

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



Tese

**Título: Fotoprodução de bósons de calibre em colisões
hadrônicas a altas energias**

Rafael Otto Coelho

Pelotas, 2020

Rafael Otto Coelho

**Fotoprodução de bósons de calibre em colisões hadrônicas a
altas energias**

Tese 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 Doutor em Física.

Orientador: Dr. Victor Paulo Barros Gonçalves

Pelotas, 2020

Universidade Federal de Pelotas / Sistema de Bibliotecas
Catalogação na Publicação

C672f Coelho, Rafael Otto

Fotoprodução de bósons de calibre em colisões
hadrônicas a altas energias / Rafael Otto Coelho ; Víctor
Paulo Barros Gonçalves, orientador. — Pelotas, 2020.

100 f. : il.

Tese (Doutorado) — Programa de Pós-Graduação em
Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade
Federal de Pelotas, 2020.

1. Bósons de calibre. 2. Fotoprodução. 3. Produção
exclusiva. 4. LHC. 5. FCC. I. Gonçalves, Víctor Paulo Barros,
orient. II. Título.

CDD : 539.721

Rafael Otto Coelho

Título: Fotoprodução de bósons de calibre em colisões hadrônicas a altas energias

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

Data da Defesa: 24 de novembro de 2020

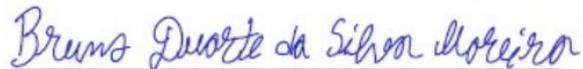
Banca examinadora:

Victor Paulo Barros Gonçalves (Orientador)



Doutor em Ciências
Universidade Federal de Pelotas

Bruno Duarte da Silva Moreira



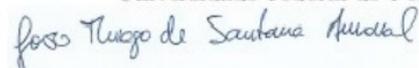
Doutor em Ciências
Universidade do Estado de Santa Catarina

Daniel Tavares da Silva



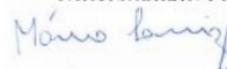
Doutor em Ciências
Universidade Federal de Pelotas

João Thiago Santana Amaral



Doutor em Ciências
Universidade Federal do Rio Grande

Mario Luiz Lopes da Silva



Doutor em Ciências
Universidade Federal de Pelotas

AGRADECIMENTOS

Agradeço à UFPel, e especialmente ao Instituto de Física e Matemática, por me oferecer a estrutura para poder estudar e me qualificar, e por sempre buscar oferecer mais e melhor em ensino, pesquisa e extensão.

Ao Curso de Pós-Graduação em Física, por ser uma oportunidade de formação e qualificação de alta qualidade, principalmente para aqueles que não têm a possibilidade de estudar em grandes centros. A todos os professores que me ensinaram algo, de uma forma ou de outra, meu muito obrigado.

Ao Instituto Federal Sul-Rio-Grandense, pela oportunidade e apoio para buscar qualificação.

À minha esposa e meus filhos, pelo carinho e apoio.

Ao Dr. Daniel Ernani Martins e ao Prof. Dr. Murilo S. Rangel pelas valiosas colaborações e pelo aprendizado.

E em especial ao meu orientador, Victor, por ser um exemplo de competência, humanidade e dedicação à ciência.

RESUMO

COELHO, Rafael Otto, **Fotoprodução de bósons de calibre em colisões hadrônicas a altas energias** 2020, 100p. Tese (Doutorado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2020.

A produção de bósons de calibre em processos induzidos por fótons e por Pomerons presentes em colisões hadrônicas no Grande Colisor de Hádrons (LHC) e no Futuro Colisor Circular (FCC) é investigada. Nesta tese apresentamos resultados para a fotoprodução de bósons de calibre massivos (Z e W) em colisões próton-próton, próton-núcleo e núcleo-núcleo, os quais indicam que a taxa para a fotoprodução de bósons massivos é elevada, o que permitirá observar pela primeira vez este processo predito pelo Modelo Padrão. Além deste processo, apresentamos resultados para a produção de dois fótons em colisões ultraperiféricas entre íons de chumbo, considerando diferentes canais de produção. Para este estado final, demonstramos que a produção é dominada pelo espalhamento Luz-pela-Luz. Por fim, demonstramos que o estudo da produção de dois fótons em colisões ultraperiféricas pode ser utilizada para investigar a existência de partículas tipo axion (ALP). Em especial, nossos resultados demonstram que ALPs com massa inferior a 5 GeV podem ser investigados usando um detector frontal, como o detector LHCb. Os resultados apresentados nesta tese indicam que estes estados finais poderão ser investigados no LHC e FCC e que estes processos podem ser utilizados para ampliar nossa compreensão do Modelo Padrão e para evidenciar sinais de Física Além do Modelo Padrão.

Palavras Chave: bósons de calibre, fotoprodução, produção exclusiva, LHC, FCC

ABSTRACT

COELHO, Rafael Otto, **Photoproduction of gauge bosons in hadronic collisions at high energies** 2020, 100p. Thesis (PhD in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2020.

The production of gauge bosons in photon- and Pomeron-induced processes present in hadronic collisions at the Large Hadron Collider (LHC) and the Future Circular Collider (FCC) is investigated. In this thesis, we will present results for the photoproduction of massive gauge bosons (Z and W) in proton–proton, proton–nucleus, and nucleus–nucleus collisions, that indicate that the massive gauge bosons photoproduction rate is high, which will allow to observe, for the first time, this process, predicted on the Standard Model. Besides this process, we will present results for the production of diphotons in ultraperipheral heavy ion collisions, considering different production channels. For this final state, we demonstrate that the production will be dominated by Light-by-Light scattering. Finally, we will demonstrate that the study of diphoton production in ultraperipheral collisions can be used to investigate the existence of axionlike particles (ALP). Specially, our results demonstrate that ALPs with mass lower than 5 GeV can be investigated using a forward detector, such as the LHCb. The results presented in this thesis indicate that these final states could be investigated at the LHC and the FCC and these processes can be used to expand our comprehension of the Standard Model and to search for Beyond Standard Model Physics.

Key-words: gauge bosons, photoproduction, exclusive production, LHC, FCC

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

1	INTRODUÇÃO	17
2	FORMALISMO	21
2.1	Modelo Padrão	21
2.2	Cromodinâmica Quântica	25
2.3	Espalhamento Profundamente Inelástico	27
2.4	Espalhamento Profundamente Inelástico Difractivo	36
2.5	Fatorização em processos inclusivos	40
2.6	Fatorização em processos difractivos	41
2.7	Colisões Hadrônicas Ultraperiféricas	43
2.8	Aproximação de Fótons Equivalentes	44
2.9	Aproximação de Fótons Equivalentes para interações Fóton – Fóton	46
2.10	Aproximação de Fótons Equivalentes para interações Fóton – Hádron	50
2.11	Física Além do Modelo Padrão e Partículas Tipo Axion	53
2.12	Conclusão	56
3	FOTOPRODUÇÃO DE BÓSONS DE CALIBRE MASSIVOS	57
3.1	Introdução	57
3.2	Fotoprodução de Bósons Massivos	58
3.3	Resultados	59
3.4	Conclusões	63
4	PRODUÇÃO DE DOIS FÓTONS EM INTERAÇÕES INDUZIDAS POR FÓTONS E POMERONS	65
4.1	Introdução	65
4.2	Formalismo	67
4.3	Resultados	73
4.4	Conclusões	78
5	PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS TIPO AXION	79
5.1	Introdução	79

5.2 Resultados	82
5.3 Conclusões	87
6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	91
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	93

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Partículas fundamentais do SM [22].	23
2.2 Vértices de interação do Modelo Padrão: interação eletromagnética, interação forte e interação fraca.	24
2.3 Processo de interação Luz-por-luz.	25
2.4 Diagrama de Feymann do Espalhamento Profundamente Inelástico (DIS).	29
2.5 Dados da função de estrutura F_2 do próton em função de x e Q^2 [25].	33
2.6 Solução das equações DGLAP obtidas pelo grupo NNPDF para os diferentes sabores de quarks e glúons para dois valores de virtualidade do fóton [30].	36
2.7 Diagrama de Feymann do Espalhamento Profundamente Inelástico Difractivo (DDIS).	37
2.8 Diagrama de Feymann do DDIS com os momenta explicitados no modelo do Pomeron resolvido [35].	39
2.9 Distribuições difrativas de glúons (esquerda) e quarks (direita) do Pomeron [35].	39
2.10 Fatorização no processo Drell-Yan inclusivo.	40
2.11 Fatorização para o processo Drell-Yan em eventos de difração dupla.	43
2.12 Colisões hadrônicas de acordo com o parâmetro de impacto b	44
2.13 Interpretação do campo eletromagnético de uma partícula ultrarrelativística como um fluxo de fótons virtuais.	45
2.14 Produção de partículas em interações $\gamma\gamma$, onde X é estado final produzido.	47
2.15 Quantidades no espaço do parâmetro de impacto.	50
2.16 Produção de partículas em interações γh	51
2.17 Medidas de seção de choque de diversos processos, obtidas no detector ATLAS, em comparação com as previsões teóricas [46].	53
2.18 Medidas de seção de choque de diversos processos, obtidas no detector CMS, em comparação com as previsões teóricas [46].	54
2.19 Buscas por partículas exóticas na Run 2 do LHC, utilizando o detector ATLAS [47].	55
3.1 Fotoprodução de bósons de calibre massivos em colisões hadrônicas.	57
3.2 Distribuição em rapidez para fotoprodução de W^+ em colisões pp a $14TeV$	60
3.3 Distribuição em rapidez para fotoprodução de Z^0 (à esquerda) e W^+ (à direita) em colisões pp (acima), pPb (ao centro) e $PbPb$ (abaixo).	61

4.1	Produção de dois fótons em colisões $PbPb$ por (a) espalhamento Luz-por-Luz, (b) processo central exclusivo induzido por glúons (processo Durham), e processos de difração dupla induzidos por (c) glúons e (d) quarks do Pomeron (\mathbb{P}).	66
4.2	Previsões para as distribuições em massa invariante m_X e rapidez $y_{\gamma\gamma}$ do sistema de dois fótons produzido em colisões $PbPb$ no LHC (à esquerda) e FCC (à direita). Resultados no nível de gerador, sem a inclusão dos cortes experimentais.	72
4.3	Resultados para distribuições em massa invariante m_X , momento transversal $p_T(\gamma\gamma)$, rapidez $y(\gamma\gamma)$ e acoplanaridade considerando um detector central e colisões $PbPb$ no LHC (à esquerda) e FCC (à direita).	76
4.4	Resultados para distribuições em massa invariante m_X , momento transversal $p_T(\gamma\gamma)$, rapidez $y(\gamma\gamma)$ e acoplanaridade considerando um detector frontal e colisões $PbPb$ no LHC (à esquerda) e FCC (à direita).	77
5.1	Sensibilidade esperada para busca por ALP em colisões ultraperiféricas de íons pesados no LHC (linhas verdes para diferentes luminosidades) [64].	80
5.2	Produção de dois fótons em colisões $PbPb$ pelo subprocesso $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$	81
5.3	Seções de choque diferenciais em função da massa invariante m_X e rapidez $y(\gamma\gamma)$ do sistema de dois fótons em colisões $PbPb$ para as energias do LHC (à esquerda) e do FCC (à direita). Resultados em nível de gerador, sem a inclusão de cortes experimentais.	84
5.4	Seção de choque diferencial do sistema de dois fótons para massa invariante m_X , momento transversal $p_T(\gamma\gamma)$, rapidez $y(\gamma\gamma)$ e acoplanaridade para as energias do LHC (à esquerda) e do FCC (à direita) considerando um detector central sem a inclusão de um corte na massa da ALP.	88
5.5	Seção de choque diferencial do sistema de dois fótons para massa invariante m_X , momento transversal $p_T(\gamma\gamma)$, rapidez $y(\gamma\gamma)$ e acoplanaridade para as energias do LHC (à esquerda) e do FCC (à direita) considerando um detector frontal sem a inclusão de um corte na massa da ALP.	89

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Seções de choque e número de eventos associado no modo de decaimento leptônico para a fotoprodução de bósons de calibre massivos em colisões $pp/pPb/PbPb$ considerando o intervalo de rapidez típico coberto por um detector central ($ Y \leq 2$).	62
3.2 Seções de choque e número de eventos associado no modo de decaimento leptônico para a fotoprodução de bósons de calibre massivos em colisões $pp/pPb/PbPb$ considerando o intervalo de rapidez típico coberto por um detector frontal ($2 \leq Y \leq 4.5$).	62
4.1 Previsões para a seção de choque da produção de dois fótons em colisões $PbPb$ no LHC, HE – LHC e FCC. Os resultados entre parênteses são previsões após a inclusão do fator de sobrevivência suave S_{eik}^2	72
4.2 Previsões para seção de choque de produção de dois fótons exclusiva central e por difração dupla após a inclusão dos cortes de exclusividade para um típico detector central.	74
4.3 Previsões para seção de choque de produção de dois fótons exclusiva central e por difração dupla após a inclusão dos cortes de exclusividade para um típico detector frontal.	74
5.1 Previsões para as seções de choque da ALP considerando colisões $PbPb$ a $\sqrt{s} = 5.5, 10.6$ e $39TeV$ e quatro diferentes combinações de valores para massa da ALP m_a e acoplamento g_a	83
5.2 Previsões para as seções de choque associadas a processos ALP, LbL, Durham e produção por dupla difração (DDP) após a inclusão dos cortes exclusivos para um detector central típico.	85
5.3 Previsões para as seções de choque associadas a processos ALP, LbL, Durham e produção por dupla difração (DDP) após a inclusão dos cortes exclusivos para um detector frontal típico.	86

1 INTRODUÇÃO

O advento do Grande Colisor de Hádrons (LHC, *Large Hadron Collider*) tem nos permitido avançar na compreensão dos constituintes fundamentais da matéria. Trata-se de um gigantesco experimento situado no CERN (acrônimo em francês para Conselho Europeu para a Pesquisa Nuclear, hoje Organização Europeia para a Pesquisa Nuclear), localizado na fronteira Franco-Suíça. Além de permitir a verificação e o refinamento do Modelo Padrão da Física de Partículas (MP), culminando com a descoberta do Bóson de Higgs em 2012, o LHC é o experimento disponível para preencher as lacunas ainda existentes no modelo, como o comportamento da teoria das interações fortes no regime de altas energias e as propriedades do comportamento do plasma quark-glúon, além de vincular possíveis modelos além do modelo padrão.

Com seu trajeto circular de $26.659m$ de circunferência, além de permitir colisões próton – próton (pp), também é capaz de acelerar íons (núcleos de chumbo), desta forma produzindo colisões próton – íon (pPb) e íon – íon ($PbPb$). A energia de centro de massa da colisão pp pode chegar a 14 TeV, enquanto as colisões pPb e $PbPb$ podem alcançar energias de até 8,8 TeV e 5,5 TeV, respectivamente. Os principais experimentos presentes no LHC, ALICE, ATLAS, CMS e LHCb, analisam a miríade de partículas produzidas nas colisões, por meio de detectores com diferentes características.

No LHC, na maioria das colisões, ambos os prótons que colidem (sejam eles acelerados individualmente ou dentro de íons) quebram. Isso leva a um grande número de partículas, de alta multiplicidade, no estado final. Esta enorme quantidade de partículas diferentes dificulta a obtenção de sinais de uma Física Além do Modelo Padrão (BSM, *Beyond Standard Model*). Porém, em uma pequena parcela de eventos, observa-se que os hádrons que participaram da colisão permanecem intactos, o que fornece uma imagem bem mais “limpa” do estado final. Estes eventos são chamados de exclusivos, e seu estudo é bastante promissor, já que o LHC e os futuros experimentos possibilitarão, por conta de suas grandes energias e elevadas luminosidades, que mesmo eventos de baixa probabilidade sejam estudados de forma estatisticamente significativa, o que não era possível em experimentos anteriores. Assim, o estudo dos processos exclusivos e semi-exclusivos (onde apenas um dos hádrons que participam da colisão quebra, enquanto o outro permanece intacto) é de fundamental importância para a melhor compreensão do MP e para a busca por modelos físicos Além do Modelo Padrão.

Os principais processos exclusivos ou semi-exclusivos baseiam-se na interação entre objetos singleto de cor, ou seja, objetos que não carregam carga de cor (na qual se baseia a interação forte), já que ao remover um objeto com carga de cor de um hádron, sempre

é provocada a sua fragmentação e recombinação, o que, como já comentamos, gera um grande número de partículas no estado final. Os objetos singleto de cor mais utilizados são o Pomeron (\mathbb{P} , uma trajetória da teoria de Regge, que carrega os números quânticos do vácuo [1]) e o fóton (γ , bóson de calibre relacionado às interações eletromagnéticas).

Os resultados experimentais para processos induzidos por fótons nos colisores Tevatron, RHIC e LHC motivaram uma série de estudos que propõem testar nosso entendimento de diferentes aspectos do Modelo Padrão, bem como restringir possíveis cenários para a física Além do Modelo Padrão, utilizando a análise de diferentes estados finais produzidos em interações $\gamma\gamma$ e γh em colisões hadrônicas [2]. Assim, um dos objetivos deste trabalho é estudar a fotoprodução de bósons de calibre Z e W em colisões pp , pPb e $PbPb$ para as energias da próxima *run* do LHC, bem como no High-Energy LHC (HE-LHC) [3] e no Future Circular Collider (FCC) [4]. Verificaremos a possibilidade de uma análise experimental destes processos. No capítulo 3 iremos apresentar nossos resultados, publicados na Ref. [5], que demonstraram que a taxa destes eventos é elevada, permitindo assim medir pela primeira vez a fotoprodução de bósons massivos e utilizar este processo para sondar possíveis cenários de física além do modelo padrão.

Um dos eventos mais interessantes que podemos estudar em processos exclusivos é o espalhamento Luz-por-Luz (LbL, *Light-by-Light*), onde dois fótons interagem, produzindo outro par de fótons. Trata-se de um fenômeno bastante raro e que não tem paralelo clássico, sendo previsto desde o início da Eletrodinâmica Quântica (QED, *Quantum Electrodynamics*).

Evidências diretas de espalhamento LbL em altas energias mostraram-se de difícil detecção por décadas. Embora o espalhamento LbL por laço de elétrons tenha sido indiretamente testado por meio de medições de alta precisão do momento magnético anômalo do elétron e do múon [6, 7], observações diretas em laboratório continuavam inconclusivas até recentemente, quando as Colaborações CMS e ATLAS observaram, pela primeira vez, o espalhamento Luz-por-Luz (LbL) em colisões $PbPb$ ultraperiféricas [8, 9]. Estas colisões caracterizam-se por um parâmetro de impacto b maior do que a soma dos raios dos núcleos incidentes [2, 10–17] e por uma luminosidade fóton – fóton que escala com Z^4 , onde Z é o número de prótons no núcleo. Consequentemente, em colisões ultraperiféricas de ions pesados (UPHIC, *ultraperipheral heavy ion collisions*), o processo elástico elementar $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, que ocorre no nível de um laço em ordem α^4 e tem seção de choque muito pequena, é amplificado por um grande fator Z^4 ($\approx 45 \times 10^6$), tornando-o viável para análise experimental [18, 19].

Porém, para que seja possível separar os eventos associados ao processo LbL e procurar

por uma Nova Física no canal $\gamma\gamma$, é fundamental ter controle do background associado a outros canais de produção que também gerem um estado final similar. Dois backgrounds em potencial são a produção de difóton em processos centrais exclusivos induzidos por glúons (processo Durham) e processos de difração dupla, os quais serão discutidos no Cap. 2. Estas interações também são caracterizadas por duas lacunas de rapidez (regiões angulares no detector sem produção de partículas) e dois íons intactos no estado final. Um dos objetivos de nosso projeto de doutoramento foi estimar a contribuição destes três processos considerando os cortes de exclusividade usualmente aplicados pelas colaborações experimentais. Os resultados são apresentados no Cap. 4 e foram publicados na Ref. [20]. Convém frisar que, no presente trabalho, fomos os primeiros a fazer previsões destes processos para um detector frontal, como o LHCb.

Apesar do Modelo Padrão ser a melhor teoria que temos para descrever as partículas fundamentais e suas interações, ele apresenta lacunas e questões em aberto. A produção de partículas tipo axion (ALP, *axionlike particle*), que são bósons pseudoescalares que surgem em modelos com quebra espontânea de simetria global, é prevista em muitas extensões do MP. Outro objetivo deste trabalho foi verificar se uma análise experimental do estado final de dois fótons poderia testar a existência e as propriedades das ALP. Os resultados desta análise são apresentados no Cap. 5 e foram publicados na Ref. [21].

O presente trabalho está estruturado da seguinte forma: no capítulo 2, faremos uma revisão do formalismo utilizado. No capítulo 3, analisaremos processos de fotoprodução de bósons Z e W em colisões pp , pPb e $PbPb$ para as energias do Grande Colisor de Hádrõs (Large Hadron Collider, LHC), High – Energy LHC (HE – LHC) e Future Circular Colider (FCC), estimando a seção de choque e número de eventos esperado. Com isso, verificaremos a factibilidade da análise experimental destes processos.

Já no capítulo 4, analisaremos de forma aprofundada o processo de produção de difótons por Espalhamento Luz-por-Luz (LbL) em colisões ultraperiféricas, comparando-o com os eventos de background que produzem estados finais similares, como o processo Durham (produção de difótons em processos centrais exclusivos induzidos por glúons) e o processo de difração dupla.

No capítulo 5, analisaremos a produção de ALP em colisões ultraperiféricas de íons pesados, assumindo quatro diferentes combinações de massa e acoplamento, estimando a seção de choque e diferentes distribuições associadas ao estado final de dois fótons no processo $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$ e comparando com os *backgrounds* obtidos no capítulo 4. Por fim, no Cap. 6, apresentaremos nossas conclusões e perspectivas.

2 FORMALISMO

Neste capítulo, apresentaremos uma discussão dos conceitos básicos do Modelo Padrão, suas limitações e possíveis cenários de nova Física.

2.1 Modelo Padrão

A Física de Partículas estuda os constituintes fundamentais do Universo e as interações entre eles. Seu paradigma atual chama-se Modelo Padrão da Física de Partículas, ou simplesmente Modelo Padrão (usualmente referenciado como SM, do inglês *Standard Model*), o qual descreve as interações forte, fraca e eletromagnética. Este modelo descreve corretamente todos os dados experimentais colhidos em experimentos até hoje, sendo uma das teorias mais bem comprovadas de toda a Física. Uma síntese do Modelo Padrão é apresentado na Fig. 2.1.

O SM é uma evolução de modelos anteriores, desde os modelos atômicos primordiais como o Rutherford e de Bohr, incorporando os trabalhos de Schrödinger, Heisenberg e Dirac, e daí em diante. Nele, átomos são estados ligados de elétrons e^- , com carga negativa, que orbitam um núcleo composto por partículas com carga positiva (prótons p) e com carga neutra (nêutrons n). A interação entre os elétrons e o núcleo é uma manifestação de baixa energia da Eletrodinâmica Quântica (QED, Quantum ElectroDynamics), que descreve as interações eletromagnéticas. As propriedades químicas dos elementos emergem da mecânica quântica, que descreve com precisão a estrutura eletrônica dos átomos. Já o núcleo atômico é descrito como um estado ligado entre prótons e nêutrons, compostos por quarks e glúons, cujas interações são descritas pela Cromodinâmica Quântica (QCD, *Quantum ChromoDynamics*), que é a teoria que descreve as interações fortes.

