

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS
INSTITUTO DE FÍSICA E MATEMÁTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA



Dissertação

**Título: Estudo das Contribuições Exclusivas e Não-exclusivas
no Mecanismo de Fusão de Fótons**

Gabriel Güez Vargas Veronez

Pelotas, 2018

Gabriel Güez Vargas Veronez

**Estudo das Contribuições Exclusivas e Não-exclusivas no
Mecanismo de Fusão de Fótons**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física e Matemática da Universidade Federal de Pelotas, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Gustavo Gil da Silveira

Coorientador: Victor Paulo Barros Gonçalves

Pelotas, 2018

Gabriel Güez Vargas Veronez

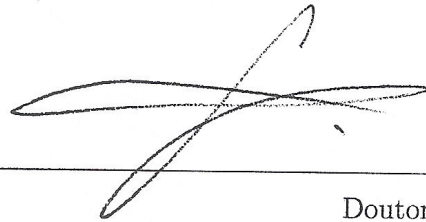
Título: Estudo das Contribuições Exclusivas e Não-exclusivas no Mecanismo de Fusão de Fótons

Dissertação aprovada, como requisito parcial, para obtenção do grau de Mestre em Física, Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas.

Data da Defesa:

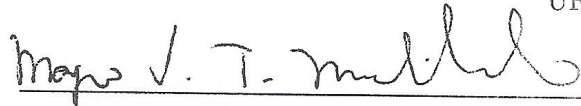
Banca examinadora:

Gustavo Gil da Silveira (Orientador)



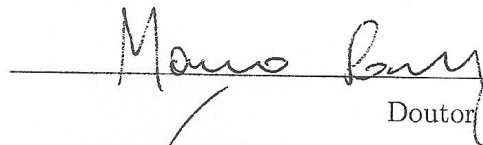
Doutor em Ciências
UFRGS

Magno Valério Trindade Machado



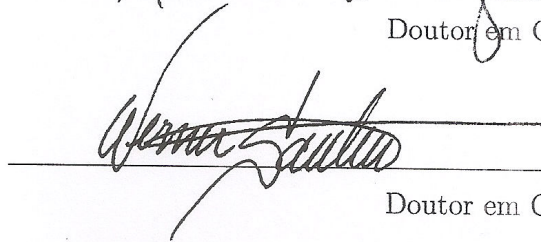
Doutor em Ciências
UFRGS

Mário Luiz Lopes da Silva



Doutor em Ciências
UFPeI

Werner Krambeck Sauter



Doutor em Ciências
UFPeI

AGRADECIMENTOS

Agradeço a meus pais pelo constante apoio e encorajamento ao longo de meus estudos.

Aos professores Paulo Krebs e Virgínia Alves pelos anos de aprendizado e companheirismo no Grupo de Astronomia da UFPel.

Aos professores Alexandre Diehl e Fernando Simões pela imensa paciência em momentos de dificuldades, pela facilidade que têm em ministrar as disciplinas de suas áreas.

Aos professores Valdemar Vieira e Fábio Dias por tornarem as aulas em laboratórios interessantes, garantindo a meus colegas e eu plena liberdade para elaboração de experimentos.

A meu orientador Gustavo Silveira e ao meu coorientador Victor Gonçalves, por terem me aguentado durante todo esse tempo, começando sem qualquer experiência na área.

Aos demais professores pela devida importância, sem os quais não teria chegado até aqui.

Aos colegas de curso pelos momentos de entretenimento durante o período.

Ao Curso de Pós-Graduação em Física pela oportunidade de estudo e utilização de suas instalações.

A Fundação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES pela bolsa de estudos.

RESUMO

VERONEZ, Gabriel Güez Vargas, **Estudo das Contribuições Exclusivas e Não-exclusivas no Mecanismo de Fusão de Fótons** 2018, 84p. Dissertação (Mestrado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2018.

Estudamos a fotoprodução exclusiva e não-exclusiva de pares de bósons W e pares de múons em colisões próton-próton ultraperiféricas para energias do LHC de $\sqrt{s} = 13$ TeV utilizando cálculos numéricos com funções de distribuições de fótons. Empregamos o Método de Aproximação de Fótons Equivalentes para calcular a seção de choque total como uma convolução dos fluxos de fótons e seção de choque partônica. São feitas predições para distribuições de massa invariante e rapidez para os casos elástico, semi-elástico e inelástico. Posteriormente esses processos foram comparados por meio de uma razão entre cada processo.

Palavras Chave: LHC, CMS, Hádrons, Fótons, Colisões Ultraperiféricas

ABSTRACT

VERONEZ, Gabriel Güez Vargas, **A Study of Exclusive and Non-exclusive Contributions in the Mechanism of Photon Fusion** 2018, 84p. Dissertation (Master Degree in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2018.

A phenomenological study is performed on the exclusive and non-exclusive W^+W^- and $\mu^+\mu^-$ photoproduction in ultraperipheral proton-proton collisions at LHC energies of $\sqrt{s} = 13$ TeV using numerical methods with photon distribution functions. The Equivalent Photon Approximation is used to evaluate the total cross section as a convolution of the photon fluxes and the partonic cross section. Predictions for invariant mass and rapidity distributions are presented for elastic, semielastic, and inelastic contributions. A comparison between these processes is made by the comparison of the yield ratios of each process.

Key-words: LHC, CMS, Hadrons, Photons, Ultraperipheral Collisions

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

1	INTRODUÇÃO	21
2	ESPALHAMENTO DE HÁDRONS	27
2.1	Espalhamento Profundamente Inelástico	27
2.2	Seção de Choque do EPI	30
2.3	Modelo de Pártons	31
2.3.1	Modelo Drell-Yan	34
2.4	Conclusão	36
3	AS FUNÇÕES DE DISTRIBUIÇÕES DE PÁRTONS	37
3.1	As Equações DGLAP	38
3.2	Parametrizações das Distribuições Partônicas	40
3.2.1	MRST (Martin-Roberts-Stirling-Thorn)	42
3.2.2	Colaboração CTEQ-TEA (Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD)	43
3.2.3	NNPDF (Neural Network Determination of Parton Distribution Functions)	43
3.2.4	Modelo Ingênuo	43
3.3	Distribuições de Fótons	44
3.4	Conclusão	46
4	APROXIMAÇÃO DE FÓTONS EQUIVALENTES	47
4.1	Espectro de Fótons Virtuais	47
4.2	Cálculo do Espectro de Fótons Virtuais	49
4.3	Fluxo de Fótons do Próton	53
4.4	Conclusão	55
5	RESULTADOS	57
5.1	Seção de Choque Total e Diferencial de Pares Massivos	57
5.2	Resultados Numéricos	58

5.3 Razão entre Processos Exclusivos e Não-Exclusivos	65
6 CONCLUSÕES	69
A APÊNDICE 1 - REGRAS DE FEYNMAN PARA ELETRO- DINÂMICA QUÂNTICA (QED)	71
B APÊNDICE 2 - CÁLCULOS COMPLEMENTARES DAS SEÇÕES DE CHOQUE	73
C APÊNDICE 3 - DISTRIBUIÇÃO DE RAPIDEZ	75
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	81

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Representação esquemática do Modelo Padrão de Partículas Elementares, com férmions (quarks e léptons), bósons de calibre e o bóson de Higgs. [1]	22
1.2 Produção exclusiva (esquerda) e não-exclusiva (centro e direita) de pares de léptons e pares de bósons W por fusão de fótons em colisões próton-próton [8].	23
1.3 Ilustração de colisão ultraperiférica entre dois íons carregados movendo-se com velocidade $v \approx c$, sob efeito da contração de Lorentz. Os campos eletromagnéticos gerados pelo movimento dos íons se comportam como um fluxo de fótons quasi-reais [9].	24
2.1 Diagrama do espalhamento profundamente inelástico elétron-próton. O fóton emitido pelo elétron interage com os quarks do próton, rompendo-o e produzindo um estado hadronizado X [14].	28
2.2 Diagrama do espalhamento profundamente inelástico no modelo de pártons. O fóton virtual interage com um párton no interior do hádron. [14]	32
2.3 Produção de um par de lépton (l) e antilépton (\bar{l}) a partir de um fóton virtual γ^* ou bóson Z resultante da aniquilação de um par de quark (q) e antiquark (\bar{q}) no processo Drell-Yan [14].	34
3.1 Diagramas de Feynman das interações que contribuem para o espalhamento fóton virtual-quark [16]. Os glúons são representados pelas linhas espirais.	37
3.2 Diagramas de Feynman das funções de desdobramento (a) P_{qq} , (b) P_{gq} , (c) P_{gg} e (d) P_{qg} [15].	40
3.3 Medidas da função de estrutura F_2 pelos experimentos H1 (pontos vermelhos) e ZEUS (pontos azuis) [25] para valores indicados de x numa escala Q^2 . As bandas esverdeadas mostram as predições da parametrização H1 PDF 2000. A colaboração HERA obteve os dados para a região $10^{-4} < x < 10^{-1}$	41
3.4 Diagramas de Feynman das funções de desdobramento do fóton $P_{\gamma q}$ (esquerda), $P_{\gamma g}$ (centro) e $P_{\gamma\gamma}$ (direita). [28]	41
3.5 Distribuições de fótons inelásticas numa escala de $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$. As curvas vermelha, verde e azul representam as parametrizações citadas, cujas PDFs são obtidas pelo LHAPDF. A curva roxa representa a equação da contribuição inelástica do modelo ingênuo. [fonte: autor]	44

3.6	Distribuições de fótons inelásticas numa escala de $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$. As curvas vermelha, verde e azul representam as parametrizações citadas, cujas PDFs são obtidas pelo LHAPDF. A curva roxa representa a equação da contribuição inelástica do modelo ingênuo. [fonte: autor]	45
3.7	Distribuições de fótons inelásticas numa escala de $Q^2 = 200 \text{ GeV}^2$. As curvas vermelha, verde e azul representam as parametrizações citadas, cujas PDFs são obtidas pelo LHAPDF. A curva roxa representa a equação da contribuição inelástica do modelo ingênuo. [fonte: autor]	45
4.1	Uma partícula carregada localizada em O' se move com velocidade \vec{v} em relação ao referencial R , paralelamente ao eixo x_1 . [39]	48
4.2	Um observador no ponto P percebe os campos eletromagnéticos da partícula em movimento (esquerda) semelhantes aos pulsos de radiação (direita). [38] . .	50
4.3	Componentes do campo elétrico no ponto P do referencial do observador para diferentes valores de β . [fonte: autor]	50
4.4	Intensidade (barra lateral) dos pulsos I_1 e I_2 em função do parâmetro de impacto b e energia do fóton ω . [fonte: autor]	52
4.5	Distribuição de fótons de um próton em função da fração de momentum x . As diferenças entre os modelos divergem para grandes valores de x . Para pequeno x , os resultados são semelhantes àquele em que o próton é visto como uma carga pontual com parâmetro de impacto $b_{\text{mín}} = 0,7 \text{ fm}$ (curva roxa). As curvas vermelha e verde mostram resultados das equações de Drees e Zeppenfeld com e sem o termo $Q_{\text{mín}}^2$, respectivamente. A curva azul representa a expressão encontrada por Kniehl, com a inclusão do momento de dipólo magnético. Para fins de comparação, a linha preta mostra o fluxo de fótons de um íon de chumbo. [fonte: autor]	55
5.1	Distribuições de massa para o processo de produção exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ para energias de 7 TeV e 13 TeV. As curvas tracejadas representam as contribuições elásticas dos fluxos de fótons, considerando apenas o fator de forma elétrico (curva azul) e a adição do fator de forma magnético (curva vermelha) do próton. A curva preta contínua representa a média entre os dois modelos. [fonte: autor]	59
5.2	Distribuições de massa para o processo de produção exclusiva de pares de W^+W^- para energias de 7 TeV e 13 TeV. As curvas tracejadas representam as contribuições elásticas dos fluxos de fótons, considerando apenas o fator de forma elétrico (curva azul) e a adição do fator de forma magnético (curva vermelha) do próton. A curva preta contínua representa a média entre os dois modelos. [fonte: autor]	60

5.3	Distribuições de massa para os processos inelásticos de produção de pares de $\mu^+\mu^-$ e de pares de W^+W^- para energia de 13 TeV. A curva preta contínua representa a média entre as parametrizações representadas pelas curvas vermelha, verde e azul. Para fins de comparação, apresentamos curvas com dois modelos para o caso elástico representadas pelas linhas laranja e rosa. [fonte: autor]	62
5.4	Distribuições de massa para o processo de produção semi-exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- para energia de 13 TeV. A curva preta contínua representa a média entre as parametrizações representadas pelas curvas vermelha, verde e azul. Para fins de comparação, apresentamos curvas para o caso elástico (linha laranja) e para o caso inelástico (linha azul contínua). [fonte: autor]	63
5.5	Médias das distribuições de massa dos processos de produção exclusiva e não-exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- para energia de 13 TeV. As bandas representam o desvio padrão para cada caso. [fonte: autor]	64
5.6	Razão entre as seções de choque exclusivas e não-exclusivas para a produção de pares de $\mu^+\mu^-$ e de pares de W^+W^- com energia de centro-de-massa 13 TeV. [fonte: autor]	66
A.1	Diagrama de Feynman do processo de aniquilação de um par elétron-pósitron em um par de múons [14].	72
C.1	Distribuições de rapidez para o processo de produção exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ para energias de 7 TeV e 13 TeV. As curvas tracejadas representam as contribuições elásticas dos fluxos de fótons, considerando apenas o fator de forma elétrico (curva azul) e a adição do fator de forma magnético (curva vermelha) do próton. [fonte: autor]	76
C.2	Distribuições de rapidez para o processo de produção exclusiva de pares de W^+W^- para energias de 7 TeV e 13 TeV. As curvas tracejadas representam as contribuições elásticas dos fluxos de fótons, considerando apenas o fator de forma elétrico (curva azul) e a adição do fator de forma magnético (curva vermelha) do próton. [fonte: autor]	76
C.3	Distribuições de rapidez para os processos inelásticos de produção de pares de $\mu^+\mu^-$ e de pares de W^+W^- para energia de 13 TeV. [fonte: autor]	77
C.4	Distribuições de rapidez para o processo de produção semi-exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- para energia de 13 TeV. [fonte: autor]	78
C.5	Médias das distribuições de rapidez dos processos de produção exclusiva e não-exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- para energia de 13 TeV. [fonte: autor]	79

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Razão entre as contribuições exclusivas e não-exclusivas estimada pela colaboração CMS para a produção de W^+W^- com energias de colisão $\sqrt{s} = 7$ e 8 TeV.	24
3.1 Comparação entre a seção de choque do espalhamento elétron-próton obtida pelo grupo MRST e pela colaboração ZEUS.	43
3.2 Parametrizações e suas respectivas regiões cinemáticas.	46
5.1 Médias das seções de choque totais com energias de centro-de-massa $\sqrt{s} = 7$ e 13 TeV para a produção exclusiva e não-exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- . Esses resultados são obtidos em relação ao intervalo de massa invariante desde a massa de repouso M_{xx} do par de interesse até 2 TeV, além de um intervalo de rapidez de 10 unidades. O caso elástico é comparado com os resultados obtidos com o gerador de eventos SuperCHIC [13].	61
5.2 Médias das razões entre os processos exclusivos e não-exclusivos para a produção de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- com energia de centro-de-massa 13 TeV. Esses resultados são obtidos em relação ao intervalo de massa invariante desde a massa de repouso do par de interesse até 2 TeV, além de um intervalo de rapidez de 10 unidades.	67
A.1 Regras de Feynman para os correspondentes termos dos elementos de matriz. [14]	72
B.1 Seções de choque de colisões elásticas para energias de centro-de-massa $\sqrt{s} = 7$ e 13 TeV.	73
B.2 Seções de choque de colisões inelásticas para energias de centro-de-massa $\sqrt{s} = 7$ e 13 TeV.	73
B.3 Seções de choque de colisões semi-elásticas para energias de centro-de-massa $\sqrt{s} = 7$ e 13 TeV.	74

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ALICE	–	A Large Ion Collider Experiment
ATLAS	–	A Toroidal LHC ApparatuS
CERN	–	Organização Europeia para Pesquisa Nuclear (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire)
CMS	–	Solenóide Compacto de Múons (Compact Muon Solenoid)
DESY	–	Síncroton Alemão de Elétrons (Deutsches Elektronen-Synchrotron)
DIS	–	Deep Inelastic Scattering
EPI	–	Espalhamento Profundamente Inelástico
Fermilab	–	Fermi National Accelerator Laboratory
HERA	–	Hadron-Electron Ring Accelerator
LHC	–	Grande Colisor de Hádrons (Large Hadron Collider)
PDF	–	Função de Distribuição de Pártons (Parton Distribution Function)
QCD	–	Cromodinâmica Quântica (Quantum Chromodynamics)
QED	–	Eletrodinâmica Quântica (Quantum Electrodynamics)
SLAC	–	Stanford Linear Accelerator Center

1 INTRODUÇÃO

O Modelo Padrão das Partículas Elementares abrange as teorias que explicam as interações entre partículas elementares intermediadas por partículas que carregam as forças (Figura 1.1). A Cromodinâmica Quântica (QCD) descreve as interações entre quarks intermediadas pelos glúons, e a Teoria Eletrofraca unifica as interações fundamentais do eletromagnetismo e da força nuclear fraca, em que o fóton e os bósons massivos de calibre (W , Z) são suas partículas intermediadoras. Os quarks são partículas que não são encontradas livremente na natureza, apenas em estados confinados em que os glúons os mantêm unidos. Os quarks possuem, além de carga elétrica, uma carga chamada de cor, com “valores” vermelha, verde e azul, enquanto glúons possuem cargas de cor-anticor. Um quark “verde” pode, por exemplo, se tornar azul se absorver um glúon azul-antiverde emitido por um quark “azul” que, por sua vez, se torna “verde”. Já os antiquarks são portadores das “anticores”. Partículas compostas por quarks são denominadas hádrons, como o próton e o nêutron, e são classificados de acordo com sua composição: bárions (três quarks) e mésons (um quark e um antiquark). O elétron, o múon, e o tau e seus respectivos neutrinos são partículas pontuais chamadas de léptons. As interações entre essas partículas podem ser estudadas em aceleradores de partículas, onde hádrons e léptons atingem velocidades relativísticas.

Em 1969, pesquisadores do Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) comprovaram que o próton possuía subestrutura [2], que posteriormente foram identificadas como sendo os pártons^a do modelo de Feynman [3]. Uma série de experimentos no SLAC, no Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory) e no CERN (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire) demonstraram que os quarks carregavam aproximadamente metade do momento do próton, e os glúons, cuja existência foi confirmada em 1970 no DESY [4] (Deutsches Elektronen-Synchrotron), deveriam carregar o restante. Em 1992, colisões elétron-próton no Hadron-Electron Ring Accelerator [5] (HERA) verificaram que as partículas no interior do próton eram, na verdade, uma grande densidade de quarks, antiquarks e glúons, demonstrando que quanto maior a energia do fóton da interação, maior é o número de pártons que podem ser detectados.

O Grande Colisor de Hádrons (Large Hadron Collider - LHC), localizado em Genebra, na Suíça, é atualmente o maior colisor de partículas em funcionamento. Em 2010, o LHC realizou colisões próton-próton com energia de 7 TeV e chumbo-chumbo com energia de 5,02 TeV. Recentemente, a energia de colisão entre prótons foi aumentada para 13 TeV, e deverá alcançar 14 TeV nos próximos anos. Dentre os experimentos no LHC, podemos destacar:

^aTermo genérico para descrever quarks, antiquarks e glúons que formam os hádrons.

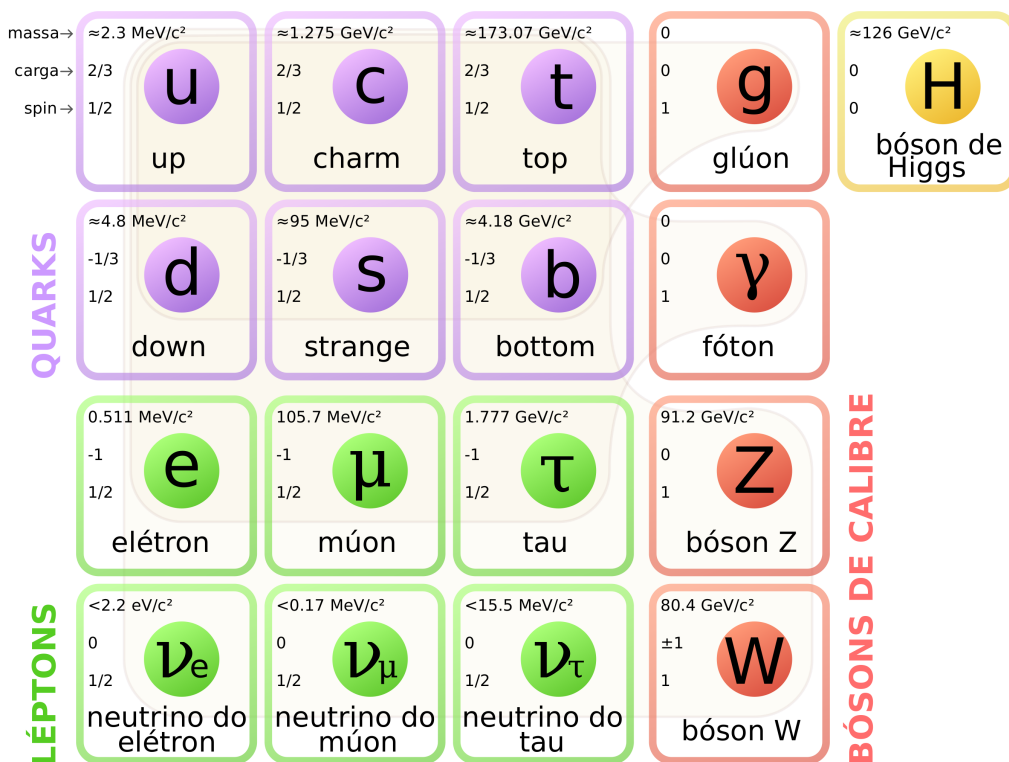


Figura 1.1 - Representação esquemática do Modelo Padrão de Partículas Elementares, com férmions (quarks e léptons), bósons de calibre e o bóson de Higgs. [1]

- CMS (Solenóide Compacto de Múons)
Alguns dos objetivos da colaboração CMS são estudar o bóson de Higgs, cuja descoberta ocorreu em 2012 [6, 7], procurar por evidências de uma física além do Modelo Padrão e explorar a física na escala de energia de TeV.
- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)
A colaboração ATLAS compartilha alguns dos objetivos do CMS, mas utiliza soluções técnicas diferentes.
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment)
Otimizado para colisões entre íons pesados, seu principal objetivo é estudar o estado da matéria denominado plasma de quarks e glúons, que se acredita ter existido nas primeiras frações de segundo do universo.
- LHCb
Um dos objetivos do experimento LHCb é entender a assimetria existente entre a matéria e antimatéria do universo.

Podemos classificar as colisões nos experimentos de diferentes formas. Quando prótons colidem frontalmente no LHC, a força nuclear forte é dominante, e quarks e glúons interagem

para formar outras partículas. Esse tipo de processo é denominado *inclusivo*. Uma outra interação entre prótons é possível quando passam um pelo outro a uma determinada distância, denominada de parâmetro de impacto, de modo que a probabilidade de interação entre quarks e glúons seja reduzida e a força eletromagnética se torna dominante. Neste caso, os fótons emitidos pelos prótons podem interagir e produzirem partículas, sendo denominado de processo *exclusivo*.

