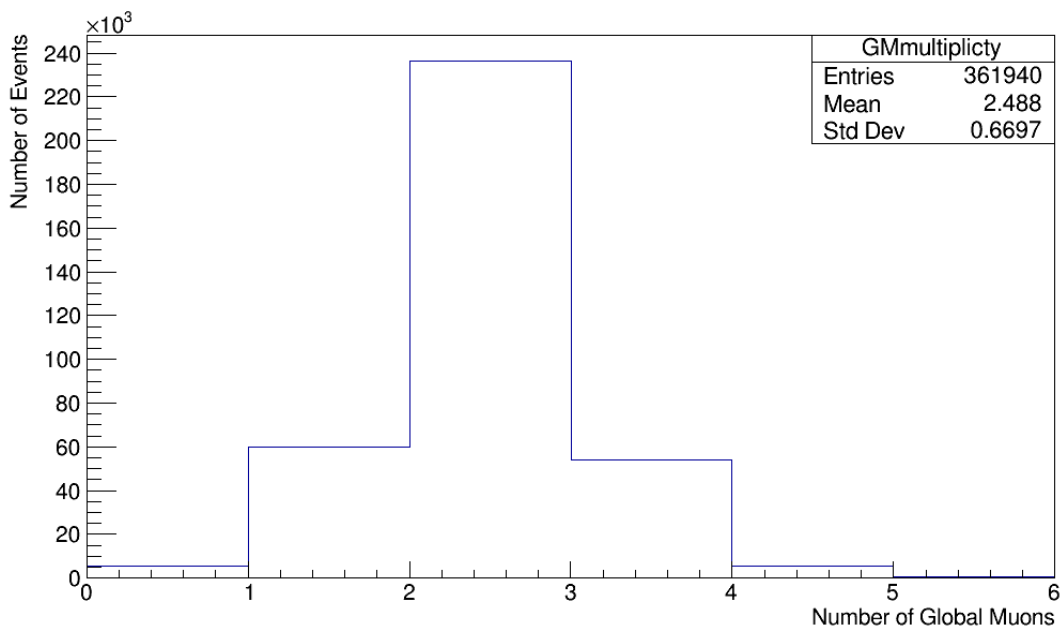


Figura 13 - Multiplicidade para os dados relacionados a Run 2

Para os resultados da Run 2 nas Figs. 14—17 podemos observar uma concentração menor de eventos no início do histograma, o que conseqüentemente levou a um maior número de eventos na região entre 80 e 100 GeV/c<sup>2</sup> para o espectro da massa invariante, onde foram contabilizados 34.015 eventos nessa região. Como certos parâmetros e condições de análise são



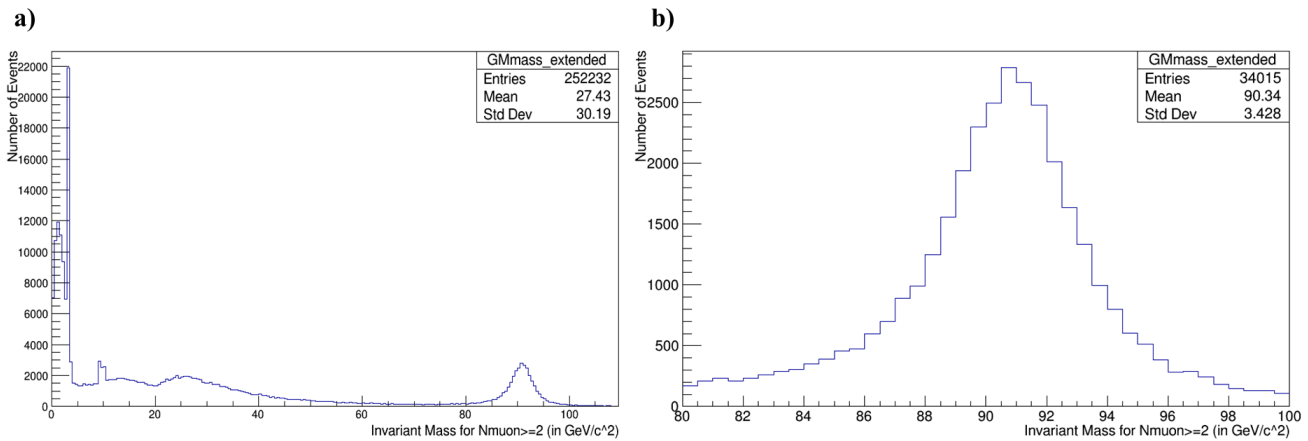


Figura 14 - a) Espectro longo de massa invariante para a Run 2. b) Corte no espectro de massa invariante apresentando o pico de ressonância do Bóson  $Z^0$

alterados de uma tomada de dados para outra, com base no tipo de estudo a ser realizado é natural que a contagem em certas regiões varie de um ano para outro.