Além dessas duas forças fundamentais (eletromagnética e forte), há ainda a força fraca, que é responsável por decaimentos β em certos processos de decaimento radioativo e fusão nuclear, onde uma partícula chamada neutrino do elétron (ν_e) é produzida. Se adicionarmos a força gravitacional, que tem magnitude desprezível em processos subatômicos mas descreve a estrutura do Universo em grande escala, praticamente todos os fenômenos físicos comumente observados na natureza podem ser descritos por meio destas quatro forças e das partículas citadas acima.

O conjunto de partículas formado pelo elétron (e^-), neutrino do elétron (ν_e), quark up (u) e quark down (d), todas elas (pelo menos até onde sabemos) sem estrutura, são as partículas fundamentais do universo, pelo menos em baixas energias, e chamadas de partículas de primeira geração. Porém, em processos obtidos em aceleradores (também chamados colisores) de partículas de alta energia, outras partículas são observadas, simi-

lares às de primeira geração exceto pela massa maior. Para cada partícula de primeira geração há duas cópias mais massivas, formando o que chamamos de segunda e terceira gerações.

Por exemplo, temos o múon (μ^-), que é uma versão do elétron com massa aproximadamente 200 vezes maior na segunda geração e o tau (τ^-), de terceira geração, que é uma versão do elétron com massa 3.500 vezes superior à deste. Similarmente, o neutrino do elétron têm como similares mais massivos o neutrino do múon (ν_μ) e o neutrino do tau (ν_τ), o quark up tem os quarks charm (c) e top (t) como cópias mais massivas e o quark down tem como similares os quarks strange (s) e bottom (b).

A dinâmica dessas doze partículas, chamadas de férmions, é descrita pela equação de Dirac. Esta equação ainda prevê a existência de uma antipartícula referente a cada férmion, idêntica em todos os aspectos exceto pelo sinal da carga elétrica. Estas antipartículas são representadas pelo sinal da sua carga ou por uma barra sobre seu símbolo, de forma que temos \bar{u} , \bar{d} , \bar{c} , \bar{s} , \bar{t} , \bar{b} , e^+ , μ^+ e τ^+ . As antipartículas relacionadas aos neutrinos são idênticas a eles mesmos, diferindo apenas pelo número leptônico e helicidade. Sobre as quatro forças de interação entre partículas, a força gravitacional é pequena demais para ser considerada nesta escala, enquanto a força fraca atua sobre todos os férmions. Já a força eletromagnética (descrita pela QED) atua sobre todas as partículas que possuem carga elétrica (ou seja, sobre todos os férmions exceto os neutrinos), enquanto a força forte (descrita pela QCD) atua somente sobre quarks e glúons, já que somente estes carregam a chamada carga de cor, que seria o equivalente na QCD ao que é a carga elétrica na QED. As partículas fundamentais que não sofrem a ação da força forte são chamadas de léptons.

Dentro do SM, as forças são descritas em termos da Teoria Quântica de Campos (QFT, *Quantum Field Theory*). Nela, cada força atuante é mediada pela troca de uma partícula associada à interação. Estas partículas são chamadas de bósons de calibre, já que a Lagrangiana de cada conjunto de bósons é invariante frente a transformações de calibre. Na força eletromagnética (regida pela QED), o bóson de calibre é o fóton. Nas interações fortes (regidas pela QCD), o bóson de calibre é chamado de glúon, que podem ser de oito tipos, dada a sua carga de cor (ou combinação de cargas de cor e suas anti-cor). Tanto o fóton quanto o glúon são partículas de massa igual a zero.

Já na interação fraca, há três bósons: o W^+ , de carga positiva, o W^- , de carga negativa, e o Z , eletricamente neutro. Ao contrário do glúon e do fóton, estes bósons de calibre têm massa (cerca de duas ordens de grandeza superior à massa do próton), sendo desta forma chamados de bósons massivos.

Standard Model of Elementary Particles

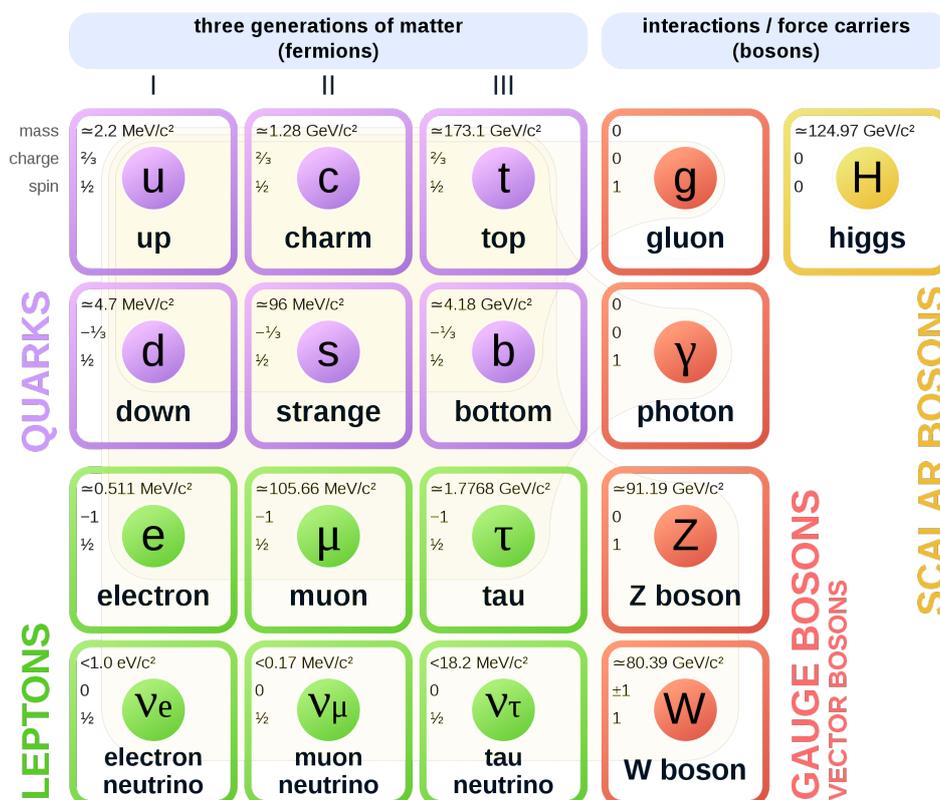


Figura 2.1 - Partículas fundamentais do SM [22].

Completando a lista de partículas fundamentais do modelo padrão, temos o bóson de Higgs. Ao contrário dos férmions, que possuem spin $1/2$, e dos bósons de calibre, que possuem spin 1 , o bóson de Higgs possui spin 0 , o que significa que ele é uma partícula escalar. O bóson de Higgs fornece o mecanismo pelo qual as outras partículas adquirem massa, por meio da interação com o campo de Higgs.

O comportamento de cada uma das forças de interação é determinado pelas propriedades dos bósons de calibre relativos ao campo quântico associado a ela, e à forma como os bósons acoplam-se aos férmions. O acoplamento dos bósons com os férmions é descrito pelos vértices de interação. Cada vértice tem três pontas, uma representando o bóson de calibre e duas representando os férmions que chegam e que saem do vértice. A Figura 2.2 apresenta os vértices relacionados aos bósons de calibre γ (fóton), g (glúon), W e Z . Para cada vértice há uma força de acoplamento associada, representada pela constante g .

Uma partícula pode acoplar-se a um bóson apenas caso este interaja com a carga da partícula. Assim, apenas partículas com carga elétrica interagirão com o fóton, e apenas

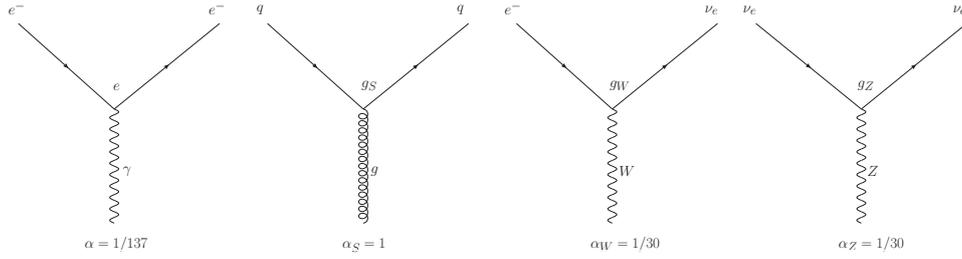


Figura 2.2 - Vértices de interação do Modelo Padrão: interação eletromagnética, interação forte e interação fraca.

partículas com carga de cor (quarks) podem interagir com um glúon. Por outro lado, todas as partículas fundamentais carregam a carga associada à interação fraca, de forma que todas podem interagir com bósons W e Z . O bóson Z não possui carga elétrica, de forma que, ao interagir com uma partícula, não muda seu sabor (em inglês, *flavour*, que representa o tipo de partícula dentro da mesma categoria), mas o bóson W , que possui carga elétrica de módulo igual à do elétron e sinal positivo ou negativo (W^+ e W^- , respectivamente) sempre muda o sabor da partícula em uma interação.

A constante de acoplamento g pode ser interpretada como a probabilidade de um férmion emitir ou absorver um bóson na interação. O elemento de matriz (da matriz de transição) associado a um processo inclui um fator de acoplamento g para cada vértice de interação. Assim, um processo que inclua dois vértices de interações com um fóton, por exemplo, terá dois vértices com fator g , de forma que $\mathcal{M} \propto g^2$. Como a probabilidade de interação é proporcional ao quadrado do elemento de matriz, neste caso

$$|\mathcal{M}|^2 \propto g^4. \quad (2.1)$$

Em muitos casos, é mais interessante trabalhar com uma constante adimensional α , tal que $\alpha \propto g^2$, chamada de constante de estrutura fina, do que com a constante de acoplamento. Assim, a probabilidade de interação é proporcional a um fator α para cada vértice. No caso de interações eletromagnéticas,

$$\alpha_{EM} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}, \quad (2.2)$$

enquanto os valores de α para as demais interações são maiores e estão listados na Fig. 2.2.

Um detalhe interessante é que, por estes princípios, um fóton nunca poderia interagir com outro fóton, já que sua carga elétrica é zero. Porém, como já citamos no Cap. 1, existe um processo onde dois fótons interagem, o processo de interação Luz-por-luz (LbL),

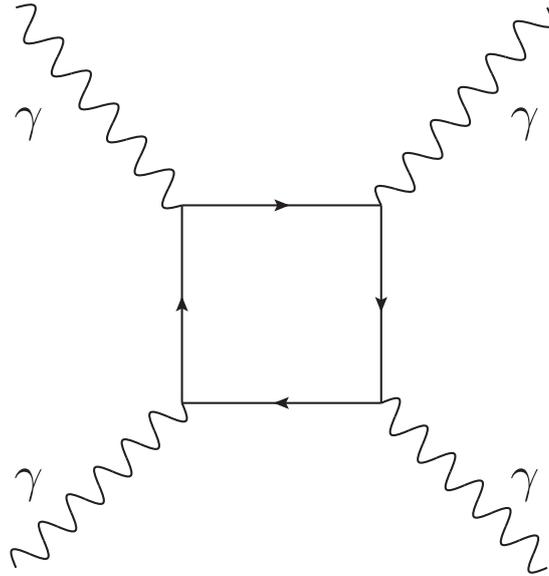


Figura 2.3 - Processo de interação Luz-por-luz.

representado na Fig. 2.3. Neste processo, há quatro vértices de interação eletromagnética, de forma que o elemento de matriz é proporcional a g^4 , ou a α^2 . Assim, neste tipo de processo, a seção de choque $\sigma \propto \alpha^4$. O estudo deste processo é o foco do capítulo 4.

O SM explica com sucesso a maioria dos fenômenos já observados na natureza ou em experimentos. Porém, há alguns problemas que não podem ser explicados por ele, como a assimetria matéria – antimatéria, gravitação quântica, matéria escura e energia escura, que são pontos em aberto da Física contemporânea. Além disso, ele contém diversos parâmetros livres (como massas das partículas), que não podem ser previstos diretamente pela teoria. Tais aspectos serão discutidos mais detalhadamente na seção 2.11.

Como em nosso estudo trabalharemos com processos de interação próton – próton, próton – núcleo e núcleo – núcleo, focaremos no que segue na teoria de interações fortes – a QCD – a qual nos permite compreender a descrição destas partículas em termos de quarks e glúons.

2.2 Cromodinâmica Quântica

A Cromodinâmica Quântica é a parte da teoria quântica de campos que descreve as interações fortes, que ocorrem entre quarks e glúons. A QCD oferece uma excelente descrição teórica para processos a grande momento (pequenas distâncias). A carga de interação da QCD é a chamada carga de cor, e seu conceito surgiu da necessidade de explicar discrepâncias do modelo primitivo de quarks com os experimentos. Por exemplo, o hádron

Δ^{++} foi descoberto como uma ressonância no espalhamento π^+p , que demonstrava ser formada por três quarks u , ter spin $3/2$ e todos os seus spins paralelos. Mas, como quarks são férmions e, portanto, sujeitos ao Princípio da Exclusão de Pauli, os três constituintes do hádron não poderiam ter estados idênticos.

A forma utilizada para explicar a questão foi a proposição de um número quântico adicional, chamado de cor por analogia com a óptica. Este número quântico pode assumir três valores possíveis: vermelho, verde e azul (*Red*, *Green* e *Blue*, em inglês). A união destas três cores neutraliza a cor do objeto, de forma que hádrons são desprovidos de cor (singletos de cor) por serem compostos de três constituintes, cada um com uma cor fundamental (q_R, q_G, q_B), por exemplo. Assim, é possível a existência de bárions (qqq) ou mésons ($q\bar{q}$), mas não de quarks livres, já que carregam cor.

Os quarks constituintes de um hádron são identificados pelo seu número quântico de sabor e são classificados em dois tipos, os quarks de valência, que geram os números quânticos do hádron, e os quarks de mar, que são pares virtuais quark-antiquark, originários de flutuações dos glúons.

Além disso, a experiência demonstra que uma parcela significativa do momentum total de um núcleon é carregado por constituintes sem carga elétrica, que são as próprias partículas mediadoras da interação forte, os glúons. Glúons são bósons de calibre com spin 1 e sem massa, mas que possuem carga de cor. Tendo massa nula, os glúons deveriam ter alcance infinito, mas o alcance da força nuclear forte está restrito às dimensões hadrônicas. A interpretação é que a cor é confinada, de forma que há uma interação de baixa magnitude para curtas distâncias (regime de liberdade assintótica) e de grande magnitude para distâncias maiores (regime de confinamento).

A tentativa de criar um quark isolado experimentalmente sempre acaba produzindo, por meio de criação de pares $q\bar{q}$, formação de bárions e mésons, além de outros estados ligados menos comuns como os pentaquarks, formados por cinco quarks. Para provar a propriedade da liberdade assintótica, podemos analisar o comportamento da constante $\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}$ da QCD, que é obtida como uma solução da equação para o grupo de renormalização

$$\frac{d\alpha_s(Q^2)}{dt} = \beta(\alpha_s(Q^2)) \quad (2.3)$$

onde

$$t = \log \frac{Q^2}{\mu^2} \quad (2.4)$$

e

$$\beta(\alpha_s) = \mu^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu^2} \quad (2.5)$$

sendo que μ é a escala de renormalização. Na QCD, β pode ser dada como uma expansão perturbativa

$$\beta(\alpha_S) = -b\alpha_S^2[1 + b'\alpha_S + O(\alpha_S^2)], \quad (2.6)$$

com

$$b = \frac{33 - 2n_f}{2\pi} \quad (2.7)$$

e

$$b' = \frac{153 - 19n_f}{2\pi(33 - 2n_f)} \quad (2.8)$$

onde n_f é o número de sabores ativos.

Substituindo (2.6) em (2.3), obtém-se uma equação diferencial que pode ser resolvida desprezando o coeficiente b' e os termos de ordem mais elevada, levando a

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{\alpha_S(\mu)}{1 + \alpha_S(\mu)bt}. \quad (2.9)$$

Nesta equação, para t muito grande, a constante de acoplamento α_S tende a zero, com potência inversa de $\log(Q^2)$, o que representa a liberdade assintótica da QCD. Com isso, a interação entre partículas pode ser caracterizada por um parâmetro de acoplamento que depende da distância entre as partículas, acoplamento este que vai a zero para distâncias muito pequenas. Com isso, a QCD perturbativa é válida apenas para pequenas distâncias (altas energias). No regime de longas distâncias (confinamento), a QCD perturbativa não fornece resultados satisfatórios, o que nos força a utilizar métodos não-perturbativos.

Na QCD, cada um dos quarks que constituem o próton está envolvido por uma nuvem de glúons virtuais e pares quark-antiquark que continuamente são criados e aniquilados. Assim, quanto maior a resolução com a qual observamos o próton ($\approx Q^2$), mais profundamente penetramos nesta nuvem e maior o número de constituintes que portam uma parcela do momentum do próton. Com isso, a QCD prediz que a densidade de constituintes da estrutura do próton observada nos processos de espalhamento depende do momentum Q^2 transferido no processo.

Na próxima seção discutiremos o processo de espalhamento profundamente inelástico elétron – próton, que é o processo mais simples para investigar a estrutura do próton, pois envolve a colisão entre um objeto sem subestrutura (o elétron) e próton.

2.3 Espalhamento Profundamente Inelástico

O estudo da estrutura da matéria vem desde o início do século XX, com o Experimento de Rutherford, onde uma fina folha de ouro foi bombardeada com partículas α , cujo ângulo

de espalhamento θ foi medido [23]. Assim, Rutherford pôde confirmar sua hipótese de que a carga positiva dos átomos encontrava-se concentrada em sua região central (núcleo), e calcular a seção de choque de interação σ , que representa a fração das partículas espalhadas em uma direção específica. A chamada fórmula de Rutherford especifica a distribuição angular de espalhamento da partícula

$$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta}\right)_{Rutherford} = 2\pi \left(\frac{kq_1q_2}{m_\alpha v^2}\right)^2 \frac{1}{(1 - \cos\theta)^2}, \quad (2.10)$$

onde σ é a seção de choque, θ é o ângulo de espalhamento, m_α a massa da partícula incidente, v a velocidade desta partícula incidente, k uma constante e q_i as cargas das partículas envolvidas. Posteriormente, um refinamento levou à fórmula de Mott, que leva em conta efeitos quânticos e relativísticos, bem como o recuo do núcleo, aplicável em colisões entre elétrons e núcleos considerados sem estrutura, expressa por

$$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta}\right)_{Mott} = \left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta}\right)_{Rutherford} \frac{1 + \cos\theta}{2\left[1 + \frac{(1 - \cos\theta)E_k}{Mc^2}\right]}, \quad (2.11)$$

onde M é a massa do núcleo e E_k é a energia cinética do elétron incidente. Esta equação produz resultados condizentes com os experimentos de espalhamento elétron-próton quando o comprimento de onda equivalente do elétron incidente é maior do que o tamanho típico de um próton ($1fm$), mas para energias mais altas (comprimentos de ondas menores), a estrutura do próton passa a ser relevante e a distribuição de carga em seu interior causa um desvio na seção de choque. Neste caso, a seção de choque passa a ser dada por

$$\left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta}\right)_{proton} = \left(\frac{d\sigma}{d\cos\theta}\right)_{Mott} [F(\theta)]^2, \quad (2.12)$$

onde F é chamada de fator de forma e $[F(\theta)]^2$ é menor do que a unidade.

Quando a energia de centro de massa do sistema fóton-próton (W) e a virtualidade do fóton trocado na interação ($Q^2 = -q^2$) são muito maiores do que a massa do próton, temos que a interação elétron – próton faz com que o próton quebre, dissociando-se em um estado de muitas partículas X . Este processo de espalhamento elétron – próton (ou, de forma mais genérica, espalhamento lépton – hádron), é chamado de Espalhamento Profundamente Inelástico (DIS, Deep Inelastic Scattering), e está representado no diagrama da Fig. 2.4. É um processo inclusivo, já que não é possível identificar o hádron original no estado final (ao contrário de processos exclusivos, onde o hádron do estado inicial aparece no estado final). Podemos descrever o processo por três variáveis cinemáticas, sendo que a primeira (fixada pelas condições experimentais) pode ser a energia E do lépton incidente ou o

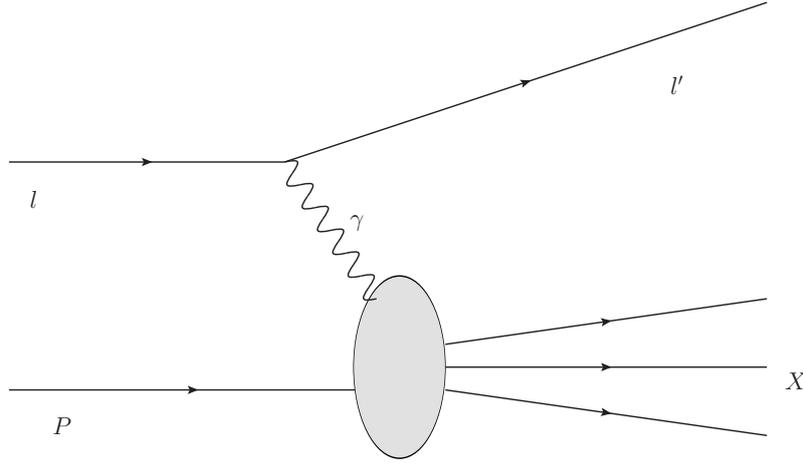


Figura 2.4 - Diagrama de Feynman do Espalhamento Profundamente Inelástico (DIS).

quadrado da energia do centro de massa $s = (l + P)^2$, onde l e P são, respectivamente, os quadrimomentos do lépton e do hádron incidentes. Para as outras duas variáveis, podemos escolhê-las dentre os invariantes

$$q^2 \equiv -Q^2 = (l - l')^2, \quad (2.13)$$

$$W^2 = (P + q)^2, \quad (2.14)$$

$$\nu = \frac{P \cdot q}{m_p} = \frac{W^2 + Q^2 - m_p^2}{2m_p}, \quad (2.15)$$

$$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_p \nu}, \quad (2.16)$$

$$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot l} = \frac{W^2 + Q^2 - m_p^2}{s - m_p^2}. \quad (2.17)$$

No sistema de repouso do próton, ν é a energia transferida, ou seja, $\nu = E - E'$, onde E é a energia inicial do lépton e E' sua energia após a colisão; q^2 é o momento transferido do lépton, x é chamada de variável de Bjorken, m_p é a massa do próton, W^2 é o quadrado da massa invariante do estado final X e $y = \nu/E$ representa a fração de energia do lépton incidente transferida para o sistema hadrônico X .