Uma classificação mais geral é usada de acordo com o estado final dos prótons após a colisão. Se um dos prótons se quebra e hadroniza num estado de múltiplas partículas enquanto o outro permanece intacto, chamamos de colisão *semi-elástica*. Para o caso em que ambos os prótons incidentes se rompem resultando em estados hadronizados, chamamos de colisão *inelástica*. Na Figura 1.2 apresentamos diagramas de Feynman para o caso elástico (esquerda), semi-elástico (centro) e inelástico (direita), em que o processo de fusão de fótons produz um par de $\mu^+\mu^-$ (múons) ou um par de W^+W^- (bósons). Para tal, a energia de centro de massa do par de fótons deve ser equivalente ou maior do que a massa do par de partículas.

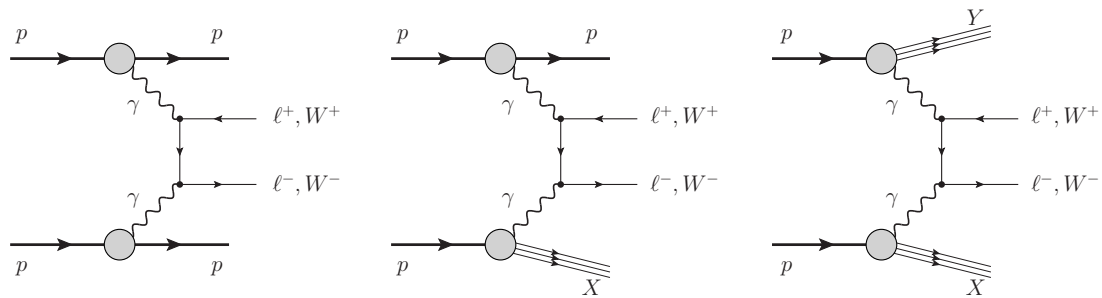


Figura 1.2 - Produção exclusiva (esquerda) e não-exclusiva (centro e direita) de pares de léptons e pares de bósons W por fusão de fótons em colisões próton-próton [8].

As interações entre prótons ou íons carregados que ocorrem a uma distância $b > R_1 + R_2$ ^b também são chamadas de colisões ultraperiféricas (Figura 1.3), que são o foco deste trabalho.

Em vistas desses processos, a colaboração CMS já estimou a razão entre a contribuição exclusiva e a não-exclusiva para energias de colisão $\sqrt{s} = 7$ e 8 TeV [10,11] para a produção de pares de W^+W^- , a qual denotaram como fator F, conforme mostra a Tabela 1.1.

Nosso objetivo é estudar a produção de pares de $\mu^+\mu^-$ (múons) e pares de W^+W^- (bósons W) por fusão de fótons em colisões próton-próton ultraperiféricas para energias do LHC

^bParâmetro de impacto, em que R_1 e R_2 são os raios dos prótons ou íons carregados.

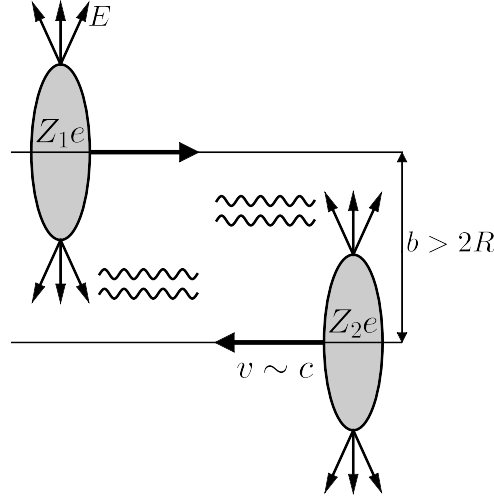


Figura 1.3 - Ilustração de colisão ultraperiférica entre dois íons carregados movendo-se com velocidade $v \approx c$, sob efeito da contração de Lorentz. Os campos eletromagnéticos gerados pelo movimento dos íons se comportam como um fluxo de fótons quasi-reais [9].

Fator F estimado em duas análises
CMS (2013) $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$: $\sqrt{s} = 7$ TeV
$F = 3.23 \pm 0.53$
CMS (2016) $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$: $\sqrt{s} = 8$ TeV
$F = 4.10 \pm 0.43$

Tabela 1.1 - Razão entre as contribuições exclusivas e não-exclusivas estimada pela colaboração CMS para a produção de W^+W^- com energias de colisão $\sqrt{s} = 7$ e 8 TeV.

do ponto de vista fenomenológico, utilizando cálculos numéricos para estimar as seções de choque diferenciais, as seções de choque totais e as incertezas estatísticas, e analisar as razões entre as produções exclusivas e não-exclusivas, produzindo uma gama de dados que deverá servir como referência para futuros experimentos.

Para estudar tais processos exclusivos, abordaremos no capítulo 2 a cinemática do Espalhamento Profundamente Inelástico (EPI), onde veremos algumas variáveis relevantes presentes nos nossos cálculos. Também discutiremos o EPI sob o ponto de vista do Modelo de Pártons e o Modelo Drell-Yan, cuja abordagem pode ser adaptada para outros processos. O EPI é uma das ferramentas que permite o estudo da subestrutura do próton, e o LHC permitirá ampliar o conhecimento sobre os vínculos nas distribuições de pártons no interior dos prótons em colisão.

No capítulo 3 trataremos das Funções de Distribuições de Pártons (Parton Distribution Functions - PDF), essenciais para prever os processos que ocorrem em colisões

hadrônicas. Essas funções dizem respeito a probabilidade de um parton com uma fração de momentum do próton ser encontrado em seu interior, e só podem ser obtidas experimentalmente.

No capítulo 4 fazemos uma breve introdução do método empregado em processos de interação entre fótons, que permite o cálculo da seção de choque total de uma colisão relativística ultraperiférica entre prótons por uma convolução dos fluxos de fótons e da seção de choque partônica. O método é uma abordagem semiclássica de uma analogia, discutida por Fermi [12], entre fótons e os campos eletromagnéticos de partículas carregadas em regime relativístico.

No capítulo 5 apresentamos os cálculos das seções de choque diferenciais e totais para os processos de fusão de fótons $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ e $pp \rightarrow p\gamma\gamma P \rightarrow p\mu^+\mu^-p$. Os resultados desses cálculos são usados para determinar a razão entre a contribuição exclusiva e não-exclusiva, que será aplicada para corrigir as estimativas das seções de choque no LHC. Os resultados serão comparados com aqueles obtidos pelo gerador de eventos SuperCHIC [13].

2 ESPALHAMENTO DE HÁDRONS

Neste capítulo faremos uma breve revisão da cinemática do espalhamento profundamente inelástico (EPI) e do modelo de pártons para colisões próton-elétron, onde um fóton emitido pelo elétron sonda a subestrutura do próton e interage com seus constituintes, quebrando-o e produzindo um estado final X hadronizado. O EPI, do termo em inglês *Deep Inelastic Scattering* (*DIS*), caracteriza-se em regimes de altas energias ($\sqrt{s} \gtrsim 10\text{GeV}$), quando a massa do estado final X é muito maior do que a massa do próton. Se o próton permanece intacto após a interação, é caracterizado o espalhamento elástico. Também trataremos brevemente do processo Drell-Yan, formalmente utilizado para descrever as colisões entre hádrons, como aquelas estudadas no LHC e que serão tratadas para processos exclusivos. Uma apresentação e discussão do EPI podem ser encontradas em [14–16]. Cabe salientar que, ao longo desta dissertação, usaremos o Sistema de Unidades Naturais.

2.1 Espalhamento Profundamente Inelástico

Consideremos o caso do espalhamento elétron-próton ilustrado na Figura 2.1. Podemos escrever esse processo como

$$l(\ell) + P(p) \rightarrow l'(\ell') + X(p_x), \quad (2.1)$$

onde l representa o elétron (lépton) com momenta inicial e final ℓ e ℓ' , e p é o quadrado do quadrimomentum inicial do próton (hádron) P . A emissão do fóton virtual γ^* pelo elétron faz com que este sofra uma mudança em sua trajetória, a qual denominamos de ângulo de espalhamento θ . Se a energia do fóton virtual for suficientemente grande, ele pode levar a ruptura do próton, produzindo um estado hadronizado X com múltiplas partículas e quadrimomentum total p_x . O negativo do quadrado do quadrimomentum do fóton virtual define a virtualidade Q^2 , que é dada por

$$Q^2 = -q^2 = -(\ell - \ell')^2. \quad (2.2)$$

Denotamos como W a massa invariante do sistema fóton virtual-hádron, com seu quadrado dado por

$$W^2 = (p + q)^2. \quad (2.3)$$

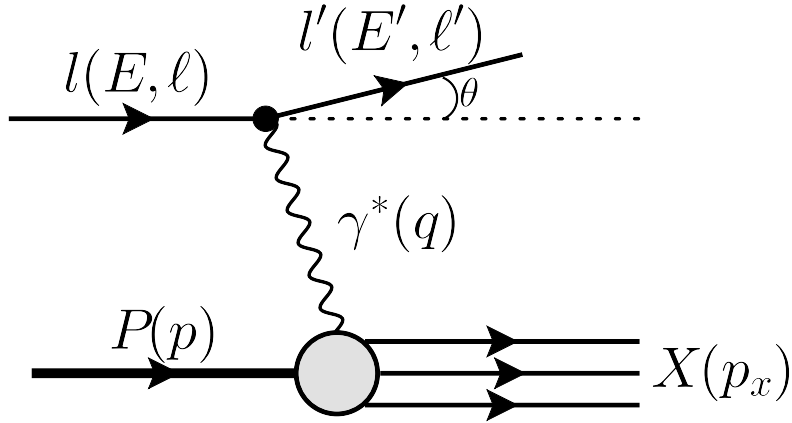


Figura 2.1 - Diagrama do espalhamento profundamente inelástico elétron-próton. O fóton emitido pelo elétron interage com os quarks do próton, rompendo-o e produzindo um estado hadronizado X [14].

Outros invariantes de Lorentz usados frequentemente são definidos como

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{p \cdot q}{m_P} = \frac{W^2 + Q^2 - m_P^2}{2m_P}, \\ y &= \frac{p \cdot q}{p \cdot l} = \frac{W^2 + Q^2 - m_P^2}{s - m_P^2}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

em que $\nu = E - E'$ é a energia transferida pelo elétron, m_P é a massa de repouso do próton e y é a inelasticidade, onde $s = (p + \ell)^2$ é o quadrado da energia do centro-de-massa do sistema ep .

A variável adimensional de Bjorken, que é a fração de momentum do próton carregada por um de seus constituintes, é dada por

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - m_P^2}, \quad (2.5)$$

cujos valores possíveis são limitados no intervalo $0 \leq x \leq 1$, pois $W^2 \geq m_P^2$ e $Q^2 \geq 0$.

Para um determinado valor de s , as variáveis cinemáticas x , y e Q^2 estão relacionadas através de

$$xy = \frac{Q^2}{s - m_P^2}. \quad (2.6)$$

Supondo que a energia de centro-de-massa seja muito grande ($s \gg m_P^2$), então as frações de momentum do próton carregadas por seus constituintes no estado hadronizado tende a zero ($x \rightarrow 0$).

Outra variável que usaremos é a rapidez Y , definida para uma partícula com energia E e

momentum p_z ao longo do eixo do feixe de prótons no LHC como [17]

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z c}{E - p_z c} = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{(p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2} + p_z c}{(p^2 c^2 + m^2 c^4)^{1/2} - p_z c} \right]. \quad (2.7)$$

Sabemos que, no regime relativístico, $pc \gg mc$, então

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{pc \left(1 + \frac{m^2 c^4}{p^2 c^2} \right)^{1/2} + p_z c}{pc \left(1 + \frac{m^2 c^4}{p^2 c^2} \right)^{1/2} - p_z c} \right]. \quad (2.8)$$

Dado que $p_z/p = \cos \theta$, onde θ é o ângulo de espalhamento, temos que

$$Y \simeq \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \frac{p_z}{p}}{1 - \frac{p_z}{p}} \right) \simeq \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} \right]. \quad (2.9)$$

e finalmente,

$$Y \simeq -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}. \quad (2.10)$$

A pseudorapidez η é definida como

$$\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, \quad (2.11)$$

que é útil em colisores como o LHC, considerando que as duas quantidades são idênticas para partículas de massa nula em regimes de altas energias.

Consideremos o objeto de estudo deste trabalho. Em interações elásticas, os prótons sofrem um desvio de sua trajetória do feixe muito pequeno, o que significa uma redução muito pequena de suas energias iniciais e rapidez muito grande ($Y \gg 1$), enquanto as partículas produzidas na região central têm uma rapidez próxima de zero ($Y \approx 0$), quase perpendiculares ao feixe de prótons. Mesmo que um ou ambos os prótons se quebrem, espera-se que os quarks tenham momenta transversais desprezíveis. O LHC pode detectar o estado hadrônico final, que perde uma fração de sua energia inicial, e usar essas informações para reconstruir o estado produzido na região central da colisão.

2.2 Seção de Choque do EPI

Agora que já conhecemos as variáveis cinemáticas necessárias para descrever o EPI elétron-próton, podemos calcular sua seção de choque, que diz respeito a probabilidade com que o próton e o elétron interagem nesse processo para produzir partículas num determinado estado final X .

O quadrado da amplitude de espalhamento do processo (2.1) é dada por [16]

$$|\mathcal{M}|^2 = \frac{e^4}{q^4} [\bar{u}_{l'}(\ell', s'_l) \gamma_\mu u_l(\ell, s_l)]^* [\bar{u}_{l'}(\ell', s'_l) \gamma_\nu u_l(\ell, s_l)] \times \langle S_X | j^\mu(0) | p, S \rangle^* \langle S_X | j^\nu(0) | p, S \rangle, \quad (2.12)$$

e a seção de choque em termos dessa amplitude é

$$d\sigma = \frac{1}{4(\ell \cdot p)} \frac{1}{2} \sum_{s_l, s'_l} \frac{1}{2} \sum_S \sum_{S_X} \int \frac{dp_X}{(2\pi)^3 2p_X^0} \times (2\pi)^4 \delta^4(p + \ell - p_x - \ell') |\mathcal{M}|^2 \frac{d^3 \ell'}{(2\pi)^3 2E'}, \quad (2.13)$$

com os somatórios sobre os spins s_l e s'_l do elétron, S do próton e S_X do estado final.

Agora definimos os tensores $W^{\mu\nu}$ do vértice hadrônico e $L_{\mu\nu}$ do vértice leptônico (parte de baixo e parte de cima da Figura 2.1) como

$$W_{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2\pi} \frac{1}{2} \sum_S \sum_{S_X} \int \frac{dp_x}{(2\pi)^3 2p_x^0} (2\pi)^4 \delta^4(p + q - p_x) \times \langle p, S | j^\mu(0) | S_X \rangle \langle S_X | j^\nu(0) | p, S \rangle = \frac{1}{2\pi} \int d^4 z e^{iq \cdot z} \langle P | j^\mu(z) j^\nu(0) | P \rangle, \quad (2.14)$$

onde os spins foram absorvidos no estado $|P\rangle$ do próton, e

$$L_{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2} \sum_{s_l, s'_l} [\bar{u}_{l'}(\ell', s'_l) \gamma_\mu \bar{u}_l(\ell, s_l)]^* [\bar{u}_{l'}(\ell', s'_l) \gamma_\nu \bar{u}_l(\ell, s_l)] = \frac{1}{2} \text{Tr}(\not{\ell} \gamma_\mu \not{\ell}' \gamma_\nu) = 2(\ell_\mu \ell'_\nu + \ell_\nu \ell'_\mu - g_{\mu\nu} \ell \cdot \ell'). \quad (2.15)$$

No referencial de repouso do próton, a seção de choque diferencial é, então,

$$\frac{d^2 \sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{2m_P Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (2.16)$$

onde $\Omega \equiv (\theta, \varphi)$ é o ângulo sólido da direção de espalhamento do elétron. Parametrizando

o tensor do vértice hadrônico como

$$\begin{aligned} \frac{1}{2m_P} W_{\mu\nu} = & \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1(p \cdot q, q^2) + \\ & + \frac{1}{2m_P^2} \left[\left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \right] W_2(p \cdot q, q^2), \end{aligned} \quad (2.17)$$

podemos escrever a seção de choque do EPI em termos das funções de estrutura W_1 e W_2

$$\frac{d^2\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{4\alpha_{\text{em}}^2}{Q^4} E'^2 \left[2W_1 \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) + W_2 \cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]. \quad (2.18)$$

Nota-se que a seção de choque do EPI depende apenas do ângulo θ de espalhamento, e não do ângulo φ azimutal, que pode ser integrado.

Geralmente, as funções W_1 e W_2 são substituídas pelas funções de estrutura adimensionais

$$\begin{aligned} F_1(x, Q^2) &\equiv m_P W_1(\nu, Q^2), \\ F_2(x, Q^2) &\equiv \nu W_2(\nu, Q^2), \end{aligned} \quad (2.19)$$

que dependem apenas de x no limite de Bjorken [18], quando $\nu \rightarrow \infty$ e $Q^2 \rightarrow \infty$ para x fixo. Em termos de F_1 e F_2 , a seção de choque do EPI pode ser escrita em função dos invariantes de Lorentz x e y como

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}^2 s}{Q^4} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{xy m_P^2}{s} \right) F_2(x, Q^2) \right]. \quad (2.20)$$

Usando (2.6) e lembrando que $Q^2 \gg m_P^2$ no EPI, a Equação (2.20) da seção de choque é reduzida para

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}^2}{Q^4} \left[y^2 F_1(x, Q^2) + (1 - y) \frac{F_2(x, Q^2)}{x} \right]. \quad (2.21)$$

2.3 Modelo de Pártons

No modelo de pártons, representa-se o espalhamento inelástico em um referencial onde o próton tem momentum infinito e seus constituintes comportam-se como partículas quasi-livres. O fóton virtual emitido pelo lépton interage com um dos pártons, enquanto os outros permanecem não-perturbados (Fig. 2.2). O EPI pode ser visto como um espalhamento elástico do elétron no quark livre e a seção de choque inelástica do processo $eP \rightarrow eX$ pode ser calculada como a soma incoerente de todos os pártons constituintes.

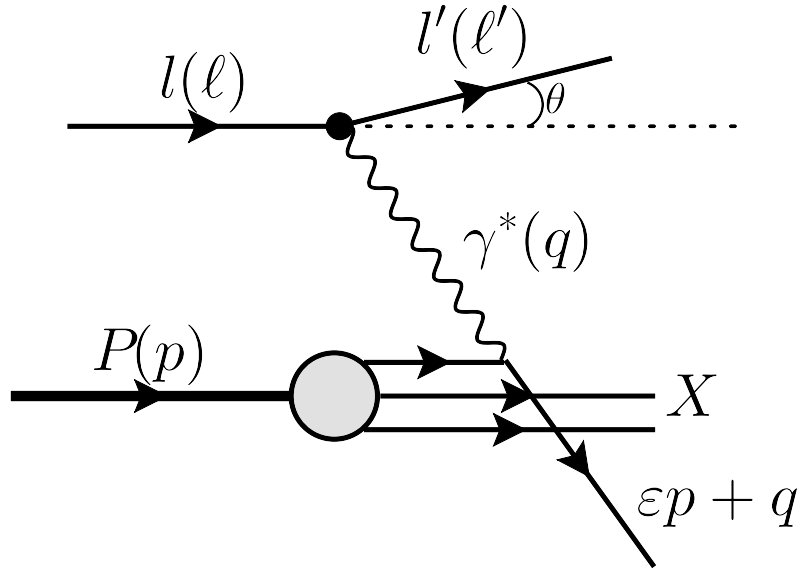


Figura 2.2 - Diagrama do espalhamento profundamente inelástico no modelo de pártons. O fóton virtual interage com um párton no interior do hádron. [14]

Nesse referencial, assumimos que o quark é colinear ao próton e os momenta transversos p_T e massas dos pártons e do hádron são desprezados. Podemos escrever a relação entre os quadrimomenta como [14]

$$p_x = \xi p, \quad (2.22)$$

onde ξ é a fração de momentum do hádron carregado pelo párton. Sabendo que, após a interação com o fóton virtual, o quadrimomentum do quark é $\xi p + q$, a massa do quark no estado final X é dada por

$$(\xi p + q)^2 = \xi^2 p^2 + 2\xi p \cdot q + q^2 = m_q^2, \quad (2.23)$$

o que nos permite deduzir que a fração de momentum ξ tem a forma

$$\xi = \frac{-q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \equiv x, \quad (2.24)$$

pois a Eq. (2.23) implica que $q^2 + 2\xi p \cdot q = 0$. Assim, demonstra-se que a variável adimensional x de Bjorken é a fração de momentum do hádron carregado pelo párton.

Consideremos que a densidade de probabilidade de encontrarmos um párton q_k no interior do hádron, com uma fração de momentum ξ , seja dada por uma função $f_k(\xi)$. Então o número de pártons N_k que constituem o hádron é dado por

$$N_k = \int_0^1 f_k(\xi) d\xi, \quad (2.25)$$

e a soma de todas as frações de momentum deve obedecer a conservação de momentum

$$\sum_k \int_0^1 \xi f_k(\xi) d\xi = 1. \quad (2.26)$$

Agora podemos calcular a seção de choque parcial do EPI como a soma das seções de choque parciais elásticas dos constituintes do hádron [15]

$$\left(\frac{d\sigma}{dt du} \right)^{eP \rightarrow eX} = \sum_k \int_0^1 f_k(\xi) d\xi \left(\frac{d\sigma}{dt du} \right)^{eq_k \rightarrow eq_k}. \quad (2.27)$$

Definimos as variáveis de Mandelstam s , t e u , desprezando as massas, para o processo $eP \rightarrow eX$ e \hat{s} , \hat{t} e \hat{u} para o subprocesso $eq_k \rightarrow eq_k$ como

$$\begin{aligned} s &\equiv (l + p)^2 \simeq 2l \cdot p, \\ t &\equiv (l - l')^2 \simeq 2l \cdot l', \\ u &\equiv (l - p_x)^2 \simeq -2l \cdot p_x, \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} \hat{s} &\equiv (l + xp)^2 \simeq 2l \cdot xp = xs, \\ \hat{t} &\equiv (l - l')^2 \simeq 2l \cdot l' = t, \\ \hat{u} &\equiv (l - xp)^2 \simeq -2l \cdot xp = xu. \end{aligned} \quad (2.29)$$

A partir das relações (2.28) e (2.29), expressamos as seções de choque diferenciais

$$\left(\frac{d\sigma}{dt du} \right)^{eP \rightarrow eX} = \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}^2}{t^2 s^2} \frac{1}{s + u} [(s + u)^2 x F_1 - us F_2], \quad (2.30)$$

onde $F_1 = m_P W_1$ e $F_2 = \nu W_2$, e

$$\left(\frac{d\sigma}{dt du} \right)^{eq_k \rightarrow eq_k} = x \frac{d\sigma}{d\hat{t} d\hat{u}} = x \frac{2\pi\alpha_{\text{em}}^2 e_k^2}{t^2 s^2} (s^2 + u^2) \delta(\xi - x). \quad (2.31)$$

Inserindo (2.30) e (2.31) na Equação (2.27), obtemos a relação de Callan-Gross

$$F_2(x) = 2xF_1(x) = \sum_k e_k^2 x f_k(x), \quad (2.32)$$

onde e_k é a carga elementar do quark. A dependência das funções de estrutura se deve ao fato de que os constituintes do próton, ou quarks, são partículas pontuais com spin- $\frac{1}{2}$.

2.3.1 Modelo Drell-Yan

Em 1970, os físicos Sidney David Drell e Tung-Mow Yan desenvolveram um modelo para colisões hádron-hádron, onde um bóson intermediário é produzido pela aniquilação de um quark de um dos hádrons incidentes com um antiquark do outro hádron incidente, resultando na produção de um par de múons (léptons) massivos [19]. Esse processo é muito útil para o estudo das distribuições partônicas devido ao fato de os léptons não interagirem fortemente, o que significa que carregam informação sobre o estado inicial do sistema. O bóson intermediário pode ser um fóton virtual ou um bóson Z ($M_Z = 90$ GeV), já que ambos têm os mesmos números quânticos.

