

# Estudo da Produção de Mono- $Z$ no LHC como Sinal da Existência de Matéria Escura

Ana Maria de Sousa Slivar, Eduardo de Moraes Gregores  
*Universidade Federal do ABC, Centro de Ciências Naturais e Humanas*  
 (Dated: Novembro de 2017)

Realizamos os estudos necessários à procura por mono- $Z$  no LHC com um modelo simplificado de Matéria Escura. Foram estudados processos produzidos pela aniquilação de quarks, com um bóson  $Z$  e um candidato à Matéria Escura no estado final. O momento transversal do mediador de Matéria Escura se igualou ao momento transversal do bóson  $Z$ , e os múons que decaem do bóson  $Z$  são altamente colimados.

## I. INTRODUÇÃO

O Large Hadron Collider (LHC), é o maior acelerador de partículas do mundo. Ele alcançou seu objetivo inicial em 2012 com a descoberta do bóson de Higgs [1], fornecendo forte evidência ao Modelo Padrão. No entanto, as questões referentes à Matéria Escura (ME) [2, 3], intrinsecamente ligadas às questões sobre a estrutura e evolução do universo, ainda não foram esclarecidas. Por ser a forma dominante de matéria no universo, as suas características dizem muito sobre o que pode ser observado atualmente, desde as escalas microscópicas até as escalas cosmológicas.

Neste projeto, realizamos os estudos necessários à procura por mono- $Z$  no LHC com modelos simplificados de Matéria Escura [4]. Foram estudados processos produzidos pela aniquilação de quarks, com um bóson  $Z$  e um candidato à Matéria Escura no estado final. As reações foram simuladas utilizando-se modelos implementados em plataformas como MadGraph [5] e PYTHIA [6], produzindo arquivos com as características cinemáticas dos estados finais da reação, posteriormente convertidos e analisados pelo software ROOT[7]. Isso permitiu estudar os sinais produzidos com momento transversal faltante como sinal da produção de Matéria Escura no LHC.

## II. MODELO PADRÃO

Toda a matéria comum do universo é descrita pelo Modelo Padrão, modelo capaz de explicar todas as interações fundamentais que ocorrem na natureza. Ele é composto por seis quarks, seis léptons e as forças eletromagnética, fraca e forte e o bóson de Higgs, responsável pela existência da massa de todas as partículas do modelo. Todas as partículas elementares conhecidas atualmente, bem como suas interações, podem ser organizadas como na Fig. 1.

As partículas que não são afetadas pela força forte são chamadas de léptons. São estes o elétron, o múon, o tau e seus respectivos neutrinos. Os neutrinos tem carga elétrica neutra e os demais léptons tem carga elétrica  $e^-$ , e todos os léptons possuem spin  $1/2$ . Os quarks são as partículas afetadas pela força forte e se apresentam em seis sabores: up (u), down (d), charm (c), strange

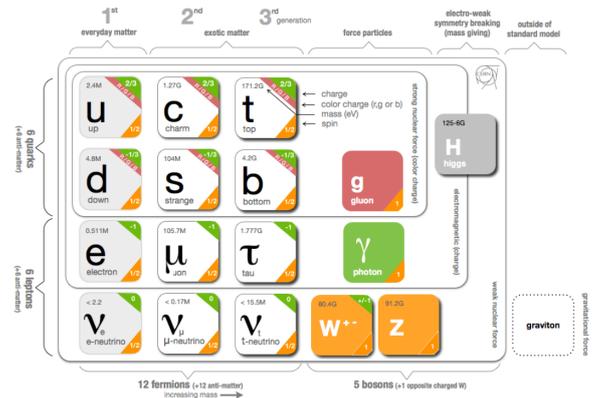


Figura 1. O Modelo Padrão. Fonte: <https://webfest.web.cern.ch/content/standard-model-standard-infographic>, acessado em Jul. 2017

(s), top (t) e bottom (b). Todos os quarks tem spin  $1/2$ , suas cargas são frações da carga do elétron. Os quarks também sentem a força fraca, que os faz trocar de sabor. Os fótons são partículas sem massa responsáveis por carregar a força eletromagnética. Os glúons são as partículas responsáveis por mediar a força forte entre os quarks. Os bósons W e Z medeiam a força fraca.