Uma relação usual é

$$xy = \frac{Q^2}{s - m_p^2} \approx \frac{Q^2}{s}. \quad (2.18)$$

Como $W \geq m_p$, a variável x assume valores entre 0 e 1. O regime cinemático do DIS caracteriza-se por $m_p \nu$ e Q^2 muito maiores do que m_p^2 .

A seção de choque deste processo é dada por [24]

$$d\sigma = \frac{1}{8(l.P)} \sum_{S_l, S'_l} \frac{1}{2} \sum_S \sum_X \int \frac{dP_X}{(2\pi)^3 2P_X^0} (2\pi)^4 \delta^4(P + l - P_X - l') |M|^2 \frac{d^3l'}{(2\pi)^3 2E'} \quad (2.19)$$

onde a soma é realizada sobre os spins S_l e S'_l do elétron e sobre os spins S do hádron e X do estado final. O quadrado da amplitude de espalhamento $|M|^2$ é dado por

$$|M|^2 = \frac{e^2}{q^4} [\bar{u}_l(l', S'_l) \gamma_\mu u_l(l, S_l)]^* [\bar{u}_l(l', S'_l) \gamma_\nu u_l(l, S_l)] \times \langle X | J^\mu(0) | P, S \rangle^* \langle X | J^\nu(0) | P, S \rangle \quad (2.20)$$

onde J^μ é a corrente do próton, u e \bar{u} são os espinores dos férmions de spin 1/2 incidentes e espalhados, respectivamente.

Definimos o tensor hadrônico como

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} &\equiv \frac{1}{2\pi} \frac{1}{2} \sum_S \sum_X \int \frac{d^3P_X}{(2\pi)^3 2P_X^0} (2\pi)^4 \delta^4(P + q - P_X) \langle P, S | J^\mu(0) | X \rangle \langle X | J^\nu(0) | P, S \rangle \\ &= \frac{1}{2\pi} \int d^4Z e^{iqZ} \langle N | J^\mu(Z) J^\nu(0) | N \rangle \end{aligned} \quad (2.21)$$

e o tensor leptônico, considerando desprezível a massa do lépton, como

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} &\equiv \frac{1}{2} \sum_{S_l, S'_l} [\bar{u}_l(l', S'_l) \gamma_\mu u_l(l, S_l)]^* [\bar{u}_l(l', S'_l) \gamma_\nu u_l(l, S_l)] \\ &= \frac{1}{2} Tr[\not{l} \gamma_\mu \not{l}' \gamma_\nu] \\ &= 2(l_\mu l'_\nu + l_\nu l'_\mu - g_{\mu\nu} l.l') \end{aligned} \quad (2.22)$$

Inserindo (2.17) em (2.16) e utilizando as definições (2.18) e (2.19), a seção de choque diferencial, no sistema de referência do alvo em repouso, onde $(l.P) = m_p E$ pode ser escrita como

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha_{em}^2}{2m_p Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (2.23)$$

onde $\Omega \equiv (\theta, \varphi)$ e $\alpha_{em} = e^2/4\pi$.

Podemos parametrizar o tensor hadrônico $W^{\mu\nu}$ como

$$W^{\mu\nu} = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) W_1(P.q, q^2) + \frac{1}{m_p^2} \left[\left(P_\mu - \frac{P.q}{q^2} q_\mu \right) \left(P_\nu - \frac{P.q}{q^2} q_\nu \right) \right] W_2(P.q, q^2) \quad (2.24)$$

de forma que a seção de choque do DIS pode ser expressa em termos de duas funções de

estrutura W_1 e W_2

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha_{em}^2 E'^2}{Q^4} \left[2W_1 \sin^2 \frac{\theta}{2} + W_2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (2.25)$$

onde $d\Omega = d \cos \theta d\varphi$.

Neste caso, não polarizado, a seção de choque depende do ângulo de espalhamento θ mas não do ângulo azimutal φ , de forma que podemos integrar sobre este último.

Tomando as variáveis de Mandelstam s , t e u , definidas por

$$s \equiv (P + k)^2 = E_{cm}^2 \quad (2.26)$$

$$t \equiv (k + k')^2 = -Q^2 \quad (2.27)$$

$$u \equiv (k + P)^2 \quad (2.28)$$

teremos

$$s + t + u = m_e^2 + m_e'^2 + m_p^2 + W^2. \quad (2.29)$$

Definimos as funções de estrutura F_1 e F_2 como

$$F_1(x, Q^2) \equiv m_p W_1(\nu, Q^2), \quad (2.30)$$

$$F_2(x, Q^2) \equiv \nu W_2(\nu, Q^2). \quad (2.31)$$

Assim, a seção de choque do DIS pode ser escrita como função de x e y :

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2 s}{Q^4} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{xy m_p^2}{s} \right) F_2(x, Q^2) \right]. \quad (2.32)$$

Se ignorarmos o termo associado à massa do próton, já que $s \gg m_p^2$, resulta

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2 s}{Q^4} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2) \right]. \quad (2.33)$$

Definindo a função de estrutura longitudinal $F_L = F_2 - 2xF_1$, temos que a seção de choque diferencial em termos de x e Q^2 será

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \left[(1 + (1 - y)^2) F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2) \right]. \quad (2.34)$$

Assim, na região de pequeno y , a função de estrutura F_2 pode ser determinada a partir de dados experimentais. Na Fig. 2.5 apresentamos os dados experimentais obtidos pelas

colaborações H1 e ZEUS do experimento HERA, localizado em Hamburgo, Alemanha [25]. Temos que estes detectores mediram a seção de choque de espalhamento elétron – próton em um grande intervalo de virtualidades (Q^2) e para diversos valores da variável de Bjorken x . Da figura se observa as diferentes dependências de F_2 em Q^2 , denominadas violações de escalamento, característica da QCD, para valores grandes e pequenos de x . Por outro lado, para valores intermediários de x , temos que $F_2(x, Q^2) \simeq F_2(x)$. Tal comportamento denomina-se escalonamento de Bjorken [26].

A busca por uma explicação para este comportamento fomentou o desenvolvimento do modelo de pártons, no qual o próton é composto por quarks não interagentes que portam uma fração de momentum x . A QCD aprimorou este modelo, levando em consideração a interação entre quarks pela troca de glúons, a qual implica que

$$F_2(x, Q^2) = \sum_{i=q, \bar{q}} e_i^2 x q_i(x, Q^2), \quad (2.35)$$

onde $q_i(x, Q^2)$ é a probabilidade de encontrar, dentro do próton, um quark q_i com fração de momentum x .

A QCD prediz que as distribuições partônicas q_i , para os distintos sabores i , dependam de Q^2 , com evolução na virtualidade dada pelas equações denominadas equações DGLAP [27–29], que descrevem as violações de escalamento presentes nos dados.

As equações propostas por Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) descrevem o comportamento das funções de distribuição definidas para o DIS utilizando o modelo de pártons e correções perturbativas da QCD. Para obtermos as equações DGLAP utilizando o método intuitivo de acordo com o trabalho de Altarelli e Parisi [29]. Partimos da variável cinemática

$$t \equiv \ln \frac{Q^2}{Q_0^2}, \quad (2.36)$$

onde Q_0^2 é um valor base para a virtualidade, onde a QCD perturbativa seja válida. A dependência de $q_i(x, t)$ em t apresenta-se pela possibilidade de um quark com fração de momentum x , para um dado t_1 , apresentar-se como um quark (com fração de momentum $x' < x$) acompanhado por um glúon. Se não ocorresse nenhuma interação gluônica, a densidade de probabilidade de encontrar um quark com fração $z < 1$ do momentum x seria nula, independente da resolução de t . Assim, a probabilidade de um quark com fração de momentum z vir a ser observado seria dada por

$$P_{qq}^0 = \delta(z - 1). \quad (2.37)$$

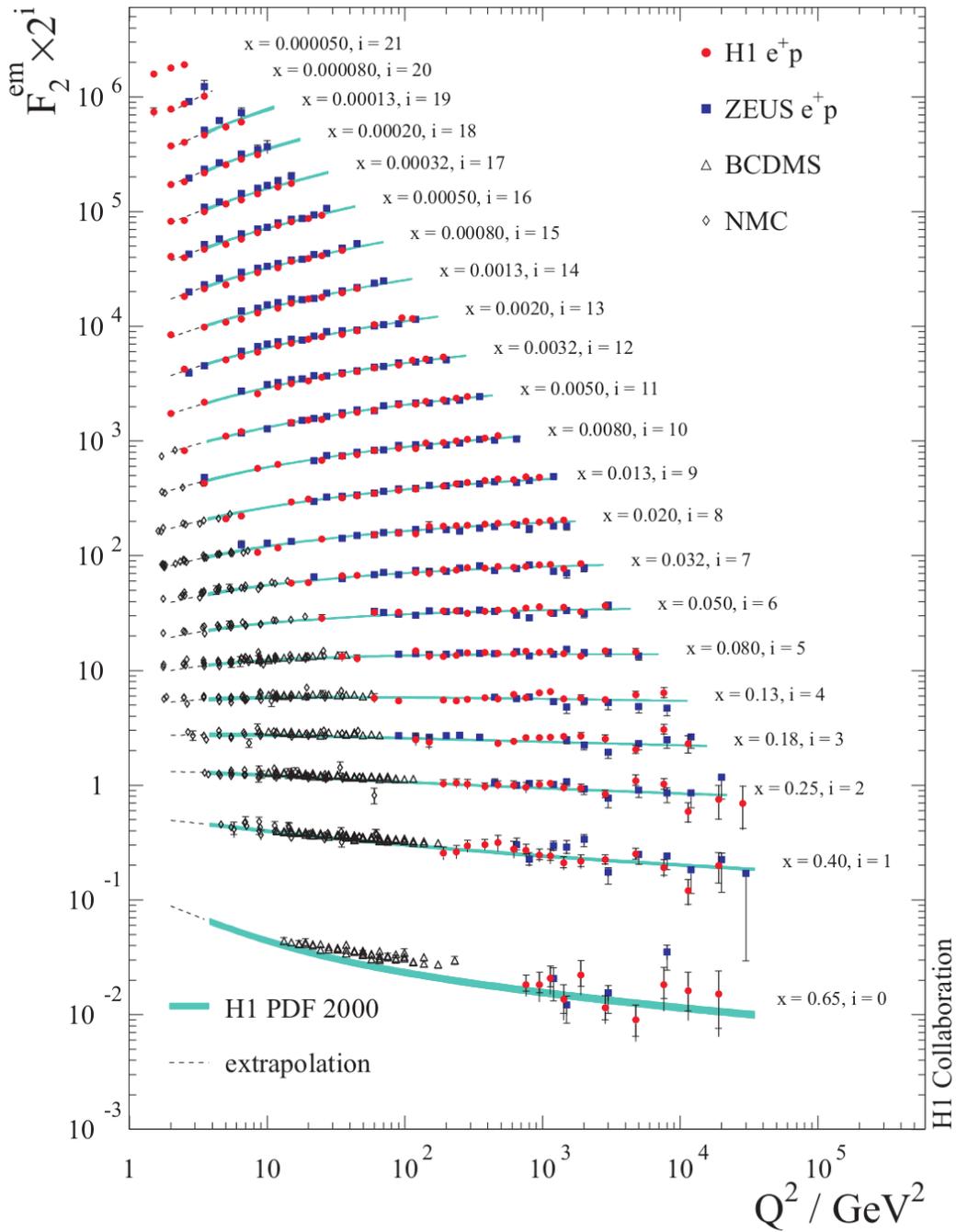


Figura 2.5 - Dados da função de estrutura F_2 do próton em função de x e Q^2 [25].

Porém, na QCD, existe uma densidade de probabilidade no espaço de momentum de observarmos um quark com fração de momentum $z < 1$, cuja amplitude de probabilidade é proporcional à constante de acoplamento $\alpha_S(t)$ da QCD. Esta contribuição é adicionada à densidade dada em (2.37) quando observado por uma corrente com resolução $t + \Delta t$, ou seja, a densidade de probabilidade de um quark com fração de momentum z para a resolução $t + \Delta t$ é dada por

$$P_{qq}^0 + dP_{qq}^0 = \delta(z - 1) + \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} P_{qq}^0 dt, \quad (2.38)$$

onde a variação de probabilidade de encontrar um quark com fração de momentum z dentro do quark original, medida para uma resolução t por unidade de t , é adicionada. Com isso, a mudança na densidade de quarks do tipo i será dada por

$$\frac{dq_i(x,t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q_i(y,t). \quad (2.39)$$

Vamos agora considerar os processos de desdobramento de um quark de sabor i , obtido da emissão de um glúon por um quark j , com fração de momentum y , e de criação de um par $q_i \bar{q}_j$, a partir de um glúon g de fração de momentum y . As probabilidades desse processos para uma dada resolução $t + \Delta t$ serão dadas, respectivamente, por

$$\begin{aligned} & \frac{\alpha_S}{2\pi} \sum_i P_{q^i q^j} dt \\ & \frac{\alpha_S}{2\pi} \sum_i P_{q^i g} dt \end{aligned} \quad (2.40)$$

obtemos a equação de evolução para a distribuição de quarks como

$$\frac{dq^i(x,t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q^i(y,t) + P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y,t) \right], \quad (2.41)$$

onde também consideramos a independência de sabor nos processos de radiação, de forma que

$$P_{q^i q^j} = \delta_{ij} P_{qq} \quad (2.42)$$

$$P_{gq^i} = P_{gq} \quad (2.43)$$

$$P_{q^i g} = P_{qg}. \quad (2.44)$$

Assim, um quark do tipo i com fração de momentum y pode emitir um glúon de fração de momentum x , ou a partir de um glúon de fração de momentum y também é possível a obtenção de um glúon com fração de momentum x , através de um vértice de três glúons.

As probabilidades de desdobramento destes processos são dadas, respectivamente, por

$$\frac{\alpha_S}{2\pi} \sum_i P_{gq^i} dt$$

$$\frac{\alpha_S}{2\pi} P_{gg} dt \quad (2.45)$$

Assim, temos a equação de evolução para a distribuição de glúons

$$\frac{dg(x,t)}{dt} = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_i P_{gq^i} \left(\frac{x}{y} \right) q^i(y,t) + P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) g(y,t) \right]. \quad (2.46)$$

As equações (2.41) e (2.46) são chamadas de equações DGLAP. As funções de desdobramento P_{ij} podem ser interpretadas como a probabilidade de um parton i emitir um parton j e são calculadas utilizando QCD perturbativa como uma expansão em α_S . Em ordem dominante, estas funções são dadas por [29]

$$P_{qq}^0(z) = C_F \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right]$$

$$P_{qg}^0(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2]$$

$$P_{gq}^0(z) = C_F \left[\frac{1+(z-1)^2}{z} \right] \quad (2.47)$$

$$P_{gg}^0(z) = 2C_A \left[\frac{z}{(1-z)_+} + \frac{1-z}{z} + z(1-z) \right] + \frac{11C_A - 2n_f}{6} \delta(1-z)$$

onde $C_F = (N_C^2 - 1)/2N_C$, $C_A = N_C$, n_f é o número de sabores, e $z = x/y$. As distribuições + são dadas por

$$\int_0^1 dx \frac{f(x)}{(1-x)_+} = \int_0^1 dx \frac{f(x) - f(1)}{1-x}. \quad (2.48)$$

Por meio das equações DGLAP, a QCD perturbativa permite determinar a evolução das distribuições partônicas, mas as condições iniciais são de natureza não perturbativa, sendo obtidas experimentalmente para uma dada virtualidade do fóton. Como as distribuições partônicas não dependem do processo, determinando-as para um certo valor de Q^2 , é possível, com o auxílio das equações DGLAP, determiná-las para outros valores de virtualidade.

Na eq. (2.47) podemos verificar que as funções associadas ao conteúdo de glúons $P_{gq}(z)$ e $P_{gg}(z)$ são singulares para $x \rightarrow 0$ já que neste caso $z \rightarrow 0$. Isso nos leva a concluir que, para pequeno x , as distribuições partônicas são dominadas pela dinâmica gluônica.

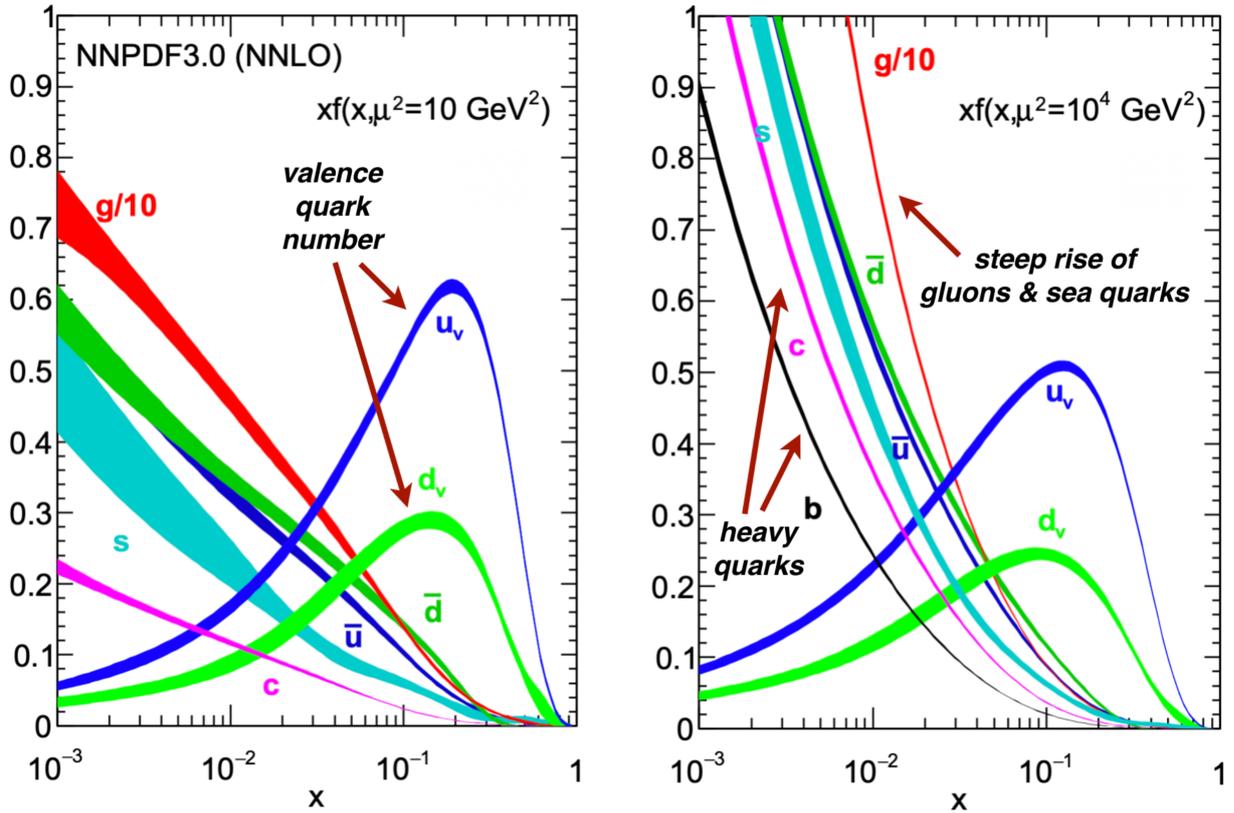


Figura 2.6 - Solução das equações DGLAP obtidas pelo grupo NNPDF para os diferentes sabores de quarks e glúons para dois valores de virtualidade do fóton [30].

Diferentes colaborações têm utilizado dados de espalhamento profundamente inelástico para determinar as distribuições de pártons no próton, utilizando as equações DGLAP para evoluir as funções de distribuição em Q^2 . Na Fig. 2.6, vemos um exemplo de distribuições partônicas apresentadas na Ref. [30], onde podemos ver a predominância dos quarks de valência para grande x e de glúons para pequeno x .

2.4 Espalhamento Profundamente Inelástico Difractivo

Estudos experimentais realizados no experimento HERA demonstraram que em cerca de 10% dos eventos tipo DIS o próton permanece intacto, além de haver uma lacuna de rapidez entre o próton e o estado final X de partículas criadas na interação [31, 32]. A este tipo de evento deu-se o nome de Espalhamento Profundamente Inelástico Difractivo (DDIS, *Diffraction Deep Inelastic Scattering*). O diagrama deste processo pode ser visto na Figura 2.7.

Processos difractivos não são totalmente descritos pela QCD perturbativa, de forma que usualmente utiliza-se a teoria de Regge [33], anterior à QCD, onde as interações fortes são

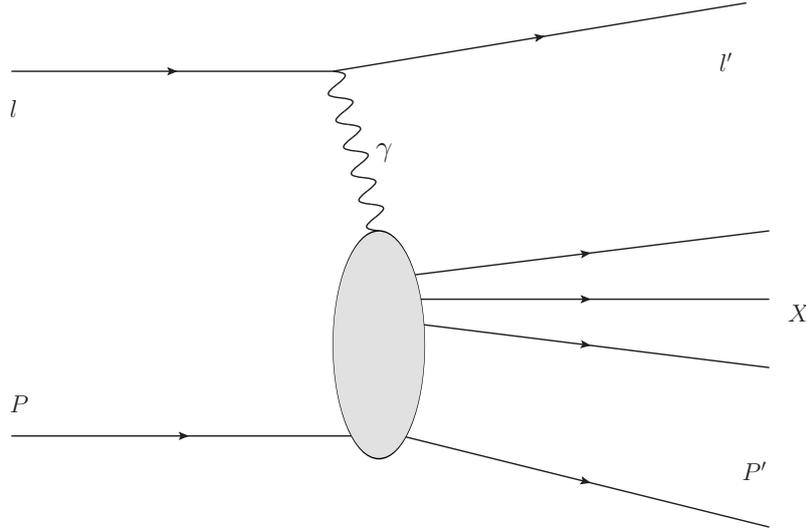


Figura 2.7 - Diagrama de Feynman do Espalhamento Profundamente Inelástico Difrativo (DDIS).

descritas por Reggeons. Para interações difrativas em altas energias, o Reggeon considerado é denominado Pomeron [24].

Considerando $t = (P - P')^2$ como o quadrado do quadrimomento transferido e M_X a massa do estado final produzido pela dissociação difrativa do fóton virtual trocado, bem menor do que a energia da colisão, podemos definir a variável β , a qual representa a fração de momento da interação difrativa, dada por

$$\beta = \frac{Q^2}{2(P - P') \cdot q} = \frac{Q^2}{M_X^2 + Q^2 - t}. \quad (2.49)$$

A seção de choque diferencial integrada em t neste processo é dada em termos da seção de choque difrativa reduzida $\sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}})$,

$$\frac{d\sigma^{ep \rightarrow epX}}{d\beta dQ^2 dx_{\mathbb{P}}} = \frac{2\pi\alpha^2}{\beta Q^4} [1 + (1 - y)^2] \sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}), \quad (2.50)$$

onde $x_{\mathbb{P}} = \frac{(P - P') \cdot q}{P \cdot q}$ é a fração do momentum longitudinal perdida pelo próton incidente, que é carregada pela interação difrativa. A seção de choque difrativa reduzida é dada por

$$\sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}) = F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}) - \frac{y^2}{1 + (1 - y)^2} F_L^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}), \quad (2.51)$$

onde $F_2^{D(3)}$ e $F_L^{D(3)}$ são as funções de estrutura difrativas. É interessante notar que, para $y \ll 1$, podemos desprezar a contribuição de $F_L^{D(3)}$, de forma que $\sigma_r^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}}) \approx F_2^{D(3)}(\beta, Q^2, x_{\mathbb{P}})$.