A mesma análise realizada anteriormente é válida para a comparação dos histogramas neste caso. A característica mais importante a se ressaltar é que, como pode-se observar em todos as demais Figuras do lado b, com quase 35.000 eventos, a estatística é muito melhor em comparação aos dados demonstrados para a Run 1, e os defeitos nos histogramas ficam menos evidentes. Uma comparação direta entre a Fig. 9 (b) e a Fig. 15 (b) evidencia essa constatação.

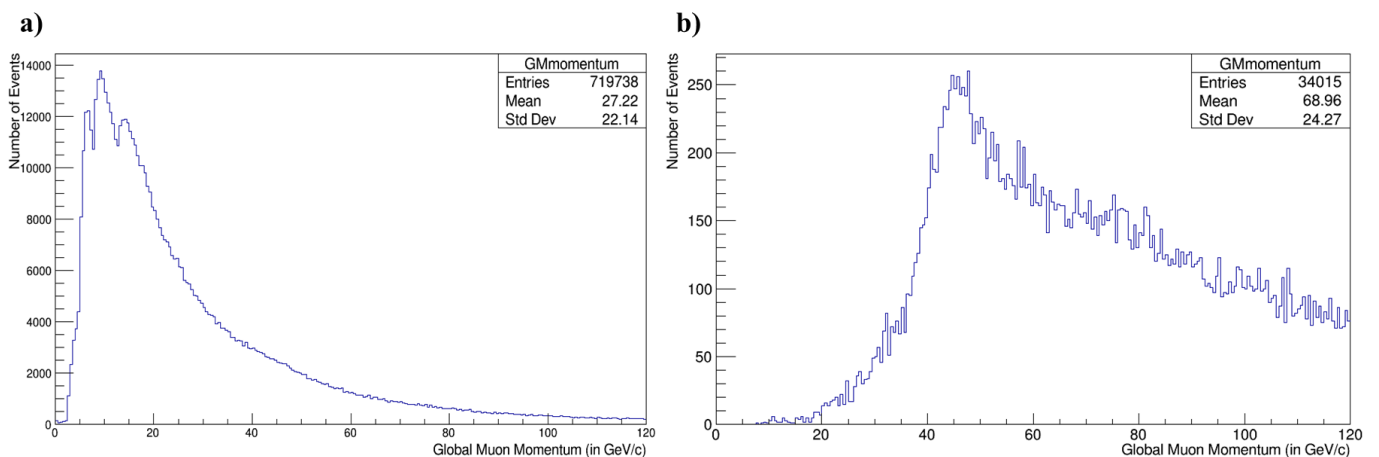


Figura 15 - a) Momento total para os eventos relacionados a Run 2. b) Momento total para os eventos relacionados a Run 2 e o corte cinemático aplicado

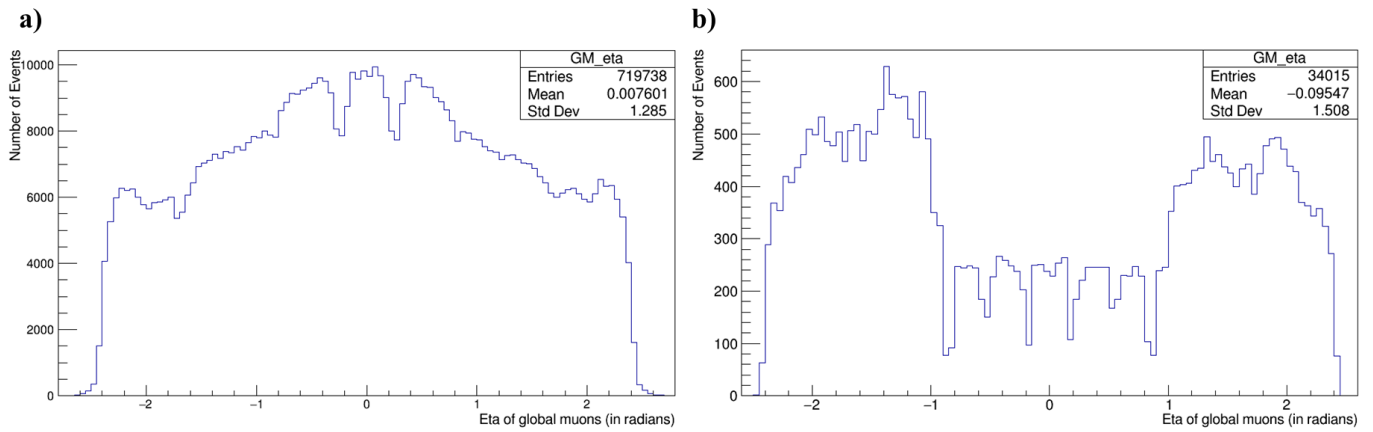


Figura 16. a) Pseudorapidez para os eventos relacionados a Run 2. b) Pseudorapidez para os eventos relacionados a Run 2 e o corte cinemático aplicado