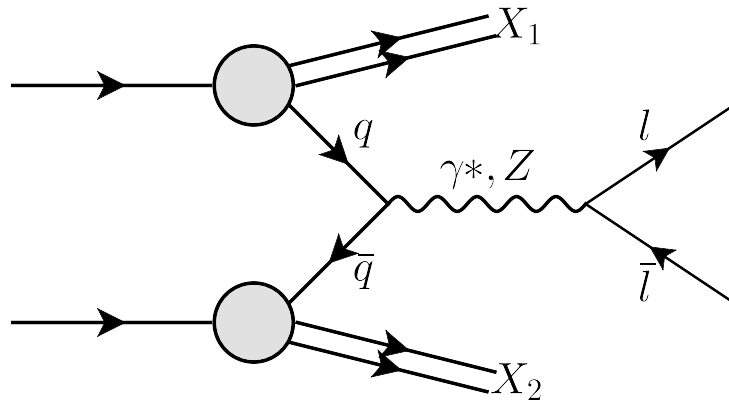


Figura 2.3 - Produção de um par de lépton (l) e antilépton (\bar{l}) a partir de um fóton virtual γ^* ou bóson Z resultante da aniquilação de um par de quark (q) e antiquark (\bar{q}) no processo Drell-Yan [14].

Consideremos o processo Drell-Yan a partir de um próton e um antipróton. A seção de choque da interação $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$ é dada por [14]

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{1}{N_C} \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}^2 e_q^2}{3\hat{s}}, \quad (2.33)$$

onde e_q é a carga elétrica do quark/antiquark e o fator $1/N_C$, $N_C = 3$ sendo o número de cores, considera a conservação da carga de cor. A interação é mais provável entre pares de quark up e antiquark up . A seção de choque Drell-Yan é, então,

$$d^2\sigma = \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}^2 e_q^2}{9\hat{s}} u^p(x_1) dx_1 \bar{u}^{\bar{p}}(x_2) dx_2, \quad (2.34)$$

em que $u^p(x_1)$ e $\bar{u}^{\bar{p}}(x_2)$ são as funções de distribuições do quark up e do antiquark up em termos de suas respectivas frações de momentum x_1 e x_2 . Como ambas são idênticas,

podemos reescrever a Equação (2.34) como

$$d^2\sigma = \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}^2 e_q^2}{9\hat{s}} u(x_1) dx_1 u(x_2) dx_2 . \quad (2.35)$$

Expressamos a energia do centro-de-massa do sistema $q\bar{q}$ em termos dos momenta iniciais do próton e do antipróton na forma

$$\hat{s} = (x_1 p_1 + x_2 p_2)^2 = x_1^2 p_1^2 + x_2^2 p_2^2 + 2x_1 x_2 (p_1 \cdot p_2) . \quad (2.36)$$

As massas do próton e do antipróton podem ser desprezadas no limite de altas energias ($p_1^2 = p_2^2 \approx 0$), então

$$\hat{s} \approx x_1 x_2 (2p_1 \cdot p_2) = x_1 x_2 s , \quad (2.37)$$

onde s é a energia de centro-de-massa do sistema próton-antipróton. Logo, a seção de choque se torna

$$d^2\sigma = \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}^2}{9x_1 x_2 s} u(x_1) u(x_2) dx_1 dx_2 . \quad (2.38)$$

A massa invariante do sistema $\mu^+ \mu^-$ é igual a energia do centro-de-massa dos pártons

$$M^2 = x_1 x_2 s , \quad (2.39)$$

e a rapidez Y é dada por

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_1}{x_2} \right) . \quad (2.40)$$

As frações de momentum x_1 e x_2 podem, então, serem escritas em termos da massa invariante e da rapidez como

$$x_1 = \frac{M}{\sqrt{s}} \exp(Y) , \quad x_2 = \frac{M}{\sqrt{s}} \exp(-Y) . \quad (2.41)$$

A seção de choque diferencial, em termos da massa invariante e rapidez do sistema $\mu^+ \mu^-$, é dada por

$$\frac{d^2\sigma}{dY dM} = \frac{8\pi\alpha_{\text{em}}^2}{9Ms} f_1(x_1) f_2(x_2) . \quad (2.42)$$

As distribuições de massa e rapidez podem ser calculadas integrando a Equação 2.42 sobre Y e M , respectivamente. Note que as funções de distribuições de pártons do quark up e antiquark up foram reescritas em termos mais usuais $f_1(x_1)$ e $f_2(x_2)$. Usaremos essa abordagem para o processo de fusão de fótons em colisões ultraperiféricas fazendo as

devidas modificações, como a substituição das distribuições de quark up e antiquark up pelas distribuições de fótons, as quais serão abordadas no capítulo 3.

2.4 Conclusão

Neste capítulo fizemos uma revisão da cinemática do EPI, um processo no qual a subestrutura do próton pode ser estudada, que servirá como base para compreendermos um pouco sobre interações entre fótons e prótons em colisões ultraperiféricas. Fizemos também uma introdução ao Modelo Partônico, evidenciando a estrutura interna do próton composta por quarks. Para finalizar, vimos o modelo Drell-Yan, um dos possíveis processos em colisões próton-próton no LHC, que resulta na produção de pares de múons decorrente da aniquilação de um quark e um antiquark e cuja abordagem será utilizada nos nossos cálculos de seção de choque.

3 AS FUNÇÕES DE DISTRIBUIÇÕES DE PÁRTONS

Anteriormente, vimos que um fóton suficientemente energético pode interagir e causar a ruptura de um próton, cujos pártons (quarks) podem carregar uma fração de seu momentum. Outras possíveis interações partônicas foram negligenciadas (Figura 3.1), mas é necessário incluí-las para termos um modelo que de fato reflita os resultados experimentais. Neste capítulo, abordaremos as Funções de Distribuições de Pártons (*Parton Distribution Functions* - PDFs), as quais dizem respeito sobre a probabilidade de um párton com fração de momentum x do próton ser encontrado em seu interior.

Os quarks dentro do próton interagem entre si trocando glúons, e estes, por sua vez, podem se transformar em pares quark-antiquark, que tendem a ser produzidos em pequenos valores de x , dando origem a uma densidade de quarks que carregam o momentum do próton. Então, o EPI do elétron no próton envolve interações tanto com os quarks quanto com os antiquarks, e a função de estrutura F_2 do espalhamento profundamente inelástico de um elétron no próton é relacionada às PDFs por

$$F_2^{\text{ep}}(x) = x \sum_k e_k^2 [f_k^{\text{p}}(x) + f_{\bar{k}}^{\text{p}}(x)] , \quad (3.1)$$

onde o somatório percorre todos os sabores de quarks k , e_k é a carga elementar do quark e as funções f_k^{p} e $f_{\bar{k}}^{\text{p}}$ contêm as densidades de quarks e antiquarks no próton. Para fins de simplicidade, consideremos apenas os quarks leves na função de estrutura

$$F_2^{\text{ep}}(x) \approx x \left[\frac{4}{9} u^{\text{p}}(x) + \frac{1}{9} d^{\text{p}}(x) + \frac{4}{9} \bar{u}^{\text{p}}(x) + \frac{1}{9} \bar{d}^{\text{p}}(x) \right] , \quad (3.2)$$

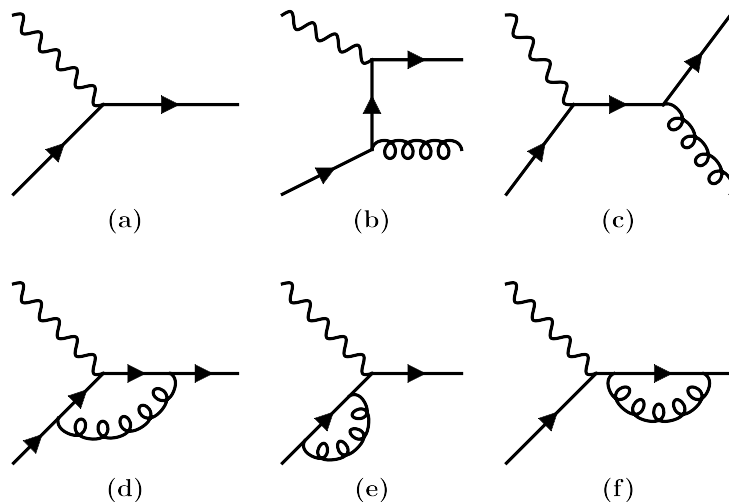


Figura 3.1 - Diagramas de Feynman das interações que contribuem para o espalhamento fóton virtual-quark [16]. Os glúons são representados pelas linhas espirais.

onde $u^p(x)$, $d^p(x)$, $\bar{u}^p(x)$, $\bar{d}^p(x)$ são as funções de distribuições de pártons dos quark *up*, quark *down*, antiquark *up* e antiquark *down*, respectivamente. Deixaremos o índice p de lado a fim de simplificar a notação. Assim, as funções de estrutura do próton podem ser escritas como [14]

$$F_2^{\text{ep}}(x) = 2xF_1^{\text{ep}}(x) \approx x \left[\frac{4}{9}u(x) + \frac{1}{9}d(x) + \frac{4}{9}\bar{u}(x) + \frac{1}{9}\bar{d}(x) \right]. \quad (3.3)$$

Pela conservação de momentum, temos que

$$\int_0^1 F_2^{\text{ep}}(x) dx = \frac{4}{9}f_u + \frac{1}{9}f_d, \quad (3.4)$$

onde f_u e f_d , as quantidades de momentum carregadas pelos quarks e antiquarks *up* e *down*, são definidas por

$$\begin{aligned} f_u &= \int_0^1 [xu(x) + x\bar{u}(x)] dx, \\ f_d &= \int_0^1 [xd(x) + x\bar{d}(x)] dx. \end{aligned} \quad (3.5)$$

A medida experimental da função de estrutura F_2^{ep} foi obtida no SLAC

$$\int_0^1 F_2^{\text{ep}}(x) dx \approx 0,18, \quad (3.6)$$

que pode ser interpretado como $f_u \approx 0,36$ e $f_d \approx 0,18$, o que significa que os quarks e antiquarks portam pouco mais da metade do momentum do próton.

Atualmente, a QCD não é capaz de prever a quantidade de pártons no próton, mas somente a evolução na escala Q^2 . Então, é necessário extrair as PDFs por uma análise global de dados de algum experimento, como o espalhamento profundamente inelástico, realizado no HERA, ou espalhamento de hádrons, feitos no Tevatron e no LHC, e ajustá-las usando a equação de evolução DGLAP.

3.1 As Equações DGLAP

O Modelo de Pártons falha em explicar o fato de não encontrarmos quarks livres no estado final, apesar de serem considerados quasi-livres nos experimentos de EPI. Também não prevê a emissão e absorção de glúons pelos quarks, nem a possibilidade de um glúon emitir dois glúons, o que resulta na violação do escalamento de Bjorken para pequenos e grandes valores de x , em que as funções de estrutura se tornam dependentes de x e de Q^2 . A QCD,

no entanto, é capaz de descrever essas medidas.

A QCD fornece aos quarks a carga de cor vermelha, verde e azul, e os glúons carregam uma combinação de carga cor-anticor possibilitando sua autointeração. Isso faz com que a constante de acoplamento forte α_s exiba um comportamento que difere da constante eletromagnética α_{em} . Para pequenas escalas de Q^2 , a constante de acoplamento α_s se torna grande e os pártons interagem fortemente, permanecendo juntos num estado de cor neutra (hádrons). Aumentando-se a escala de momentum Q^2 , α_s se torna pequena e o párton é observado como uma partícula livre. Esses efeitos são denominados de **confinamento** e **liberdade assintótica**.

A QCD Perturbativa é capaz de aplicar correções às funções de distribuições no Modelo de Pártons através das equações de Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi [20–23] e descrever a evolução das PDFs na escala Q^2 . As distribuições de quarks e glúons dadas pelas equações de DGLAP são, respectivamente [24]

$$\begin{aligned}\frac{\partial q_k(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q_k(y, Q^2) + P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \right], \\ \frac{\partial g(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_q P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) q_k(y, Q^2) + P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \right],\end{aligned}\tag{3.7}$$

onde P_{qq} , P_{qg} , P_{gg} e P_{gq} são chamadas de funções de desdobramento (Figura 3.2), que podem ser interpretadas como a probabilidade P_{ij} de um párton j ser emitido com momentum x por um párton i com momentum y . Tomando $z = x/y$, essas funções são dadas por

$$\begin{aligned}P_{qq}^0(z) &= C_F \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right], \\ P_{qg}^0(z) &= \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2], \\ P_{gq}^0(z) &= C_F \left[\frac{1+(1-z)^2}{z} \right], \\ P_{gg}^0(z) &= 2C_A \left[\frac{z}{(1-z)_+} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) \right] + \frac{11C_A - 2n_f}{6} \delta(1-z),\end{aligned}\tag{3.8}$$

onde $C_F = (N_C^2 - 1)/2N_C$, $C_A = N_C$, n_f é o número de “sabores” dos quarks e antiquarks, e a notação “+” é definida, para uma função comportada, como

$$\int_0^1 dx \frac{f(x)}{(1-x)_+} = \int_0^1 dx \frac{f(x) - f(1)}{1-x}.\tag{3.9}$$

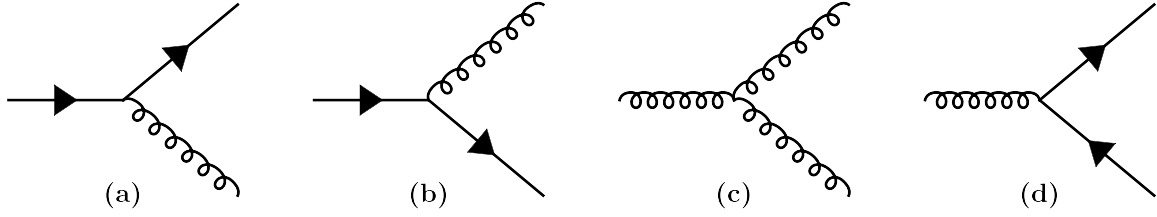


Figura 3.2 - Diagramas de Feynman das funções de desdobramento (a) P_{qq} , (b) P_{gq} , (c) P_{gg} e (d) P_{qg} [15].

A Figura 3.3 evidencia a violação do escalamento de Bjorken para a função de estrutura F_2 , a qual se torna dependente de x e Q^2 . É possível notar que o comportamento previsto pelas equações DGLAP (curvas verdes) estão de acordo com os dados experimentais de espalhamento elétron-próton (H1 e ZEUS) e de alvo fixo (BCDMS e NMC).

Até aqui tratamos apenas das interações entre quarks intermediadas por glúons. Mas os quarks têm carga elétrica, e é necessário considerar que podem também interagir com fótons, o que torna necessário a adição de correções da Eletrodinâmica Quântica (*Quantum Electrodynamics* - *QED*) nas equações DGLAP.

Na literatura encontramos algumas sugestões de modificações das equações de DGLAP com correções da QED [26,27] nas quais o fóton é considerado um parton no próton. Na referência [26], temos uma equação extra para a evolução da PDF do fóton

$$\frac{\partial \gamma(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{\gamma\gamma} \otimes \gamma + \sum_i e_i^2 P_{\gamma q} \otimes q_i \right], \quad (3.10)$$

onde

$$P_{\gamma\gamma}(y) = -\frac{2}{3} \sum_i e_i^2 \delta(1-y), \quad (3.11)$$

$$P_{\gamma q} = C_F^{-1} P_{gq},$$

com a PDF $\gamma(x, Q^2)$ do fóton contribuindo para a evolução $\partial q_i / \partial \ln Q^2$ pela função de desdobramento $P_{q\gamma}$. Assim como as PDFs de quarks e glúons, as PDFs de fótons são obtidas por uma análise global de dados, necessárias para este trabalho em que tratamos de colisões hadrônicas com interações entre fótons.

3.2 Parametrizações das Distribuições Partônicas

Como dito anteriormente, a QCD apenas pode descrever a evolução das distribuições partônicas na escala Q^2 , a partir de uma análise global de dados. Esses dados são vinculados às PDFs em uma escala Q^2 conhecida com um determinado valor de x , e a forma

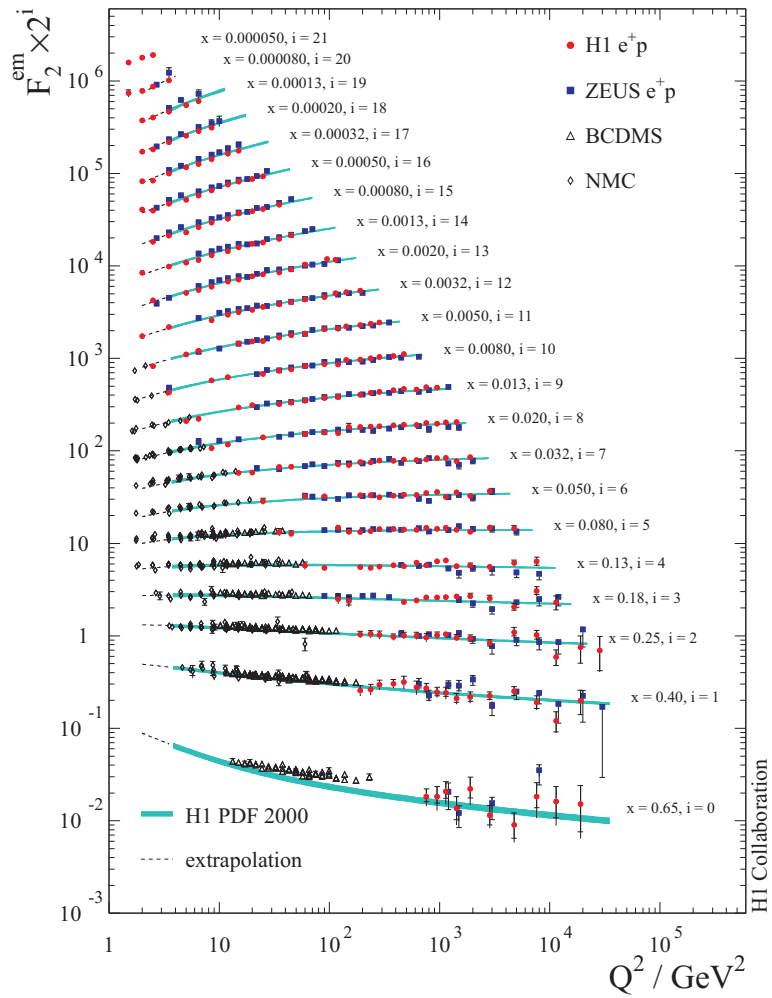


Figura 3.3 - Medidas da função de estrutura F_2 pelos experimentos H1 (pontos vermelhos) e ZEUS (pontos azuis) [25] para valores indicados de x numa escala Q^2 . As bandas esverdeadas mostram as predições da parametrização H1 PDF 2000. A colaboração HERA obteve os dados para a região $10^{-4} < x < 10^{-1}$.

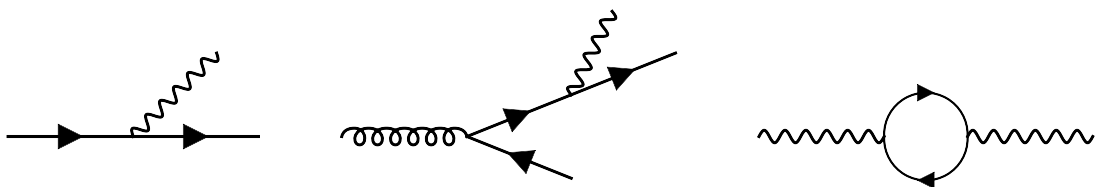


Figura 3.4 - Diagramas de Feynman das funções de desdobramento do fóton $P_{\gamma q}$ (esquerda), $P_{\gamma g}$ (centro) e $P_{\gamma\gamma}$ (direita). [28]

paramétrica para uma escala inicial Q_0^2 é escolhida. As equações DGLAP podem, então, prever o comportamento das distribuições de pártons no próton para qualquer escala μ^2 arbitrária grande o suficiente e qualquer x [29].

Agora, apresentaremos as parametrizações da PDF do fóton, para o caso em que o próton se quebra, que usaremos ao longo deste trabalho.

3.2.1 MRST (Martin-Roberts-Stirling-Thorn)

O grupo MRST [30] assume que a forma inicial da distribuição de fótons no próton é dada por

$$\gamma^p(x, Q_0^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \left[\frac{4}{9} \log \left(\frac{Q_0^2}{m_u^2} \right) u_0(x) + \frac{1}{9} \log \left(\frac{Q_0^2}{m_d^2} \right) d_0(x) \right] \otimes \frac{1 + (1-x)^2}{x} \quad (3.12)$$

onde u_0 e d_0 são distribuições dos quarks de valência do próton que satisfazem

$$\int_0^1 dx u_0 = 2 \int_0^1 dx d_0 = 2, \quad \int_0^1 dx x(u_0 + d_0) = 0,5. \quad (3.13)$$

A distribuição de quarks na Equação 3.7 é modificada, considerando a possibilidade de um quark emitir um fóton, como

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_k(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = & \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q_k(y, Q^2) + P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y, Q^2) \right] \\ & + \frac{\alpha_{em}(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\tilde{P}_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) e_k^2 q_k(y, Q^2) + P_{q\gamma} \left(\frac{x}{y} \right) e_k^2 \gamma(y, Q^2) \right], \end{aligned} \quad (3.14)$$

e a distribuição de fótons no próton tem a forma

$$\frac{\partial \gamma(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_{em}(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{\gamma q} \left(\frac{x}{y} \right) \sum_k e_k^2 q_k(y, Q^2) + P_{\gamma\gamma} \left(\frac{x}{y} \right) \gamma(y, Q^2) \right], \quad (3.15)$$

e o momentum é conservado

$$\int_0^1 dx x \left\{ \sum_k q_k(x, Q^2) + g(x, Q^2) + \gamma(x, Q^2) \right\} = 1. \quad (3.16)$$

Os autores compararam o resultado do cálculo da seção de choque do processo $eP \rightarrow e\gamma X$ pelo seu método com aquele publicado pela colaboração ZEUS, obtendo boa concordância, como mostra a Tabela 3.1.

MRST	ZEUS
$\sigma = 6,2 \pm 1,2 \text{ pb}$	$\sigma = 5,64 \pm 0,58 \text{ pb}$

Tabela 3.1 - Comparação entre a seção de choque do espalhamento elétron-próton obtida pelo grupo MRST e pela colaboração ZEUS.

3.2.2 Colaboração CTEQ-TEA (Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD)

A colaboração CTEQ [31] usa uma abordagem semelhante ao grupo MRST. A distribuição inelástica do fóton foi vinculada aos dados de espalhamento profundamente inelástico da colaboração ZEUS e parametrizada como

$$f_{\gamma/p}(x, Q_0) = \frac{\alpha}{2\pi} \left[A_u e_u^2 \tilde{P}_{\gamma q} \otimes u^0(x) + A_d e_d^2 \tilde{P}_{\gamma q} \otimes d^0(x) \right], \quad (3.17)$$

onde $\tilde{P}_{\gamma q} \otimes f^0(x)$ é a convolução da função de desdobramento do quark em um fóton $\tilde{P}_{\gamma q}(x)$ com a distribuição de um quark “primordial”, $f^0(x)$. As PDFs dos quarks são, então, parametrizadas pela PDF do fóton.

3.2.3 NNPDF (Neural Network Determination of Parton Distribution Functions)

A colaboração NNPDF [32] se diferencia das anteriores por usar o método de amostras de Monte Carlo e Redes Neurais para resolver as equações de evolução DGLAP a partir de uma escala inicial Q_0^2 até o valor experimental μ_f^2 . Os processos dos quais os dados foram extraídos e ajustados para a determinação da PDF do fóton incluem espalhamento profundamente inelástico, processo Drell-Yan, produção de jatos e dados do LHC para a produção de bósons W, Z.