O tratamento das interações difrativas é uma das mais antigas e importantes questões em aberto na teoria das interações fortes. Em nosso estudo, usamos o modelo do Pomeron resolvido proposto por Ingelman e Schlein [34] há 35 anos. Neste modelo, temos que a interação difrativa entre o fóton e o próton pode ser descrita em termos da interação entre o fóton e um dos constituintes do Pomeron, o qual foi emitido pelo próton (vide Fig. 2.8). Conseqüentemente,

$$F_2^{D(3)}(x_{\mathbb{P}}, \beta, Q^2) = \bar{f}_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}) F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2), \quad (2.52)$$

onde a função de estrutura do Pomeron é dada por

$$F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) = \frac{Q^2}{4\pi^2 \alpha_{em}} \sigma_{\gamma^* \mathbb{P}}(\beta, Q^2), \quad (2.53)$$

e $\bar{f}_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}})$ é o fluxo de Pomerons integrado em t

$$\bar{f}_{\mathbb{P}}(x_{\mathbb{P}}) \propto \frac{1}{\left(b_0 + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln \frac{1}{x_{\mathbb{P}}}\right)} x_{\mathbb{P}}^{1-2\alpha_{\mathbb{P}}(0)}, \quad (2.54)$$

$\alpha_{\mathbb{P}}(0)$ é denominado intercept do Pomeron. Neste modelo, $x_{\mathbb{P}}$ é a fração de momentum do próton portada pelo Pomeron.

De acordo com Ingelman e Schlein [34], pode-se atribuir uma estrutura partônica para $F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$. Assim, em ordem dominante, pode-se reescrever a equação (2.53) como uma superposição de estados de distribuição de quarks e antiquarks do Pomeron,

$$F_2^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2) = \sum_{q, \bar{q}} e_q^2 \beta q^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2). \quad (2.55)$$

Podemos interpretar β como a fração de momentum do Pomeron carregada por seus pártons. A função $q^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$ é a probabilidade de encontrar, dentro do Pomeron, um quark q com fração de momentum β .

A dependência de Q^2 em $q^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$ e $g^{\mathbb{P}}(\beta, Q^2)$ é satisfeita pelas equações de evolução DGLAP. A Fig. 2.9 apresenta o comportamento das distribuições difrativas de glúons e de quarks em função do momentum longitudinal z do párton que interage com o fóton, em ajustes obtidos por distintas colaborações [35]. Estas funções devem ser universais, podendo ser aplicadas em outros processos com o uso do teorema de fatorização. Porém, nos processos difrativos em colisões hadrônicas, existe uma quebra de fatorização, que será discutida nas próximas seções.

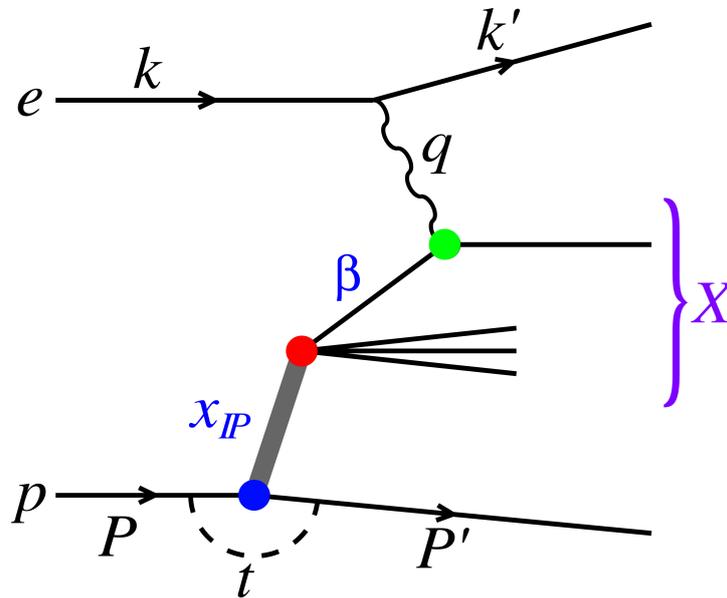


Figura 2.8 - Diagrama de Feynmann do DDIS com os momenta explicitados no modelo do Pomeron resolvido [35].

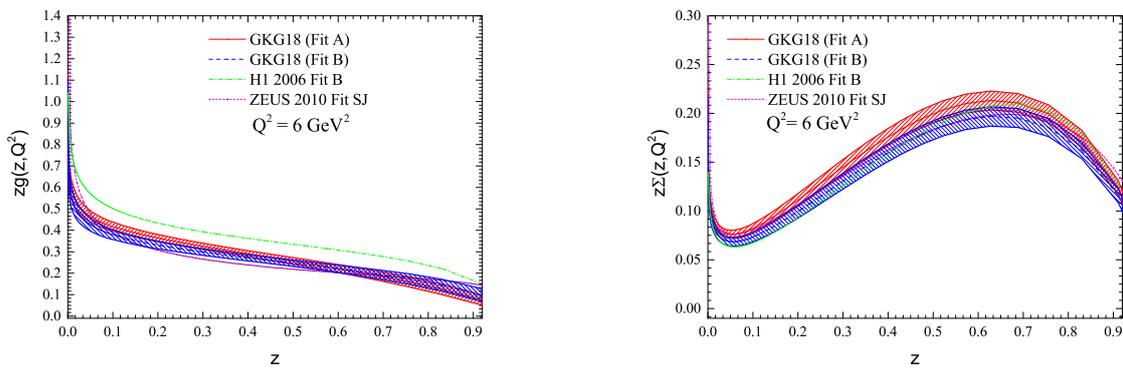


Figura 2.9 - Distribuições difrativas de glúons (esquerda) e quarks (direita) do Pomeron [35].

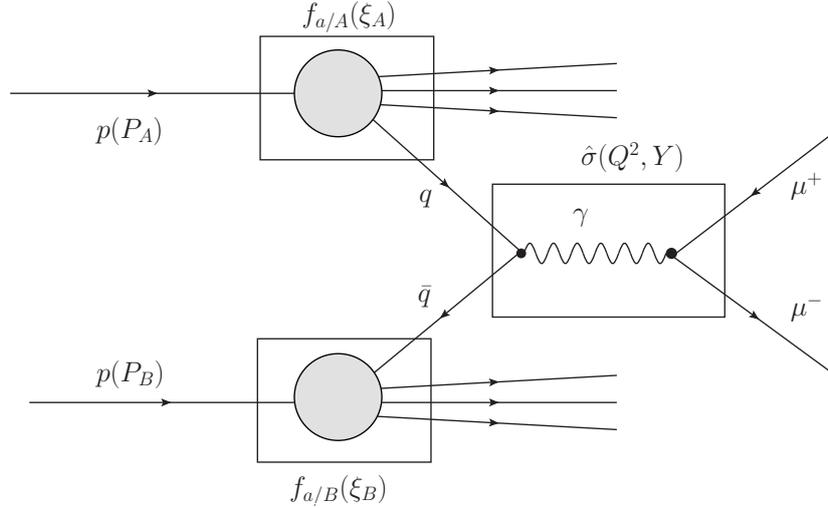


Figura 2.10 - Fatorização no processo Drell-Yan inclusivo.

2.5 Fatorização em processos inclusivos

É possível classificar os processos hadrônicos pela escala de energia. Em uma escala de alta energia, os quarks são vistos como partículas livres e isso permite o uso de métodos perturbativos. Estes processos são chamados de processos duros. Já na região de confinamento ou longas distâncias, com energias mais baixas, não é possível utilizar métodos perturbativos, e os processos que utilizam esta escala de energia são chamados de processos suaves. Ainda existe outra classe de processos, chamados de semi-duros, que apresenta as escalas dura e suave simultaneamente, como o DDIS tratado na seção 2.4.

Porém, mesmo nos processos duros, há sempre uma parte de longa distância que não pode ser tratada pela QCD perturbativa. Este problema pode ser abordado por meio do teorema de fatorização, que permite calcular a parte perturbativa e separar a contribuição não-perturbativa.

O teorema de fatorização permite calcular seções de choque em altas energias nos casos onde há uma combinação de comportamentos de curta e longa distâncias. Nos processos inclusivos onde os invariantes de Lorentz são grandes e de ordem similar (exceto as massas das partículas), o teorema nos mostra como fatorar os efeitos de longa distância da seção de choque, que não podem ser calculados pelo método perturbativo, em funções que descrevem a distribuição de partons dentro dos hádrons. Estas são chamadas de funções de distribuição partônicas (PDFs), e podem ser determinadas experimentalmente. Estas funções são as mesmas para todos os processos de mesmo tipo. Após fatorar as PDFs, a seção de choque restante é a de curta distância, relativa ao espalhamento partônico duro.

Como exemplo, vamos utilizar o processo Drell-Yan [36], cujo diagrama vemos na Fig. 2.10, onde um par de léptons é produzido a partir de uma colisão próton – próton: $pp \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$, onde X é um estado final desconhecido produzido a partir da dissociação dos prótons. Para obter a seção de choque diferencial $\frac{d\sigma}{dQ^2 dY}$, onde $Q^2 = q^\mu q_\mu$ é o quadrado da massa do par de múons e q^μ o momentum do par de múons, tomamos a variável Y , chamada de rapidez do par, definida por

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{q \cdot P_A}{q \cdot P_B} \right), \quad (2.56)$$

onde P_A e P_B são os momenta dos prótons A e B . A fórmula fatorizada da seção de choque deste processo será dada por

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dY} = \sum_a \int_{x_A}^1 d\xi_A \int_{x_B}^1 d\xi_B f_{a/A}(\xi_A) f_{\bar{a}/B}(\xi_B) \hat{\sigma}(Q^2, Y), \quad (2.57)$$

onde $f_{a/A}$ é a função de distribuição partônica que indica a probabilidade de um parton do tipo a ser encontrado no interior do próton A , carregando uma fração entre ξ_A e $\xi_A + d\xi_A$ do momentum do próton. Da mesma forma, a função $f_{\bar{a}/B}$ representa a mesma função para um anti-quark. Na seção anterior denotamos estas quantidades por $q(\xi_A)$ e $\bar{q}(\xi_A)$, respectivamente. Estas duas funções representam a parte suave do processo, fatorada da parte dura, contida na seção de choque $\hat{\sigma}(Q^2, y)$. As PDFs são universais, ou seja, uma vez determinadas para um processo, podem ser aplicadas para estudos de outros. Sua dinâmica é descrita pelas equações de evolução DGLAP. Durante as últimas décadas, a fatorização das seções de choque de processos inclusivos e a universalidade das PDFs têm sido testadas exaustivamente no HERA, Tevatron e LHC. Os resultados obtidos indicam que a imagem da constituição do próton obtida em processos ep é a mesma necessária para descrever os dados de colisões pp .

2.6 Fatorização em processos difrativos

Enquanto em uma colisão ep temos eventos difrativos como o ilustrado na Fig. 2.7, em uma colisão hadrônica observa-se processos de difração simples e difração dupla. No caso particular da produção de dois jatos em colisões difrativas, temos que nos processos de difração simples, um dos prótons envolvidos na colisão é detectado no estado final, ao lado de uma grande lacuna de rapidez, enquanto no outro lado do detector, temos dois jatos formados a partir da interação. Já no processo de difração dupla, os dois prótons intactos são detectados frontalmente no estado final, enquanto os jatos produzidos são detectados na região de rapidez central. Entre os prótons e os jatos, há duas grandes lacunas de rapidez. Estes processos serão aprofundados na seção 4.2.

Podemos utilizar a mesma lógica de fatorização utilizada em processos DDIS vistos na seção 2.5 para os casos de colisões hadrônicas. Para eventos de difração dupla, a seção de choque fatorizada é dada por

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dY} = \sum_a \int_{x_A}^1 d\xi_A \int_{x_B}^1 d\xi_B f_{a/A}^D(\xi_A) f_{\bar{a}/B}^D(\xi_B) \hat{\sigma}(Q^2, Y), \quad (2.58)$$

onde $f_{a/A}^D$ e $f_{\bar{a}/B}^D$ são as funções de distribuição partônicas difrativas, as quais, no modelo do Pomeron resolvido, podem ser expressas da seguinte forma:

$$f_{a/A}^D(\xi) = \int_{\xi}^1 \frac{dx_{\mathbb{P}}}{x_{\mathbb{P}}} \bar{f}_{\mathbb{P}/A}(x_{\mathbb{P}}) f_{a/\mathbb{P}}\left(\frac{\xi}{x_{\mathbb{P}}}\right), \quad (2.59)$$

onde $\bar{f}_{\mathbb{P}/A}$ é o fluxo de Pomerons emitido pelo hádron A e $f_{a/\mathbb{P}}$ é a distribuição de partons do tipo a no Pomeron.

O diagrama representativo para o processo de difração dupla produzindo um par de léptons é apresentado na Fig. 2.11

Porém, ao comparar [37] as previsões para a produção de díjetos derivados usando as PDFs difrativas obtidas no DDIS com dados coletados pela colaboração CDF, foi encontrada uma discrepância significativa (cerca de uma ordem de grandeza), chamada de quebra de fatorização, e está ligada às interações que podem ocorrer em colisões hadrônicas por conta da interação entre objetos com carga de cor, o que não ocorre em colisões ep . Esta quebra de fatorização ainda é um problema em aberto, com diversos modelos em discussão. Na Ref. [38], os autores propuseram que estas correções podem ser estimadas através da inclusão de um fator $\langle S^2 \rangle$ no cálculo da seção de choque. Este é chamado de fator de sobrevivência da lacuna, já que representa a probabilidade desta não ser ocupada por eventos subjacentes que causem a dissociação do próton espalhado.

Em nosso trabalho, estamos interessados em processos de difração dupla presentes em colisões nucleares. Neste caso, assumiremos que também podemos aplicar o teorema de fatorização corrigido pelo fator de absorção S^2 generalizado para o caso nuclear.

Em nossa análise das correções de sobrevivência suave nas colisões íon – íon, assumimos que elas podem ser fatorizadas do processo duro e que seus efeitos podem ser incluídos no cálculo multiplicando a seção de choque por um fator global S_{eik}^2 (denominado fator eikonal). Para estimar S_{eik}^2 , consideramos a abordagem proposta na Ref. [39], que generaliza o modelo descrito em Ref. [38] para processos de dupla troca coerente em colisões nucleares. A ideia básica nesta abordagem é expressar a seção de choque da difração dupla no espaço do parâmetro de impacto, o que faz com que ele torne-se dependente da magnitude da

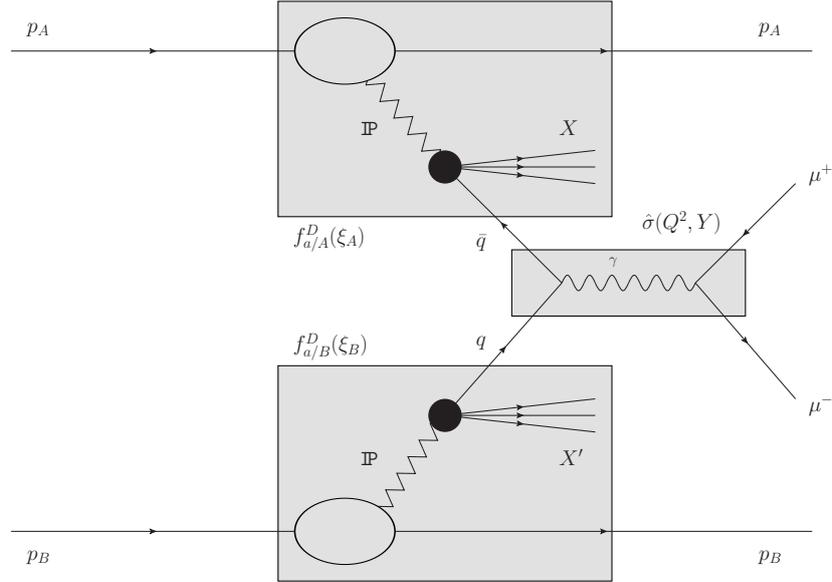


Figura 2.11 - Fatorização para o processo Drell-Yan em eventos de difração dupla.

superposição geométrica dos dois núcleos durante a colisão.

Como consequência, é possível levar em conta a centralidade das partículas incidentes e estimar as correções absorptivas associadas às interações hadrônicas suaves adicionais requerendo que os núcleos que participam da colisão permaneçam intactos, o que é equivalente a suprimir as interações com parâmetro de impacto pequeno ($b < R_A + R_B$). Uma descrição detalhada desta abordagem é apresentada no Apêndice A da Ref. [39].

2.7 Colisões Hadrônicas Ultraperiféricas

Consideremos a colisão entre dois hádrons (prótons ou núcleos) para distintos parâmetros de impacto b , o qual é a distância entre as trajetórias dos dois hádrons envolvidos na colisão. Com base nele, é possível classificar a colisão entre três tipos (Vide Fig. 2.12):

- Colisão central, quando o parâmetro de impacto é aproximadamente zero ($b = 0$).
- Colisão periférica, quando o parâmetro de impacto é menor (ou similar) do que a soma dos raios dos hádrons incidentes ($b \leq R_1 + R_2$).
- Colisão ultraperiférica, quando o parâmetro de impacto é maior do que a soma dos raios dos hádrons incidentes ($b > R_1 + R_2$).

Nos processos com colisão central e periférica, as interações fortes, mediadas por glúons,

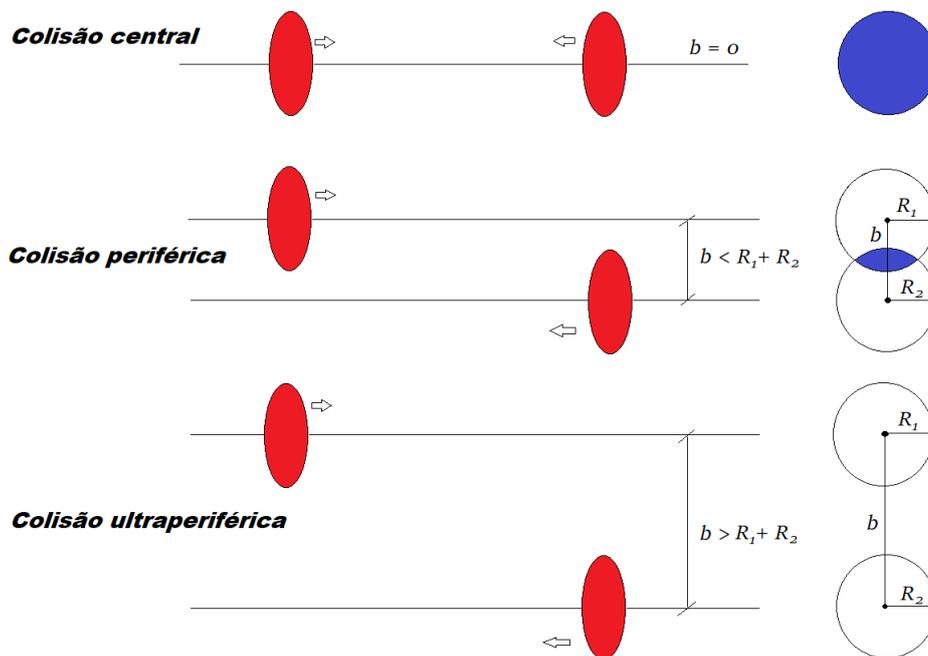


Figura 2.12 - Colisões hadrônicas de acordo com o parâmetro de impacto b .

dominam. Nestes casos, pode haver dissociação dos hádrons e os processos devem ser estudados utilizando-se a Cromodinâmica Quântica (QCD). Por outro lado, para colisões ultraperiféricas, pelo fato da interação forte ser de curto alcance, neste tipo de colisão a troca de glúons é quase inexistente e os processos dominantes são, portanto, aqueles baseados na força eletromagnética, que tem alcance infinito. Em colisões ultraperiféricas temos que as interações presentes são as interações fóton – fóton, com os fótons emitidos por ambos hádrons incidentes, e interações fóton – hádron, onde o fóton emitido por um dos hádrons interage com o outro hádron. A ferramenta básica utilizada para o estudo destas interações é a aproximação de fótons equivalentes.

2.8 Aproximação de Fótons Equivalentes

A Aproximação de Fótons Equivalentes é um método semi-clássico utilizado para descrever colisões ultraperiféricas, onde a seção de choque total para a interação de dois hádrons carregados é obtida a partir da interação entre fótons ou entre um fóton e um dos hádrons.

No caso de interações fóton – fóton entre estes hádrons, a seção de choque do processo depende da seção de choque para o processo de fotoprodução e dos fluxos de fótons virtuais originários de cada hádron incidente, já que a interação entre os dois hádrons é descrito como uma interação dos fluxos de fótons de cada um. Por outro lado, para uma interação

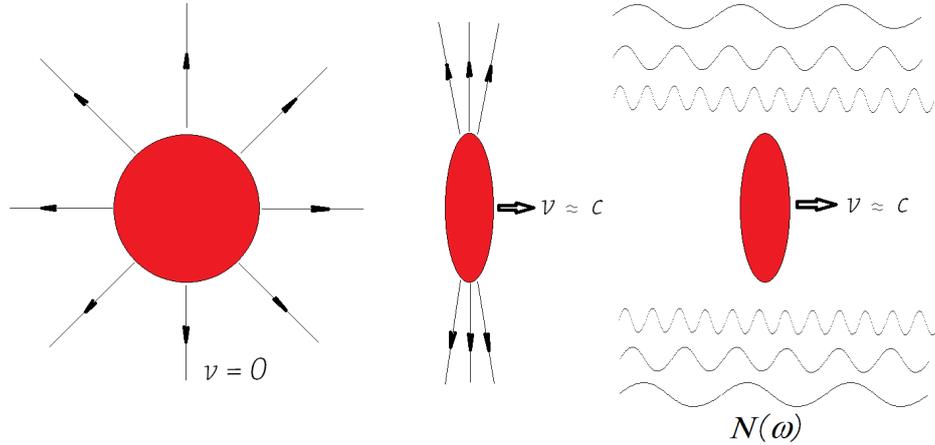


Figura 2.13 - Interpretação do campo eletromagnético de uma partícula ultrarrelativística como um fluxo de fótons virtuais.

fóton – hádron, a seção de choque do processo depende da seção de choque fóton – hádron e do fluxo de fótons virtuais originário do outro hádron.

O método foi proposto por Enrico Fermi [40], que considerou o campo eletromagnético de cada partícula como uma nuvem de fótons quase reais. Posteriormente, foi rederivado por Weizsäcker [41] e Williams [42] utilizando o formalismo da mecânica quântica para aplicação em partículas carregadas ultrareletivísticas.