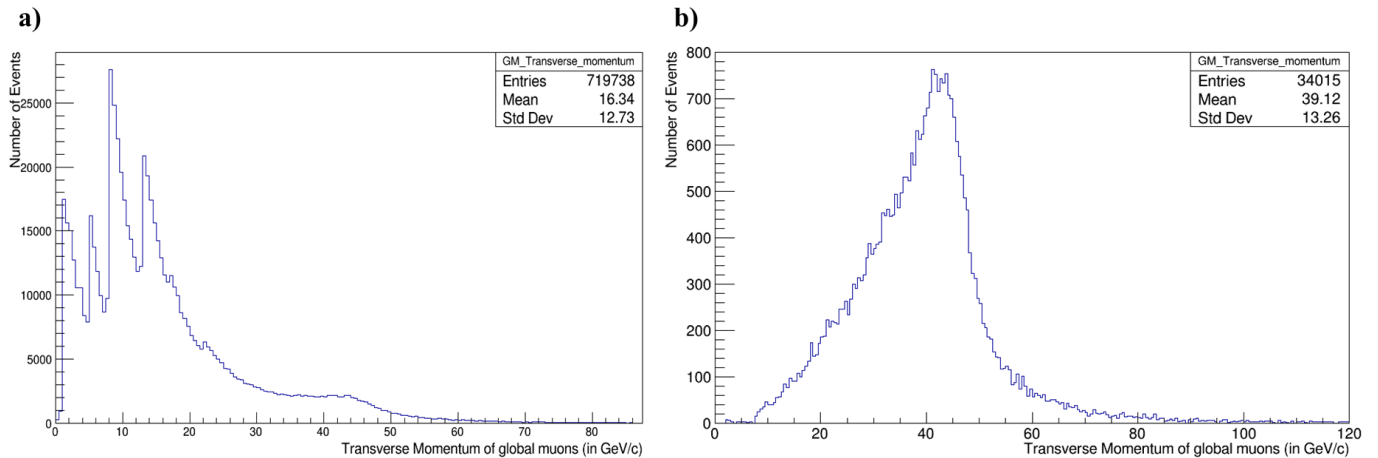


Figura 17 - a) Momento transverso para os eventos relacionados a Run 2. b) Momento transverso para os eventos relacionados a Run 2 e o corte cinemático aplicado

Semelhante ao que é realizado pela colaboração CMS na investigação e medidas de precisão para a massa das partículas, foi realizado o ajuste sobre os dados experimentais no espectro de massa invariante para o canal estudado. O primeiro leva em conta um espectro mais extenso e inclui o ruído contínuo, causado majoritariamente pelo processo Drell-Yan mediado por fótons que, por não possuírem massa, não geram um pico de ressonância. Nesta análise foi utilizada a distribuição Lorentziana para modelar o pico do bóson  $Z^0$ . A Fig. 18 demonstra os resultados obtidos, com ambas as funções utilizadas e também a soma delas a qual descreve o sinal dos dados.

Para este ajuste foram encontrados alguns parâmetros para a o valor do centro do pico de ressonância e também a largura a meia altura do pico, os quais encontram-se na Tabela 2. O valor central do pico representa a massa invariante para o bóson  $Z^0$  e a largura a meia altura está relacionada com o tempo de vida da partícula.