O Modelo Padrão foi inicialmente sugerido como uma solução temporária para os problemas da física do final do século XX, e se tornou uma detalhada teoria que engloba tudo o que é conhecido sobre partículas subatômicas e forças. Tal modelo, no entanto, deixa sem resposta, muitas perguntas fundamentais. Entre elas, o modelo não explica a origem ou a natureza da ME e da energia escura no universo.

## III. MATÉRIA ESCURA

Desde a década de 30, com a confirmação de Hubble que o universo estava em expansão [8], a sociedade científica se pergunta se essa expansão um dia cessará. A resposta depende de dois fatores: a rapidez dessa expansão e o quão forte a força gravitacional é capaz de manter a massa do universo em sua configuração, fator depen-

dente da densidade do universo.

Em 1933 Fritz Zwicky [9] analisou as velocidades radiais de diversas galáxias no aglomerado de Coma a partir de sua luminosidade. Comparando a densidade necessária para a sua estabilidade com a massa observada, concluiu que para a estabilidade do aglomerado, alguma forma de matéria não luminosa deveria constituir a maior parte da massa total das galáxias. Zwicky também supôs que essa matéria, chamada por ele de Matéria Escura, poderia ser detetada indiretamente por meio de sua interação gravitacional.

Por muitos anos, nenhum indício desse tipo de matéria foi detetado. No entanto, em 1974, Ostriker, Yahil & Peebles [10] mediram velocidades de rotação de galáxias espirais por meio da diferença no *red shift* do centro das galáxias e nas suas extremidades. Os resultados obtidos mostraram que a velocidade não decai proporcionalmente à luminosidade, como esperado classicamente, e que a matéria luminosa representa apenas 20% da massa total das galáxias.

No início do universo, com a formação de matéria, as escalas de estudo da cosmologia e da física de altas energias eram as mesmas, permitindo que sejam criados modelos de como a ME se relaciona com a matéria usual, descrita pelo Modelo Padrão. Desta maneira, os modelos atuais de física além do Modelo Padrão [11], inferem algumas características à Matéria Escura: ela deve ser não relativística; não bariônica (sem carga elétrica ou de cor, caso contrário já teria sido detetada); ela deve ser estável ou ter uma meia vida mais longa que a idade do universo. Considerando essas características, um novo tipo de partícula foi proposto: as WIMPs - Weakly Interacting Massive Particles. Elas devem ser partículas massivas que apenas interagem fracamente, produzidas no início da história do universo e, sendo produzidas em pares, as WIMPs também devem se aniquilar em pares.

A partir de análises da radiação de micro-ondas de pano de fundo feitas pela sonda Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) da NASA [12], as características previstas para a ME citadas anteriormente foram confirmadas e as proporções de matéria do Modelo Padrão (MP) e Matéria Escura (ME) no universo foram estimadas [13]. Segundo tais medidas, 4% do universo consiste em matéria ordinária e 20% consiste em ME, resultado condizente com o de Peebles. Os 75% de energia remanescentes são chamados de Energia Escura.