No eletromagnetismo clássico, o campo eletromagnético associado a partícula carregada em repouso é uniforme. Já quando a partícula carregada move-se em velocidade próxima à da luz ($v \approx c$) ela torna-se ultrarrelativística, e seu campo eletromagnético torna-se transverso à direção da velocidade, de forma similar ao campo eletromagnético associado a uma onda eletromagnética.

A aproximação de fótons virtuais consiste em substituir o efeito do campo eletromagnético transversal gerado pela partícula por um fluxo de fótons virtuais $N(\omega, \mathbf{r})$ associado a esta, como visto na Fig. 2.13. O fluxo de fótons virtuais pode ser expresso em termos do número de fótons equivalentes $N(\omega, \mathbf{r})$, que é o número de fótons por segundo por unidade de área. Este número depende da energia do fóton ω e da distância \mathbf{r} do centro do hádron até o ponto onde ocorre a interação. Sua forma geral é dada pela equação [10].

$$N(\omega, \mathbf{r}) = \frac{Z^2 \alpha_{em}}{\pi^2 \omega} \left| \int_0^\infty dk_\perp k_\perp^2 \frac{F(\mathbf{k}_\perp^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2})}{\mathbf{k}_\perp^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}} J_1(rk_\perp) \right|^2, \quad (2.60)$$

onde α_{em} é a constante de acoplamento eletromagnética, k_{\perp} é o momento transverso, J_1 é a função de Bessel de primeira espécie e Z é o número atômico. Além disso, F é fator de forma nuclear, cujo argumento pode ser expresso como a virtualidade (ou quadrimomento) do fóton q^2

$$q^2 = \mathbf{k}_{\perp}^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}. \quad (2.61)$$

O fator de forma nuclear determina se e como é considerada a estrutura interna do hádron, e descreve a distribuição espacial de carga no núcleo. O modelo mais simples é o pontual, que considera toda a carga no centro no núcleo. Ainda é possível utilizar o modelo de monopolo, onde o núcleo é considerado uma distribuição extensa de cargas e o modelo realístico, que se utiliza de uma transformada de Fourier da função de distribuição de cargas. Para uma discussão mais detalhada, veja a Ref. [23].

Neste trabalho, o fator de forma nuclear utilizado foi pontual, já que as estamos considerando um corte em energia que considera apenas os fótons de mais baixa energia. Fótons com baixa energia são aqueles cuja interação acontece a uma maior distância do centro dos hádrons, onde $r > R_{pb}$. Neste caso, o fluxo de fótons é similar nos três modelos, como demonstrado em [43]. Assim, neste modelo, a expressão se reduz a

$$N(\omega, \mathbf{r}) = \frac{Z^2 \alpha_{em} \zeta^2}{\pi^2 \omega \mathbf{r}^2} [K_1^2(\zeta) + \frac{1}{\gamma^2_L} K_0^2(\zeta)] \quad (2.62)$$

Onde $\zeta = \omega r / \gamma_L$, ω é a energia do fóton, γ_L é o fator de Lorentz e $K_0(\zeta)$ e $K_1(\zeta)$ são funções de Bessel modificadas.

2.9 Aproximação de Fótons Equivalentes para interações Fóton – Fóton

Para o caso de interação fóton – fóton em colisões hadrônicas, a seção de choque total $\sigma_{h_1 h_2}$ para o processo $h_1 h_2 \rightarrow X h_1 h_2$ pode ser fatorizada em termos da seção de choque $\hat{\sigma}$ do subprocesso $\gamma\gamma \rightarrow X$, do número de fótons equivalentes $N(\omega_i, \mathbf{r}_i)$ vista na seção 2.8 e dos efeitos de absorção $S_{abs}^2(\mathbf{b})$. Este fator de absorção $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ é descrito em termos do parâmetro de impacto \mathbf{b} e garante que estamos considerando apenas colisões ultraperiféricas. O diagrama para este tipo de produção é representado na Fig. 2.14.

Assim, a seção de choque total para a produção de estados finais em interações $\gamma\gamma$ é dada por

$$\begin{aligned} \sigma(h_1 h_2 \rightarrow h_1 \otimes X \otimes h_2) &= \int \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow X, W) S_{abs}^2(\mathbf{b}) \\ &\times N(\omega_1, \mathbf{r}_1) N(\omega_2, \mathbf{r}_2) d^2 \mathbf{r}_1 d^2 \mathbf{r}_2 d\omega_1 d\omega_2. \end{aligned} \quad (2.63)$$

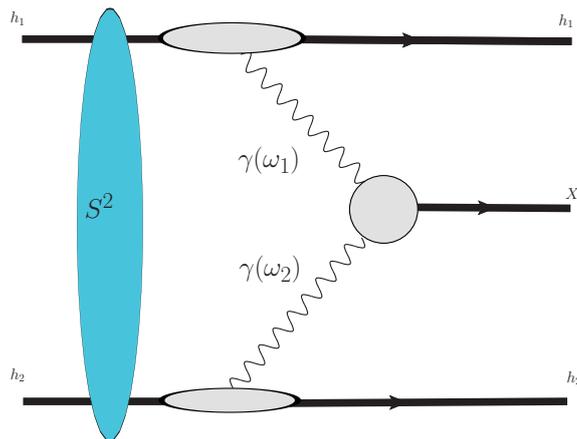


Figura 2.14 - Produção de partículas em interações $\gamma\gamma$, onde X é estado final produzido.

onde

$$S_{abs}^2(\mathbf{b}) = \Theta(|\mathbf{b}| - R_1 - R_2), \quad (2.64)$$

e Θ é uma função degrau e $\mathbf{b} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$. Assim, \mathbf{r}_1 e \mathbf{r}_2 não são independentes por conta do fator S_{abs}^2 . Além disso, estamos assumindo que, para colisões em que $b \leq R_A + R_B$ as interações fortes são dominantes. A dependência no modelo para S^2 dos resultados para a produção de partículas em interações $\gamma\gamma$ foi discutida em detalhes na Ref. [43]. Para o caso da produção de partículas com pequena massa invariante, que é a região de nosso interesse, estes autores demonstraram que as previsões não são dependentes do modelo para S_{abs}^2 .

Para a cinemática do processo, no referencial do centro de massa, podemos considerar os quadrimomenta dos hádrons como

$$p_{A_1} = (E, 0, 0, E) \quad (2.65)$$

$$p_{A_2} = (E, 0, 0, -E) \quad (2.66)$$

Cada fóton terá uma fração da energia (e do momentum longitudinal) x_i do emissor

$$x_i = \frac{\omega_i}{E} \quad (2.67)$$

Onde ω_i é a energia do fóton i e E é a energia do hádron. Assim,

$$p_{\gamma_1} = x_i E (1, 0, 0, 1) \quad (2.68)$$

$$p_{\gamma_2} = x_i E(1, 0, 0, -1) \quad (2.69)$$

Tomando a variável de Mandesltam s , que pode ser interpretada como o quadrado da energia do centro de massa do sistema de hádrons incidentes,

$$\begin{aligned} s &= (p_{A_1} + p_{A_2})^2 \\ &= (E + E, 0, 0, E - E)^2 \\ &= (2E, 0, 0, 0)^2 \\ &= 4E^2, \end{aligned} \quad (2.70)$$

temos que

$$E = \frac{\sqrt{s}}{2}. \quad (2.71)$$

Definindo W como a energia do centro de massa do sistema fóton – fóton, utilizando as equações (2.68) e (2.69)

$$\begin{aligned} W^2 &= (p_{\gamma_1} + p_{\gamma_2})^2 \\ &= [E(x_1 + x_2, 0, 0, x_1 - x_2)]^2 \\ &= E^2[(x_1 + x_2)^2 - (x_1 - x_2)^2] \\ &= E^2(4x_1x_2), \end{aligned} \quad (2.72)$$

e usando a equação (2.67)

$$W^2 = 4 \frac{\omega_1 \omega_2}{E E} E^2 = 4\omega_1\omega_2. \quad (2.73)$$

Onde W^2 é comumente denominada massa invariante quadrada do par de partículas criado.

A rapidez Y do par pode ser obtido por meio da conservação do quadri-momentum total das partículas criadas, $p = (p_0, p_x, p_y, p_z)$. Assim,

$$p = p_{\gamma_1} + p_{\gamma_2} = E(x_1 + x_2, 0, 0, x_1 - x_2) \quad (2.74)$$

A rapidez Y é dada por

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right) \quad (2.75)$$

Substituindo (2.74) em (2.75),

$$\begin{aligned} Y &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E x_1 + x_2 + x_1 - x_2}{E x_1 + x_2 - x_1 + x_2} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_1}{x_2} \right) \end{aligned} \quad (2.76)$$

e, usando (2.67)

$$\begin{aligned} Y &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega_1 E}{E \omega_2} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega_1}{\omega_2} \right) \end{aligned} \quad (2.77)$$

Utilizando (2.73) podemos reescrever (2.77) como

$$\begin{aligned} Y &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega_1 W^2}{\omega_2 W^2} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\omega_1 4\omega_1\omega_2}{\omega_2 W^2} \right) \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{4\omega_1^2}{W^2} \right) \\ &= \ln \sqrt{\frac{4\omega_1^2}{W^2}} \\ &= \ln \left(\frac{2\omega_1}{W} \right) \end{aligned} \quad (2.78)$$

Isolando ω_1 ,

$$\omega_1 = \frac{W}{2} e^Y. \quad (2.79)$$

Assim, levando 2.79 em 2.73, temos

$$\begin{aligned} W^2 &= 4 \left(\frac{W}{2} e^Y \right) \omega_2 \\ \frac{W}{2} &= \omega_2 e^Y, \end{aligned} \quad (2.80)$$

ou ainda

$$\omega_2 = \frac{W}{2} e^{-Y}. \quad (2.81)$$

Nos processos de interação $\gamma\gamma$, temos a colisão ultraperiférica entre dois hádrons, esquematizada na Figura 2.15, onde vemos o plano perpendicular à direção do movimento dos hádrons. Aqui, b é o parâmetro de impacto da colisão, ou seja, a distância entre os centros dos dois hádrons. Ele pode ser expresso em termos de \mathbf{r}_1 e \mathbf{r}_2 , que caracterizam, respectivamente, a distância do ponto de interação até o centro do hádron 1 e do hádron 2. Podemos relacionar essas quantidades

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{b} + \mathbf{r}_2 \implies \mathbf{b} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2. \quad (2.82)$$

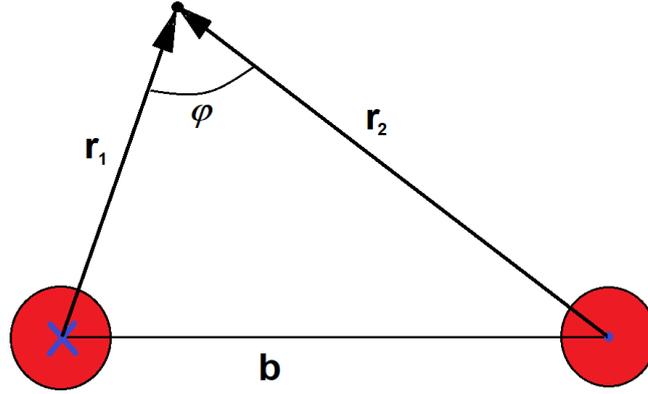


Figura 2.15 - Quantidades no espaço do parâmetro de impacto.

Tomando o produto escalar $b^2 = \mathbf{b} \cdot \mathbf{b}$ resulta

$$b^2 = r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(\varphi). \quad (2.83)$$

Com isso, podemos, além da seção de choque total, calcular as distribuições de seção de choque diferencial em rapidez e em massa invariante. Usando o jacobiano da transformação de variáveis

$$\left| \frac{\partial(\omega_1, \omega_2)}{\partial(W, Y)} \right| = \frac{W}{2}, \quad (2.84)$$

temos que a expressão geral para a seção de choque total pode ser expressa por

$$\sigma_{h_1 h_2}(\sqrt{s}) = \int N(\omega_1, \mathbf{r}_1) N(\omega_2, \mathbf{r}_2) \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow X) S_{abs}^2(\mathbf{b}) \frac{W}{2} dW dY d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2. \quad (2.85)$$

2.10 Aproximação de Fótons Equivalentes para interações Fóton – Hádron

Como discutido anteriormente, em colisões ultraperiféricas, além de interações fóton – fóton, também podem ocorrer interações entre os fótons emitidos por um dos hádrons e o outro hádron. Nesta interação o hádron pode dissociar (processo inclusivo) ou permanecer intacto (processo difrativo). Neste trabalho, focaremos em interações γh inclusivas, onde a fotoprodução de um estado final X em colisões fóton – hádron é representado na Fig. 2.16, Y é um estado de muitas partículas resultante da quebra do hádron dissociado h e consideramos que ambos os hádrons incidentes podem ser a fonte de fótons.

A assinatura experimental para tais eventos é a presença de um vazio em rapidez, associado

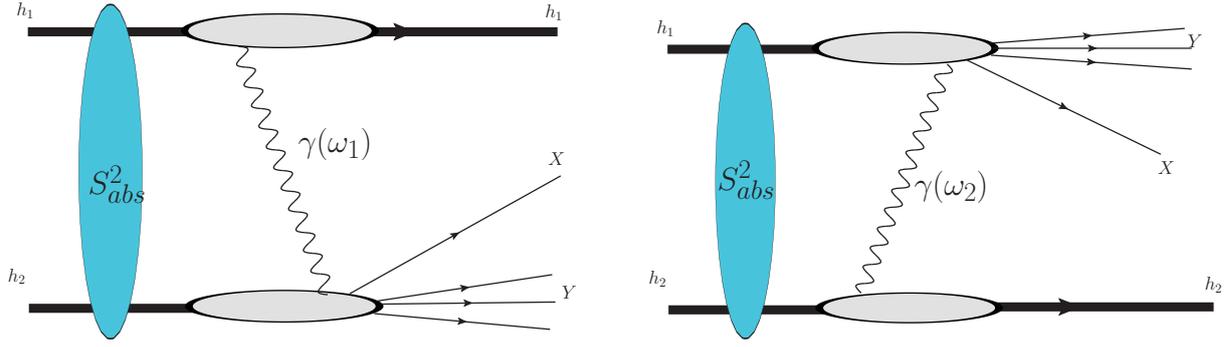


Figura 2.16 - Produção de partículas em interações γh .

à troca de fótons, e apenas um hádron intacto no estado final (já que o hádron que interage com o fóton se dissocia). A seção de choque total associada é dada por [16]

$$\begin{aligned} \sigma(h_1 h_2 \rightarrow h_1 \otimes XY) = & \int d\omega_1 d^2 r_1 N(\omega_1, \mathbf{r}_1) \sigma(\gamma h_2 \rightarrow XY) S^2(\mathbf{b}) + \\ & + \int d\omega_2 d^2 r_2 N(\omega_2, \mathbf{r}_2) \sigma(\gamma h_1 \rightarrow XY) S^2(\mathbf{b}) \end{aligned} \quad (2.86)$$

onde

$$S^2(\mathbf{b}) = \Theta(|\mathbf{b}| - R_1 - R_2). \quad (2.87)$$

Como, neste caso,

$$\mathbf{b} = \mathbf{r}_1, \quad (2.88)$$

ou

$$\mathbf{b} = \mathbf{r}_2, \quad (2.89)$$

dependendo do hádron que emitiu o fóton, h_1 ou h_2 , teremos que o primeiro termo da Eq. (2.86) pode ser expresso da seguinte forma

$$\sigma(h_1 h_2 \rightarrow h_1 \otimes XY) = \int d\omega_1 \sigma(\gamma h_2 \rightarrow XY) d^2 r_1 N(\omega_1, \mathbf{r}_1) \Theta(|\mathbf{b}| - R_1 - R_2). \quad (2.90)$$

Como há fatorização da dependência em \mathbf{r}_i , podemos definir os fluxos integrados $n_i(\omega_i)$ como

$$\int d^2 r_i N(\omega_i, \mathbf{r}_i) \Theta(|\mathbf{b}| - R_1 - R_2) = n(\omega_i) \Big|_{b_{min}=R_1+R_2}. \quad (2.91)$$

Consequentemente, a Eq. (2.86) passa a ser dada por

$$\sigma(h_1 h_2 \rightarrow h_i \otimes XY) = \int d\omega n_{h_1}(\omega) \sigma_{\gamma h_2 \rightarrow XY}(W_{\gamma h_2}) + \int d\omega n_{h_2}(\omega) \sigma_{\gamma h_1 \rightarrow XY}(W_{\gamma h_1}), \quad (2.92)$$

onde \otimes representa a presença de um vácuo de rapidez no estado final, ω é a energia do fóton no referencial do centro de massa (RCM), $n_{h_i}(\omega)$ é o fluxo de fótons equivalente para o hádron h_i , $W_{\gamma h}$ é a energia fóton-hádron também no RCM, dada por $W_{\gamma h}^2 = 2\omega\sqrt{s_{NN}}$, com $\sqrt{s_{NN}}$ sendo a energia no RCM do sistema hádron-hádron.

Usando a expressão para $N(\omega_i, \mathbf{r}_i)$ apresentada na seção anterior para o caso de uma carga puntual, teremos

$$n(\omega) = \frac{2Z^2\alpha_{em}}{\pi} \frac{\omega}{\gamma_L^2} \int_{b_{min}}^{\infty} dr r \left[K_1^2\left(\frac{\omega r}{\gamma_L}\right) + \frac{1}{\gamma_L^2} K_0^2\left(\frac{\omega r}{\gamma_L}\right) \right] \quad (2.93)$$

Fazendo uma mudança de variável $x = \omega r/\gamma_L$ de forma que $r = x\gamma_L/\omega$ e $x_{min} = 2\omega R_1/\gamma_L$, a integral fica

$$n(\omega) = \frac{2Z^2\alpha_{em}}{\pi\omega} \int_{x_{min}}^{\infty} dx x \left[K_1^2(x) + \frac{1}{\gamma_L^2} K_0^2(x) \right] \quad (2.94)$$

Usando a integral da função de Bessel

$$\int dx x K_n^2(x) = \frac{x^2}{2} [K_n^2(x) - K_{n-1}(x)K_{n+1}(x)] \quad (2.95)$$

Usando que $K_{-n}(x) = K_n(x)$ se n é um inteiro para a integração de K_0^2 e que $K_2 = K_0 + 2K_1/x$ para a integração de K_1^2 , temos que

$$\int_{x_{min}}^{\infty} dx x [K_1^2(x) + \frac{1}{\gamma_L^2} K_0^2(x)] = \frac{x^2}{2} [K_1^2(x) - K_0^2(x) - \frac{2}{x} K_0(x)K_1(x) + \frac{1}{\gamma_L^2} (K_0^2(x) - K_1^2(x))] \Big|_{x_{min}}^{\infty} \quad (2.96)$$

Lembrando que $K_0(x), K_1(x) \rightarrow 0$ quanto $x \rightarrow \infty$, e utilizando a identidade $1 - 1/\gamma_L^2 = \beta^2 \approx 1$, chegamos a

$$n_A(\omega) = \frac{2Z^2\alpha_{em}}{\pi\omega} \left[\eta K_0(\eta) K_1(\eta) - \frac{\eta^2}{2} \mathcal{U}(\eta) \right] \quad (2.97)$$

onde $K_0(\eta)$ e $K_1(\eta)$ são as funções de Bessel modificadas, $\eta = \omega(R_{h_1} + R_{h_2})/\gamma_L$ e $\mathcal{U}(\eta) = K_1^2(\eta) - K_0^2(\eta)$. Além disso, γ_L é o fator de Lorentz de um único feixe e nós consideramos $R_p = 0.6$ fm e $R_A = 1.2 A^{1/3}$ fm em nossos cálculos de colisões pPb e $PbPb$.

Para o espectro do fóton associado ao próton, nós assumiremos que ele é dado por [44],

$$n_p(\omega) = \frac{\alpha_{em}}{2\pi\omega} \left[1 + \left(1 - \frac{2\omega}{\sqrt{s_{NN}}} \right)^2 \right] \left(\ln \Omega - \frac{11}{6} + \frac{3}{\Omega} - \frac{3}{2\Omega^2} + \frac{1}{3\Omega^3} \right), \quad (2.98)$$

com a notação $\Omega = 1 + [(0.71 \text{ GeV}^2)/Q_{min}^2]$ e $Q_{min}^2 = \omega^2/[\gamma_L^2(1 - 2\omega/\sqrt{s_{NN}})] \approx (\omega/\gamma_L)^2$. Esta expressão é derivada considerando método Weizsäcker-Williams de fótons virtuais e

Standard Model Production Cross Section Measurements

Status: March 2015

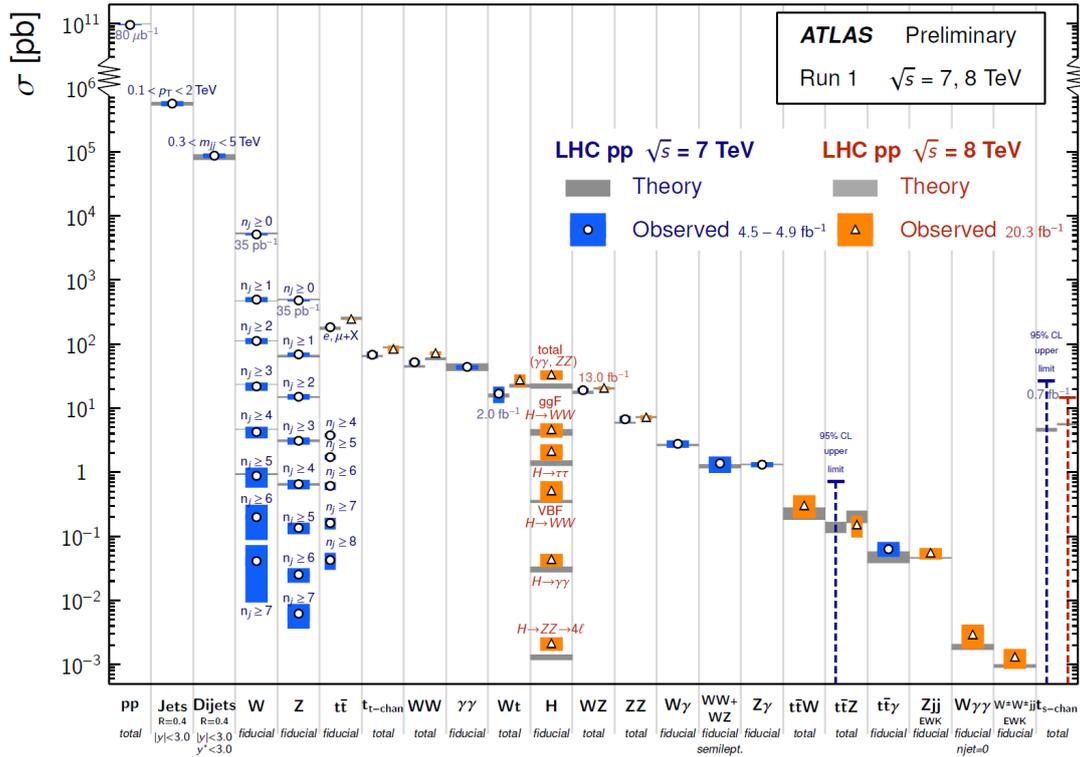


Figura 2.17 - Medidas de seção de choque de diversos processos, obtidas no detector ATLAS, em comparação com as previsões teóricas [46].

utilizando um fator de forma elástico do próton [44, 45].