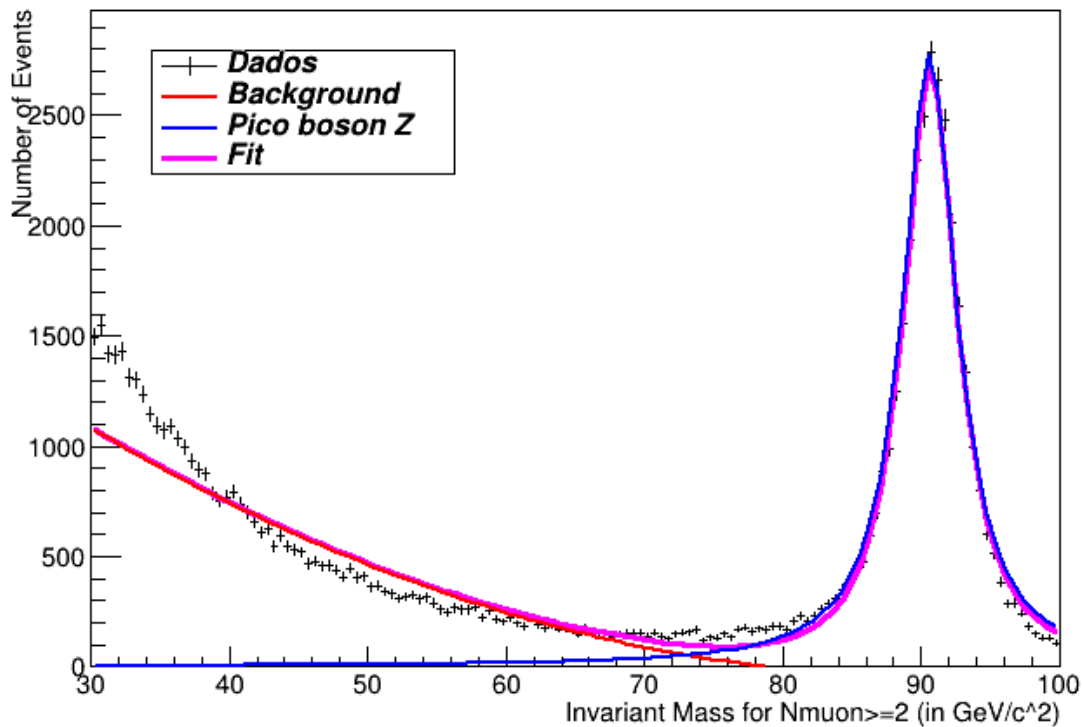


Figura 18 - Ajuste longo para os dados referentes a Run 2

Tabela 2 – Parâmetros para a Lorentziana usando dados de 2011.

Média da distribuição (GeV)	Largura do pico (GeV)
90,6425	2,84707

O segundo ajuste foi realizado para o intervalo de 80 a 100  $\text{GeV}/c^2$  e considera apenas o somatório total dos eventos dessa região. Para essa análise foram utilizadas duas distribuições diferentes, a Gaussiana e a Lorentziana, para investigar qual explica melhor os dados. A Fig. 19 apresenta os resultados do ajuste. Fica claro pela comparação visual que a distribuição Lorentziana ajusta melhor os dados, principalmente devido ao fato desta ter o pico mais estreito e as caudas mais longas. Os resultados referentes a média das distribuições, e a largura a meia altura encontram-se na Tabela 3 incluindo dados de (Tanabashi, 2019).

Tabela 3 – Parâmetros para o ajuste com o intervalo reduzido.

Distribuição	Média do pico (GeV)	Erro (GeV)	Largura a meia altura (GeV)	Erro (GeV)
Lorentziana	90,6831	0,0165	4,41966	0,0372
Gaussiana	90,6126	0,0175	2,98431	0,0213
PDG	91,1876	0,0021	2,49520	0,0023