3.2.4 Modelo Ingênuo

Na referência [33] é sugerida uma abordagem para a contribuição inelástica do fóton como uma convolução da distribuição de quarks no próton e a distribuição de fótons nos quarks, dada por

$$\gamma^{\text{inel}}(x, \mu^2) = \sum_q \int_x^1 \frac{dx_q}{x_q} f_q(x_q, \mu^2) e_q^2 f_{\gamma/q} \left(\frac{x}{x_q}, Q_1^2, Q_2^2 \right), \quad (3.18)$$

onde o somatório percorre todos os sabores de quarks e antiquarks, e o fluxo de fótons $f_{\gamma/q}$ no quark é dado por

$$f_{\gamma/q}(z) = \frac{\alpha_{\text{em}}}{\pi} \frac{1 + (1-z)^2}{2} \log\left(\frac{Q_2^2}{Q_1^2}\right), \quad (3.19)$$

em que Q_1^2 é o valor máximo de momentum transferido e $Q_2^2 = 1 \text{ GeV}^2$.

3.3 Distribuições de Fótons

As Figuras 3.5, 3.6 e 3.7 mostram as distribuições de fótons inelásticas resultantes das parametrizações com correções da QED e da Equação (3.18), indicada como *Ingênuo*, para diferentes valores de virtualidade do fóton. Esta última utiliza as PDFs dos quarks das parametrizações, mas os resultados são praticamente idênticos independentemente de qual é utilizada. Portanto, mostramos apenas um resultado obtido com aquela da colaboração NNPDF.

Podemos notar que as maiores discrepâncias entre as parametrizações ocorrem para $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$, ou para pequenos valores de Q^2 . As divergências diminuem quando a escala aumenta: as distribuições da CT14QED e MRSTQED convergem para pequeno x , enquanto a NNPDFQED tem um menor crescimento.

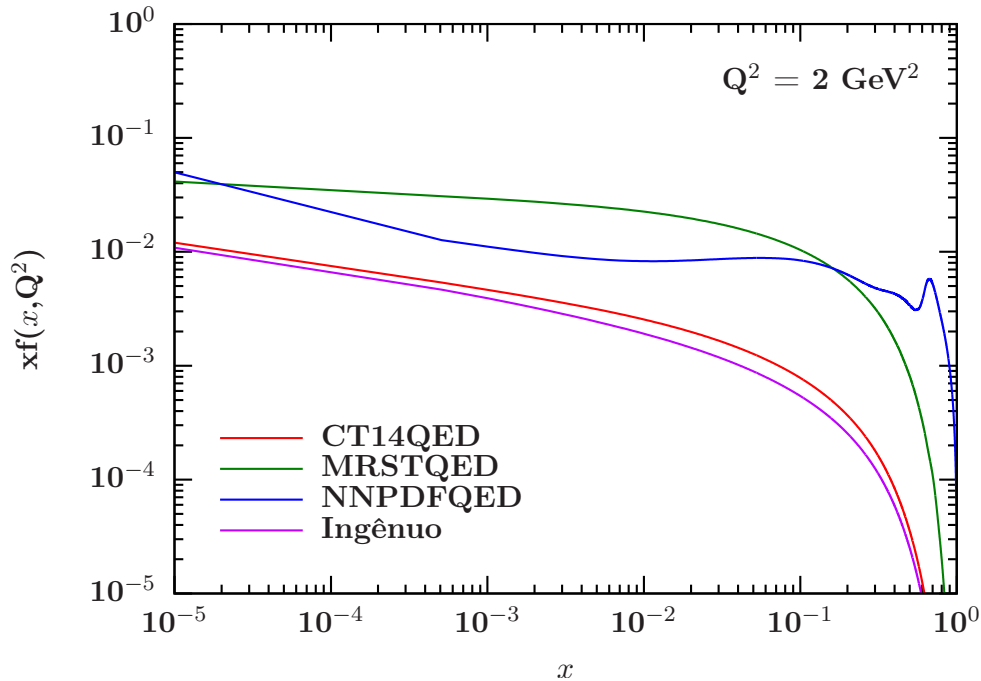


Figura 3.5 - Distribuições de fótons inelásticas numa escala de $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$. As curvas vermelha, verde e azul representam as parametrizações citadas, cujas PDFs são obtidas pelo LHAPDF. A curva roxa representa a equação da contribuição inelástica do modelo ingênuo. [fonte: autor]

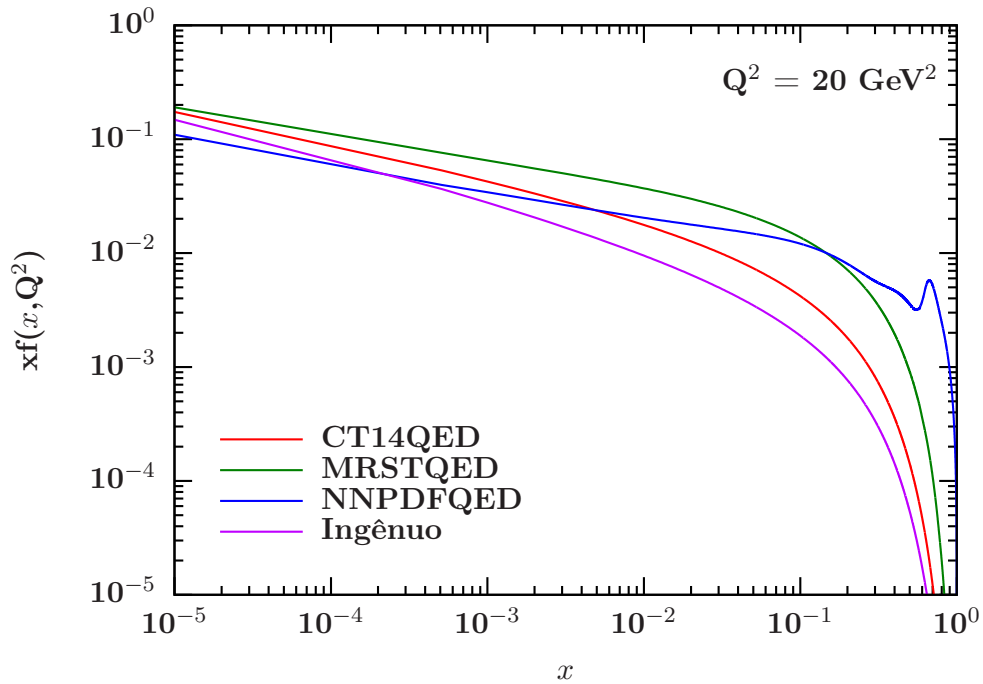


Figura 3.6 - Distribuições de fótons inelásticas numa escala de $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$. As curvas vermelha, verde e azul representam as parametrizações citadas, cujas PDFs são obtidas pelo LHAPDF. A curva roxa representa a equação da contribuição inelástica do modelo ingênuo. [fonte: autor]

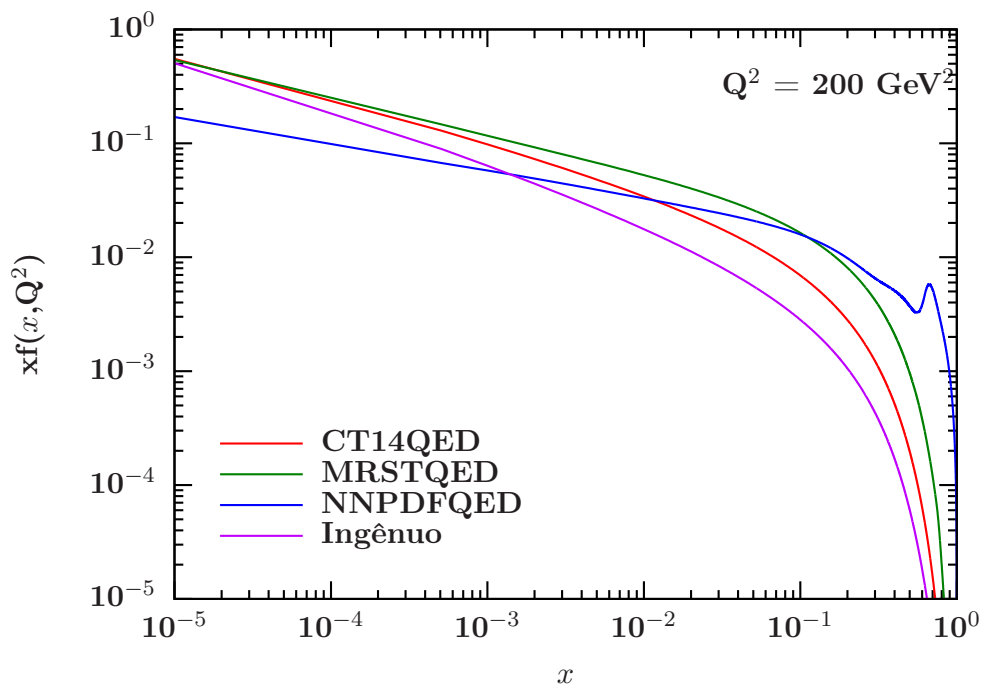


Figura 3.7 - Distribuições de fótons inelásticas numa escala de $Q^2 = 200 \text{ GeV}^2$. As curvas vermelha, verde e azul representam as parametrizações citadas, cujas PDFs são obtidas pelo LHAPDF. A curva roxa representa a equação da contribuição inelástica do modelo ingênuo. [fonte: autor]

A Tabela 3.2 apresenta as regiões cinemáticas de virtualidade de cada parametrização para a distribuição de fótons no próton.

Parametrização	Q_0 (GeV)	$Q_{\text{máx}}$ (GeV)	x_{min}	$x_{\text{máx}}$
CT14QED	1,295	10^5	10^{-9}	1
MRST2004QED	1,11803	3162,28	10^{-5}	1
NNPDF23QED	1	10^4	10^{-9}	1

Tabela 3.2 - Parametrizações e suas respectivas regiões cinemáticas.

3.4 Conclusão

A inclusão de correções da QED nas funções de distribuições de pártons é um passo importante para aperfeiçoar a predição de interações hadrônicas em colidores de partículas. Além da escassez de dados sobre interações entre fótons, as diferentes interpretações e parametrizações levam a discrepâncias e dificultam a construção de modelos precisos. As colisões ultraperiféricas se tornam, então, um método interessante para obtenção de dados de distribuições de fótons.

4 APROXIMAÇÃO DE FÓTONS EQUIVALENTES

Neste capítulo abordaremos o método que permite calcularmos a seção de choque de uma colisão hadrônica ultraperiférica a partir do número de fótons equivalentes dos prótons. Na literatura encontramos modelos com modificações desse método, como os propostos por Drees e Zeppenfeld [34] e Kniehl [35]. Inicialmente, veremos a derivação conhecida como Método de Weizsäcker-Williams [36–38].

4.1 Espectro de Fótons Virtuais

Ao passar próxima a um ponto, uma partícula carregada produz um campo elétrico variável. Esse efeito é semelhante àquele que ocorreria se o mesmo ponto fosse atingido por um fóton. Se nesse ponto existisse um átomo, os efeitos de excitação ou ionização produzido pelo campo elétrico da partícula e um fóton são os mesmos. Em 1924, Fermi [12] percebeu essa semelhança e calculou a probabilidade com que um átomo seria ionizado se uma partícula carregada, movendo-se com determinada velocidade, passasse a uma determinada distância. Posteriormente, Williams [37] e Weizsäcker [36] desenvolveram uma abordagem semi-clássica para determinar o fluxo de fótons equivalentes de um núcleon movendo-se com velocidade relativística.

Para calcularmos o espectro de fótons virtuais ou equivalentes, veremos como os campos eletromagnéticos de uma partícula carregada em velocidade relativística se transformam. Consideraremos dois referenciais inerciais R e R' , como mostra a Figura 4.1, sendo que o observador se encontra no ponto P do referencial R e a partícula se encontra em repouso na origem do referencial R' que se move com velocidade v constante em relação a R .

Os campos eletromagnéticos no referencial R' são obtidos por transformações de Lorentz [39] e dados por

$$\begin{aligned} E'_1 &= E_1, & E'_2 &= \gamma [E_2 - \beta B_3], & E'_3 &= \gamma [E_3 + \beta B_2], \\ B'_1 &= B_1, & B'_2 &= \gamma [B_2 + \beta E_3], & B'_3 &= \gamma [B_3 - \beta E_2]. \end{aligned} \quad (4.1)$$

onde

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (4.2)$$

Como a partícula está em repouso em R' , o campo magnético \vec{B}' é nulo, e o campo elétrico

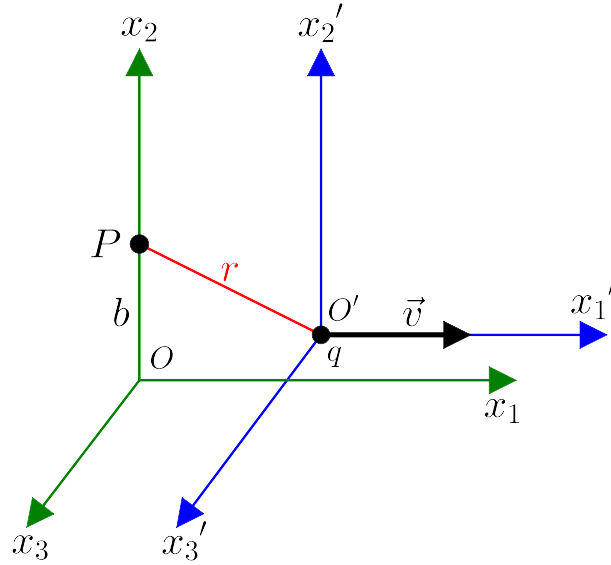


Figura 4.1 - Uma partícula carregada localizada em O' se move com velocidade \vec{v} em relação ao referencial R , paralelamente ao eixo x_1 . [39]

\vec{E}' e as magnitudes de suas componentes são então as seguintes

$$\vec{E}' = \frac{q}{r'^3} \vec{r}' . \quad (4.3)$$

$$\left| \vec{E}'_1 \right| = -\frac{qvt'}{(r'^3)}, \quad \left| \vec{E}'_2 \right| = \frac{qb}{(r')^3}, \quad \left| \vec{E}'_3 \right| = 0 .$$

Os campos eletromagnéticos no referencial R podem ser encontrados trocando as quantidades E'_n por E_n e B'_n por B_n e fazendo $\beta \rightarrow -\beta$:

$$\begin{aligned} E_1 &= E'_1, & E_2 &= \gamma [E'_2 + \beta B'_3], & E_3 &= \gamma [E'_3 - \beta B'_2] , \\ B_1 &= B'_1, & B_2 &= \gamma [B'_2 - \beta E'_3], & B_3 &= \gamma [B'_3 + \beta E'_2] . \end{aligned} \quad (4.4)$$

A distância $r' = \sqrt{b^2 + (vt')^2}$ deve ser expressa em termos das coordenadas do referencial R , onde o ponto P tem coordenadas $x'_1 = -vt'$, $x'_2 = b$ e $x'_3 = 0$. No referencial do observador, a coordenada x_1 do ponto P é nula, então t' é dada pela transformação de Lorentz como

$$t' = \gamma \left[t - \frac{v}{c^2} x_1 \right] = \gamma t . \quad (4.5)$$

Assim, obtemos

$$\begin{aligned} E'_1 &= -\frac{q\gamma vt}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \quad , \quad E'_2 = \frac{qb}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \quad , \quad E'_3 = 0 \quad , \\ B'_1 &= 0 \quad , \quad B'_2 = 0 \quad , \quad B'_3 = 0 \quad , \end{aligned} \quad (4.6)$$

e usando as transformações inversas de (4.4). encontramos os campos no referencial R

$$\begin{aligned} E_1 &= E'_1 = -\frac{q\gamma vt}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \quad , \\ E_2 &= \gamma E'_2 = \frac{\gamma qb}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}} \quad , \\ B_3 &= \gamma\beta E'_2 = \beta E_2, \end{aligned} \quad (4.7)$$

sendo as demais componentes nulas.

Para justificar o uso deste método, vamos discutir o comportamento dos campos no regime relativístico, quando $\beta \rightarrow 1$ ($v \rightarrow c$). O campo magnético induzido na direção x_3 tende ao mesmo valor do campo elétrico \vec{E}_2 , o que leva o observador no ponto P a percebê-los como quase idênticos, transversais à direção de movimento da partícula e perpendiculares entre si. Por isso, o observador é incapaz de distingui-los de um pulso de radiação plana polarizada P_1 (Figura 4.2) cuja direção de propagação é a mesma da partícula carregada. O campo elétrico \vec{E}_1 não tem uma componente magnética, então o pulso P_2 não pode ser composto por esses campos. No entanto, supondo que no referencial R a velocidade da partícula carregada seja não-relativística ($\gamma \simeq 1$), podemos acrescentar um campo magnético para representar o pulso P_2 sem que o resultado seja drasticamente afetado, pois seus efeitos são irrelevantes para o observador se comparado ao pulso P_1 devido a sua rápida variação entre valores positivos e negativos (Figura 4.3).

4.2 Cálculo do Espectro de Fótons Virtuais

Para calcularmos o espectro de fótons virtuais, começaremos determinando a distribuição de energia por unidade de área e por intervalo de frequência dos pulsos P_1 e P_2

$$\begin{aligned} I_1(\omega, b) &= \frac{c}{2\pi} |E_2(\omega)|^2, \\ I_2(\omega, b) &= \frac{c}{2\pi} |E_1(\omega)|^2, \end{aligned} \quad (4.8)$$

onde $E_n(\omega)$ são as transformadas de Fourier dos campos elétricos E_n , dadas por

$$E(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) e^{i\omega t} dt. \quad (4.9)$$

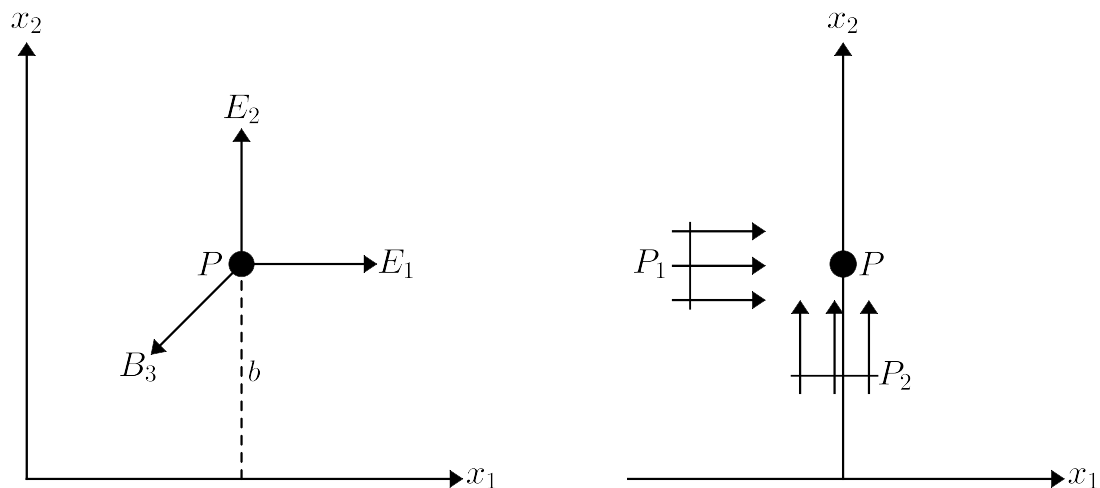


Figura 4.2 - Um observador no ponto P percebe os campos eletromagnéticos da partícula em movimento (esquerda) semelhantes aos pulsos de radiação (direita). [38]

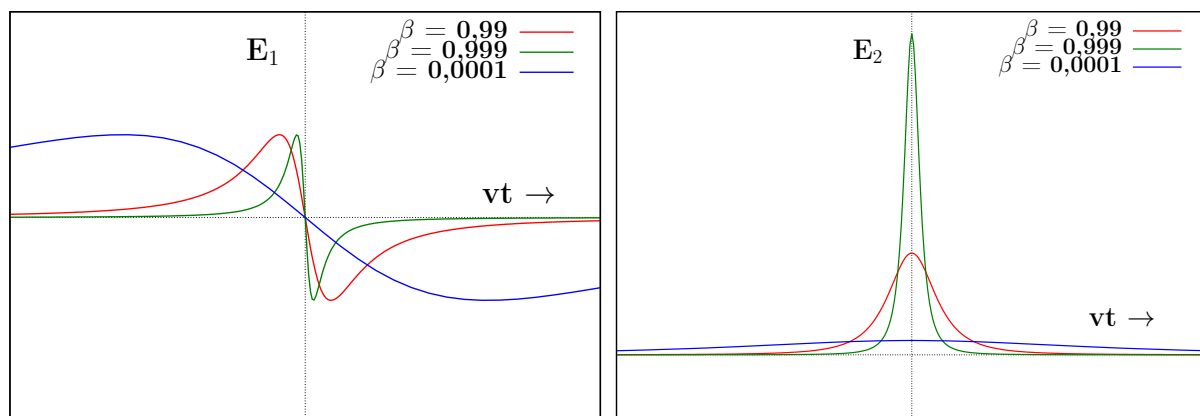


Figura 4.3 - Componentes do campo elétrico no ponto P do referencial do observador para diferentes valores de β . [fonte: autor]

Substituindo os campos nas Equações (4.8) pelos dados na Equação (4.7), obtemos

$$\begin{aligned}
 I_1(\omega, b) &= \frac{1}{\pi^2} \frac{q^2}{c} \left(\frac{c}{v}\right)^2 \frac{1}{b^2} \left[\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right], \\
 I_2(\omega, b) &= \frac{1}{\pi^2} \frac{q^2}{c} \left(\frac{c}{v}\right)^2 \frac{1}{b^2} \left[\frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right],
 \end{aligned}
 \tag{4.10}$$

onde K_0 e K_1 são funções de Bessel modificadas.

Somamos as contribuições dos pulsos P_1 e P_2 e integramos sobre todos os parâmetros de

impacto possíveis para obter o espectro de frequência dos fótons virtuais

$$I(\omega) = 2\pi \int_{b_{\min}}^{\infty} \left[\frac{dI_1}{d\omega}(\omega, b) + \frac{dI_2}{d\omega}(\omega, b) \right] b db . \quad (4.11)$$

A relação entre o número de fótons virtuais por unidade de área, $N(\omega, b)$, e o espectro de fótons é

$$\begin{aligned} N(\omega, b) &= \frac{1}{\omega} [I_1(\omega, b) + I_2(\omega, b)] \\ &= \frac{1}{\pi^2} \frac{q^2}{c} \left(\frac{c}{v} \right)^2 \frac{1}{\omega b^2} \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right)^2 \left[K_1^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v} \right) \right] . \end{aligned} \quad (4.12)$$

Este é um resultado importante para colisões relativísticas ultraperiféricas. Percebemos que a razão pela qual a intensidade do pulso P_2 é irrelevante se deve a multiplicação por um fator γ^{-2} , o que o torna várias ordens de grandeza menor que o pulso P_1 . A Figura 4.4 mostra a intensidade dos pulsos para vários valores de parâmetro de impacto e energia do fóton, com parâmetros de colisão do LHC para interações chumbo-chumbo ($\gamma = 2930$ para $\sqrt{s} = 5,5$ TeV) e próton-próton ($\gamma = 7460$ para $\sqrt{s} = 14$ TeV).

Em termos do parâmetro de impacto b e da energia do fóton ω , o número de fótons virtuais ou equivalentes, $n(b, \omega)$, é dado por

$$n(\omega) = 2\pi \int_{b_{\min}}^{\infty} N(b, \omega) b db . \quad (4.13)$$

Inserindo a Equação (4.12) na Equação (4.13), obtemos o número de fótons virtuais

$$n(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{q^2}{c} \left(\frac{c}{v} \right)^2 \frac{1}{\omega} \left\{ \phi K_0(\phi) K_1(\phi) + \frac{v^2}{2c^2} \phi^2 [K_1^2(\phi) - K_0^2(\phi)] \right\} , \quad (4.14)$$

onde $\phi = \omega b_{\min} / \gamma v$.