2.11 Física Além do Modelo Padrão e Partículas Tipo Axion

O Modelo Padrão da Física de Partículas vem sendo testado exaustivamente nos mais variados experimentos em colisores. Desde que começou a funcionar em 2010, o LHC, com sua possibilidade de colisão de feixes de hádrons (prótons e íons) com alta energia, grande luminosidade e detectores avançados, vem fornecendo dados que são utilizados para verificar as previsões feitas a partir do MP, com uma excelente precisão na grande maioria dos casos. As Figuras 2.17 e 2.18 trazem uma comparação entre os valores de seção de choque previstos utilizando o MP e os respectivos valores medidos nas colaborações ATLAS e CMS, no LHC.

Apesar do sucesso como modelo teórico e de sua verificação experimental, o MP não pode ser considerado como um modelo completo para a descrição da natureza. O primeiro motivo para que o MP não possa ser considerado como a "teoria de tudo" é o fato de ele não incluir as interações gravitacionais. Além disso, há outros pontos em aberto, como a origem das simetrias, das escalas de energia, das três gerações de férmions e das massas

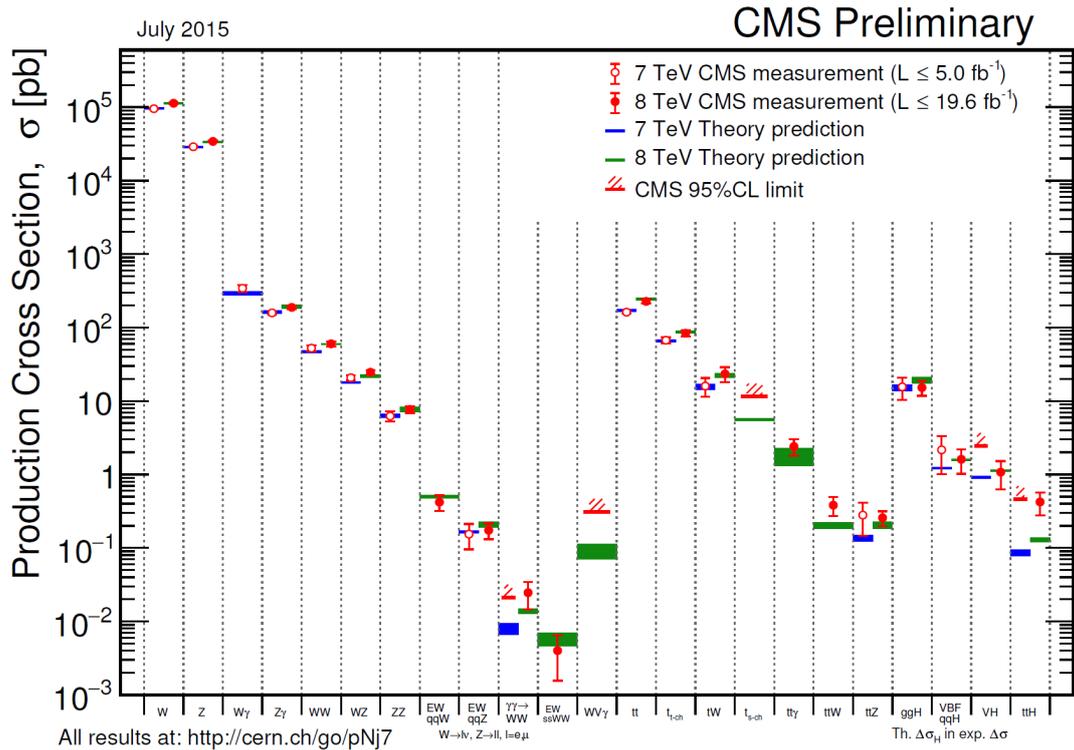
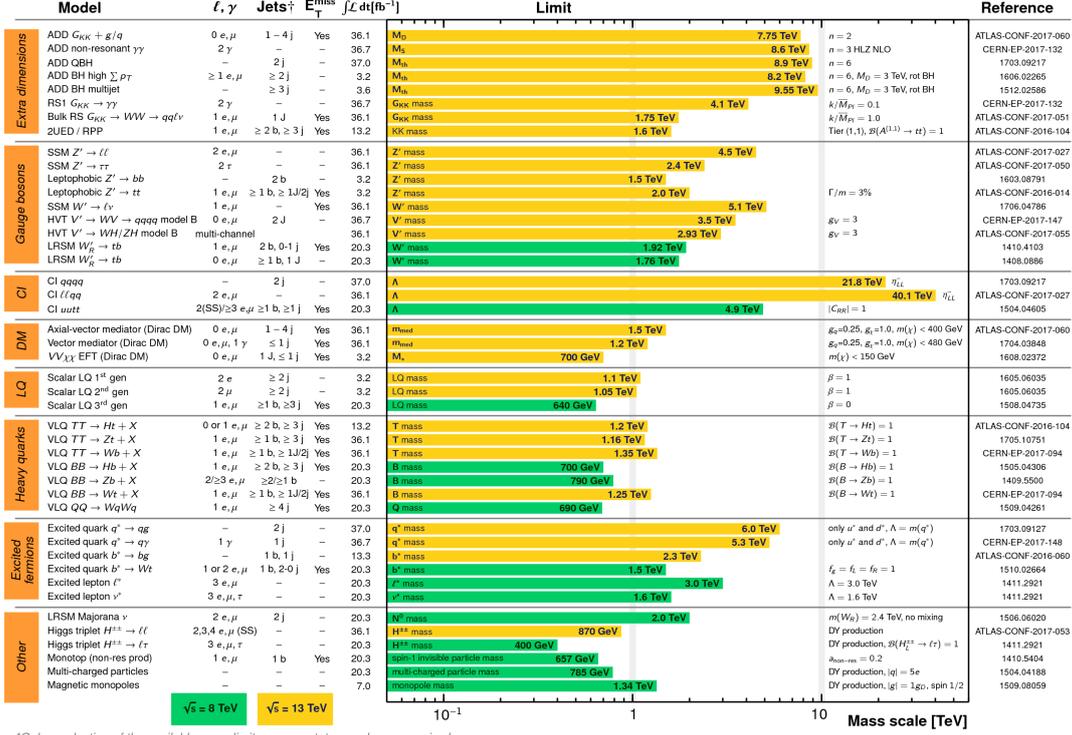


Figura 2.18 - Medidas de seção de choque de diversos processos, obtidas no detector CMS, em comparação com as previsões teóricas [46].

dos neutrinos, bem como a hierarquia das massas dos léptons, a ausência da violação de simetria CP forte na QCD, o confinamento na QCD, dentre outros. Além disso, há questões fenomenológicas na cosmologia ainda não explicadas, como a assimetria bariônica no universo, a matéria escura, a energia escura, dentre outras. Um dos principais pontos da atual fronteira da Física é encontrar os limites de energia de aplicabilidade do MP [46]. Ao buscar por soluções para as limitações do Modelo Padrão, estamos buscando uma Física Além do Modelo Padrão. Nos últimos anos, um grande número de modelos tem sido proposto na literatura, e vários deles têm sido testados experimentalmente, mas até agora, nenhum destes modelos foi verificado. A Figura 2.19 mostra um compilado de diferentes modelos teóricos, bem como os limites de energia para os quais cada um deles já foi testado experimentalmente, ainda sem sucesso.

Um dos pontos principais de limitação do MP é o problema CP forte. Enquanto as interações fracas violam a conservação da paridade (P), da carga (C) e da paridade e carga conjugadas (CP), nas interações fortes observa-se experimentalmente a conservação P e CP. Entretanto, teoricamente, não há justificativa para estas conservações ocorrerem nas interações fortes. Este comportamento não previsto é chamado de **Problema CP Forte**. O Modelo Padrão não restringe a existência de um termo ímpar da densidade



*Only a selection of the available mass limits on new states or phenomena is shown.

†Small-radius (large-radius) jets are denoted by the letter j (J).

Figura 2.19 - Buscas por partículas exóticas na Run 2 do LHC, utilizando o detector ATLAS [47].

Lagrangiana [48], dado por

$$\mathcal{L}_{SM} = \dots + \theta_{QCD} \frac{g_s^2}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu} \quad (2.99)$$

onde $G_{\mu\nu}^a$ (sendo $a = 1, 2, \dots, 8$ o índice de cor) são os campos da QCD, $\tilde{G}^{a\mu\nu} \equiv \frac{1}{2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} G_{\alpha\beta}^a$ e g_s é a constante de acoplamento da QCD. Este termo implicaria na violação P e CP em interações fortes, as quais são controladas pelo parâmetro θ_{QCD} , que é esperado ser próximo da unidade. Porém, experimentos com o momento de dipolo do nêutron [49] indicam que este termo deve ser de ordem inferior a 10^{-10} , o que é incompatível com o requisito anterior.

Uma solução foi proposta por Peccei e Quinn [50] por meio da adição de um campo pseudo-escalar dinâmico $a(x)$. Com isso, o termo proporcional a θ_{QCD} é alterado para $\theta_{QCD} + a(x)/f_a$, onde f_a é uma quantidade com dimensão de energia, denominada constante de decaimento axion. Assim, surgia a proposta da adição de um bóson ao MP, chamado axion, que seria o quantum do campo $a(x)$, cuja massa seria inversamente proporcional a f_a , da ordem de 100 keV . Hoje, mais de 40 anos depois, nunca foram observados indícios

da existência do axion, tanto em colisores quanto em medições de evolução estelar. Para um artigo de revisão, vide Ref. [51].

Por outro lado, algumas versões de modelos supersimétricos [52, 53], propõem a existência de Partículas Tipo Axion (ALP, *AxionLike Particles*), onde, ao contrário do axion original, a massa e o acoplamento são dois parâmetros independentes. Recentemente, o interesse por ALP tem aumentado, por conta de algumas de suas propriedades, de acordo com o espaço de fase onde seus parâmetros estiverem. Por exemplo, elas podem ser boas candidatas para matéria escura; ter um papel na bariogênese, ajudando a explicar o desbalanceamento entre matéria e antimatéria observado no universo; podem auxiliar a resolver o problema da massa do neutrino por meio do acoplamento ALP-neutrino, pelo qual os neutrinos adquirem massa; e ainda podem ser utilizadas para explicar o momento de dipolo anômalo do múon. Ou seja, as ALP são candidatas a auxiliarem na resolução dos principais problemas abertos na Física contemporânea [51].

Assim, nesta tese, iremos focar nos modelos de Física AMP que propõe a existência de ALP, e especificamente estudaremos a sua produção no processo $\gamma\gamma \rightarrow a$, que é o foco do estudo descrito no Cap. 5.

2.12 Conclusão

Neste capítulo, apresentamos uma breve revisão do formalismo utilizado neste trabalho, analisando o Modelo Padrão da Física de Partículas, fundamentos de QCD, espalhamento profundamente inelástico (DIS) e funções de distribuição partônica (PDFs), DIS difrativo e o modelo de Pomeron resolvido, fatorização, colisões hadrônicas ultraperiféricas, aproximação de fótons equivalentes e partículas tipo axion.

Nos próximos capítulos, iremos aplicar os conceitos aqui trabalhados para tratar a produção dos bósons de calibre massivos em interações γh inclusivas e de dois fótons em interações induzidas por fótons, Pomerons e ALP.

3 FOTOPRODUÇÃO DE BÓSONS DE CALIBRE MASSIVOS

3.1 Introdução

Neste capítulo, vamos analisar a possibilidade de melhorar nosso entendimento sobre os acoplamentos entre os bósons de calibre, considerando a fotoprodução de Z e W em colisões pp , pPb e $PbPb$ para as energias da próxima *run* do LHC, assim como no High-Energy LHC (HE-LHC) [3] e no Future Circular Collider (FCC) [4]. Em particular, estimamos, pela primeira vez, as seções de choque totais e o número de eventos esperado considerando o intervalo de rapidez coberto pelos detectores do LHC. Nosso objetivo é verificar se a análise experimental deste processo é factível, o que permitirá utilizá-lo para testar as previsões do Modelo Padrão, bem como buscar por efeitos de uma nova física. É importante enfatizar que a fotoprodução de bósons de calibre massivos ainda não foi observada experimentalmente, sendo ainda uma predição do MP que não foi verificada.

A fotoprodução de bósons de calibre massivos ($G = Z^0, W^\pm$) em colisões hadrônicas é representada na Fig. 3.1, onde nós consideramos que ambos os hádrons incidentes podem ser a fonte de fótons e X é o estado de muitas partículas gerado pela dissociação do hádron alvo.

A assinatura experimental para tais eventos é a presença de um vazio em rapidez, associado à troca de fótons, e um hádron intacto no estado final. A seção de choque total associada é dada por [16]

$$\sigma(h_1 + h_2 \rightarrow h \otimes G + X) = \int d\omega n_{h_1}(\omega) \sigma_{\gamma h_2 \rightarrow GX}(W_{\gamma h_2}) + \int d\omega n_{h_2}(\omega) \sigma_{\gamma h_1 \rightarrow GX}(W_{\gamma h_1}) \quad , \quad (3.1)$$

onde \otimes representa a presença de um vazio de rapidez no estado final, ω é a energia do

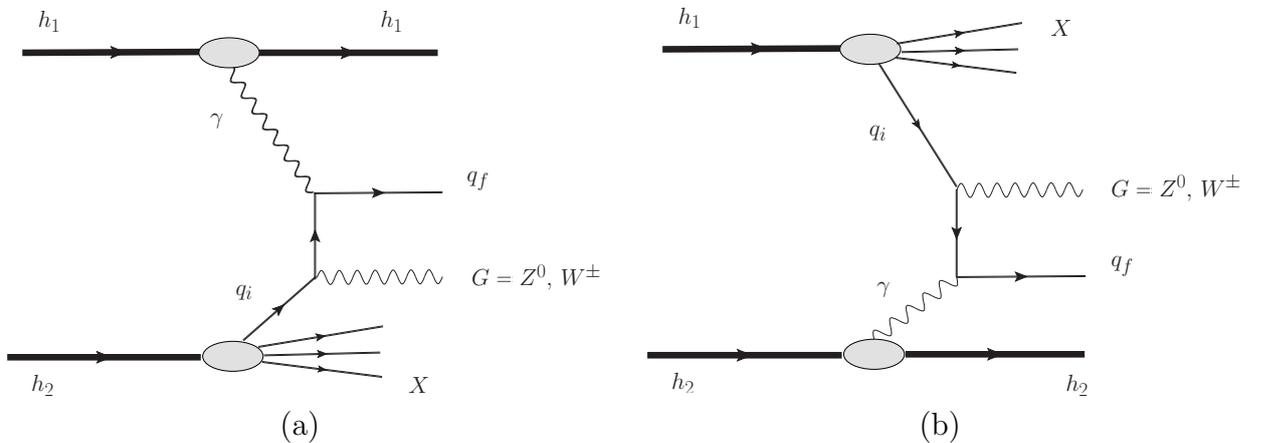


Figura 3.1 - Fotoprodução de bósons de calibre massivos em colisões hadrônicas.

fóton no referencial do centro de massa (r.c.m.), $n_{h_i}(\omega)$ é o fluxo de fótons equivalente para o hádron h_i , $W_{\gamma h}$ é a energia fóton-hádron no r.c.m., dada por $W_{\gamma h}^2 = 2\omega\sqrt{s_{NN}}$, com $\sqrt{s_{NN}}$ sendo a energia no r.c.m. do sistema hádron-hádron. A fim de calcular a seção de choque para o processo hadrônico, devemos especificar a seção de choque de fotoprodução associada ao processo $\gamma h \rightarrow GX$. Tal expressão é apresentada na próxima seção.

3.2 Fotoprodução de Bósons Massivos

A seção de choque de fotoprodução para o processo $\gamma h \rightarrow GX$ é dada por [54, 55]

$$\sigma_{\gamma h \rightarrow GX}(W_{\gamma h}) = \int_{x_{min}}^1 dx \sum_{q, \bar{q}} f_{q/h}(x, Q^2) \hat{\sigma}_G(\hat{s}), \quad (3.2)$$

onde $f_{q/h}$ são as funções de distribuição partônica no hádron alvo ($h = p$ ou Pb), $x_{min} = M_G^2/W_{\gamma h}^2$, $\hat{\sigma}_G$ é a seção de choque para os subprocessos $\gamma q_i \rightarrow Gq_f$ e $\hat{s} = x \cdot W_{\gamma h}^2$. Para $G = Z^0$, temos que $q_f = q_i$ (vide Fig. 3.1) e a seção de choque do subprocesso, $\hat{\sigma}_Z(\hat{s})$, é dada em ordem dominante por [54–56]

$$\hat{\sigma}_Z = \frac{\alpha G_F M_Z^2}{\sqrt{2} \hat{s}} g_q^2 e_q^2 \left[(1 - 2\hat{z} + 2\hat{z}^2) \log\left(\frac{\hat{s} - M_Z^2}{\Lambda^2}\right) + \frac{1}{2} (1 + 2\hat{z} - 3\hat{z}^2) \right], \quad (3.3)$$

onde $\hat{z} = M_Z^2/\hat{s}$, $g_q^2 = \frac{1}{2}(1 - 4|e_q|x_W + 8e_q^2x_W^2)$, e_q é a carga do quark e $x_W = 0.23$. Por outro lado, para $G = W$, nós temos $q_f \neq q_i$ e $\hat{\sigma}_W$ é dado por [54–56]

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_W = \sigma_0 |V_{if}|^2 & \left\{ (|e_q| - 1)^2 (1 - 2\hat{z} + 2\hat{z}^2) \log\left(\frac{\hat{s} - M_W^2}{\Lambda^2}\right) \right. \\ & - [(1 - 2\hat{z} + 2\hat{z}^2) - 2|e_q|(2 + 2\hat{z}^2) - 1] \log \hat{z} \\ & \left. + \left[\frac{2}{\hat{z}} + \left(\frac{1}{2} + \frac{3(1 + |e_q|^2)}{2} \right) \hat{z} + 2|e_q| + \frac{|e_q|^2}{2} \right] (1 - \hat{z}) \right\} \end{aligned} \quad (3.4)$$

onde $\sigma_0 = \frac{\alpha G_F M_W^2}{\sqrt{2} \hat{s}}$, $\hat{z} = M_W^2/\hat{s}$ e as quantidade V_{if} são os elementos da matrix Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). A escala Λ^2 nas equações (3.3) e (3.4) é uma escala de corte que regula a singularidade presente em ordem dominante (LO, *Leading Order*) quando o quark do estado final q_f torna-se colinear com o fóton do estado inicial. Esta singularidade não ocorre em LO para um momento transversal não-desprezível p_T do bóson de calibre massivo, já que neste caso, o p_T do bóson tem de ser balanceado pelo quark do estado final. Como em estudos prévios [55–57], estamos assumindo que $\Lambda = 0.4$ GeV.

Além disso, nós estamos considerando que as funções de distribuição partônica para o próton são descritas pela parametrização CTEQ propostas na Ref. [58], enquanto para as interações fóton-núcleo nós assumimos que as distribuições partônicas nucleares podem ser

expressas por $f_{q/A}(x, Q^2) = A \cdot R_q(x, Q^2) \cdot f_{q/p}(x, Q^2)$, onde a função $R_q(x, Q^2)$ parametriza os efeitos nucleares nas distribuições partônicas e é descrita na parametrização EPPS16 [59].

É importante salientar que verificamos que resultados similares são obtidos usando outros modelos para as PDFs do próton. Tal resultado é esperado, pois no processo estamos provando valores intermediários de x , onde as PDFs para os quarks são bem determinados pelos dados de HERA. Além disso, o impacto de diferentes modelagens dos efeitos nucleares é pequena na região considerada.

3.3 Resultados

A distribuição em rapidez para a fotoprodução de bósons de calibre massivos em colisões pp , pPb e $PbPb$ pode ser calculada considerando que a rapidez Y do bóson no estado final está diretamente relacionada com a energia com fóton ω pela relação $Y \propto \ln(\omega/m_G)$. Explicitamente, a distribuição em rapidez pode ser escrita como

$$\frac{d\sigma}{dY}[h_1 + h_2 \rightarrow h \otimes G + X] = [\omega n_{h_1}(\omega) \sigma_{\gamma h_2 \rightarrow GX}]_{\omega_L} + [\omega n_{h_2}(\omega) \sigma_{\gamma h_1 \rightarrow GX}]_{\omega_R} \quad (3.5)$$

onde ω_L , ($\propto e^Y$) e ω_R , ($\propto e^{-Y}$) denotam fótons oriundos dos hádrons h_1 e h_2 , respectivamente. Como a seção de choque aumenta com a energia, temos que o primeiro termo do lado direito da Eq. (3.5) tem um pico em valores positivos de rapidez, enquanto o segundo termo tem seu pico em valores negativos, como podemos ver na Fig. 3.2. Consequentemente, dado o fluxo de fótons, o estudo da distribuição em rapidez pode ser usado para restringir a seção de choque de fotoprodução para uma dada energia. Além disso, a distribuição em rapidez para colisões pp e $PbPb$ será simétrica em torno da rapidez central ($Y = 0$). Em contraste, para colisões pPb , $d\sigma/dY$ será assimétrica devido à dominância do fluxo de fótons nuclear, que é proporcional a Z^2 .

Na Fig. 3.3 apresentamos nossas previsões para as distribuições em rapidez para a fotoprodução de Z^0 (à esquerda) e W^+ (à direita) em colisões pp (acima), pPb (ao centro) e $PbPb$ (abaixo). Consideramos as energias de centro-de-massa planejadas para a próxima run do LHC, bem como para os futuros High-Energy LHC [3] e Future Circular Collider [4]. Estes dois últimos colisores são caracterizados por energias de centro de massa respectivamente de $27 TeV$ e $100 TeV$ para colisões pp , $18,8 TeV$ e $63 TeV$ para colisões pPb e $10,6 TeV$ e $39 TeV$ para colisões $PbPb$.

As previsões para a produção de W^+ são mais altas do que para Z^0 , o que é esperado a partir dos resultados para fotoprodução de bósons de calibre massivos apresentados nas Refs. [55, 57].