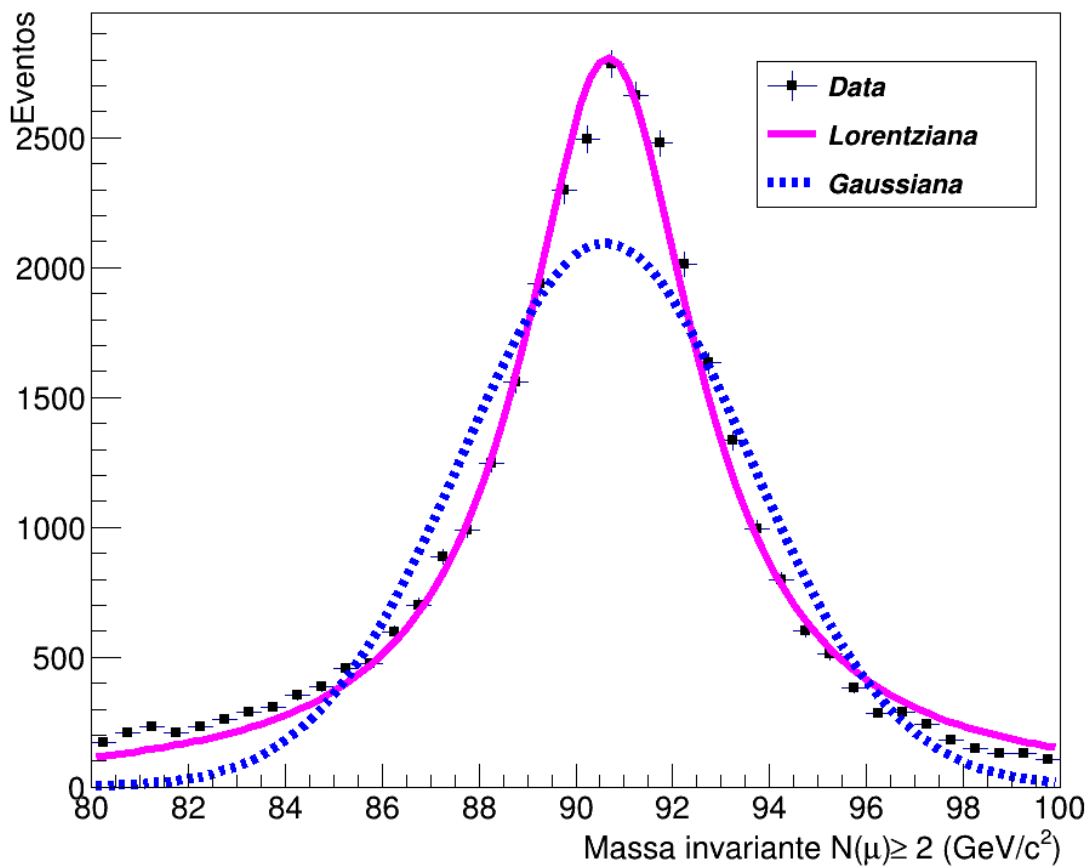


Figura 19 - Ajuste para o pico de ressonância do Bóson  $Z^0$  com as distribuições Gaussiana e Lorentziana

Logo, vê-se que a medida da massa do bóson  $Z^0$  fica em  $90,6831 \text{ GeV}/c^2$  para os dados de 2012, a qual é próxima do valor médio global de  $91,1878 \text{ GeV}/c^2$ . Como medida da qualidade do ajuste obteve-se um valor para chi quadrado de 431,412 para a Lorentziana e 2713,8 para a Gaussiana, ambas com 37 graus de liberdade. Medidas similares são efetuadas para todas as partículas massivas que apresentam uma ressonância quando mediadoras em um processo de colisão. O mesmo é efetuado para a medida da massa do bóson de Higgs, para o qual vários canais de decaimento foram agregados para ampliar a estatística e permitir uma medida precisa da massa.

### 5.3 FOTOPRODUÇÃO DO BOSON Z

O processo de interesse neste trabalho relaciona a produção do bóson  $Z^0$  no mecanismo eletromagnético, como apresentado na Fig. 20. Dado que o Modelo Padrão não prevê acoplamento direto entre fótons e bóson  $Z^0$ , este mecanismo só é possível através da flutuação do fóton num par quark-antiquark (chamado de dipolo), o qual se recombina em um bóson  $Z^0$ .

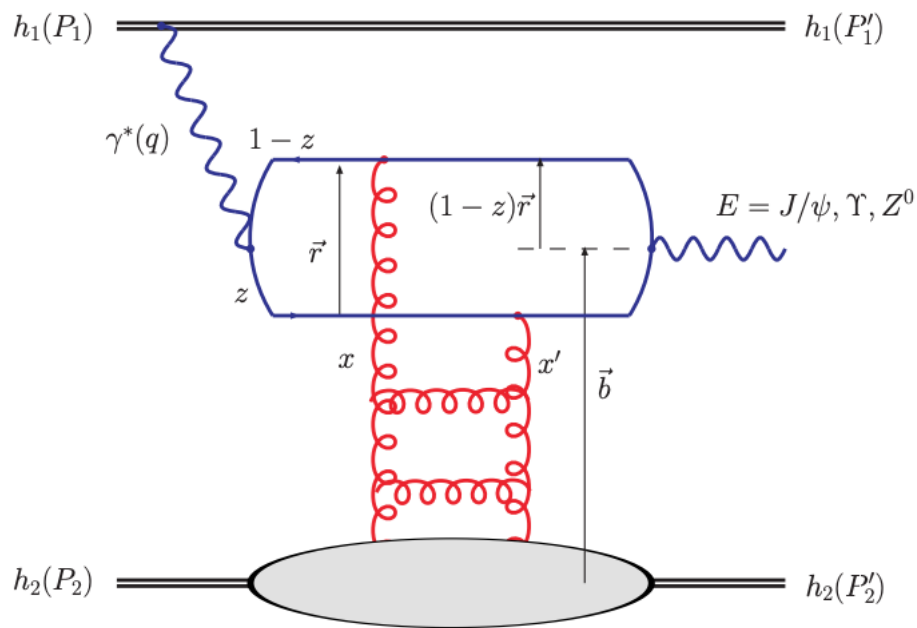


Figura 20 – Mecanismo de produção eletromagnética do bóson  $Z^0$ . Adaptado de (MOTYKA e WATT, 2008).