Em 1974, Georgi e Glashow [14] propuseram que as forças fraca, forte e eletromagnética poderiam ser unificadas em uma única força, de maneira que no início do universo as forças se comportariam de maneira idêntica. Esse cenário de uma única força era apenas possível para energias suficientemente altas e, conforme a temperatura do universo diminuiu, a simetria foi quebrada, criando a diferença nas interações fundamentais. Essa quebra abrupta de simetria teria causado uma expansão muito rápida do universo, fazendo com que as reações com energia suficiente para produzir um par de WIMPs fossem muito raras. A expansão também fez com que a probabilidade

de que um par de WIMPs se encontrasse para se aniquilar fosse muito baixa, tornando a taxa de expansão do universo superior à taxa de aniquilação de pares de WIMPs, ponto que ficou conhecido como *freeze-out point*, ou ponto de congelamento. A densidade constante ficou conhecida como “*the WIMP miracle*”, o milagre dos WIMPs, e permitiu os cálculos de porcentagem de ME no universo, sendo a base da teoria dos WIMPs. A partir dos dados coletados pelo WMAP, é possível encontrar a seção de choque para as WIMPs, da ordem de 1 pb, a mesma esperada para novas partículas no LHC.

A busca por ME divide a comunidade científica entre dois grupos de teorias. O primeiro grupo descreve a interação entre MP e ME por meio de operadores de dimensões mais altas, compondo os modelos de Effective Field Theory (EFT)[15]. Tais teorias são baseadas em estados mais pesados, não acessíveis diretamente nos experimentos atuais. O segundo conjunto contém modelos simplificados de ME, cuja importância é o fato de permitir uma busca independente de um modelo específico, permitindo uma busca mais ampla e eficiente.

Apesar de ainda não ter sido detectado nenhum sinal de Matéria Escura nos experimentos de Física de Partículas, a busca por candidatos a ME é uma prioridade do Run II do LHC [16].

#### A. Produção e Detecção de Matéria Escura no experimento CMS do LHC

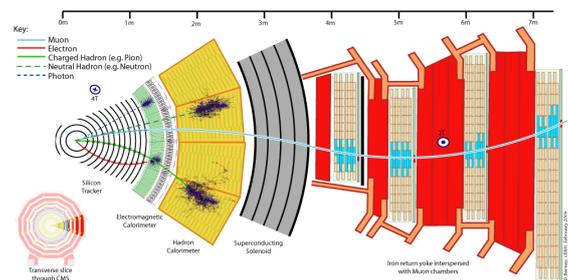


Figura 2. O detector do CMS. Fonte: <https://cds.cern.ch/record/2120661>, acessado em Jul. 2017.

O Compact Muon Solenoid - CMS [17] é um dos experimentos que opera no Large Hadron Collider. O CMS foi concebido como um experimento de propósito geral, tendo como proposta principal descobrir o Bóson de Higgs, objetivo atingido em 2012. Atualmente, busca evidências da existência de supersimetria e de dimensões extras, além de estudar colisões de íons pesados, buscar sinais de Matéria Escura e explorar a física na faixa de energia de TeV. O detector opera no com colisões próton-próton e é capaz de realizar uma boa identificação de múons, reconstrução de partículas carregadas, além de ter uma boa resolução de energia e momento faltantes nas

reações. O detetor possui um sistema de rastreamento calorímetro eletromagnético, calorímetro hadrônico, um solenoide supercondutor (responsável pelo forte campo magnético) e câmaras de múons intercaladas com placas de ferro para o retorno do campo magnético, como pode ser visto na Fig. 2.

Devido ao fato de WIMPs serem neutras e interagirem apenas fracamente, tais partículas passam pelos detetores sem deixar sinais. Se a Matéria Escura se apresentar na forma de uma nova partícula fundamental, e se interagir fracamente com as partículas descritas pelo Modelo Padrão, a sua produção constitui uma fonte de momento faltante nas reações. É a partir desse momento faltante que as reações são caracterizadas. O estudo das reações onde ocorra falta de momento transversal total dos estados finais é parte essencial do programa de busca por Matéria Escura no LHC.