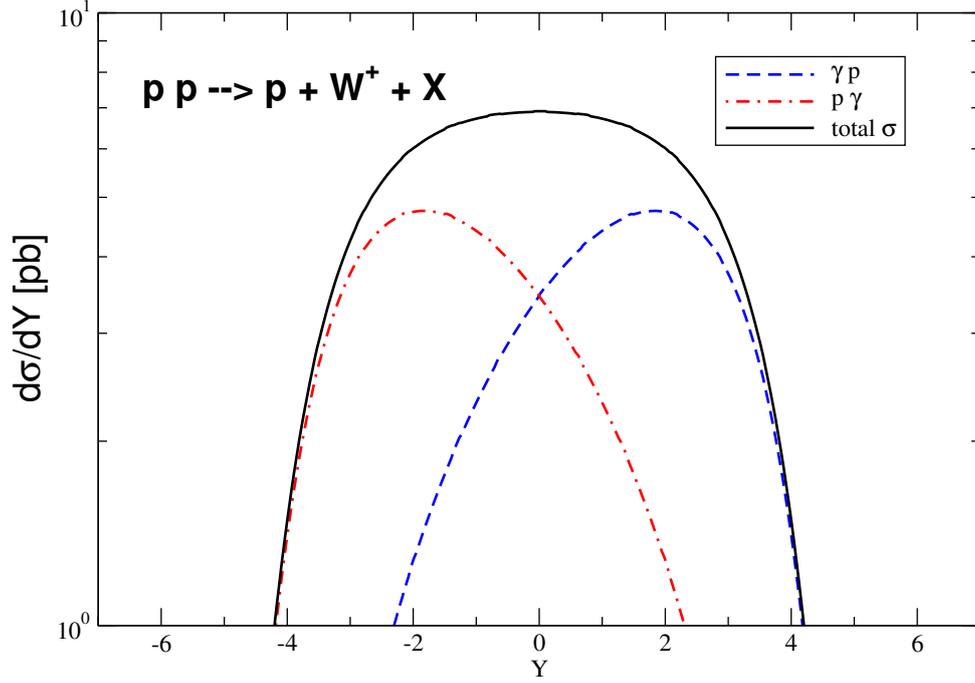


Figura 3.2 - Distribuição em rapidez para fotoprodução de W^+ em colisões pp a $14TeV$.

Além disso, temos que para energias mais altas a distribuição de rapidez aumenta em magnitude e torna-se mais larga em rapidez. Como esperado em nossa discussão anterior, a distribuição é simétrica para colisões pp e $PbPb$ e assimétrica para pPb , com o máximo ocorrendo em valores positivos de rapidez. Finalmente, as previsões para rapidez central ($Y \approx 0$) aumentam com a energia e são mais altas nas colisões pPb ($PbPb$) do que nas colisões pp por um fator $\approx 10^3$ (10^6).

Nas Tabelas 3.1 e 3.2, apresentamos nossas previsões para as seções de choque totais e respectivos números de eventos considerando o intervalo de rapidez coberto por um típico detector central ($|Y| \leq 2.0$), como nos detectores ATLAS e CMS, bem como em um detector frontal ($2.0 \leq Y \leq 4.5$) como no detector LHCb. Para colisões $pp/pPb/PbPb$ previmos seções de choque da ordem de $pb/nb/\mu b$, com os resultados para um detector frontal sendo, em geral, menores do que os obtidos em um detector central por um fator ≥ 3 . Para estimarmos o número de eventos, consideramos as luminosidades integradas nas colisões $pp/pPb/PbPb$ para a próxima run do LHC e para o HE-LHC como $\mathcal{L} = 1 fb^{-1}/1 pb^{-1}/10 nb^{-1}$, enquanto para o FCC utilizamos $\mathcal{L} = 1 fb^{-1}/29 pb^{-1}/110 nb^{-1}$.

Além disso, levamos em consideração o modo de decaimento leptônico, com as taxas de

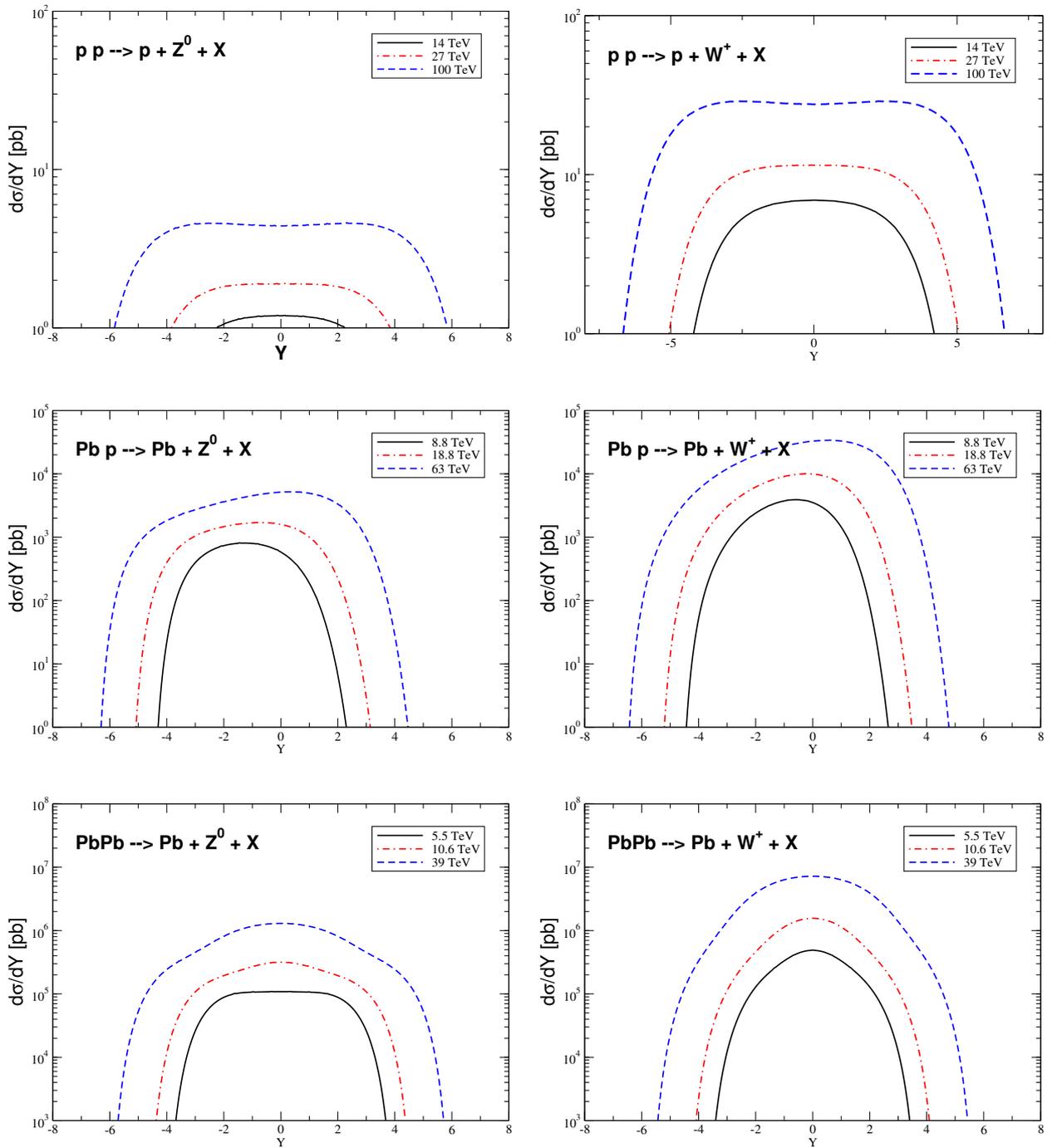


Figura 3.3 - Distribuição em rapidez para fotoprodução de Z^0 (à esquerda) e W^+ (à direita) em colisões pp (acima), pPb (ao centro) e $PbPb$ (abaixo).

colisões pp	$\sigma(Z^0)[pb]$	$N(Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$\sigma(W^+)[pb]$	$N(W^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$
$\sqrt{s} = 14$ TeV	5.67	190.0	32.35	3438.0
$\sqrt{s} = 27$ TeV	9.36	315.0	56.30	5984.0
$\sqrt{s} = 100$ TeV	22.69	764.0	142.80	15179.0
colisões Pbp	$\sigma(Z^0)[pb]$	$N(Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$\sigma(W^+)[pb]$	$N(W^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$
$\sqrt{s} = 8.8$ TeV	2.29×10^3	77.0	11.17×10^3	1187.0
$\sqrt{s} = 18.8$ TeV	5.99×10^3	201.0	34.16×10^3	3631.0
$\sqrt{s} = 63$ TeV	21.44×10^3	20940.0	135.88×10^3	418877.0
colisões $PbPb$	$\sigma(Z^0)[pb]$	$N(Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$\sigma(W^+)[pb]$	$N(W^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$
$\sqrt{s} = 5.5$ TeV	0.49×10^6	165.0	1.40×10^6	1488.0
$\sqrt{s} = 10.6$ TeV	1.24×10^6	417.0	4.74×10^6	5038.0
$\sqrt{s} = 39$ TeV	5.26×10^6	19487.0	27.60×10^6	322726.0

Tabela 3.1 - Seções de choque e número de eventos associado no modo de decaimento leptônico para a fotoprodução de bósons de calibre massivos em colisões $pp/pPb/PbPb$ considerando o intervalo de rapidez típico coberto por um detector central ($|Y| \leq 2$).

colisões pp	$\sigma(Z^0)[pb]$	$N(Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$\sigma(W^+)[pb]$	$N(W^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$
$\sqrt{s} = 14$ TeV	1.47	49.0	8.69	923.0
$\sqrt{s} = 27$ TeV	3.28	110.0	20.44	2172.0
$\sqrt{s} = 100$ TeV	10.95	368.0	69.35	7371.0
colisões Pbp	$\sigma(Z^0)[pb]$	$N(Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$\sigma(W^+)[pb]$	$N(W^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$
$\sqrt{s} = 8.8$ TeV	0.0012×10^3	0.04	0.015×10^3	2.0
$\sqrt{s} = 18.8$ TeV	0.070×10^3	2.35	0.67×10^3	71.0
$\sqrt{s} = 63$ TeV	2.56×10^3	2500.0	20.18×10^3	62208.0
colisões $PbPb$	$\sigma(Z^0)[pb]$	$N(Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-)$	$\sigma(W^+)[pb]$	$N(W^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu)$
$\sqrt{s} = 5.5$ TeV	0.068×10^6	22.0	0.067×10^6	71.0
$\sqrt{s} = 10.6$ TeV	0.21×10^6	70.0	0.32×10^6	340.0
$\sqrt{s} = 39$ TeV	1.06×10^6	3927.0	3.43×10^6	40106.0

Tabela 3.2 - Seções de choque e número de eventos associado no modo de decaimento leptônico para a fotoprodução de bósons de calibre massivos em colisões $pp/pPb/PbPb$ considerando o intervalo de rapidez típico coberto por um detector frontal ($2 \leq Y \leq 4.5$).

ramificação associadas para os processos $W^+ \rightarrow \mu\nu_\mu$ e $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ sendo 10.63 % e 3.3658 %, respectivamente [60]. Os resultados apresentados nas tabelas 3.1 e 3.2 indicam que o número de eventos no intervalo de um ano é alto, especialmente para produção de W^+ em rapidez central e energias do FCC. A princípio, um número tão alto permitirá não somente provar pela primeira vez a fotoprodução de bósons de calibre massivos, mas também a busca por efeitos minúsculos, como aqueles associados à presença de acoplamentos anômalos entre os bósons de calibre, que são um sinal de uma física além do modelo padrão [56, 57, 61]. Pretendemos investigar este tópico em uma publicação futura.

Dois comentários devem ser feitos. Primeiro, em nossa análise, a contribuição para a produção de bósons de calibre massivos associada às componentes hadrônicas do fóton, denominada contribuição resolvida, não foi incluída. Esta contribuição implica que um estado final $G + jato$ pode ser produzida pelo subprocesso $q\bar{q} \rightarrow gG$, onde um dos quarks do estado inicial advem da estrutura partônica do fóton, por exemplo. Estudos prévios demonstraram que a contribuição resolvida aumenta levemente a magnitude da seção de choque e é desprezível para a produção de bósons de calibre massivos com grande momento transversal [55].

Em segundo lugar, nossas estimativas foram obtidas em ordem dominante. A previsão é que as correções de próxima ordem aumentem a seção de choque de ordem dominante em $\approx 10\%$ [62]. Como ambas as correções aumentam a seção de choque, os resultados obtidos neste estudo podem ser consideradas um limite inferior para o número de eventos esperados para o LHC, HE-LHC e FCC. Uma análise mais detalhada, levando em consideração estes efeitos, será efetuada em um estudo posterior.

3.4 Conclusões

Neste capítulo, apresentamos os resultados publicados na Ref. [5], onde fizemos um estudo exploratório e estimamos, pela primeira vez, a fotoprodução de Z^0 e W^+ em colisões hadrônicas para as energias do LHC, HE-LHC e FCC. Este estudo foi motivado pela alta luminosidade fóton-hádron presente em colisões hadrônicas em altas energias, o que torna exequível uma análise experimental de diferentes estados finais que possam ser utilizados para testar algumas das propriedades mais importantes do Modelo Padrão, assim como buscar por Física Além do Modelo Padrão.

Estimamos as distribuições em rapidez para colisões pp , pPb e $PbPb$, seções de choque para intervalos de rapidez cobertos por detectores centrais e frontais, bem como o número correspondente de eventos no modo de decaimento leptônico. Os resultados ora apresentados indicam que o número de eventos é grande o suficiente para permitir uma futura

análise experimental para verificar as previsões do MP e possíveis cenários de Física Além do Modelo Padrão.

No âmbito teórico, pretendemos expandir nossa análise considerando um gerador de Monte Carlo para tratar de forma mais realística a produção dos bósons de calibre massivos, assim como a inclusão dos cortes experimentais usualmente considerados pelas colaborações experimentais. Tais estudos nos permitirão obter predições mais realísticas para as seções de choque associadas à Física do Modelo Padrão e conseqüente análise do impacto de possíveis acoplamentos anômalos preditos por alguns modelos de Física Além do Modelo Padrão.

4 PRODUÇÃO DE DOIS FÓTONS EM INTERAÇÕES INDUZIDAS POR FÓTONS E POMERONS

4.1 Introdução

Neste capítulo iremos investigar a produção de dois fótons em colisões ultraperiféricas entre íons de chumbo, que estão sendo estudadas no LHC e que poderão ser analisadas no FCC. Nossos estudos são fortemente motivados pelas previsões teóricas apresentadas nas Refs. [18], [19] e [63] e pelos resultados obtidos pelas colaborações ATLAS e CMS publicados nas Refs. [8] e [9]. Tais resultados demonstraram que UPHIC podem ser utilizadas para observar, pela primeira vez, o espalhamento Luz-por-Luz (LbL, *Light-by-Light*).

O espalhamento LbL é um fenômeno bastante raro no qual dois fótons interagem, produzindo outro par de fótons. Este processo foi uma das previsões mais importantes no início da QED, e não tem paralelo na teoria eletrodinâmica clássica.

O espalhamento LbL em colisões ultraperiféricas $PbPb$ é representado na Fig. 4.1 (a), com o estado final resultante bastante limpo, consistindo no sistema de dois fótons, dois núcleos intactos e duas lacunas de rapidez, ou seja, regiões vazias em pseudorapidez que separam os núcleos intactos frontais do sistema $\gamma\gamma$. Os resultados experimentais recentes motivaram uma série de estudos que propõe a análise da produção de dois fótons em interações $\gamma\gamma$ como um teste para Física Além do Modelo Padrão [64–67]. Para que seja possível procurar por uma Nova Física no canal $\gamma\gamma$, é necessário controlar o background associado a outros canais de produção que também gerem um estado final similar, com duas lacunas de rapidez e dois íons intactos no estado final. Dois processos com estas características são a produção de dois fótons em processos centrais exclusivos induzidos por glúons do núcleo, representados na Fig. 4.1 (b) e daqui em diante chamado de processo Durham, e processos de difração dupla, onde a interação se dá entre glúons ou entre quarks do pomeron, representados nas Figs. 4.1 (c) e (d). Estes processos também são caracterizados por duas lacunas de rapidez e dois íons intactos no estado final, mas o sistema de dois fótons é gerado pela interação entre glúons do núcleo (processo Durham) ou glúons e quarks do Pomeron, no caso dos processos de difração dupla.

Um dos objetivos do nosso estudo, publicado na Ref. [20], é estimar a contribuição de cada um destes canais de produção levando em consideração a aceitação dos detectores do LHC. Em particular, consideramos o conjunto típico de cortes utilizado nas Colaborações ATLAS e CMS para separar os eventos exclusivos. Além disso, apresentamos uma comparação detalhada entre esses canais distintos para a produção de dois fótons na faixa cinemática coberta pelo detector LHCb (um estudo prévio do espalhamento LbL no

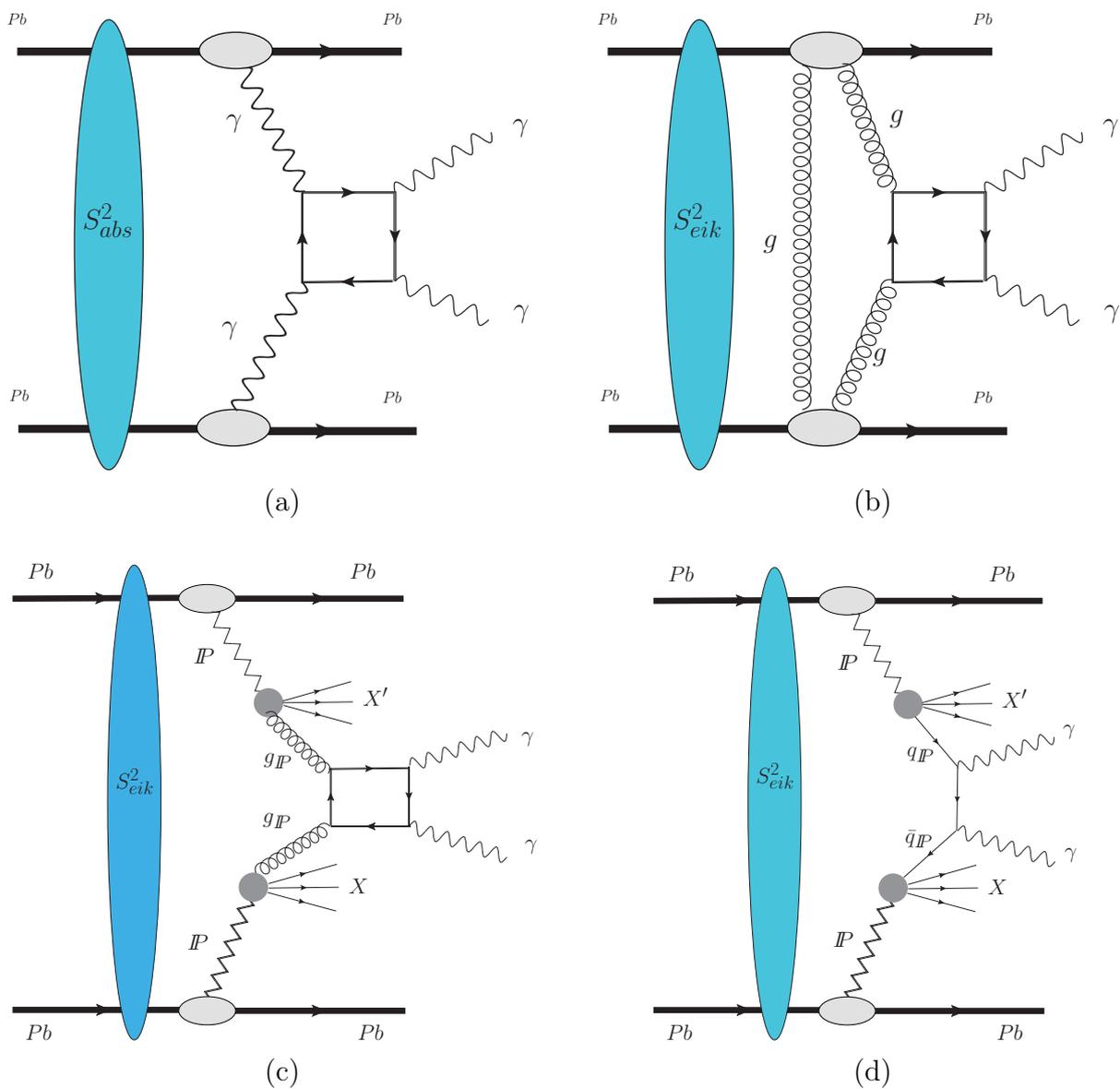


Figura 4.1 - Produção de dois fótons em colisões $PbPb$ por (a) espalhamento Luz-por-Luz, (b) processo central exclusivo induzido por glúons (processo Durham), e processos de difração dupla induzidos por (c) glúons e (d) quarks do Pomeron (IP).

LHCb pode ser encontrado na Ref. [63]). Em particular, exploramos a possibilidade deste detector medir pares de fótons com pequena massa invariante.

Um segundo objetivo do estudo foi apresentar previsões para a produção de dois fótons em colisões $PbPb$ para as energias do High – Energy LHC ($\sqrt{s} = 10.6$ TeV) [3] e Future Circular Collider ($\sqrt{s} = 39$ TeV) [4, 68]. Para obter os resultados para estes colisores futuros, consideramos as configurações típicas para detectores central e frontal e cortes semelhantes aos utilizados no LHC. Como demonstramos na Ref. [20], a possibilidade de medir o espalhamento LbL no detector LHCb é bastante promissora, assim como no HE – LHC e no FCC. Nossos resultados indicam que o background associado aos processos Durham e difração dupla podem ser fortemente suprimidos, o que permitirá um estudo detalhado do espalhamento LbL, bem como a procura de Física AMP utilizando este estado final.

Neste capítulo, revisamos os resultados publicados na Ref. [20]. Em particular, na seção 4.2, apresentamos uma revisão do formalismo utilizado para descrever a produção de dois fótons em colisões $PbPb$ pelos processos LbL, Durham e difração dupla. Além disso, discutimos o tratamento dos efeitos de sobrevivência suave. Em seguida, na seção 4.3, apresentamos resultados para a produção de $\gamma\gamma$ no LHC, HE – LHC e FCC. Apresentamos previsões para seção de choque e suas distribuições em massa invariante, rapidez, momento transversal e acoplanaridade (grau de diferença dos ângulos das trajetórias dos fótons produzidos, $1 - \Delta\phi/\pi$). Também é discutido o impacto dos distintos cortes e são apresentadas previsões para típicos detectores central e frontal. Finalmente, na seção 4.4, trazemos conclusões sobre os resultados obtidos.