A interação ocorre entre o dipolo e o segundo próton incidente, proporcionando a produção do bóson  $Z^0$  pela transferência de momentum na interação. Este tipo de processo já é estudado no experimento CMS e as regiões cinemáticas favoráveis a este processo já são conhecidas.

Dadas as medidas de massa para os conjuntos de dados de 2011 e 2012, efetua-se uma seleção de eventos relativos à produção eletromagnética do bóson  $Z^0$ . Para tal, são definidas as seguintes variáveis cinemáticas:

$$\Delta p_T = |\mathbf{p}_{T1} - \mathbf{p}_{T2}| \quad (4)$$

$$\mathbf{a} = \left| \mathbf{1} - \frac{\Delta\phi}{\pi} \right| \quad (5)$$

A primeira refere-se ao balanço de momentum transversal, onde eventos de produção eletromagnética se concentram em torno de zero devido à conservação de momentum. A segunda variável está relacionada com a separação angular entre os múons em termos de seus respectivos ângulos azimutais. Essa variável é chamada de *acoplanaridade* e tende ao valor de  $180^\circ$  para processos eletromagnéticos, referindo-se a múons que saem em direções opostas (*back-to-back*). Como exemplificação do sinal para a variável acoplanaridade, podemos observar na Fig. 21 um histograma relativo à produção de múons para dados de 2011. Neste, o sinal em amarelo representa a fotoprodução exclusiva de múons, demonstrando que a região de acoplanaridade próximo a zero é favorável a esse processo de produção.

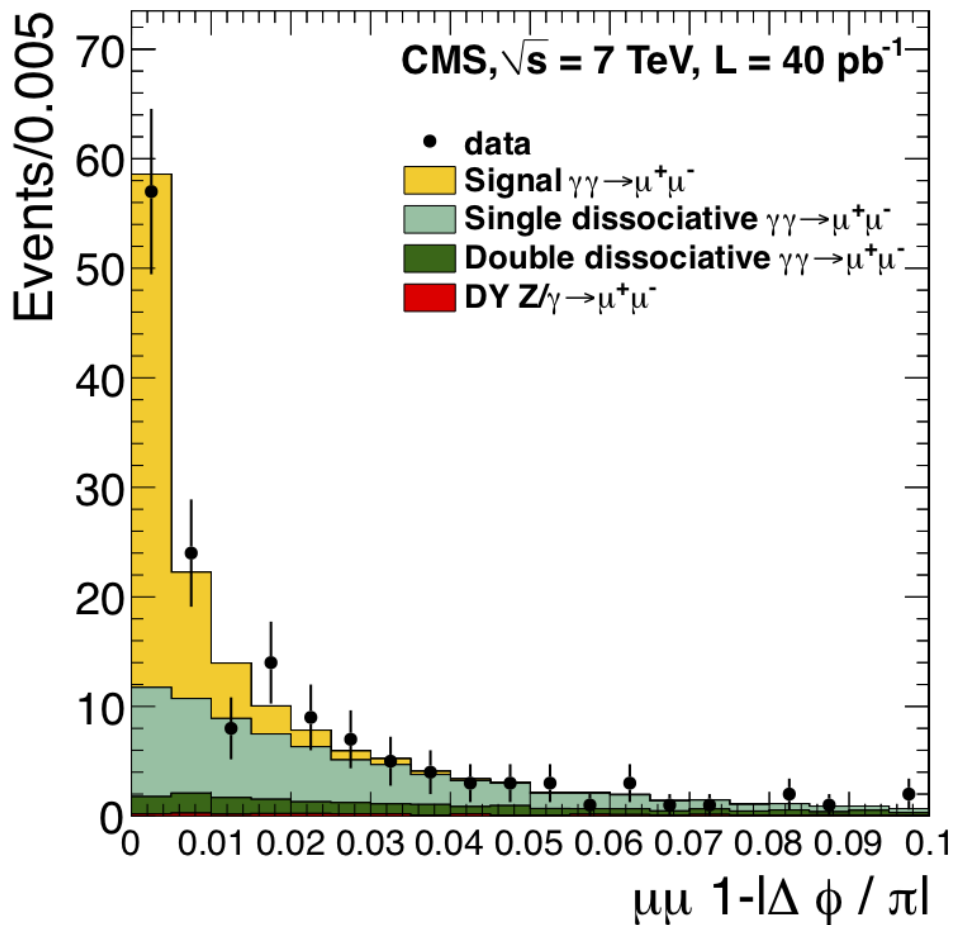


Figura 21 – Acoplanaridade para produção de pares de múons. Adaptado de (CMS COLLABORATION, 2012)