Dado um intervalo de tempo Δt em que ocorre a interação, é possível estimar a energia máxima do fóton pelo princípio da incerteza

$$\Delta E \Delta t \simeq \omega \frac{b}{\gamma v} \simeq 1 \rightarrow \omega \simeq \gamma \frac{v}{b} . \quad (4.15)$$

O parâmetro de impacto b_{\min} para o próton é $b_{\min} = R_P$ ou 0,7 fm. Para um íon com número atômico A , a equação $R = 1,2A^{1/3}$ para o raio do núcleo foi obtida experimentalmente. No caso do LHC, que realiza colisões com íons de chumbo ^{208}Pb , o parâmetro de

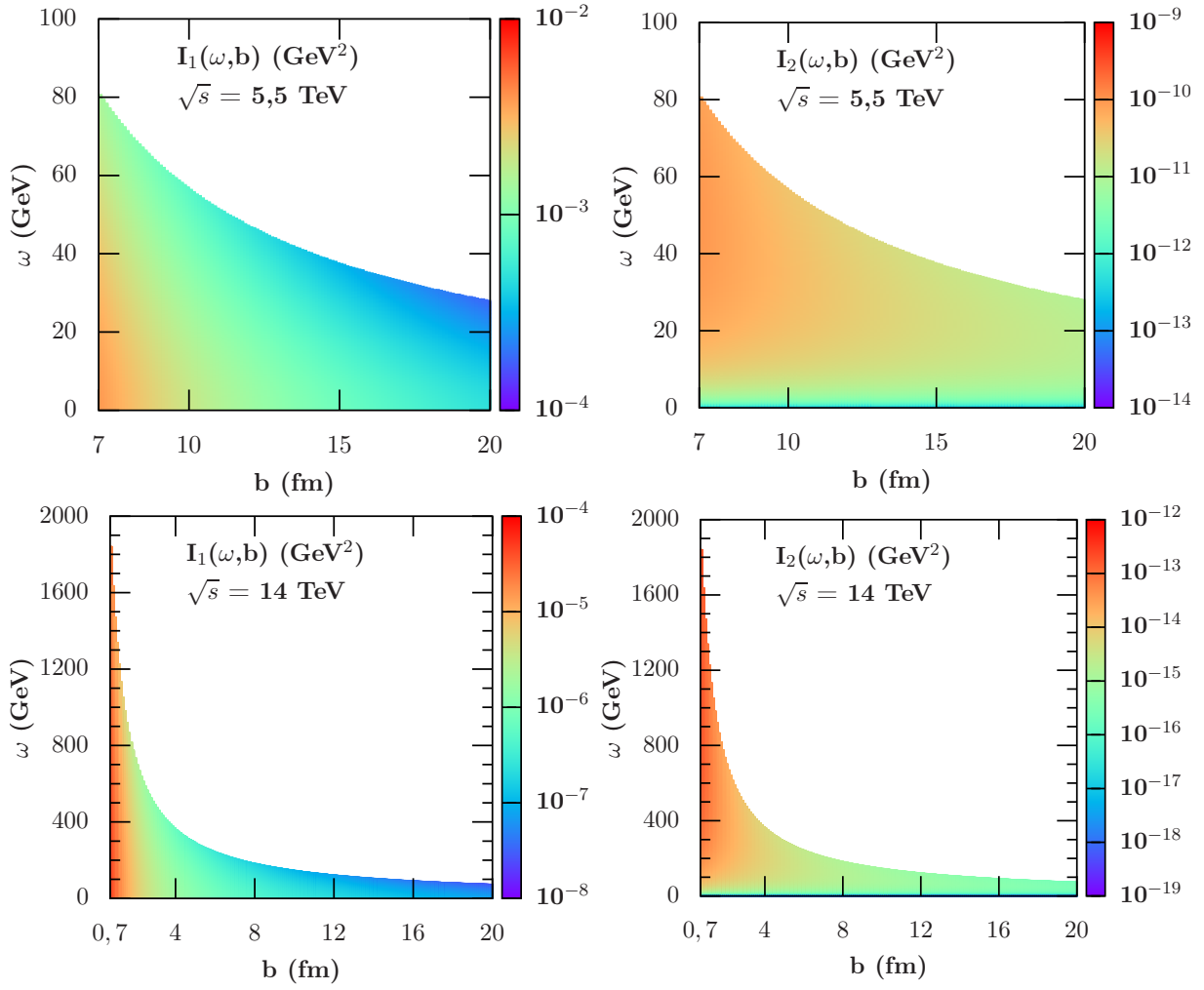


Figura 4.4 - Intensidade (barra lateral) dos pulsos I_1 e I_2 em função do parâmetro de impacto b e energia do fóton ω . [fonte: autor]

impacto para um único íon é $b_{\text{mín}} = 7,1 \text{ fm}$.

Como, ao longo deste trabalho, usamos equações em termos da fração de momentum do próton, é conveniente expressarmos o fluxo de fótons para colisões ultraperiféricas, considerando $v \approx c = 1$ e $\beta \approx 1$ [39]

$$f^\gamma(x) = \frac{Z^2 \alpha_{\text{em}}}{\pi x} \{ 2\xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \xi^2 [K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)] \} \quad (4.16)$$

onde $\alpha_{\text{em}} = e^2/4\pi$ é a constante de estrutura fina, $x = \omega/E_{\text{feixe}}$ é a fração de energia do próton carregada pelo fóton e $\xi = x m_A b_{\text{mín}}$, sendo m_A a massa do projétil.

4.3 Fluxo de Fótons do Próton

A idéia do método de fótons equivalentes é fazer uma aproximação da seção de choque de uma colisão ultraperiférica por uma convolução do fluxo de fótons com a seção de choque de fotoprodução. A seção de choque total de um processo $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pXp$, onde os fótons emitidos por prótons produzem um estado final X, é dada por

$$\sigma(pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pXp) = \int_0^1 \int_0^1 f_1^\gamma(x_1) f_2^\gamma(x_2) \sigma_{\gamma\gamma}(\hat{s}) dx_1 dx_2, \quad (4.17)$$

onde $\sigma_{\gamma\gamma}(\hat{s})$ é a seção de choque de fotoprodução, em que $\hat{s} = x_1 x_2 s$ é o quadrado da energia de centro-de-massa, e $f_i(x_i)$ ($i = 1, 2$) é o fluxo de fótons dos prótons.

É oportuno ressaltar que o método de Weizsäcker-Williams não considera a estrutura do próton em seus cálculos. Na literatura, encontramos propostas que apresentam correções ou modificações para este método. Uma equação geral para o fluxo de fótons em colisões nucleon-nucleon é dada por [40]

$$f^\gamma(x) = \frac{Z^2 \alpha_{\text{em}}}{\pi} \frac{1 - x + 0,5x^2}{x} \int_{Q_{\text{mín}}^2}^{\infty} \frac{Q^2 - Q_{\text{mín}}^2}{Q^4} |F(Q^2)|^2 dQ^2, \quad (4.18)$$

onde $F(Q^2)$ é o fator de forma de dipólo do próton e $Q_{\text{mín}}^2$, o quadrimomentum mínimo transferido, é dado por uma aproximação como

$$Q_{\text{mín}}^2 = \frac{(xm_{\text{p}})^2}{(1-x)}. \quad (4.19)$$

O efeito do dipólo elétrico em colisões próton-elétron relativísticas foi investigado por Drees e Zeppenfeld [34], usando o fator de forma

$$G_{\text{E}}(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{0,71\text{GeV}^2}\right)^{-2}. \quad (4.20)$$

A equação obtida para o fluxo de fótons é

$$f^\gamma(x) = \frac{\alpha_{\text{em}}}{x} \left(\frac{1 - x + 0,5x^2}{x}\right) \left[\frac{A + 3}{A - 1} \ln A - \frac{17}{6} - \frac{4}{3A} + \frac{1}{6A^2}\right], \quad (4.21)$$

onde $A = 1 + (0,71\text{GeV}^2/Q_{\text{mín}}^2)$. Fazendo a aproximação

$$\frac{Q^2 - Q_{\text{mín}}^2}{Q^4} \approx \frac{1}{Q^2} \quad (4.22)$$

na Equação (4.18), a expressão encontrada por Drees e Zeppenfeld para o fluxo de fótons é dada por

$$f^\gamma(x) = \frac{\alpha_{\text{em}}}{x} \left(\frac{1-x+0,5x^2}{x} \right) \left[\ln A - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^3} \right]. \quad (4.23)$$

Por sua vez, Kniehl [35] investigou o efeito da inclusão do momento de dipólo magnético e seu respectivo fator de forma, chegando a seguinte expressão para o fluxo de fótons:

$$f^\gamma(x) = \frac{\alpha_{\text{em}}}{2\pi} \int_{Q_{\text{min}}^2}^{\infty} \frac{dQ^2}{Q^2} \left\{ 2 \left[\frac{1}{x} \left(\frac{1}{x} - 1 \right) + \frac{m_{\text{P}}^2}{Q^2} \right] H_1(Q^2) + H_2(Q^2) \right\}, \quad (4.24)$$

onde $H_1(Q^2)$ e $H_2(Q^2)$ são dados em termos dos fatores de forma de Sachs [41]

$$\begin{aligned} H_1(Q^2) &= \frac{F_{\text{E}}^2(Q^2) + (Q^2/4m_{\text{P}})F_{\text{M}}^2(Q^2)}{1 + (Q^2/4m_{\text{P}})}, \\ H_2(Q^2) &= F_{\text{M}}^2(Q^2). \end{aligned} \quad (4.25)$$

O resultado da integral na Equação (4.24) é dado por

$$\begin{aligned} f^\gamma(x) &= \frac{\alpha_{\text{em}}}{2\pi} x \left[c_1 y \ln \left(1 + \frac{c_2}{z} \right) - (y + c_3) \ln \left(1 - \frac{1}{z} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{c_4}{z-1} + \frac{c_5 y + c_6}{z} + \frac{c_7 y + c_8}{z^2} + \frac{c_9 y + c_{10}}{z^3} \right], \end{aligned} \quad (4.26)$$

onde as constantes c_n são definidas em termos de $a = 4m_{\text{P}}/0,71\text{GeV}^2 = 4,96$ e $b = 2,79$ como

$$\begin{aligned} c_1 &= -(b^2 - 1)/(a - 1)^4, & c_2 &= a - 1, \\ c_3 &= 2a + \frac{1}{2}b^2, & c_4 &= -\frac{1}{2}a, \\ c_5 &= (b^2 - 1)/(a - 1)^3 - 1, & c_6 &= -\frac{1}{2}(3a + b^2), \\ c_7 &= -\frac{1}{2} [(b^2 - 1)/(a - 1)^2 + 1], & c_8 &= -\frac{1}{2} \left(a + \frac{1}{2}b^2 \right), \\ c_9 &= \frac{1}{3} [(b^2 - 1)/(a - 1) - 1], & c_{10} &= -\frac{1}{6}(a + b^2), \end{aligned} \quad (4.27)$$

e y e z são funções de x

$$y = \frac{1}{2} - \frac{2}{x} + \frac{2}{x^2}, \quad z = 1 + \frac{a}{4} \frac{x^2}{1-x}. \quad (4.28)$$

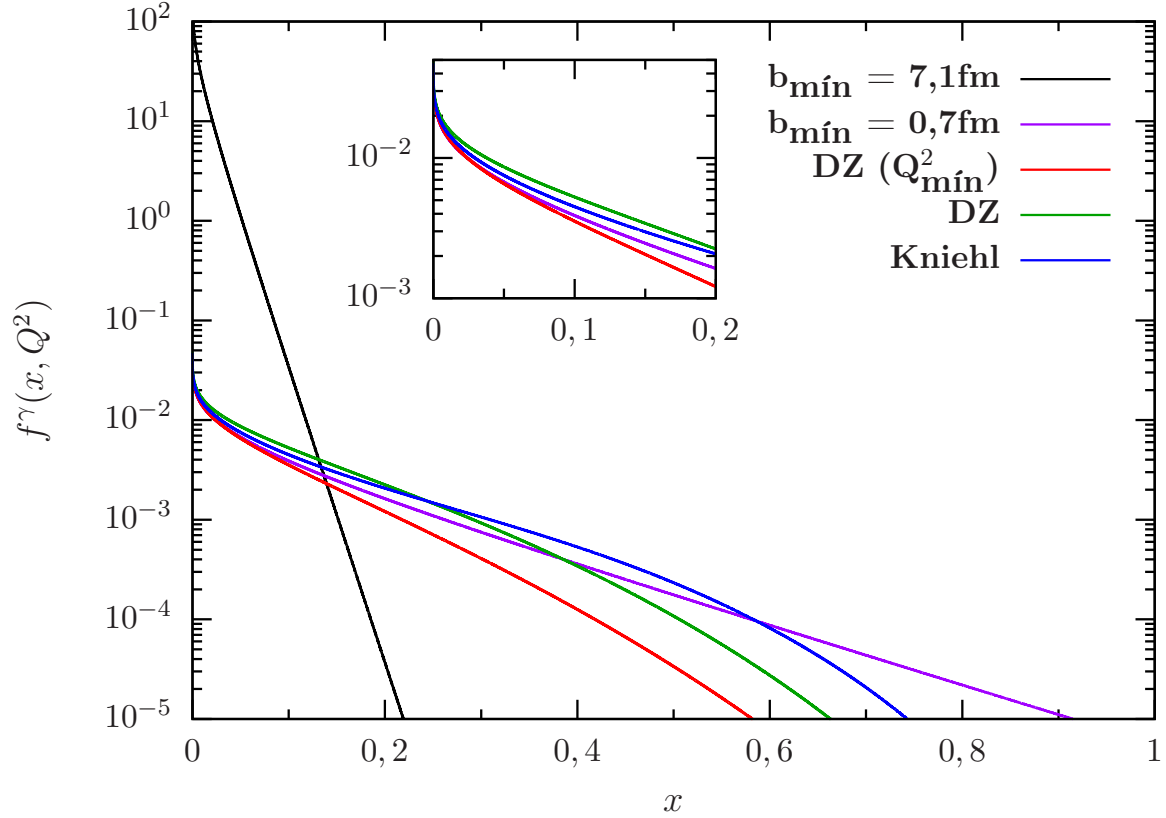


Figura 4.5 - Distribuição de fótons de um próton em função da fração de momentum x . As diferenças entre os modelos divergem para grandes valores de x . Para pequeno x , os resultados são semelhantes àquele em que o próton é visto como uma carga pontual com parâmetro de impacto $b_{\text{mín}} = 0,7$ fm (curva roxa). As curvas vermelha e verde mostram resultados das equações de Drees e Zeppenfeld com e sem o termo $Q_{\text{mín}}^2$, respectivamente. A curva azul representa a expressão encontrada por Kniehl, com a inclusão do momento de dipólo magnético. Para fins de comparação, a linha preta mostra o fluxo de fótons de um íon de chumbo. [fonte: autor]

A Figura 4.5 mostra que o número de fótons virtuais da Equação (4.23) é maior do que aquele dado pela Equação (4.16) para $x \lesssim 0,25$. A inclusão do termo $Q_{\text{mín}}^2$ na Equação (4.18) causa uma redução do espectro de fótons, enquanto a adição do momento magnético do próton por Kniehl resulta num fluxo um pouco maior, mas ainda menor em comparação ao fluxo de Drees e Zeppenfeld. De acordo com a referência [42], as Equações (4.21) e (4.23) divergem aproximadamente em 15% do resultado obtido por Kniehl para $x = 0,05$, e 8% para $x = 0,01$. Para efeitos de comparação, foi incluído o fluxo de fótons de um íon de chumbo ($Z = 82$, $b_{\text{mín}} = 7,1$ fm) para evidenciar a rápida redução da seção de choque em colisões Pb-Pb ultraperiféricas.

4.4 Conclusão

O Método de Weizsäcker-Williams, ou Aproximação de Fótons Equivalentes (EPA), é uma ferramenta que facilita consideravelmente a determinação da seção de choque para

colisões ultraperiféricas, pois evita os longos, e relativamente complexos, cálculos da QED para cada vértice de interação. Kniehl [35] aplicou suas modificações para o espalhamento elástico $ep \rightarrow \nu W p$ e obteve um resultado comparável ao cálculo exato da seção de choque, demonstrando a confiabilidade do método.

5 RESULTADOS

Fazendo uso de um programa em código Fortran em conjunto com uma rotina de integração do pacote Quad Pack [43] e a biblioteca LHAPDF [44], calculam-se as seções de choque diferenciais e totais. O LHAPDF é um interpolador que faz a interface para diversas parametrizações de funções de distribuições partônicas extraídas de dados experimentais, resolvendo as equações DGLAP desconsiderando qualquer dependência de momentum transversal, ou seja, considera que os pártons são colineares ao próton. Ao final deste capítulo, iremos comparar nossos resultados com aqueles obtidos pelo SuperCHIC [13], um gerador de eventos Monte Carlo desenvolvido para estimar a seção de choque total de diversos processos de produção central exclusiva.

5.1 Seção de Choque Total e Diferencial de Pares Massivos

Podemos escrever as seções de choque para os processos de produção exclusiva na forma fatorizada [45]

$$\sigma = \mathcal{L}(M^2, Y) \hat{\sigma}(M^2) , \quad (5.1)$$

onde $\hat{\sigma}(M^2)$ é a seção de choque do subprocesso em que ocorre a fusão de fótons, e $\mathcal{L}(M^2, Y)$ é a luminosidade para a produção com rapidez Y sem emissão de partículas secundárias. Assim, usaremos a aproximação de fótons equivalentes para expressar as seções de choque diferenciais em termos das probabilidades dos fótons interagirem. Considerando a massa invariante $M_{\gamma\gamma}$ do par produzido e da rapidez Y do par, temos as seguintes expressões

$$\frac{\partial \sigma}{\partial M_{\gamma\gamma}} = \int_{Y_1}^{Y_2} x_1 f(x_1, Q^2) x_2 f(x_2, Q^2) \hat{\sigma}(M_{\gamma\gamma}^2) dY , \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial Y} = \int_{M_0}^{M_f} x_1 f(x_1, Q^2) x_2 f(x_2, Q^2) \frac{2}{M_{\gamma\gamma}} \hat{\sigma}(M_{\gamma\gamma}^2) dM_{\gamma\gamma} , \quad (5.3)$$

as quais iremos nos referir como distribuições de massa e rapidez, respectivamente, e a seção de choque total é obtida integrando-se sobre os intervalos cinemáticos da massa invariante $M_{\gamma\gamma}$ e da rapidez Y

$$\sigma = \int_{Y_1}^{Y_2} \int_{M_0}^{M_f} x_1 f(x_1, Q^2) x_2 f(x_2, Q^2) \frac{2}{M_{\gamma\gamma}} \hat{\sigma}(M_{\gamma\gamma}^2) dM_{\gamma\gamma} dY , \quad (5.4)$$

onde assumimos que a escala Q^2 está relacionada a massa invariante como $Q^2 = M_{\gamma\gamma}^2$.

Agora precisamos especificar a seção de choque do subprocesso de fusão de fótons $\hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow$

X^+X^-). Para a produção de pares de múons usaremos a fórmula de Breit-Wheeler

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{\gamma\gamma\rightarrow\mu^+\mu^-}(M_{\gamma\gamma}^2) &= \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}^2}{M_{\gamma\gamma}^2} \left\{ 2 \ln \left[\frac{M_{\gamma\gamma}^2}{2m_\mu} \left(1 + \sqrt{1 - 4\frac{m_\mu^2}{M_{\gamma\gamma}^2}} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. \times \left[1 + 4\frac{m_\mu^2}{M_{\gamma\gamma}^2} - 8 \left(\frac{m_\mu^2}{M_{\gamma\gamma}^2} \right)^2 \right] - \left(1 + 4\frac{m_\mu^2}{M_{\gamma\gamma}^2} \right) \sqrt{1 - 4\frac{m_\mu^2}{M_{\gamma\gamma}^2}} \right\}, \end{aligned} \quad (5.5)$$

em que $m_\mu \simeq 0,106$ GeV [46] é a massa do múon, e para a produção de pares de bósons W^+W^- usaremos [47]

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{\gamma\gamma\rightarrow W^+W^-}(M_{\gamma\gamma}^2) &= \frac{8\pi\alpha_{\text{em}}^2}{M_{\gamma\gamma}^2} \left\{ \frac{M_{\gamma\gamma}^2}{m_W^2} \left[1 + \frac{3}{4} \frac{m_W^2}{M_{\gamma\gamma}^2} + 3 \left(\frac{m_W^2}{M_{\gamma\gamma}^2} \right)^2 \right] \sqrt{1 - 4\frac{m_W^2}{M_{\gamma\gamma}^2}} + \right. \\ &\quad \left. - 3 \frac{m_W^2}{M_{\gamma\gamma}^2} \left(1 - 2\frac{m_W^2}{M_{\gamma\gamma}^2} \right) \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 - 4\frac{m_W^2}{M_{\gamma\gamma}^2}}}{1 - \sqrt{1 - 4\frac{m_W^2}{M_{\gamma\gamma}^2}}} \right) \right\} \end{aligned} \quad (5.6)$$

em que $m_W \simeq 80,385$ GeV [48] é a massa do bóson W .

Por conveniência, chamaremos de contribuição elástica a função de distribuição de fótons do próton que permanece intacto e de contribuição inelástica a função de distribuição de fótons do próton que se hadroniza. Para a produção central exclusiva, em que ambos os prótons permanecem intactos, as PDFs dos fótons são dadas pelas equações (4.16), pelos fluxos de fótons de Drees e Zeppenfeld (Eq. 4.21 e 4.23), e pelo fluxo de fótons de Kniehl (Eq. 4.26). Para a produção central semi-exclusiva, precisamos considerar as possibilidades de que um próton A permaneça intacto e um próton B quebre e vice-versa, então a distribuição total toma a seguinte forma

$$f^\gamma(x_{1,2}, Q^2) = x_1 f^{\text{elás.}}(x_1, Q^2) x_2 f^{\text{inel.}}(x_2, Q^2) + x_2 f^{\text{elás.}}(x_2, Q^2) x_1 f^{\text{inel.}}(x_1, Q^2). \quad (5.7)$$

Para o caso inelástico, em que ambos os prótons quebram, as PDFs são extraídas diretamente do LHAPDF.

5.2 Resultados Numéricos

As Figuras 5.1 e 5.2 mostram as seções de choque diferenciais em função da massa invariante $M_{\gamma\gamma}$ para os processos de produção exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- , respectivamente, com energias de centro-de-massa $\sqrt{s} = 7$ e 13 TeV. Para ambos, vemos que há uma dependência com a energia, e a adição do fator de forma magnético do próton pouco altera a seção de choque em comparação com o fator de forma elétrico. Também é possível notar que a seção de choque atinge seu valor máximo para uma massa invariante

próxima da massa do par de partículas produzidas, e há uma diferença de, aproximadamente, uma ordem de grandeza para $M_{\gamma\gamma} = 2000$ GeV quando a energia de colisão aumenta de 7 TeV para 13 TeV.