Para a formulação de um modelo simplificado, algumas características das partículas de ME são previstas: (i) a ME se apresenta na forma de uma única partícula, estável nas escalas de tempo do detetor, não interage com o detetor e é produzido em pares, (ii) existe uma nova partícula massiva que medeia a interação MP-ME, (iii) um mediador de spin 0 deve ter acoplamentos com férmions proporcionais aos do bóson de Higgs, (iv) o mediador deve ter uma largura de decaimento mínima e só decai se for estritamente necessário para a consistência do modelo. Neste caso, os parâmetros de estrutura de acoplamento, massas do mediador e da partícula de ME e acoplamento entre mediador e partículas de ME e matéria padrão devem ser considerados. A busca por tais partículas no LHC é feita por meio de sua produção associada a partículas do Modelo Padrão, por meio do momento transversal faltante nas reações ou que não podem ser identificados pelo detetor. Tais buscas são identificadas como Mono- $X$ , onde  $X$  pode ser jatos hadrônicos, fótons, bósons  $W$ ,  $Z$  ou Higgs. Neste trabalho, o estudo da produção de ME no LHC se dará pela produção de Mono- $Z$ .

Uma das maneiras de se observar a ME é a partir da produção de um bóson  $Z$  recuando contra um par de partículas de ME,  $\chi\bar{\chi}$ . O bóson  $Z$  então decai em um par de léptons carregados produzindo uma assinatura específica, junto com uma grande magnitude de energia faltante  $E_T^{miss}$  devido às partículas de ME não detetadas pelo experimento.

Na busca com os dados de 2016 [18], os principais panos de fundo considerados foram:

- $ZZ \rightarrow 2l2\nu$  é o primeiro processo a ser considerado no pano de fundo pois, como os neutrinos não são detetados, essa reação apresenta o mesmo estado final que a reação com ME presente.
- $WZ \rightarrow l\nu ll$ , no qual o lépton proveniente do decaimento do bóson  $W$  não é corretamente reconstruído.
- $WW \rightarrow l\nu l\nu$  no qual a massa invariante dos dois

léptons se assemelha à massa invariante do bóson  $Z$ .

- Eventos com um quark top decaindo leptonicamente, nos quais a massa de dois léptons se assemelha à massa invariante do bóson  $Z$ .
- Eventos de  $W+$  jatos, onde um jato é reconstruído como um lépton.

Para a busca por mono- $Z$  no CMS, com o bóson  $Z$  decaindo leptonicamente, são selecionados eventos com  $E_T^{miss} > 100$  GeV e um par de elétrons ou múons com  $p_T^l > 60$  GeV. O pano de fundo dominante da produção de  $ZZ/WZ$  é estimado com eventos incluindo correções NNLO QCD e NLO EWK.

Os backgrounds modelados via simulações de Monte Carlo são normalizados de acordo com a sua seção de choque a NLO. Os outros backgrounds são normalizados de acordo com as amostras de controle de dados. Os dados de background são reescalados para reproduzir a mesma quantidade de dados coletados em 2016.

#### IV. SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL VIA MADGRAPH

O MadGraph5\_aMC@NLO (MG5) é uma plataforma que permite o cálculo automatizado a nível de árvore (*leading order* - LO) e na aproximação seguinte (*next leading order* - NLO) de seções de choque diferenciais e seu casamento com os chuveiros partônicos, sendo capaz de fornecer via simulações de Monte Carlo todos os elementos necessários para fenomenologia de Modelo Padrão e além do Modelo Padrão. Os processos podem ser simulados para a precisão em nível de árvore para qualquer lagrangeana definido pelo usuário, e precisão de ordem seguinte no caso de correções de QCD para processos de Modelo Padrão.

##### A. Modelo simplificado de Matéria Escura no MG5

O MadGraph permite a importação de modelos para simulações de eventos fora do Modelo Padrão. O modelo simplificado de ME escolhido se baseia na troca de uma única partícula mediadora entre a matéria descrita pelo Modelo Padrão e a ME[19]. Neste modelo, a partícula de ME é um férmion de Dirac ( $\chi$ ) e o mediador é um bóson escalar neutro ( $Y_0$ ). O mediador se acopla somente com quarks top, conforme pode ser visto na Fig. 3, que não são vistos no estado final.