Este trabalho concentrou-se nos dados de 2011, para 10.000 eventos, onde a seleção dos eventos eletromagnéticos tomou um balanço de momentum transversal menor que 1,0 e de acoplanaridade menor que 0,1. A Fig. 22 mostra os eventos que passam esta seleção, mostrando que o conjunto de dados contém 20 eventos que seriam compatíveis com a produção eletromagnética do bóson  $Z^0$ . O conjunto de dados simulado apresenta 5 eventos num total de 2.000 que também atendem a esses critérios. Escalando para um total de 10.000 eventos como nos dados, totalizam 25 eventos gerados na simulação, a qual engloba apenas eventos produzidos via Drell-Yan. Sendo assim, é pequena a chance de existência de um sinal relacionado a fotoprodução do bóson  $Z^0$  neste conjunto de dados.

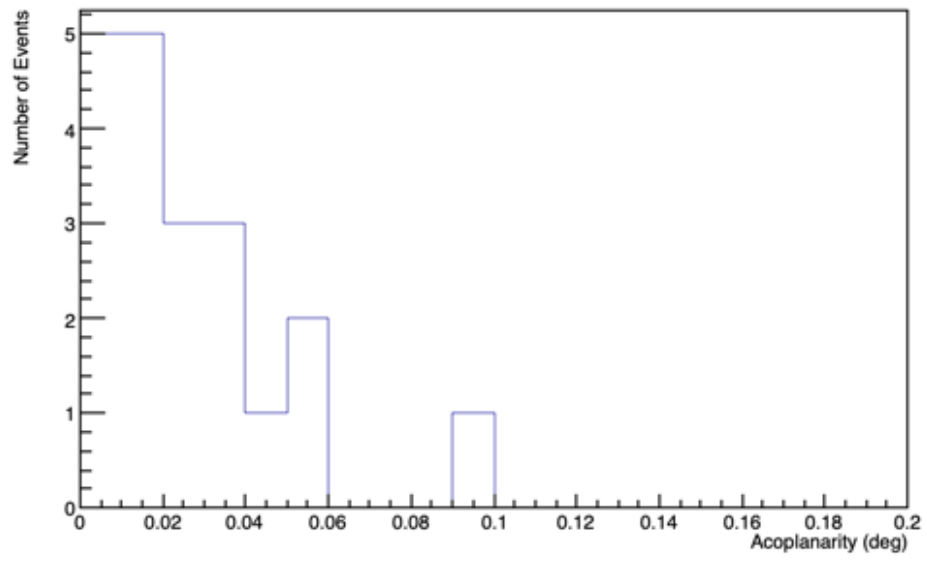


Figura 22 - Acoplanaridade para os dados simulados via Monte Carlo referentes a Run 1

## 6 CONCLUSÕES

A análise dos dados públicos do CMS requer um extenso trabalho que contempla além da física envolvida nos processos de colisão, diversos conhecimentos técnicos referentes as ferramentas necessárias para este trabalho. Para um estudo fenomenológico, os geradores de eventos fornecem uma ótima previsão para os dados experimentais, o que pode ser feito em um curto intervalo de tempo. Porém apenas através de outros *softwares* que incluem os aspectos do detector uma simulação completa pode ser efetuada. Este é um processo demorado, mas que permite uma análise quase que total do que é esperado pela teoria, em comparação ao que se apresenta nos resultados experimentais.

Em detrimento à simulação para os dados relativos a Run 1 do LHC, podemos concluir que uma análise mais extensa é necessária para uma devida comparação. Os 168 eventos gerados para o intervalo específico neste trabalho seguem os dados experimentais, contudo não permitem uma avaliação fidedigna para a identificação de espaços entre os dois resultados. Já a análise dos dados da Run 2 permitiu a reconstrução do pico de ressonância do bóson  $Z^0$  através de funções analíticas, e, com isso, a medida para a massa desta partícula, com uma precisão razoável, quando comparado a indicação mais recente que leva em conta uma média sobre todas as medidas já estudadas.

Para os eventos relacionados à fotoprodução do bóson  $Z^0$ , a análise das variáveis acoplanaridade e balanço de momento transversal permitiram a identificação de 20 eventos que atenderiam aos requisitos necessários. Através dos geradores de eventos pode-se concluir que este número se enquadra no que é esperado de eventos relacionados ao processo Drell-Yan nesta faixa de cortes. Com estes resultados apresentados, não se pode concluir sobre a existência de nenhum evento relacionado a fotoprodução do bóson  $Z^0$ , e que se faz necessário um conjunto de dados maior, especialmente da simulação, para realizar esta análise.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANTCHEVA, I. et al. ROOT — A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. **Computer Physics Communications**, v. 180, n. 12, p. 2499-2512, dez. 2009.