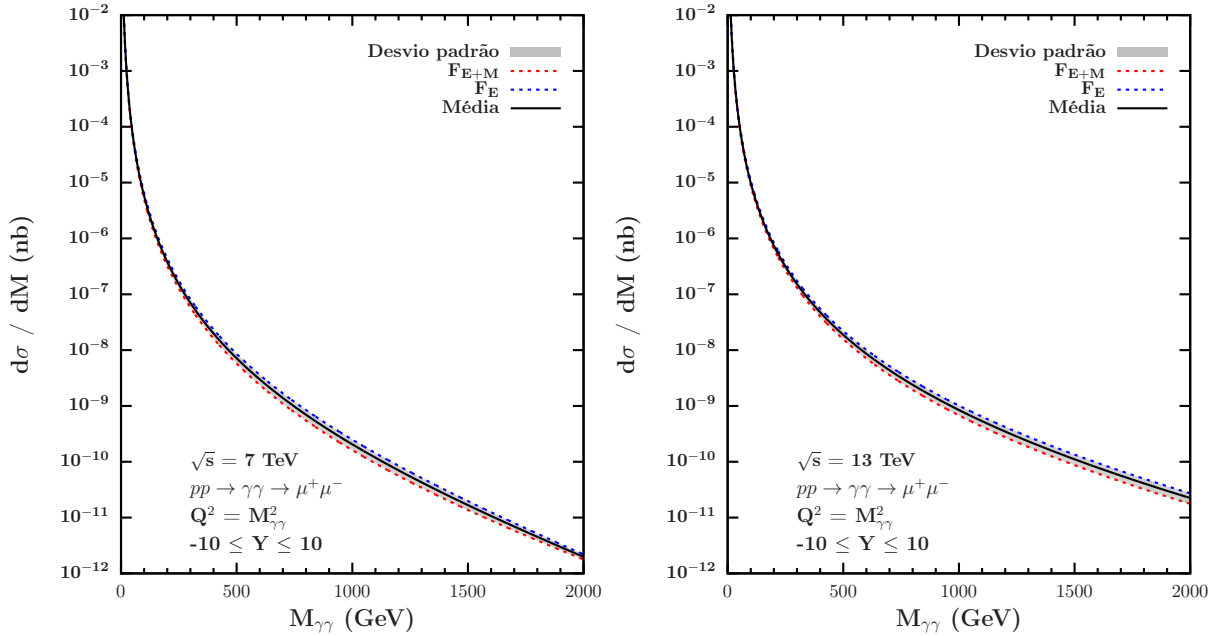


Figura 5.1 - Distribuições de massa para o processo de produção exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ para energias de 7 TeV e 13 TeV. As curvas tracejadas representam as contribuições elásticas dos fluxos de fótons, considerando apenas o fator de forma elétrico (curva azul) e a adição do fator de forma magnético (curva vermelha) do próton. A curva preta contínua representa a média entre os dois modelos. [fonte: autor]

O caso inelástico para a produção de pares de $\mu^+\mu^-$ e de W^+W^- com energia de centro-de-massa $\sqrt{s} = 13$ TeV é apresentado na Figura 5.3. Podemos notar semelhanças nas previsões dos dois processos em relação às parametrizações. Para baixa massa ($M_{\gamma\gamma} \approx 160$ GeV ou $2m_\mu$), a NNPDFQED apresenta a menor seção de choque, enquanto a CT14QED e MRSTQED têm valores parecidos. A partir de $M_{\gamma\gamma} \approx 400$ GeV, a seção de choque da NNPDFQED sofre uma redução mais lenta em comparação às outras duas. Os valores médios nos processos inelásticos $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow p\mu^+\mu^-p$ e $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$ são, para $M_{\gamma\gamma} = 2000$ GeV, estimados em 10^{-9} nb e $0,6 \times 10^{-4}$ pb. Para fins de comparação, adicionamos as contribuições elásticas das equações de fluxos de fótons com os fatores de forma elétrico e magnético do próton, em que podemos notar, para ambos os processos, uma diferença de quase duas ordens de grandeza para os valores médios dos casos inelásticos.

As distribuições de massa invariante para os processos semi-exclusivos de produção de pares $\mu^+\mu^-$ e de pares W^+W^- para energia de centro-de-massa $\sqrt{s} = 13$ TeV estão

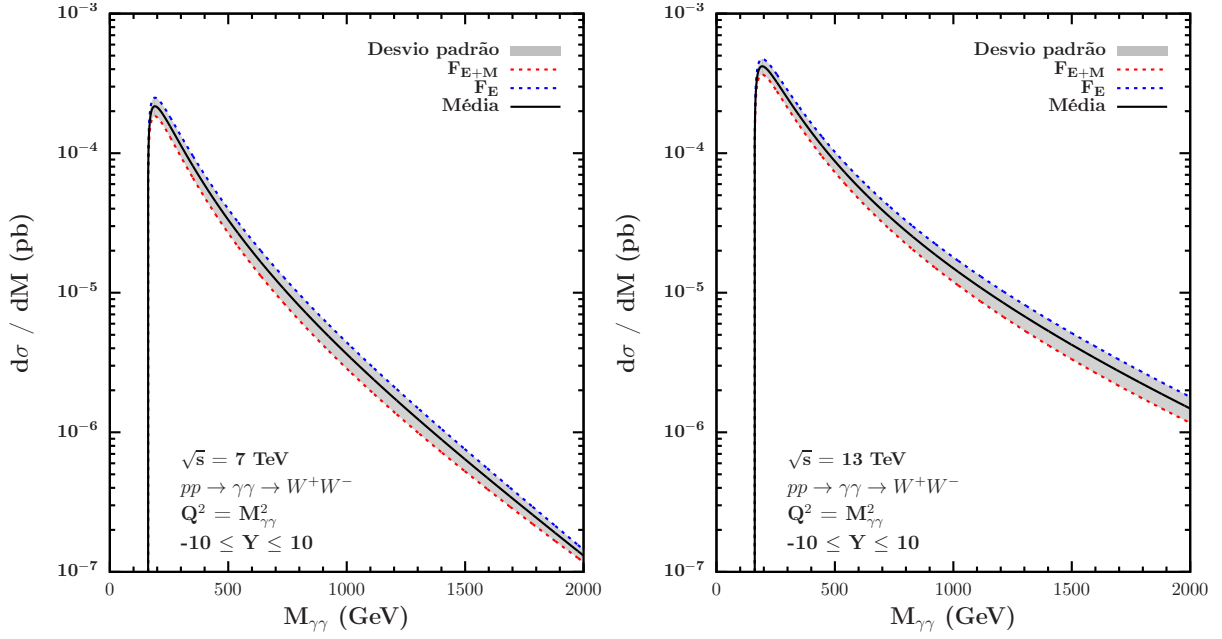


Figura 5.2 - Distribuições de massa para o processo de produção exclusiva de pares de W^+W^- para energias de 7 TeV e 13 TeV. As curvas tracejadas representam as contribuições elásticas dos fluxos de fótons, considerando apenas o fator de forma elétrico (curva azul) e a adição do fator de forma magnético (curva vermelha) do próton. A curva preta contínua representa a média entre os dois modelos. [fonte: autor]

representadas na Figura 5.4. Podemos observar que o comportamento das parametrizações permanece inalterado, com a NNPDFQED tendo a menor seção de choque para baixa massa até $M_{\gamma\gamma} \approx 500$ GeV. No entanto, as diferenças entre elas para alta massa não são tão divergentes quanto no caso inelástico, devido a contribuição elástica do fluxo de fótons do próton que permanece intacto após a colisão. O valor médio da seção de choque do processo semi-exclusivo $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow p\mu^+\mu^-p$ pode ser estimado em 3×10^{-10} nb para $M_{\gamma\gamma} = 2000$ GeV, e 2×10^{-5} pb para o processo semi-exclusivo $pp \rightarrow p\gamma\gamma p \rightarrow pW^+W^-p$. Indicamos também comparativos das previsões com os casos elástico e inelástico, em que notamos um aumento de uma ordem de grandeza na contribuição semi-elástica devido a contribuição da quebra de um dos prótons.

A Figura 5.5 mostra as médias das distribuições de massa para os respectivos processos exclusivos e não-exclusivos. Fica evidente que a quebra de um dos prótons (caso semi-elástico) leva a um aumento de uma ordem de grandeza na seção de choque diferencial decorrente da contribuição inelástica dos fótons, mas a quebra do segundo próton (caso inelástico) não necessariamente causa o mesmo efeito em comparação. Nota-se também que as bandas de erro aumentam com o aumento da massa invariante, com maior variação para o caso inelástico em alta massa.

Finalizamos esta seção apresentando os resultados das seções de choque totais na Tabela 5.1. As médias foram calculadas utilizando combinações entre todos os modelos disponíveis. Podemos comparar o resultado do caso elástico para a produção de múons com o gerador de eventos SuperCHIC [13]. Cabe salientar que este gerador faz cortes cinemáticos, considerando que há algum momentum transversal nos múons detectados pelo CMS. Para o caso de produção de bósons W, não é possível compararmos os resultados, pois o gerador já leva em conta que os bósons W só podem ser detectados indiretamente pelo seu decaimento em léptons e neutrinos, o que reduz a seção de choque.

Seção de choque total				
$M_{xx} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 2\text{TeV}, -10 \leq Y \leq 10, Q^2 = M_{\gamma\gamma}^2$				
Modelo	$pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ σ (nb)		$pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ σ (fb)	
	$\sqrt{s} = 7\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 13\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 7\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 13\text{TeV}$
Elástico	$2,996 \pm 0,196$	$3,933 \pm 0,236$	$43,710 \pm 7,556$	$102,227 \pm 15,580$
SuperCHIC	$2,670 \pm 0,026$	$3,597 \pm 0,033$	-	-
Semi-elástico	$11,802 \pm 2,299$	$16,699 \pm 2,844$	$434,709 \pm 44,189$	$1094,749 \pm 95,634$
Inelástico	$13,366 \pm 4,027$	$20,258 \pm 5,411$	$1074,976 \pm 126,520$	$2855,270 \pm 153,245$

Tabela 5.1 - Médias das seções de choque totais com energias de centro-de-massa $\sqrt{s} = 7$ e 13 TeV para a produção exclusiva e não-exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- . Esses resultados são obtidos em relação ao intervalo de massa invariante desde a massa de repouso M_{xx} do par de interesse até 2 TeV, além de um intervalo de rapidez de 10 unidades. O caso elástico é comparado com os resultados obtidos com o gerador de eventos SuperCHIC [13].

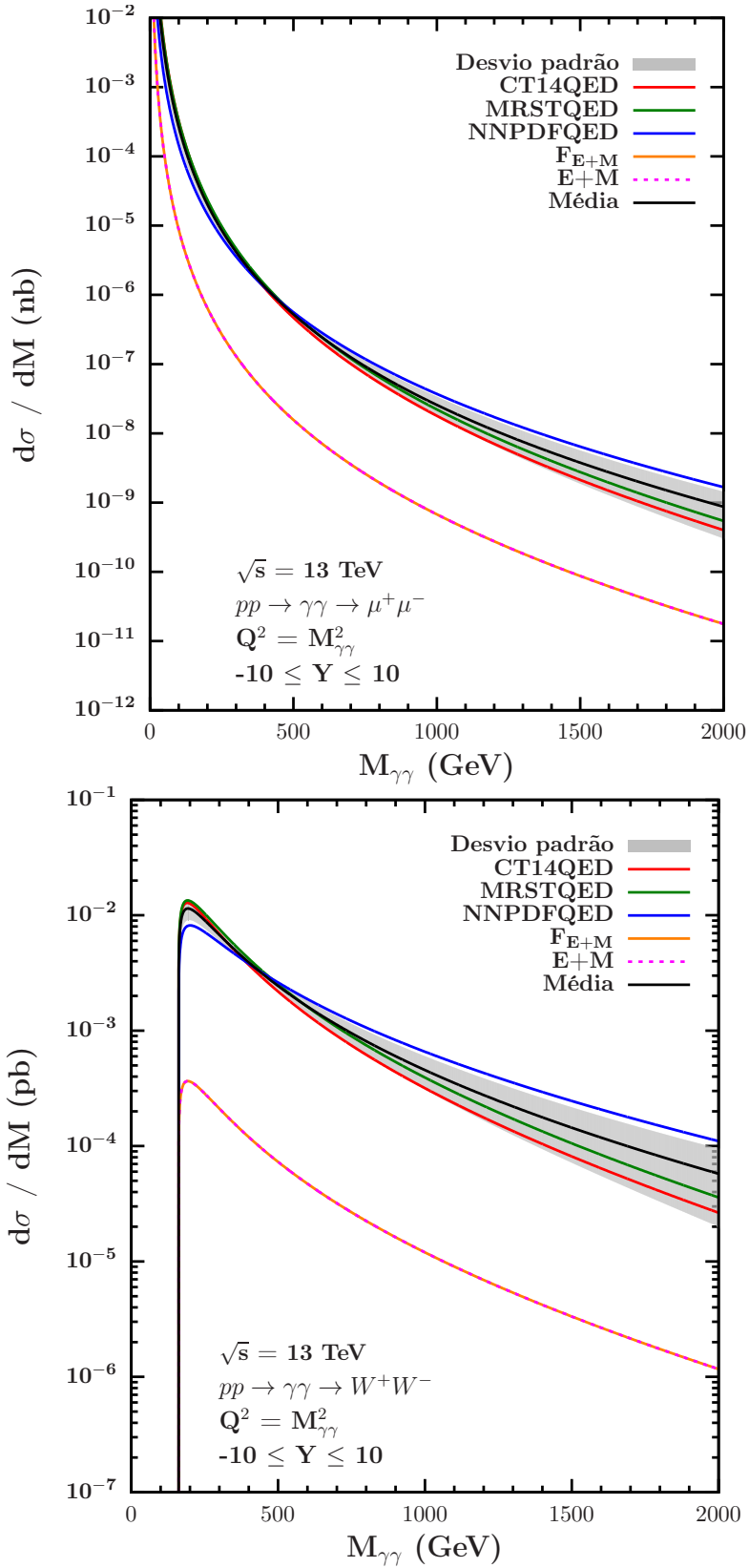


Figura 5.3 - Distribuições de massa para os processos inelásticos de produção de pares de $\mu^+\mu^-$ e de pares de W^+W^- para energia de 13 TeV. A curva preta contínua representa a média entre as parametrizações representadas pelas curvas vermelha, verde e azul. Para fins de comparação, apresentamos curvas com dois modelos para o caso elástico representadas pelas linhas laranja e rosa. [fonte: autor]

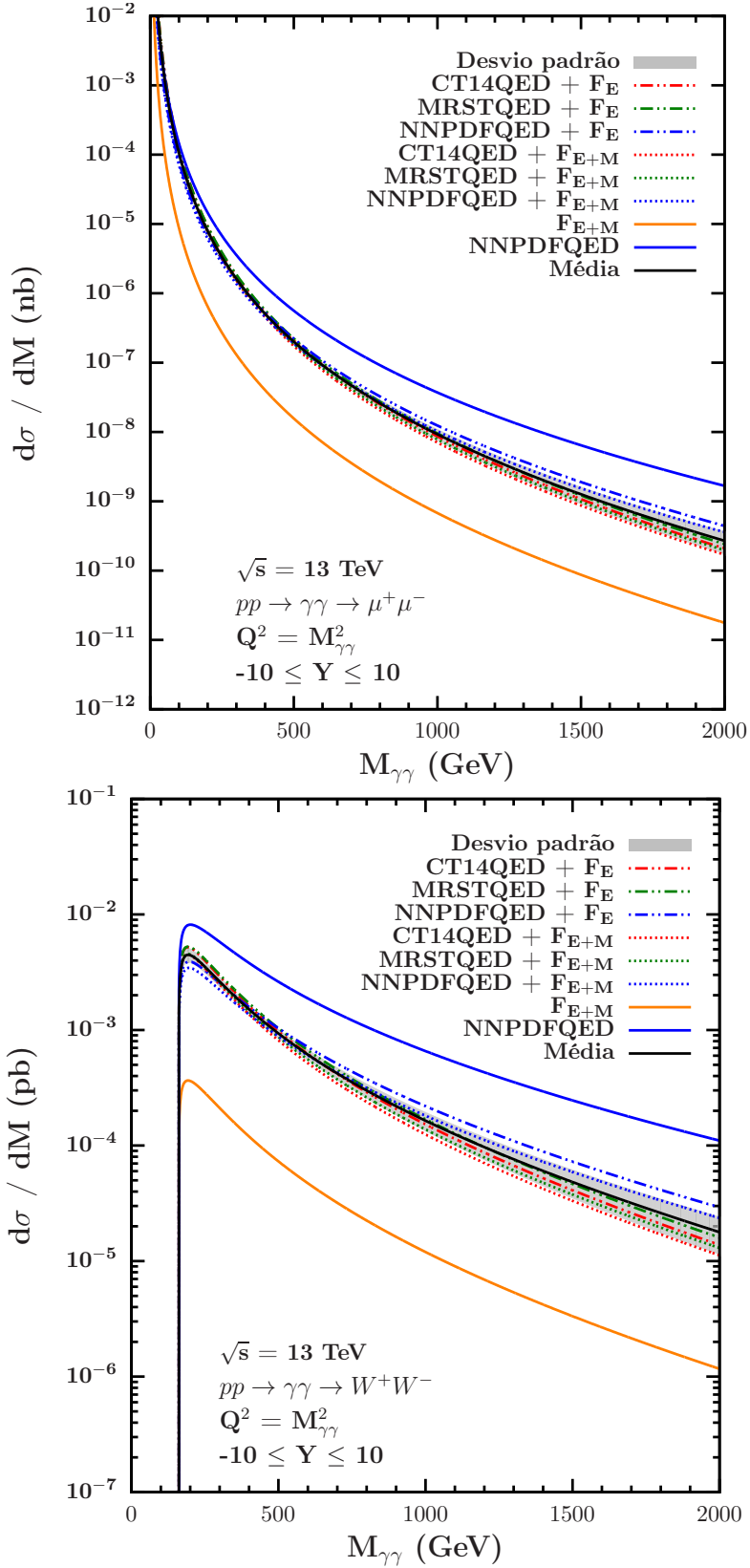


Figura 5.4 - Distribuições de massa para o processo de produção semi-exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- para energia de 13 TeV. A curva preta contínua representa a média entre as parametrizações representadas pelas curvas vermelha, verde e azul. Para fins de comparação, apresentamos curvas para o caso elástico (linha laranja) e para o caso inelástico (linha azul contínua). [fonte: autor]

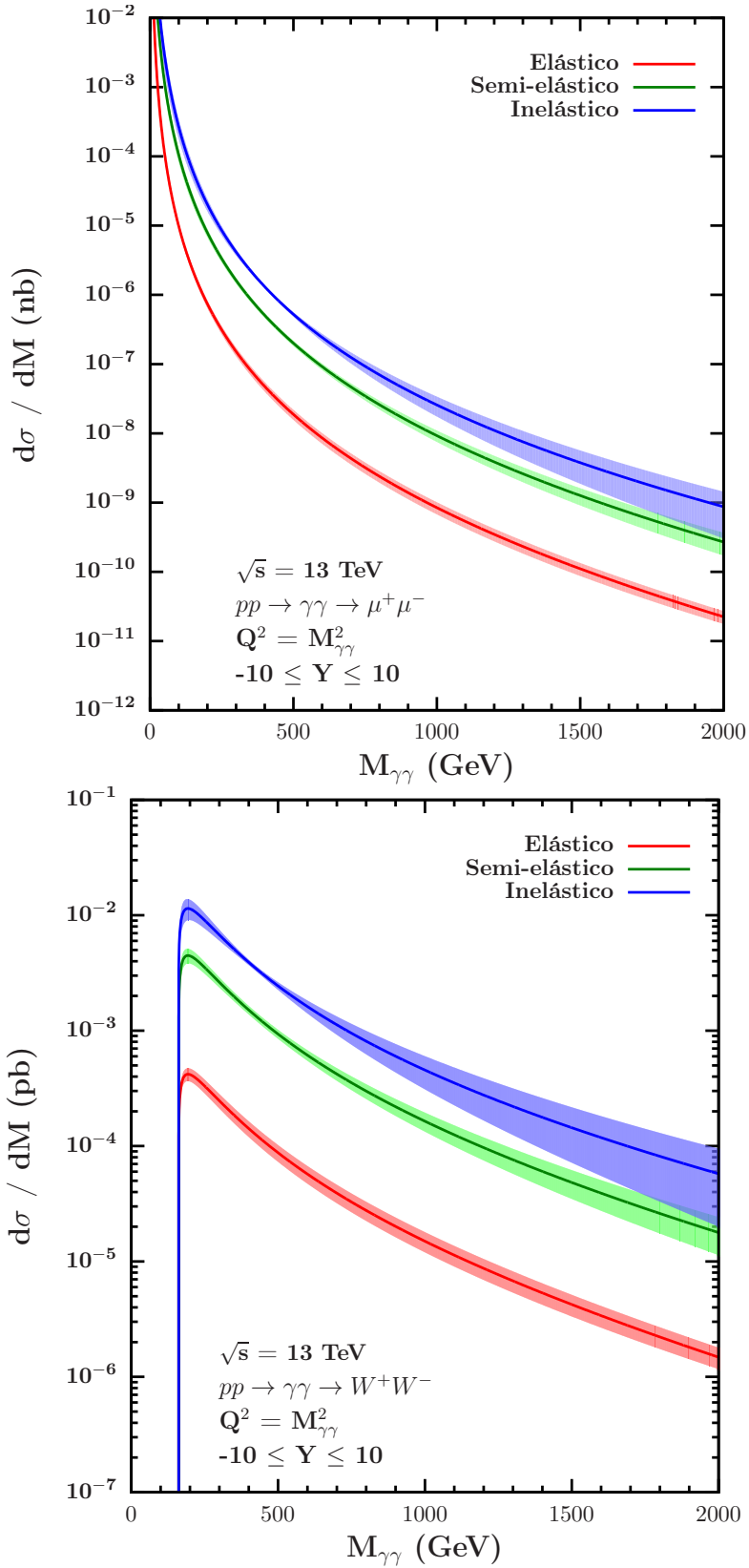


Figura 5.5 - Médias das distribuições de massa dos processos de produção exclusiva e não-exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- para energia de 13 TeV. As bandas representam o desvio padrão para cada caso. [fonte: autor]

5.3 Razão entre Processos Exclusivos e Não-Exclusivos

Nesta seção apresentamos o cálculo da razão exclusiva para as seções de choque de processos exclusivos e não-exclusivos. A colaboração CMS determinou esse fator selecionando eventos em que pares de léptons tivessem massa superior à massa do par de bósons W (~ 160 GeV) e algum momentum transversal p_T , subtraindo o número de eventos do processo Drell-Yan e dividindo pelo número de eventos de produção exclusiva obtida com um gerador de eventos [11]

$$F = \frac{N_{\mu\mu} - N_{DY}}{N_{\text{exclusivos}}} \Bigg|_{m_{\mu\mu} > 160 \text{ GeV}} . \quad (5.8)$$

Usaremos o mesmo método, utilizando os resultados das seções de choque da seção anterior para determinar a razão entre os processos exclusivos e não-exclusivos, tal que

$$F = \frac{\sigma^{\text{elástico}}}{\sigma^{\text{semi-elástico}} + \sigma^{\text{inelástico}}} . \quad (5.9)$$

A Figura 5.6 apresenta a razão entre as seções de choque exclusivas e não-exclusivas para os processos $pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$. Os resultados são muito similares para os dois casos, demonstrando que a razão exclusiva independe do subprocesso em questão. Este resultado já era esperado visto a construção das seções de choque elástica e não-elásticas, onde a seção de choque do subprocesso tende a ser eliminada, restando uma razão entre os fluxos de fótons e as PDFs. A contribuição inelástica da parametrização NNPDFQED é menor para baixa massa ($M_{\gamma\gamma} < 500$ GeV), o que garante uma razão exclusiva maior do que a parametrização MRSTQED. Já para $M_{\gamma\gamma} > 500$ GeV, o comportamento se inverte e a parametrização NNPDFQED fornece uma razão exclusiva menor. A média das razões entre os processos exclusivos e não-exclusivos para $M_{\gamma\gamma} = 2000$ GeV é estimado em $F = 2\%$. Descartamos a parametrização CT14QED por exibir um comportamento da razão exclusiva inadequada, indicando que a contribuição inelástica diminui constantemente com o aumento da energia dos fótons, contrariando a tendência de ruptura do próton em processos em altas energias devido a maior energia disponível no processo, levando a uma contribuição inelástica maior.