A lagrangiana de interação do modelo escolhido é dada pela Eq. 1. A normalização da interação do mediador com o quark top é feita pelo acoplamento de Yukawa ( $y^t = m_t/v$ ).

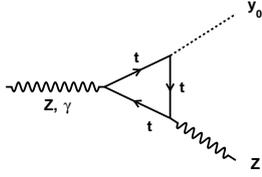


Figura 3. O acoplamento do mediador aos quarks top.

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{ME}^{Y_0} &= \bar{\chi}(g_{ME}^S + ig_{ME}^P \gamma^5)\chi Y_0 \\ \mathcal{L}_{MP}^{Y_0} &= \bar{t} \frac{y^t}{\sqrt{2}} (g_t^S + ig_t^P \gamma^5) t Y_0\end{aligned}\quad (1)$$

Apesar de o MG5 ser capaz de fazer simulações a NLO, neste modelo simplificado tais correções ainda não estão disponíveis e o modelo pode ser associado ao PYTHIA8 para o chuveiro partônico.

Neste projeto, buscamos o estudo da produção de ME associada a um Mono-Z. Para isso, foi gerado o processo  $pp \rightarrow \chi_d \bar{\chi}_d Z$ ,  $Z \rightarrow \mu_+ \mu_-$ , onde, em uma colisão próton-próton, é produzido um bóson Z, que consequentemente decai em dois múons e, por meio do mediador  $Y_0$ , irradia também duas partículas de ME, responsáveis pela energia faltante. A Fig. 4 mostra o diagrama de Feynman dos processos gerados.

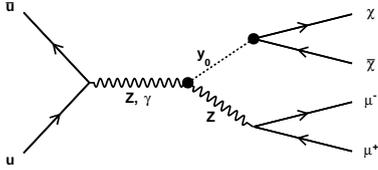


Figura 4. O diagrama de Feynman dos processos gerados.

Neste processo foram gerados 100.000 eventos, com energia de 7 TeV em cada feixe de prótons. Após a geração do processo, os dados gerados em formato LHE foram convertidos para uma Tree do ROOT. As características cinemáticas do bóson Z e do mediador de ME foram reconstruídas a partir dos dados dos dois múons e das duas partículas de ME de estado final, respectivamente.

A partir da massa invariante das partículas de estado final, é possível concluir que a reconstrução das características cinemáticas foi feita de maneira correta, com massa de 91 GeV para o bóson Z e 1000 GeV para o bóson intermediário mediador de ME, como pode ser visto na Fig. 5.

Para a comprovação de que é possível reconstruir as características da ME a partir do momento faltante na reação, comparamos o momento transversal reconstruído a partir dos dois múons e a partir das duas partículas

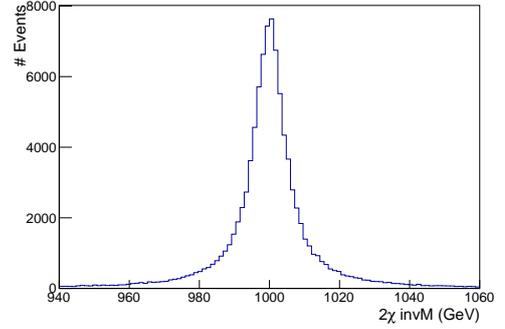
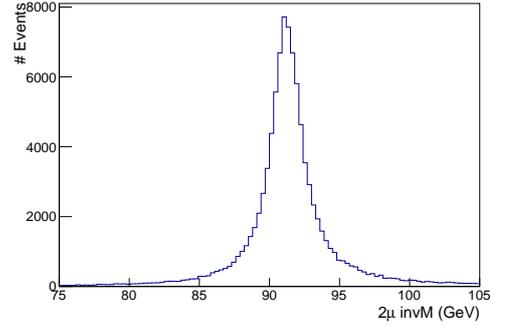