BORTOT, L.; MACIEJEWSKI, M.; PRIOLI, M. Analysing the LHC Magnet Quenches. **The Institution of Engineering and Technology**, 2018. Disponível em: <<https://eandt.theiet.org/content/sponsored/analysing-the-lhc-magnet-quenches/>>. Acesso em: 01 jul. 2019.

CERN. Large Hadron Collider. **CERN**, 2019. Disponível em: <<https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>>. Acesso em: 26 jun. 2019.

CERN. Super Proton Synchrotron. **CERN**, 2019. Disponível em: <<https://home.cern/science/accelerators/super-proton-synchrotron>>. Acesso em: 26 jun. 2019.

CERN. Z boson. **CERN**, 2019. Disponível em: <<https://home.cern/science/physics/z-boson>>. Acesso em: 26 jun. 2019.

CMS COLLABORATION. CMS Integrated Luminosity Delivered, pp. **CMS Service Lumi**, nov. 2018. Disponível em: <[https://cms-service-lumi.web.cern.ch/cms-service-lumi/publicplots/int\\_lumi\\_cumulative\\_pp\\_2.pdf](https://cms-service-lumi.web.cern.ch/cms-service-lumi/publicplots/int_lumi_cumulative_pp_2.pdf)>. Acesso em: 10 out. 2019.

CMS COLLABORATION. Exclusive photon-photon production of muon pairs in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV. **Journal of High Energy Physics**, 11 jan 2012.

CONTRIBUTORS, W. Drell Yan Process. **Wikipedia**, 2019. Disponível em: <[https://en.wikipedia.org/wiki/Drell%E2%80%93Yan\\_process](https://en.wikipedia.org/wiki/Drell%E2%80%93Yan_process)>. Acesso em: 26 jun. 2019.

DHINGRA, N. CMSSW Application Framework. **Twiki**, 2018. Disponível em: <<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/WorkBookCMSSWFramework>>. Acesso em: 04 nov. 2019.

ELGENDRY, N.; ELRAGAL, A. Big Data Analytics: A literature Review Paper. In: \_\_\_\_\_ **Advances in Data Mining. Applications and Theoretical Aspects**. [S.l.]: [s.n.], 2014. p. 214-227.

GRIFFITHS, D. **Introduction to Elementary Particles**. Segunda. ed. [S.l.]: Wiley-VCH, 2008.

LELLA, L.; RUBBIA, C. The Discovery of the W and Z Particles. **Advanced Series on Directions in High Energy Physics | 60 Years of CERN Experiments and Discoveries**, v. 25, p. 137-163, nov 2015.

LOPES, J. L. A model of the universal fermi interaction. **Nuclear Physics**, v. 8, p. Pages 234-236, Nov 1958.

MOTYKA, L.; WATT, G. Exclusive photoproduction at the Tevatron and CERN LHC within the dipole picture, **Phys.Rev. D** 78 (2008) 014023, DOI: 10.1103/PhysRevD.78.014023, e-Print: arXiv:0805.2113 [hep-ph]

MOREIRA, M. A. O Modelo Padrão da Física de Partículas. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 31, 2009. 1306.1-1306.11.

ROOT. Chapter:Introduction. **ROOT a data analysis framework**, 2019. Disponível em: <<https://root.cern.ch/root/html/doc/guides/users-guide/Introduction.html>>. Acesso em: 20 nov. 2019.

SAHOO, N. Rare B decays at CMS. **CERN Document Server**, 2017. Disponível em: <<https://cds.cern.ch/record/2263421/plots>>. Acesso em: 26 jun. 2019.

SILVEIRA, G. G. A física Experimental de Altas Energias. **IF UFRGS**, Porto Alegre, 2017. Disponível em: <[https://www.if.ufrgs.br/~diemort/files/talk\\_wALICE.pdf](https://www.if.ufrgs.br/~diemort/files/talk_wALICE.pdf)>. Acesso em: 20 nov. 2019.

SIRUNYAN, A. M. et al. Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV. **Journal of Instrumentation**, v. 13 P06015, jun. 2018.

STEINKIRCH, M. V. O Modelo Padrão. Instituto de Física da USP. 2010. Disponível em:<<http://www.astro.sunysb.edu/steinkirch/reviews/sm07.pdf>>. Acesso em: 02 de dez. 2019

TANABASHI, M. Particle Data Group. **Particle Data Group**, 2019. Disponível em: <<http://pdg.lbl.gov/2019/tables/rpp2019-sum-gauge-higgs-bosons.pdf>>. Acesso em: 26 jun. 2019.