Finalizamos nossos resultados com a Tabela 5.2, em que mostramos as médias das razões exclusivas das seções de choque totais usando a Equação (5.9), refletindo os resultados anteriores que indicam um aumento da contribuição inelástica superior para um aumento da energia de colisão. Ademais, obtemos um valor menor para a razão entre os processos quando usamos as equações não-integradas dos fluxos de fótons para a contribuição elástica do que com as equações integradas. Este resultado mostra que os cálculos exatos

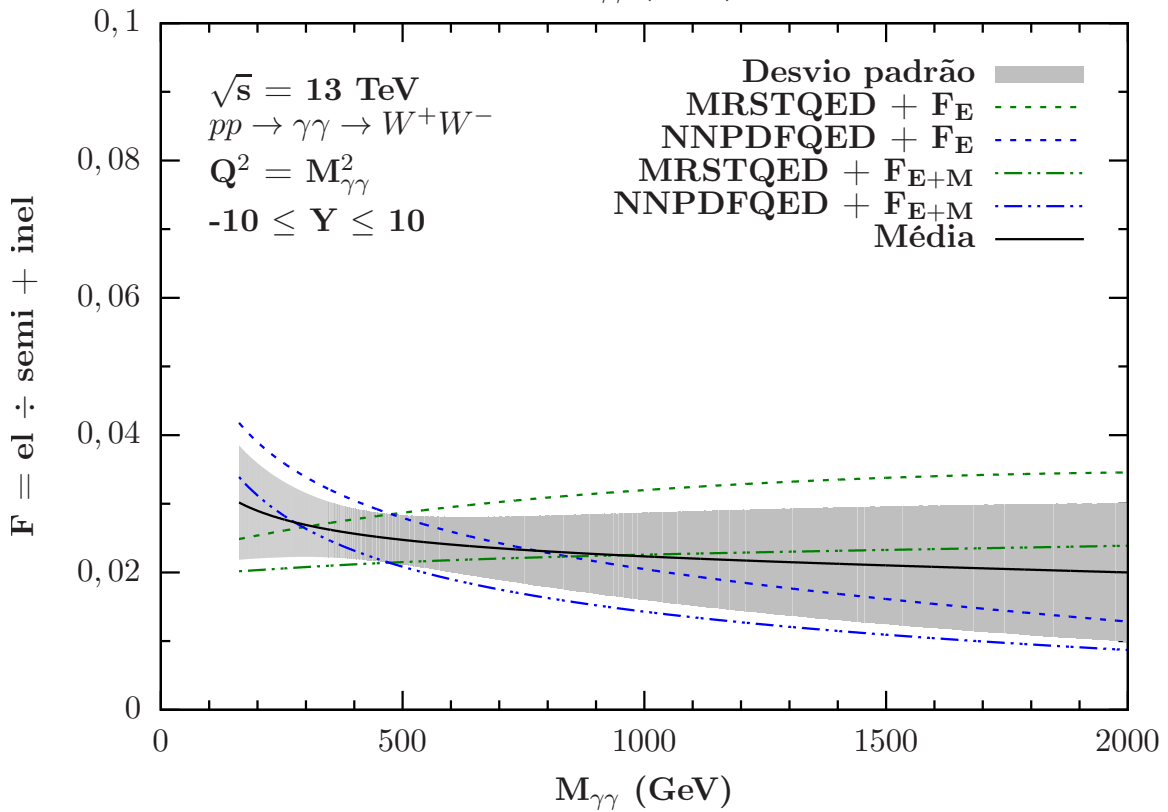
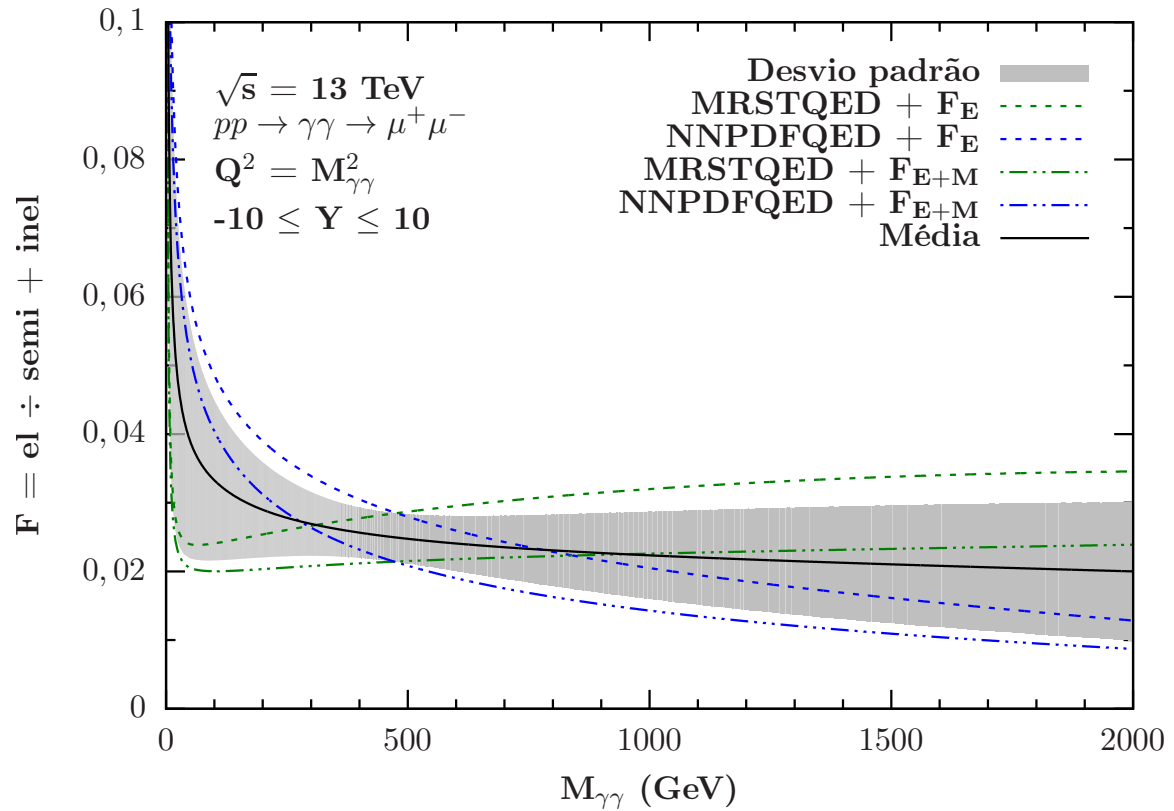


Figura 5.6 - Razão entre as seções de choque exclusivas e não-exclusivas para a produção de pares de $\mu^+\mu^-$ e de pares de W^+W^- com energia de centro-de-massa 13 TeV. [fonte: autor]

com a integração dos fatores de forma podem ser relevantes em comparação com os resultados que empregam os fluxos de fótons, os quais são obtidos pela integração dos fatores de forma. Com este resultado, torna-se relevante investigar em detalhe estas diferenças na região de alta massa (acima de 1 TeV), onde se espera observar partículas provenientes de Nova Física.

Razão exclusiva (el. / semi. + inel.) $M_{xx} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 2\text{TeV}, -10 \leq Y \leq 10, Q^2 = M_{\gamma\gamma}^2$				
Modelo	$pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$		$pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$	
	$\sqrt{s} = 7\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 13\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 7\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 13\text{TeV}$
Integradas	$0,129 \pm 0,039$	$0,113 \pm 0,030$	$0,029 \pm 0,005$	$0,026 \pm 0,004$
Não-Integradas	$0,121 \pm 0,038$	$0,107 \pm 0,029$	$0,023 \pm 0,005$	$0,021 \pm 0,004$

Tabela 5.2 - Médias das razões entre os processos exclusivos e não-exclusivos para a produção de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- com energia de centro-de-massa 13 TeV. Esses resultados são obtidos em relação ao intervalo de massa invariante desde a massa de repouso do par de interesse até 2 TeV, além de um intervalo de rapidez de 10 unidades.

6 CONCLUSÕES

Nesta dissertação fizemos uma revisão da cinemática do espalhamento envolvendo hádrons que contém as definições das variáveis relevantes para os cálculos da seção de choque de colisões hadrônicas. Vimos que um fóton pode interagir com um párton do próton, alterando seu momentum e, caso tenha energia suficiente, pode causar a ruptura do próton, produzindo um estado hadronizado de múltiplas partículas. Também fizemos uma introdução ao processo Drell-Yan, que difere do processo de fusão de fótons na produção do par de léptons pela aniquilação de pares de quarks e antiquarks.

Na sequência, fizemos uma breve abordagem das equações DGLAP, usadas para determinar a evolução das funções de distribuições de pártons (PDFs), essenciais para nossas predições de seções de choque das colisões ultraperiféricas no LHC. Vimos que existem diferentes interpretações e parametrizações da PDF do fóton no próton, o que leva a divergências nos cálculos das seções de choque, evidenciando a necessidade de mais dados de interações entre fótons que possibilitem a convergência dos modelos.

Posteriormente, abordamos o método que possibilita o cálculo da seção de choque de uma colisão ultraperiférica em termos dos fluxos de fótons dos prótons e da seção de choque de interação entre fótons. Conhecido como Aproximação de Fótons Equivalentes, o método elimina a necessidade de fazermos o cálculo de traços com regras de Feynman e nos fornece resultados com boa concordância aos dados experimentais de produção de partículas por fusão de fótons em aceleradores de partículas.

Finalmente, apresentamos nossos resultados das seções de choque diferenciais e totais e o cálculo da razão exclusiva para processos exclusivos e não-exclusivos. Vimos que a produção de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- em colisões ultraperiféricas atinge um pico quando a massa invariante $M_{\gamma\gamma}$ dos fótons é aproximadamente igual a massa dos pares de partículas, caindo rapidamente com o aumento de $M_{\gamma\gamma}$. Em outras palavras, há maior probabilidade de produção de tais partículas quando os fótons têm energia próxima a massa do par de partículas. Notamos que a contribuição inelástica do fluxo de fótons de um próton que se quebra causa um aumento de, aproximadamente, uma ordem de grandeza na seção de choque para $M_{\gamma\gamma} = 2000$ GeV em relação a contribuição elástica, assim como as incertezas aumentam com o aumento da massa. Um resultado similar é observado no cálculo das seções de choque totais. Para a produção de pares de múons com energia de colisão 7 TeV (13 TeV), obtivemos uma média da seção de choque de $2,996 \pm 0,196$ nb ($3,933 \pm 0,236$ nb) para o caso elástico, $11,802 \pm 2,299$ nb ($16,699 \pm 2,844$ nb) para o caso semi-elástico, e $13,366 \pm 4,027$ nb ($20,258 \pm 5,411$ nb) para o caso inelástico. Já para a produção de pares de bósons W, os valores encontrados são, respectivamente,

$43,710 \pm 7,556$ pb ($102,227 \pm 15,580$ pb), $434,709 \pm 44,189$ pb ($1094,749 \pm 95,634$ pb), e $1074,976 \pm 126,520$ pb ($2855,270 \pm 153,245$ pb). De posse destas seções de choque, apresentamos a razão exclusiva para diferentes contribuições do processo elástico. Para a produção exclusiva de pares de múons com energia de colisão 7 TeV (13 TeV), essa razão é de aproximadamente 13% (11%) quando usadas as equações de fluxos integradas, e de aproximadamente 12% (11%) quando usadas as equações de fluxos não-integradas. Já para a produção exclusiva de pares de bósons W, as razões exclusivas são $0,029 \pm 0,005$ ($0,026 \pm 0,004$) com as equações de fluxos integradas, e $0,023 \pm 0,005$ ($0,021 \pm 0,004$) com as equações de fluxos não-integradas.

Este trabalho contribui para o estudo das seções de choque de processos exclusivos no LHC, demonstrando que é possível distingui-las utilizando as parametrizações de distribuições de fótons.

A APÊNDICE 1 - REGRAS DE FEYNMAN PARA ELETRODINÂMICA QUÂNTICA (QED)

Neste apêndice, trataremos das regras de Feynman que são usadas para construir diagramas de interações entre partículas, mais especificamente férmions, na Teoria Quântica de Campos. Essas regras são usadas para calcular a seção de choque de algum processo puramente eletromagnético de produção de pares de partículas. As linhas externas representam os estados iniciais e finais das partículas, enquanto as linhas internas representam o propagador da partícula trocada durante a interação. Denotaremos os espinores dos estados iniciais das partículas e antipartículas como $u(p, s)$ e $v(p, s)$, e dos estados finais como $\bar{u}(p, s)$ e $\bar{v}(p, s)$, onde p e s são os quadrimomentum e spin de cada partícula. Um fóton com momentum k é denotado em seus estados inicial e final como $\varepsilon_\mu(\mathbf{k})$ e $\varepsilon_\mu^*(\mathbf{k})$ [14].

A cada momentum interno é associado um elemento de integração

$$\frac{d^4q}{(2\pi)^4}, \quad (\text{A.1})$$

e cada vértice do diagrama contribui com uma função delta do tipo

$$(2\pi)^4 \delta(p_1 + p_2 + p_3), \quad (\text{A.2})$$

o que resulta numa função delta

$$(2\pi)^4 \delta(p_1 + p_2 \dots + p_n) \quad (\text{A.3})$$

para a amplitude de espalhamento total.

Tomemos, como exemplo, a produção de um par de múons pela aniquilação de um par elétron-pósitron, como na Figura A.1. O elemento de matriz para esse processo é dado por [14]

$$-i\mathcal{M} = \bar{v}(p_2, s_2) [ie\gamma^\mu] u(p_1, s_1) \left\{ -i \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \right\} \bar{u}(p_3, s_3) [ie\gamma^\nu] v(p_4, s_4). \quad (\text{A.4})$$

Se para um dado processo há mais de um diagrama possível, então a contribuição de cada um deve ser somado para calcular a amplitude de espalhamento total.




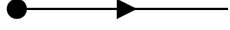



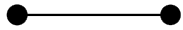
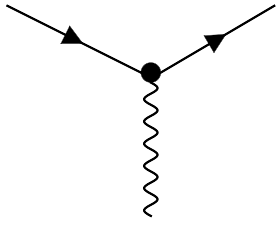
Partícula no estado inicial	$u(p, s)$	
Antipartícula no estado inicial	$\bar{v}(p, s)$	
Fóton no estado inicial	$\varepsilon_\mu(\mathbf{k})$	
Partícula no estado final	$\bar{u}(p, s)$	
Antipartícula no estado final	$v(p, s)$	
Fóton no estado final	$\varepsilon_\mu^*(\mathbf{k})$	
Propagador do fóton	$-i \frac{g_{\mu\nu}}{q^2}$	
Propagador do férmion	$-i \frac{(\gamma^\mu q_\mu + m)}{q^2 - m^2}$	
Vértice	$-iQe\gamma^\mu$	

Tabela A.1 - Regras de Feynman para os correspondentes termos dos elementos de matriz. [14]

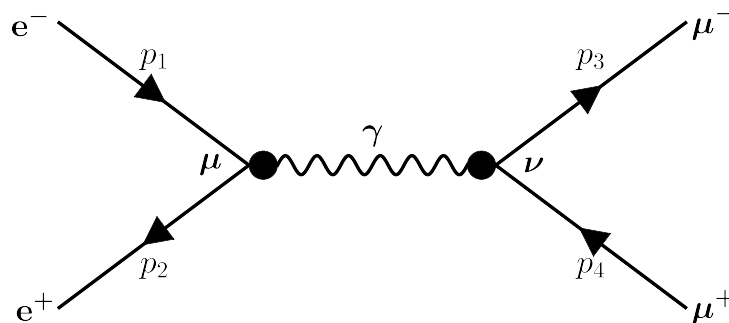


Figura A.1 - Diagrama de Feynman do processo de aniquilação de um par elétron-pósitron em um par de múons [14].

B APÊNDICE 2 - CÁLCULOS COMPLEMENTARES DAS SEÇÕES DE CHOQUE

Neste apêndice apresentamos os cálculos de seções de choque com cada um dos modelos utilizados. Comparando as equações integradas e não-integradas, notamos que os fluxos de fótons com o fator de forma elétrico do próton (F_E) e o resultado obtido pela equação de Drees e Zeppenfeld (DZ) são pouco diferentes, com maior diferença para a equação em que o termo Q_{\min}^2 (DZ(Q)) é mantido. Similarmente, não há distinção entre o resultado da equação de fluxo obtida por Kniehl (E+M) e o resultado da equação integrada (F_{E+M}) com ambos os fatores de forma elétrico e magnético do próton.

Seção de choque total				
$M_{xx} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 2\text{TeV}, -10 \leq Y \leq 10, Q^2 = M_{\gamma\gamma}^2$				
Modelo	$pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ σ (nb)		$pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ σ (fb)	
	$\sqrt{s} = 7\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 13\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 7\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 13\text{TeV}$
Elástico				
F_E	3,192	4,169	51,266	117,807
F_{E+M}	2,801	3,698	36,153	86,647
DZ(Q)	2,520	3,359	23,494	62,109
DZ	3,125	4,094	43,993	105,117
E+M	2,801	3,698	36,153	86,647
b_{\min}	2,516	3,348	27,885	69,203
Média	$2,996 \pm 0,196$	$3,933 \pm 0,236$	$43,710 \pm 7,556$	$102,227 \pm 15,580$

Tabela B.1 - Seções de choque de colisões elásticas para energias de centro-de-massa $\sqrt{s} = 7$ e 13 TeV.

Seção de choque total				
$M_{xx} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 2\text{TeV}, -10 \leq Y \leq 10, Q^2 = M_{\gamma\gamma}^2$				
Modelo	$pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ σ (nb)		$pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ σ (fb)	
	$\sqrt{s} = 7\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 13\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 7\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 13\text{TeV}$
Inelástico				
CT14QED	16,084	24,052	930,745	2764,797
MRSTQED	16,340	24,116	1055,392	3071,057
NNPDFQED	7,673	12,605	1238,793	2729,957
Média	$13,366 \pm 4,027$	$20,258 \pm 5,411$	$1074,976 \pm 126,520$	$2855,270 \pm 153,245$

Tabela B.2 - Seções de choque de colisões inelásticas para energias de centro-de-massa $\sqrt{s} = 7$ e 13 TeV.

Seção de choque total				
$M_{xx} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 2\text{TeV}, -10 \leq Y \leq 10, Q^2 = M_{\gamma\gamma}^2$				
Modelo	$pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$		$pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$	
	σ (nb)		σ (fb)	
	$\sqrt{s} = 7\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 13\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 7\text{TeV}$	$\sqrt{s} = 13\text{TeV}$
Semi-elástico (CT14QED)				
F_E	13,852	19,345	445,000	1184,160
F_{E+M}	12,846	17,987	371,787	1004,542
DZ(Q)	12,059	16,922	293,497	825,479
DZ	13,628	19,046	407,430	1101,519
E+M	12,846	17,987	371,787	1004,540
b_{\min}	12,110	16,989	324,066	888,105
Semi-elástico (MRSTQED)				
F_E	13,939	19,320	470,275	1236,485
F_{E+M}	12,944	17,990	393,383	1050,160
DZ(Q)	12,168	16,953	311,784	865,162
DZ	13,723	19,035	431,245	1151,387
E+M	12,944	17,990	393,383	1050,158
b_{\min}	12,213	17,008	343,343	929,339
Semi-elástico (NNPDFQED)				
F_E	8,962	13,310	502,463	1124,111
F_{E+M}	8,270	12,243	425,344	969,035
DZ(Q)	7,696	11,335	351,640	831,417
DZ	8,778	13,002	468,385	1064,386
E+M	8,270	12,244	425,342	969,033
b_{\min}	7,770	11,478	376,424	870,087
Média	$11,802 \pm 2,299$	$16,699 \pm 2,844$	$434,709 \pm 44,189$	$1094,749 \pm 95,634$

Tabela B.3 - Seções de choque de colisões semi-elásticas para energias de centro-de-massa $\sqrt{s} = 7$ e 13 TeV.

C APÊNDICE 3 - DISTRIBUIÇÃO DE RAPIDEZ

Neste apêndice, apresentamos os resultados das distribuições de rapidez para os processos de produção exclusiva de pares de múons e pares de bósons W . Para ambos os processos, vemos que, no caso elástico (Figuras C.1 e C.2), a maior probabilidade de produção dessas partículas ocorre na região central, com rapidez $Y = 0$. Podemos também notar um grande aumento da seção de choque na região central na produção exclusiva de W^+W^- em comparação com a produção exclusiva de $\mu^+\mu^-$, quando a energia de colisão aumenta de 7 TeV para 13 TeV.

Na Figura C.3, em que está representado o caso inelástico, percebe-se uma grande diferença entre as previsões da seção de choque pelas parametrizações para a produção de pares de múons. A NNPDFQED indica uma menor probabilidade na região central em comparação com as parametrizações CT14QED e MRSTQED, atingindo um valor máximo em $|Y| \approx 6,5$. Para a produção de pares de bósons W , as previsões das parametrizações apresentam valores semelhantes para todo o intervalo de rapidez. Esse comportamento é visto novamente na produção semi-exclusiva, representada na Figura C.4.

A Figura C.5 mostra as médias das distribuições de rapidez para os processos $pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $pp \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$. Podemos observar claramente que a contribuição inelástica causa um aumento significativo na seção de choque em comparação com a contribuição elástica, sendo mais expressivo para a produção de pares de bósons W .