Figura 5. A massa invariante do par de múons (acima) e do par de partículas de ME (abaixo)

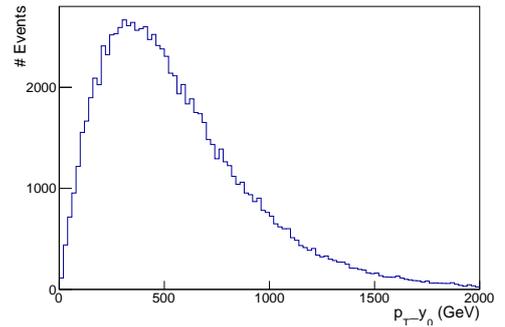
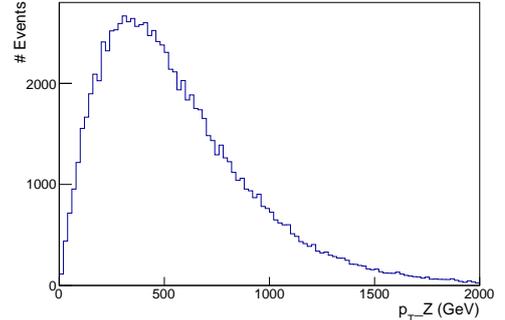


Figura 6. O momento transversal do bóson Z (acima) e o momento transversal faltante devido às duas partículas de ME (abaixo).

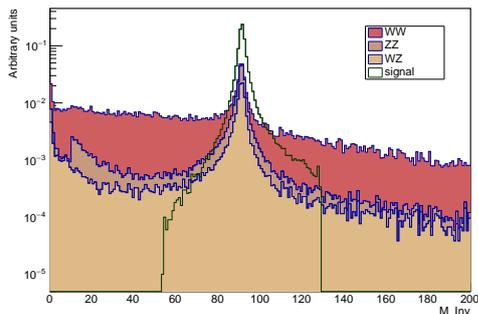


Figura 7. A massa invariante do par de múons

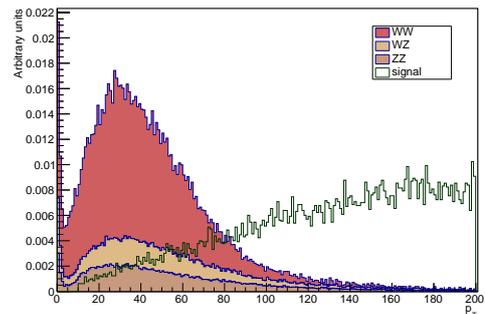


Figura 8. O momento transversal do par de múons

de ME. Na Fig 6, é possível ver que são iguais. A igualdade no momento transversal e a massa invariante reconstruída do bóson  $Z$  e do mediador de ME são bons testes de consistência para o modelo escolhido.

### B. Inclusão de pano de fundo

Foi estimado o pano de fundo da reação via PYTHIA8 com os três primeiros panos de fundo enumerados na seção III A, para encontrar a melhor maneira de fazer os cortes para a seleção de eventos para a busca de ME.

Foram gerados 100.000 eventos para cada pano de fundo. O decaimento dos bósons foi permitido apenas para léptons, e apenas eventos com no mínimo um múon positivo e um múon negativo foram analisados, e foram selecionados para a análise os múons positivo e negativo de maior momento transversal. Para o armazenamento de dados nos histogramas, foi feito o escalonamento pela seção de choque das reações e pelo número de eventos, e em seguida o pano de fundo total e o sinal foram normalizados por suas integrais, para a melhor visualização.

Como pode ser visto na Fig. 7, o sinal da massa invariante se concentra ao redor do pico do  $Z$ , enquanto o pano de fundo proveniente do  $WW$  é dominante fora do pico do  $Z$ . Todos os panos de fundo possuem  $p_T$  baixo comparado ao sinal, como pode ser visto na Fig. 8.