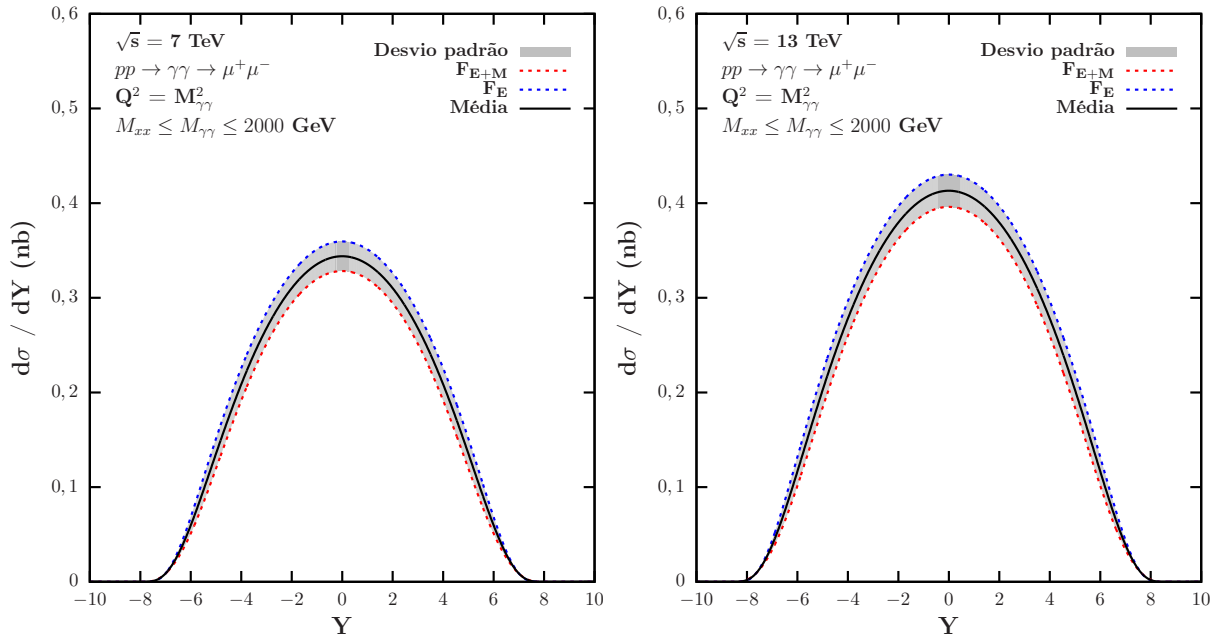


Figura C.1 - Distribuições de rapidez para o processo de produção exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ para energias de 7 TeV e 13 TeV. As curvas tracejadas representam as contribuições elásticas dos fluxos de fótons, considerando apenas o fator de forma elétrico (curva azul) e a adição do fator de forma magnético (curva vermelha) do próton. [fonte: autor]

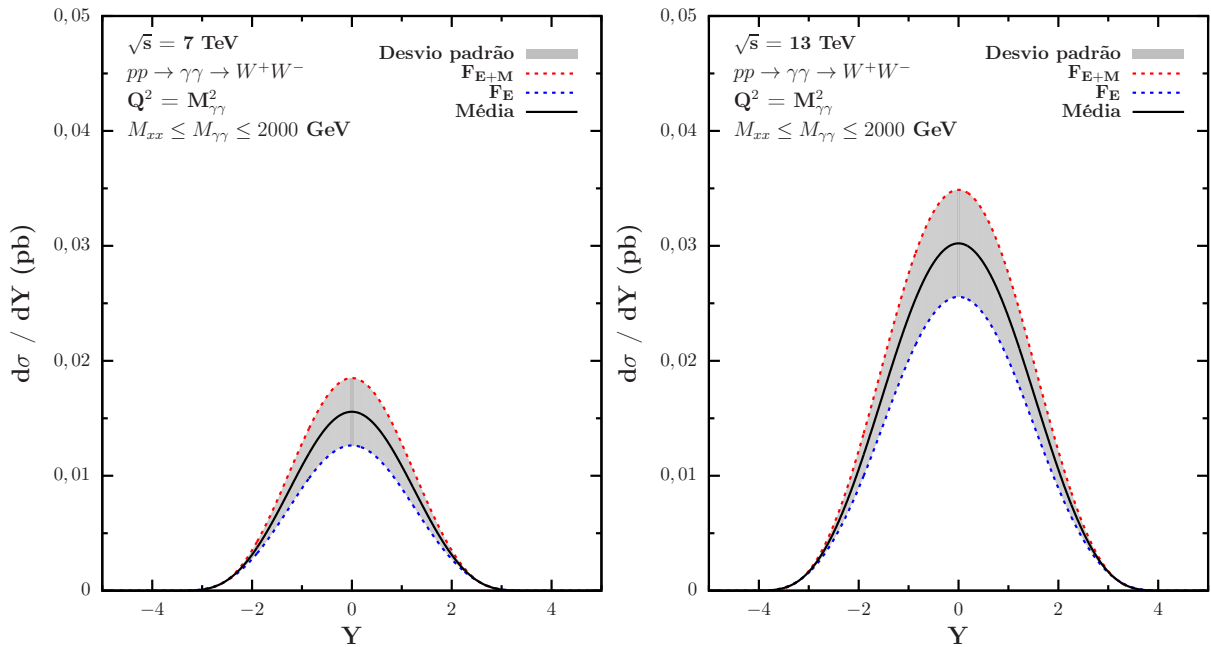


Figura C.2 - Distribuições de rapidez para o processo de produção exclusiva de pares de W^+W^- para energias de 7 TeV e 13 TeV. As curvas tracejadas representam as contribuições elásticas dos fluxos de fótons, considerando apenas o fator de forma elétrico (curva azul) e a adição do fator de forma magnético (curva vermelha) do próton. [fonte: autor]

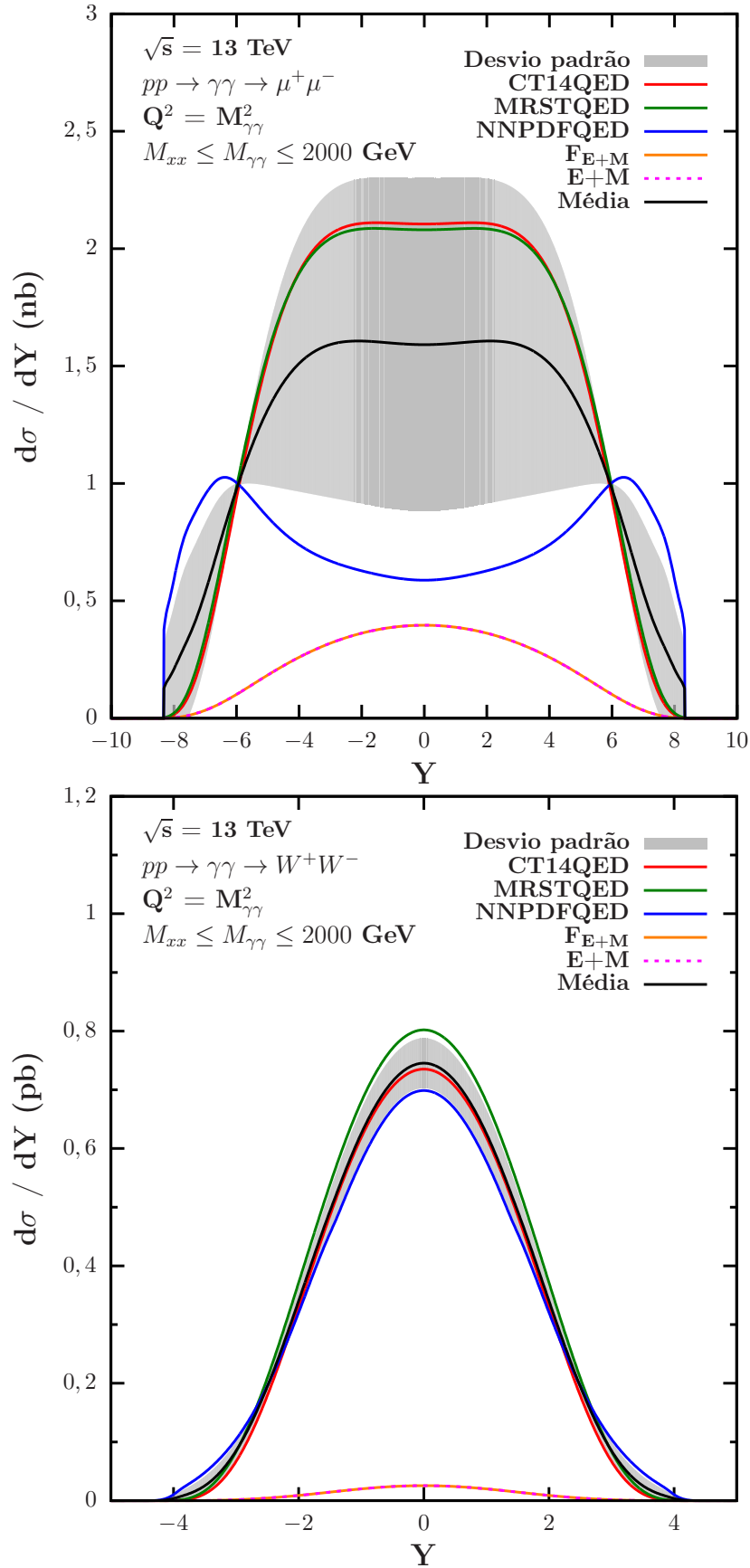


Figura C.3 - Distribuições de rapidez para os processos inelásticos de produção de pares de $\mu^+\mu^-$ e de pares de W^+W^- para energia de 13 TeV. [fonte: autor]

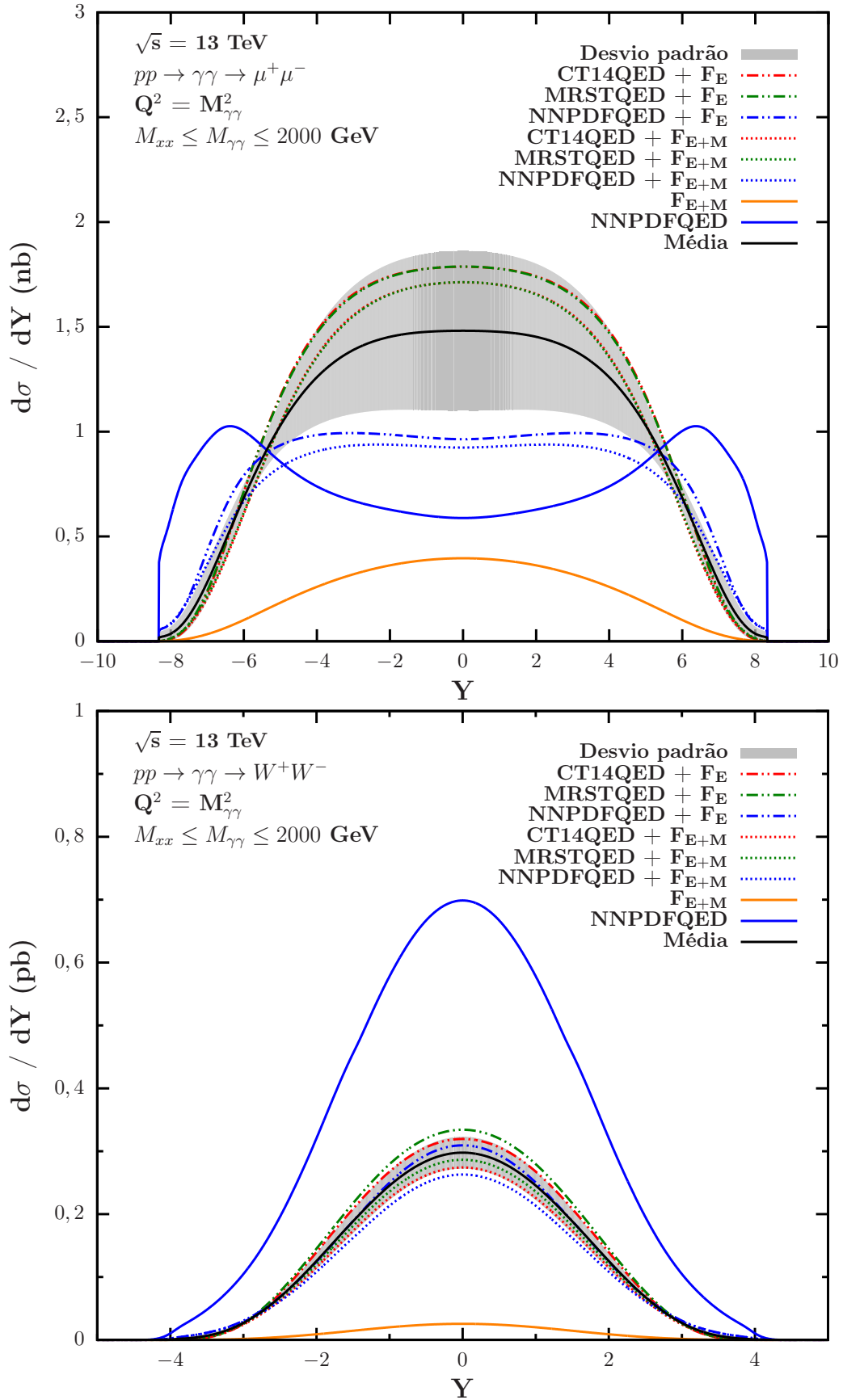


Figura C.4 - Distribuições de rapidez para o processo de produção semi-exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- para energia de 13 TeV. [fonte: autor]

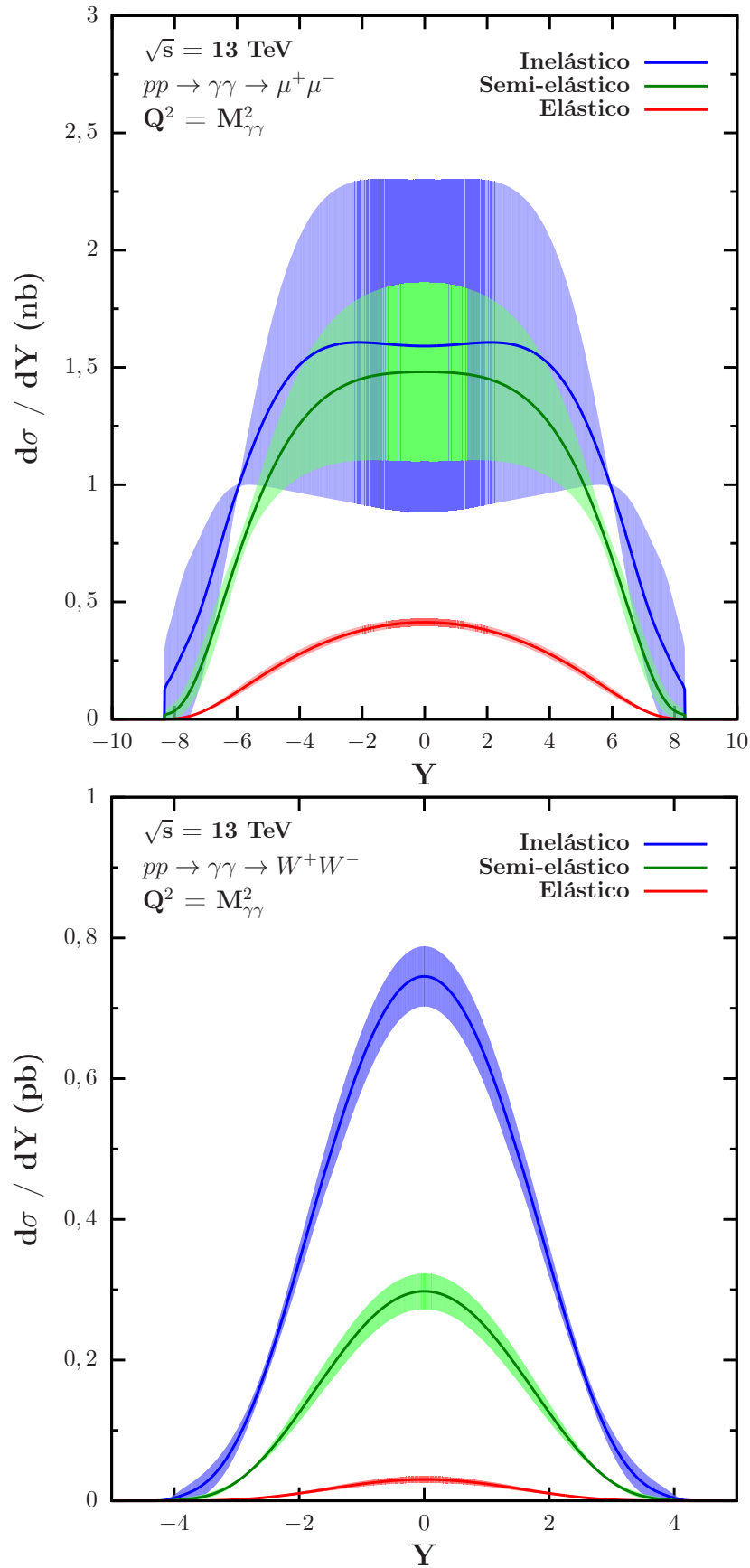


Figura C.5 - Médias das distribuições de rapidez dos processos de produção exclusiva e não-exclusiva de pares de $\mu^+\mu^-$ e pares de W^+W^- para energia de 13 TeV. [fonte: autor]

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] FERMILAB. (Acessado em 26 de julho de 2018). Disponível em: https://en.wikipedia.org/wiki/Standard_Model#/media/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg. 13, 22
- [2] BLOOM, E. D. et al. High-Energy Inelastic $e - p$ Scattering at 6° and 10° . **Physical Review Letters**, American Physical Society, v. 23, p. 930–934, out. 1969. 21
- [3] FEYNMAN, R. P. **Photon-Hadron Interactions**. [S.l.]: W. A. Benjamin Reading, Mass, 1972. 282 p. 21
- [4] SÖDING, P. On the discovery of the gluon. **European Physical Journal H**, Springer-Verlag, v. 35, p. 3–28, jul. 2010. 21
- [5] ABRAMOWICZ, H.; CALDWELL, A. C. HERA collider physics. **Reviews of Modern Physics**, American Physical Society, v. 71, p. 1275–1409, out. 1999. 21
- [6] CHATRCHYAN, S. et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. **Physics Letters B**, v. 716, p. 30–61, 2012. 22
- [7] AAD, G. et al. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. **Physics Letters B**, v. 716, p. 1–29, 2012. 22
- [8] SILVEIRA, G. G. da; GONÇALVES, V. P. Constraining the photon flux in two-photon processes at the lhc. **Phys. Rev. D**, American Physical Society, v. 92, p. 014013, Jul 2015. 13, 23
- [9] BALTZ, A. J. The Physics of Ultraperipheral Collisions at the LHC. **Physics Reports**, v. 458, p. 1–171, 2008. 13, 24
- [10] CHATRCHYAN, S. et al. Study of exclusive two-photon production of $W+W^-$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and constraints on anomalous quartic gauge couplings. **Journal of High Energy Physics**, v. 2013, n. 7, p. 116, Jul 2013. 23
- [11] KHACHATRYAN, V. et al. Evidence for exclusive $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$ production and constraints on anomalous quartic gauge couplings in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. **Journal of High Energy Physics**, v. 2016, n. 8, p. 119, Aug 2016. 23, 65
- [12] FERMI, E. On the Theory of Collisions between Atoms and Electrically Charged Particles. **Zeitschrift für Physik**, Springer-Verlag, v. 2, p. 143–158, 1925. 25, 47

- [13] HARLAND-LANG, L. A.; KHOZE, V. A.; RYSKIN, M. G. Exclusive physics at the LHC with SuperChic 2. **European Physical Journal C**, v. 76, n. 1, p. 9, 2016. 17, 25, 57, 61
- [14] THOMSON, M. **Modern Particle Physics**. [S.l.: s.n.], 2013. 13, 15, 17, 27, 28, 32, 34, 38, 71, 72
- [15] HALZEN, F.; MARTIN, A. D. **Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1984. 13, 27, 33, 40
- [16] BARONE, V.; PREDAZZI, E. **High-Energy Particle Diffraction**. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2002. (Texts and Monographs in Physics, v. 565). 13, 27, 30, 37
- [17] SCHEGELSKY, V. A.; RYSKIN, M. G.; MARTIN, A. D.; KHOZE, V. A. A note on rapidity distributions at the LHC. 2010. 29
- [18] BJORKEN, J. D.; PASCHOS, E. A. Inelastic electron-proton and γ -proton scattering and the structure of the nucleon. **Physical Review**, v. 185, n. 5, p. 1975–1982, set. 1969. 31
- [19] DRELL, S. D.; YAN, T.-M. Massive Lepton Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High-Energies. **Physical Review Letters**, v. 25, p. 316–320, 1970. 34
- [20] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. **Soviet Journal of Nuclear Physics**, v. 15, p. 438–450, 1972. 39
- [21] LIPATOV, L. N. The parton model and perturbation theory. **Soviet Journal of Nuclear Physics**, v. 20, p. 94–102, 1975. 39
- [22] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic Freedom in Parton Language. **Nuclear Physics B**, v. 126, p. 298–318, 1977. 39
- [23] DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. **Soviet Physics JETP**, v. 46, p. 641–653, 1977. 39
- [24] STERMAN, G. et al. Handbook of perturbative QCD. **Reviews of Modern Physics**, American Physical Society, v. 67, p. 157–248, Jan 1995. 39
- [25] NEWMAN, P. Deep inelastic lepton nucleon scattering at HERA. **International Journal of Modern Physics**, A19, p. 1061–1073, 2004. 13, 41

- [26] MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. The photon PDF of the proton. **European Physical Journal C**, v. 74, p. 3040, 2014. 40
- [27] CARRAZZA, S. **Parton distribution functions with QED corrections**. Tese (Doutorado) — Milan U., 2015. Disponível em: <https://inspirehep.net/record/1391315/files/arXiv:1509.00209.pdf>. 40
- [28] HARLAND-LANG, L. **Photon initiated processes with rapidity gaps at the LHC**. (Acessado em 26 de julho de 2018). Disponível em: <https://indico.cern.ch/event/472823/contributions/2180057/attachments/1286333/1913562/1h1lowx.pdf>. 13, 41
- [29] FIELD, R. D. **Applications of Perturbative QCD**. [S.l.]: Addison-Wesley, 1989. (Frontiers in Physics, v. 77). 42
- [30] MARTIN, A. D.; ROBERTS, R. G.; STIRLING, W. J.; THORNE, R. S. Parton distributions incorporating QED contributions. **European Physical Journal C**, v. 39, p. 155–161, 2005. 42
- [31] SCHMIDT, C.; PUMPLIN, J.; STUMP, D.; YUAN, C.-P. CT14QED parton distribution functions from isolated photon production in deep inelastic scattering. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 93, p. 114015, Jun 2016. 43
- [32] BALL, R. D. et al. Parton distributions with QED corrections. **Nuclear Physics B**, v. 877, n. 2, p. 290–320, dez. 2013. 43
- [33] DREES, M.; GODBOLE, R. M.; NOWAKOWSKI, M.; RINDANI, S. D. $\gamma\gamma$ processes at high-energy pp colliders. **Physical Review D**, v. 50, p. 2335–2338, 1994. 43
- [34] DREES, M.; ZEPPEFELD, D. Production of supersymmetric particles in elastic ep collisions. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 39, n. 9, p. 2536–2546, maio 1989. 47, 53
- [35] KNIEHL, B. A. Elastic ep scattering and the Weizsäcker-Williams approximation. **Physics Letters B**, North-Holland Publishing Company, v. 254, n. 1,2, p. 267–273, jan. 1991. 47, 54, 56
- [36] WEIZSÄCKER, C. F. von. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. **Z. Phys.**, v. 88, p. 612–625, 1934. 47
- [37] WILLIAMS, E. J. Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. **Physical Review**, American Physical Society, v. 45, p. 729–730, maio 1934. 47

- [38] CARUSO, F. Sobre o método de Weizsäcker-Williams e suas primeiras aplicações. 2009. 14, 47, 50
- [39] JACKSON, J. D. **Classical Electrodynamics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1962. 14, 47, 48, 52
- [40] BUDNEV, V. M.; GINZBURG, I. F.; MELEDIN, G. V.; SERBO, V. G. The two-photon particle production mechanism. physical problems. applications. equivalent photon approximation. **Physics Reports**, North-Holland Publishing Company, v. 15, n. 4, p. 181–282, 1975. 53
- [41] SACHS, R. G. Magnetic and electric form factors. In: **High-energy physics. Proceedings, 11th International Conference, ICHEP'62, Geneva, Switzerland, Jul 4-11, 1962**. [S.l.: s.n.], 1962. p. 197–199. 54
- [42] NYSTRAND, J. Electromagnetic interactions in nucleus-nucleus and proton-proton collisions. **Nuclear Physics A**, v. 752, p. 470–479, 2005. 55
- [43] PIESSENS, R.; DONCKER-KAPENGA, E. D.; ÜBERHUBER, C. W. **QUADPACK: a subroutine package for automatic integration**. [S.l.: s.n.], 1983. 57
- [44] BUCKLEY, A.; FERRANDO, J.; LLOYD, S.; NORDSTRÖM, K.; PAGE, B.; RÜFENACHT, M.; SCHÖNHERR, M.; WATT, G. LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era. **European Physical Journal C**, v. 75, p. 132, 2015. 57
- [45] KHOZE, V. A.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. G. Prospects for new physics observations in diffractive processes at the LHC and Tevatron. **European Physical Journal C**, v. 23, p. 311–327, 2002. 57
- [46] TANABASHI, M. et al. (Acessado em 26 de julho de 2018). Disponível em: <http://pdg.lbl.gov/2018/listings/rpp2018-list-muon.pdf>. 58
- [47] PAPAGEORGIU, E. Two photon physics with ultrahigh-energy heavy ion beams. **Physics Letters B**, v. 250, p. 155–160, 1990. 58
- [48] TANABASHI, M. et al. (Acessado em 26 de julho de 2018). Disponível em: <http://pdg.lbl.gov/2018/listings/rpp2018-list-w-boson.pdf>. 58