A pseudo-rapidez  $\eta$  é uma quantidade ligada diretamente ao ângulo de espalhamento  $\theta$  de uma partícula, relação dada pela Eq. 2. Como  $\eta$  depende apenas de  $\theta$ , ela pode ser usada para parametrizar a cobertura dos detectores. Convencionalmente, a cobertura de um detector é vista como o plano  $(\eta, \varphi)$ , conforme a Fig. 9.

Uma vez que os valores de  $\Delta\varphi$  e  $\Delta\eta$  são obtidos, é possível calcular a distância entre os dois múons no plano do detector a partir da relação Eq. 3.

$$\eta = -\ln \tan \theta/2 \quad (2)$$

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2} \quad (3)$$

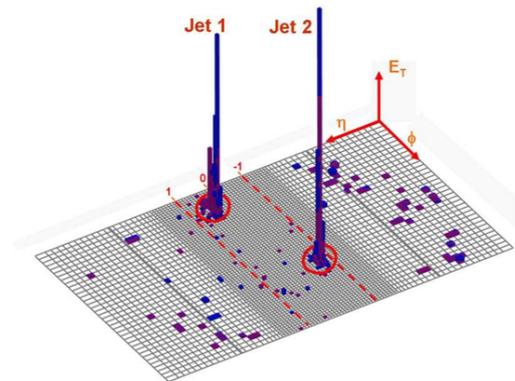


Figura 9. As células de um calorímetro no plano  $(\eta, \varphi)$ . Fonte: Notas de aula de Cinemática Relativística, S.F. Novaes, IFT-Unesp, 2009.

Foi calculado a menor diferença entre os ângulos  $\varphi$  entre os dois múons, e o valor  $\Delta\varphi$  foi armazenado no histograma da Fig. 10. Para o valor de  $\Delta\eta$ , foi calculada a diferença entre o  $\eta$  dos dois múons. Na Fig. 10, são apresentados os dados de  $\Delta\varphi$  e  $\Delta\eta$  dos dois múons. A distribuição de  $\Delta R$  calculada é armazenada no histograma da Fig. 11. Uma vez que o  $Z$  do sinal recua contra um par de partículas de ME, com o momento transversal idêntico ao de uma partícula com massa de 1000 GeV, ele possui um momento muito alto. Como consequência, os dois múons produzidos devem estar colimados, em oposição aos múons provenientes do pano de fundo, o que se comprova com os histogramas da Fig. 11

## V. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Realizamos o estudo da produção de Matéria Escura no LHC a partir de modelos simplificados, simulando eventos com a produção de um bóson  $Z$  e um candidato a ME.

O bóson  $Z$  do sinal recua contra o par de partículas de ME, e, portanto, é produzido com alto momento trans-

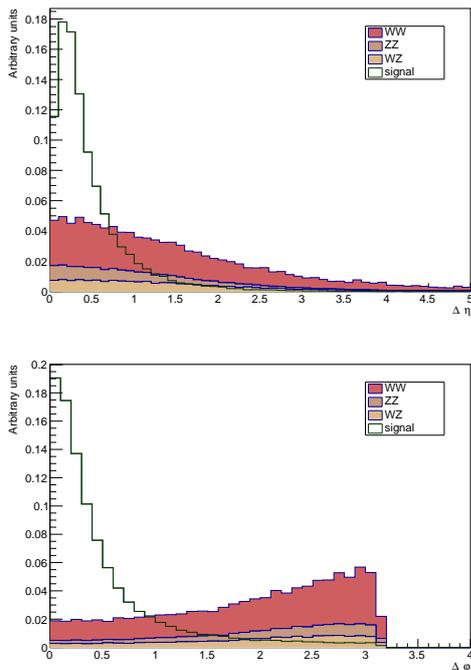


Figura 10.  $\Delta\varphi$  (acima) e  $\Delta\eta$  (abaixo) entre os dois múons.

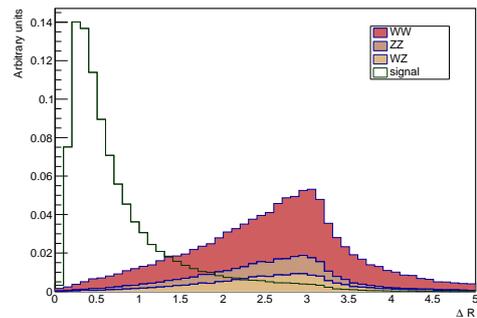


Figura 11.  $\Delta R$  entre os dois múons

versal (*boosted*). Os múons que decaem desse bóson, portanto, são colimados e também apresentam alto momento transversal, diferente dos múons do pano de fundo.

A partir desta análise, é possível implementar cortes cinemáticos que maximizem a significância do sinal ( $\sigma$ ), de acordo com a Eq. 4.

$$\sigma = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (4)$$

- 
- [1] The CMS Collaboration, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, *Physics Letters B*, **716**, 30–61 (2012);
- [2] KRAUSS, Lawrence M., “Dark Matter in the Universe”, *Sci. Amer.* **255**, 50 - 60 (1986);
- [3] TRIMBLE, V., “Existence and Nature of Dark Matter in the Universe”, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **25**, 425-72 (1987);
- [4] YU, S.S., “Search for Dark Matter in  $pp$  Collisions with CMS”, arXiv:1611.02933 [hep-ex], 2016;
- [5] ALWALL, J. et al, “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations”, *JHEP*07, 079 (2014);
- [6] SJOSTRAND, T, MRENNA, S., SKANDS, P., “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1”, *Comput.Phys.Commun.*, 178, 852-867 (2008);
- [7] BRUN, R., RADEMAKERS, “ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework”, *Nucl. Instrum. Meth. A*389, 81-86, (1997);
- [8] HUBBLE, E., “A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae”, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 15, 168-173 (1929);
- [9] F. ZWICKY, “Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln”, *Helvetica Physica Acta*, **6**, 110-127 (1933);
- [10] OSTRIKER, J. P., PEEBLES, P. J. E.; YAHIL, A., “The size and mass of galaxies, and the mass of the universe”, *ApJ*, **193**, L1, 1974;
- [11] BAER, H. et. al, “Dark matter production in the early Universe: beyond the thermal WIMP paradigm”, *Phys. Rep.*, **555** (2015) 1;
- [12] WMAP Collaboration, “Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Three Year Results: Implications for Cosmology”, arXiv:astro-ph/0603449 (2006);
- [13] PESKIN, M; “Dark Matter and Particle Physics”, *J. Phys. Soc. Jap.* **76**:111017, 2007;
- [14] GEORGI, H., GLASHOW, S. L., “Unity of All Elementary-Particle Forces”, *Phys. Rev. Lett.*, **32**, 438 (1974);
- [15] ABERCROMBIE, D. et al., “Dark Matter Benchmark Models for Early LHC Run-2 Searches: Report of the ATLAS/CMS Dark Matter Forum”, arXiv:1507.00966 [hep-ex], (2015);
- [16] HOECKER, A., “Physics at the LHC Run-2 and Beyond”, arXiv:1611.07864v2 [hep-ex] (2016);
- [17] The CMS Collaboration et al, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *JINST* 3 S08004, 2008;
- [18] The CMS Collaboration, “Search for dark matter in  $Z + E_T^{miss}$  events using 12.9  $fb^{-1}$  of 2016 data, CMS PAS EXO-16-038, 2016;
- [19] MATTELAER, O., VRYONIDOU, E., “Dark matter production through loop-induced processes at the LHC: the  $s$ -channel mediator case”, arXiv:1508.00564 [hep-ph], 2015;