4.2 Formalismo

Inicialmente, apresentamos uma breve revisão das principais equações que descrevem a produção exclusiva de dois fótons por interações $\gamma\gamma$ em colisões $PbPb$ ultraperiféricas, representadas na Fig. 4.1 (a). Assumindo a representação do parâmetro de impacto e considerando a Aproximação de Fóton Equivalente [69], a seção de choque total pode ser fatorizada em termos do espectro dos fótons equivalentes do núcleo incidente e da seção de choque elementar para o processo elástico $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ como

$$\begin{aligned} \sigma(PbPb \rightarrow Pb \otimes \gamma\gamma \otimes Pb; s) &= \int d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 dW dY \frac{W}{2} \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma; W) \\ &\times N(\omega_1, \mathbf{r}_1) N(\omega_2, \mathbf{r}_2) S_{abs}^2(\mathbf{b}). \end{aligned} \quad (4.1)$$

onde \sqrt{s} é a energia do centro de massa da colisão $PbPb$, \otimes caracteriza a lacuna de rapidez no estado final, $W = \sqrt{4\omega_1\omega_2} = m_X$ é a massa invariante do sistema $\gamma\gamma$ e $Y = y_{\gamma\gamma}$ a

rapidez deste sistema. As energias dos fótons ω_1 e ω_2 estão relacionadas com W e com a rapidez Y do sistema de dois fótons emitido por

$$\omega_1 = \frac{W}{2}e^Y \quad \text{e} \quad \omega_2 = \frac{W}{2}e^{-Y} . \quad (4.2)$$

A seção de choque $\hat{\sigma}$ é a seção de choque elementar que produz o par de fótons, que é calculada considerando as contribuições do laço de férmions, bem como dos bósons W . Além disso, $N(\omega_i, \mathbf{r}_i)$ é o espectro do fóton equivalente com energia ω_i a uma distância transversal \mathbf{r}_i do centro do núcleo, definida no plano transversal à trajetória, determinada pelo fator de forma de carga do núcleo, como visto no Cap. 2.

Finalmente, o fator $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ depende do parâmetro de impacto \mathbf{b} da colisão $PbPb$ e é chamado de fator de absorção, que exclui a sobreposição entre os núcleos colidindo e permite levar em consideração apenas colisões ultraperiféricas. Há, no momento, diferentes abordagens de tratamento dessas correções de sobrevivência suave. Por exemplo, Baur e Ferreira - Filho [70] propõem excluir as interações fortes entre os núcleos incidentes assumindo que

$$S_{abs}^2(\mathbf{b}) = \Theta(|\mathbf{b}| - 2R) = \Theta(|\mathbf{b}_1 - \mathbf{b}_2| - 2R) , \quad (4.3)$$

onde R é o raio nuclear. Esta equação trata os núcleos como esferas rígidas de raio R e assume que a probabilidade de existir uma interação hadrônica quando $b > 2R$ é zero. Por outro lado, nos geradores de eventos STARLight [71] e SuperChic MC [72], os autores propõem modelos distintos baseados no formalismo de Glauber.

Verificamos que, para pequenos valores de W , que é o foco desta análise, as previsões baseadas nestas diferentes abordagens são praticamente idênticas, em consonância com a análise efetuada na Ref. [43] onde os autores apresentaram uma análise detalhada da descrição de interações $\gamma\gamma$ exclusivas em colisões $PbPb$ considerando diferentes modelos para o fator de forma e para correções absorptivas. Em nosso estudo, consideramos o modelo de Glauber presente no gerador de eventos SuperChic para tratar as correções de absorção. Além disso, a seção de choque para o subprocesso $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ considera o laço de léptons e quarks como implementado no SuperChic.

Para a produção exclusiva de dois fótons nas interações induzidas por glúon representadas na Fig. 4.1 (b), consideramos o modelo proposto por Khoze, Martin e Ryskin [73–75], usualmente chamado de modelo Durham, que tem sido utilizado para estimar um grande número de diferentes estados finais e que traz previsões razoavelmente condizentes com as taxas de produção observadas em processos exclusivos medidas pela colaboração CDF

[76–78] e no Run I do LHC (para uma revisão recente, ver Ref. [79]). Neste modelo, a amplitude da produção de dois fótons em uma colisão pp é expressa por

$$\mathcal{A}_{pp}(s, q_{1\perp}, q_{2\perp}) = \pi^2 \int \frac{d^2 Q_\perp \bar{\mathcal{M}}}{Q_\perp^2 q_{1\perp}^2 q_{2\perp}^2} f_g(x_1, x'_1, Q_\perp^2, \mu^2; t_1) f_g(x_2, x'_2, Q_\perp^2, \mu^2; t_2) \quad (4.4)$$

onde Q_\perp^2 é a virtualidade do glúon suave necessária para neutralização da cor, $q_{1\perp}$ e $q_{2\perp}$ são os momentos transversos dos glúons que participam do subprocesso duro, x_i são as frações de momento carregadas pelos glúons participantes da reação dura e x'_i é a fração de momento carregada pelo glúon suave.

Além disso, $\bar{\mathcal{M}}$ é a subamplitude normalizada na média de cor para o subprocesso $gg \rightarrow \gamma\gamma$ que leva em consideração o laço de quarks. As quantidades f_g são as densidades skewed não-integradas de glúons calculadas na escala de fatorização μ , as quais assumimos serem da ordem da massa invariante m_X do estado final. Assumimos que a dependência em t da distribuição f_g é fatorizada como um fator de forma de próton, sendo $\propto \exp(bt/2)$ com $b = 4 \text{ GeV}^{-2}$. Como

$$(x' \approx \frac{Q_\perp}{\sqrt{s}}) \ll (x \approx \frac{m_X}{\sqrt{s}}) \ll 1 \quad (4.5)$$

é possível expressar $f_g(x, x', Q_\perp^2, \mu^2)$, para precisão logarítmica simples, em termos da densidade integrada convencional de glúons $g(x)$, juntamente com uma supressão de Sudakov conhecida T que assegura que os glúons ativos não irradiam na evolução de Q_\perp até a escala dura $\mu \approx m_X/2$. Neste trabalho, calculamos f_g no caso do próton considerando que a distribuição integrada de glúons xg é descrita pela parametrização MMHT [80].

A Eq. (4.4) corresponde à amplitude para a produção exclusiva de um par de fótons em um processo duro sem qualquer outra emissão perturbativa. Porém, a exclusividade do evento pode ser anulada por partículas secundárias que podem ser produzidas por interações hadrônicas suaves adicionais. Estes efeitos, denominados sobrevivência suave, são em geral parametrizados em termos da probabilidade de sobrevivência da lacuna de rapidez, S^2 , que corresponde à probabilidade do próton espalhado não se dissociar por conta de interações secundárias.

Na Ref. [72] o modelo Durham foi generalizado para colisões íon – íon propondo expressar a amplitude de espalhamento para o processo coerente $A_1 A_2$ em termos da amplitude pp descrita acima e dos fatores de forma nucleares F_{A_i} dados por

$$\mathcal{A}_{A_1 A_2}(s, q_{1\perp}, q_{2\perp}) = \mathcal{A}_{pp}(s, q_{1\perp}, q_{2\perp}) F_{A_1}(Q_1^2) F_{A_2}(Q_2^2), \quad (4.6)$$

onde $Q_i^2 = (q_{i\perp}^2 + x_i^2 m_{N_i}^2)/(1 - x_i)$. Esta equação foi escrita no espaço de parâmetro de impacto e um modelo para os efeitos de sobrevivência suave foi incluído no cálculo. A seção de choque ion – ion resultante é proporcional à pp e à opacidade nuclear, que inclui a probabilidade de não haver reespalhamento ion – ion adicional em diferentes parâmetros de impacto. Um aspecto importante é que a versão nuclear do modelo Durham é implementada no gerador de eventos Monte Carlo SuperChic3 [72], possibilitando a análise com e sem a inclusão dos efeitos de sobrevivência suave.

Em nossa análise, consideramos a produção de dois fótons totalmente exclusiva, denominada processo exclusivo central íon – íon induzido por QCD coerente na Ref. [72]. Porém, o par de fótons também pode ser produzido por processos induzidos por QCD incoerente, onde os núcleons individuais mantêm-se intactos graças à natureza difrativa da interação, mas os íons quebram. Como mostrado na Ref. [72], a seção de choque para estes processos semi-exclusivos é maior do que a dos coerentes por um fator ≈ 2 . Se a dissociação do íon não é percebida pelo detector, os processos coerente e incoerente contribuem para a taxa dos pares de fótons exclusivos.

Finalmente, para a descrição da produção de dois fótons nos processos de difração dupla (DDP) representados nas Figs. 4.1 (c) e (d), consideramos o modelo Pomeron Resolvido, no qual assumimos que o Pomeron tem estrutura partônica [81]. A seção de choque correspondente é expressa por

$$\begin{aligned} \sigma(PbPb \rightarrow Pb \otimes X + \gamma\gamma + X' \otimes Pb) = & \left\{ \int dx_1 \int dx_2 \left[g_1^D(x_1, \mu^2) \cdot g_2^D(x_2, \mu^2) \cdot \right. \right. \\ & \cdot \hat{\sigma}(gg \rightarrow \gamma\gamma) + \\ & + [q_1^D(x_1, \mu^2) \cdot \bar{q}_2^D(x_2, \mu^2) + \\ & \left. \left. + \bar{q}_1^D(x_1, \mu^2) \cdot q_2^D(x_2, \mu^2)] \cdot \hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4.7)$$

onde $g_i^D(x_i, \mu^2)$, $q_i^D(x_i, \mu^2)$ e $\bar{q}_i^D(x_i, \mu^2)$ são as densidades do glúon difrativo, do quark e do antiquark do núcleo i com fração de momento x_i . No modelo do Pomeron Resolvido [81] as distribuições partônicas difrativas são expressas em termos das distribuições partônicas no Pomeron e uma parametrização de Regge do fator de fluxo descrevendo a emissão do Pomeron pelo hádron.

A evolução das distribuições partônicas é dada pelas equações de evolução DGLAP e podem ser determinadas dos eventos com lacuna de rapidez ou hádron intacto. Para especificar as distribuições difrativas para um núcleo, seguiremos a abordagem proposta na Ref. [82] (vide também a Ref. [83]). Nesta abordagem, as distribuições difrativas para um núcleo são estimadas levando em consideração os efeitos nucleares associados à coerência

nuclear e o sombreamento nuclear. A consideração básica é que o acoplamento Pomeron-núcleo é proporcional ao número de massa A [38].

Como o fluxo do Pomeron associado depende do quadrado deste acoplamento, este modelo prevê que os Pomerons são emitidos coerentemente pelo núcleo, o que implica que o fluxo de Pomerons emitido pelo núcleo, $f_{\mathbb{P}/A}$, é proporcional a A^2 . Consequentemente, a distribuição de glúons nucleares difrativos pode ser expressa por (Ref. [82])

$$g_A^D(x, \mu^2) = R_g A^2 \int_x^1 \frac{dx_{\mathbb{P}}}{x_{\mathbb{P}}} \left[\int dt f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t) \cdot F_A^2(t) \right] g_{\mathbb{P}} \left(\frac{x}{x_{\mathbb{P}}}, \mu^2 \right), \quad (4.8)$$

onde R_g é o fator de supressão associado ao sombreamento nuclear, $f_{\mathbb{P}/p}(x_{\mathbb{P}}, t)$ é o fluxo de Pomerons emitido pelo próton e $g_{\mathbb{P}}(\beta, \mu^2)$ é a distribuição de glúons no Pomeron, onde β é a fração de momento carregada pelos partons dentro do Pomeron. Além disso, $F_A(t)$ é o fator de forma nuclear. Uma relação similar também é válida para as densidades do quark e antiquark difrativos do núcleo. Assumimos que $R_g = 0.15$ como na Ref. [82] e que $F_A(t) \propto e^{R_A^2 t/6}$, com R_A sendo o raio nuclear.

Similarmente ao caso exclusivo, também se espera que as previsões para a produção de dois fótons em processos de difração dupla sejam fortemente modificadas por interações suaves que levam à produção extra de partículas que destroem as lacunas de rapidez no estado final [26]. Como estes efeitos são de natureza não-perturbativa, são de difícil tratamento e sua magnitude é fortemente dependente do modelo [84, 85]).

Em nosso estudo, utilizamos o modelo proposto na Ref. [39], o qual obtém que os valores de S^2 para colisões $PbPb$ a $\sqrt{s} = 5.5, 10.6$ e 39 TeV são $3.4 \times 10^{-5}, 2.1 \times 10^{-5}$ e 1.0×10^{-5} , respectivamente. É importante enfatizar que estas previsões são maiores do que aquelas obtidas na Ref. [86] utilizando uma abordagem de Glauber ou na Ref. [87] assumindo que o fator de supressão nuclear é dado por $\mathcal{S}_{A_1 A_2}^2 = \mathcal{S}_{pp}^2 / (A_1 \cdot A_2)$. Portanto, nossas previsões para a produção de dois fótons em processos de dupla difração podem ser considerados limites superiores para as taxas de produção associadas.

Para os processos exclusivos de dois fótons representados na Fig. 4.1 (b), nós vamos incluir os efeitos de sobrevivência suave usando o modelo proposto na Ref. [72], que está implementada no gerador de eventos SuperChic. Como mostraremos abaixo, este modelo implica em um maior impacto destes efeitos nas seções de choque exclusivas do que o modelo desenvolvido na Ref. [39] para processos de difração dupla. Em nossos cálculos, estimamos o processo de dois fótons exclusivo usando o SuperChic MC e seu próprio modelo para S_{eik}^2 , enquanto os processos de difração dupla foram calculados utilizando o FPMC e suas previsões foram multiplicadas pelo fator S_{eik}^2 derivado na Ref. [39].

Processo	\sqrt{s} (TeV)	$\sigma[Pb Pb \rightarrow Pb + \gamma\gamma + Pb]$
LbL	5.5	1.8×10^4 nb
	10.6	2.7×10^4 nb
	39	5.2×10^4 nb
Durham	5.5	4.9×10^6 nb (0.280 nb)
	10.6	9.8×10^6 nb (0.570 nb)
	39	3.8×10^7 nb (0.980 nb)
DDP	5.5	5.2×10^5 nb (17.7 nb)
	10.6	9.7×10^5 nb (22.3 nb)
	39	3.0×10^6 nb (30.0 nb)

Tabela 4.1 - Previsões para a seção de choque da produção de dois fótons em colisões $PbPb$ no LHC, HE – LHC e FCC. Os resultados entre parênteses são previsões após a inclusão do fator de sobrevivência suave S_{eik}^2 .

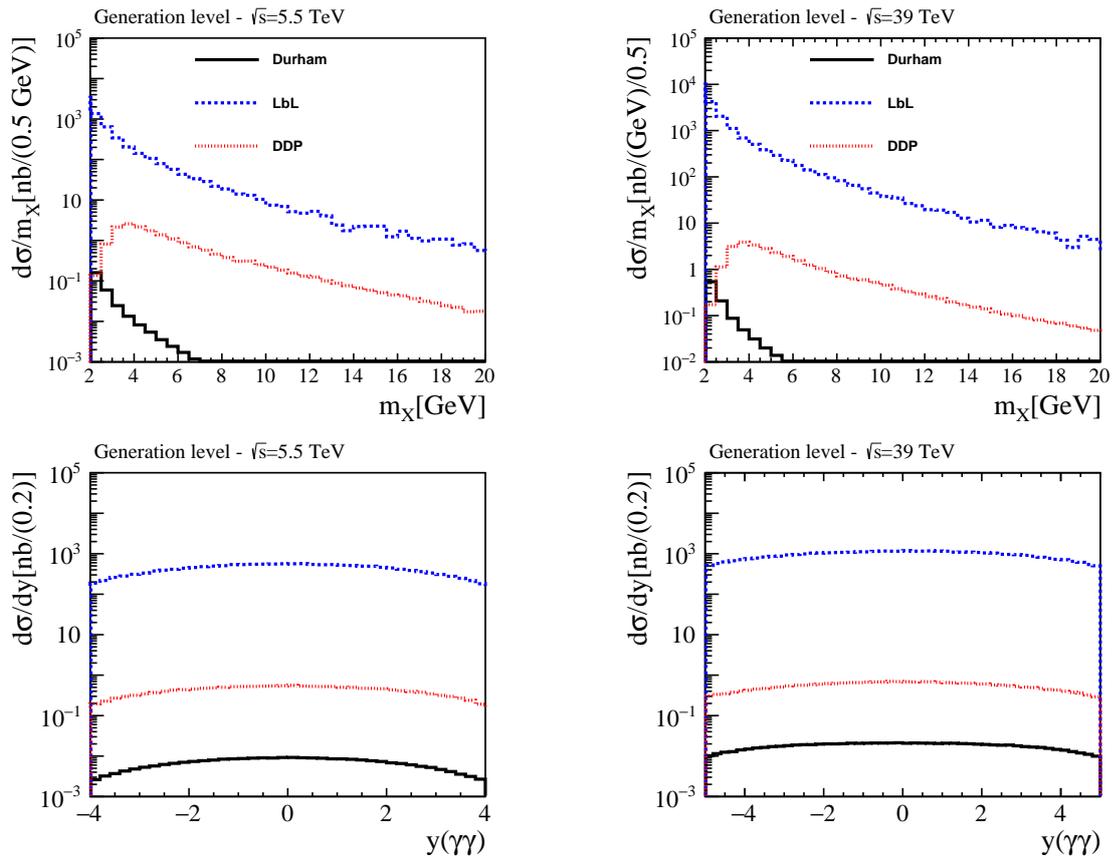


Figura 4.2 - Previsões para as distribuições em massa invariante m_X e rapidez $y_{\gamma\gamma}$ do sistema de dois fótons produzido em colisões $PbPb$ no LHC (à esquerda) e FCC (à direita). Resultados no nível de gerador, sem a inclusão dos cortes experimentais.

4.3 Resultados

A seguir, vamos apresentar nossos resultados para a produção exclusiva e difrativa de dois fótons em colisões $PbPb$ a $\sqrt{s} = 5.5, 10.6$ e 39 TeV. Em nossa análise, utilizamos o gerador de eventos SuperChic MC [72] para estimar os processos representados nas Figs. 4.1 (a) e (b). Por outro lado, a produção de dois fótons por difração dupla [Figs. 4.1 (c) e (d)], foram calculados por meio do gerador de eventos FPMC [88].

Inicialmente, na Tabela 4.1 nós apresentamos os resultados para a seção de choque associada aos diferentes canais, obtidas no nível do gerador, sem a inclusão de nenhuma seleção nos eventos. Temos que os processos induzidos por glúons (Durham e DDP) são fortemente suprimidos pelos efeitos de sobrevivência suave, com as seções de choque associadas sendo menores do que a induzida por fótons (LbL) por um fator $\geq 10^3$. Além disso, sem a inclusão das correções de sobrevivência, as previsões para Durham são uma ordem de grandeza maiores do que as para DDP. Quando estas correções são consideradas, as previsões para DDP tornam-se duas ordens de grandeza maiores do que para Durham, o que demonstra o grande impacto dos efeitos de sobrevivência suave no canal exclusivo.

Na Fig. 4.2, apresentamos nossos resultados para as distribuições em massa invariante (m_X) e rapidez ($y_{\gamma\gamma}$) do sistema de dois fótons para colisões $PbPb$ no LHC (à esquerda) e FCC (à direita). Temos que o processo LbL domina a produção de dois fótons nas faixas consideradas de m_X e $y_{\gamma\gamma}$. Além disso, nossos resultados indicam que a previsão para difração dupla é maior do que para Durham para valores altos de massa invariante ($m_X > 3$ GeV), mas é similar para m_X pequeno.

Para obter estimativas realistas da produção de dois fótons em colisões $PbPb$, que possam ser comparadas com futuros dados experimentais, incluímos nesta análise os cortes experimentais que possivelmente serão aplicados no próximo run do LHC e no futuro no HE – LHC e no FCC. Consideramos duas configurações distintas de cortes: uma para detectores centrais típicos como ATLAS e CMS, e outra para detectores frontais como o LHCb. Em particular, analisamos a possibilidade de estudar dois fótons com massa invariante na faixa entre $1 \leq m_X \leq 5$ GeV utilizando o detector LHCb. Atualmente, uma faixa de massa tão baixa não é alcançada pelos detectores centrais. Os critérios de seleção implementados nesta análise dos processos de difração dupla e produção exclusiva de dois fótons são os seguintes:

Colisões PbPb a $\sqrt{s} = 5.5$ TeV	LbL	Durham	DDP
Seção de choque total [nb]	18000.0	0.28	17.7
$m_X > 5$ GeV, $E_T(\gamma, \gamma) > 2$ GeV	187.0	0.006	17.7
$1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$	186.0	0.005	6.9
$p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV	139.0	0.005	0.1
$ \eta(\gamma, \gamma) < 2.5$ e 0 traços extras	139.0	0.003	0.0
Colisões PbPb a $\sqrt{s} = 10.6$ TeV	LbL	Durham	DDP
Seção de choque total [nb]	27000.0	0.57	22.3
$m_X > 5$ GeV, $E_T(\gamma, \gamma) > 2$ GeV	352.9	0.01	13.5
$1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$	352.8	0.01	0.1
$p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV	350.2	0.01	0.0
$ \eta(\gamma, \gamma) < 2.5$ e 0 traços extras	227.6	0.006	0.0
Colisões PbPb a $\sqrt{s} = 39$ TeV	LbL	Durham	DDP
Seção de choque total [nb]	52000.0	0.98	30.0
$m_X > 5$ GeV, $E_T(\gamma, \gamma) > 2$ GeV	844.0	0.02	13.0
$1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$	840.0	0.02	0.1
$p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV	836.0	0.02	0.0
$ \eta(\gamma, \gamma) < 2.5$ e 0 traços extras	431.0	0.009	0.0

Tabela 4.2 - Previsões para seção de choque de produção de dois fótons exclusiva central e por difração dupla após a inclusão dos cortes de exclusividade para um típico detector central.

Colisões PbPb a $\sqrt{s} = 5.5$ TeV	LbL	Durham	DDP
Seção de choque total [nb]	18000.0	0.28	17.7
$m_X > 1$ GeV, $p_T(\gamma, \gamma) > 0.2$ GeV	13559.0	0.24	17.6
$1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$	8834.0	0.09	0.2
$p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV	8826.0	0.08	0.0
$2.0 < \eta(\gamma, \gamma) < 4.5$ e 0 traços extras	616.0	0.006	0.0
Colisões PbPb a $\sqrt{s} = 10.6$ TeV	LbL	Durham	DDP
Seção de choque total [nb]	27000.0	0.57	22.3
$m_X > 1$ GeV, $p_T(\gamma, \gamma) > 0.2$ GeV	20372.9	0.49	22.0
$1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$	13958.5	0.2	0.3
$p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV	13949.0	0.2	0.0
$2.0 < \eta(\gamma, \gamma) < 4.5$ e 0 traços extras	1069.5	0.01	0.0
Colisões PbPb a $\sqrt{s} = 39$ TeV	LbL	Durham	DDP
Seção de choque total [nb]	52000.0	0.980	30.0
$m_X > 1$ GeV, $p_T(\gamma, \gamma) > 0.2$ GeV	38025.0	0.85	30.0
$1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$	28216.0	0.3	0.3
$p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV	28202.0	0.3	0.0
$2.0 < \eta(\gamma, \gamma) < 4.5$ e 0 traços extras	2229.0	0.03	0.0

Tabela 4.3 - Previsões para seção de choque de produção de dois fótons exclusiva central e por difração dupla após a inclusão dos cortes de exclusividade para um típico detector frontal.

- Detector central: Seleccionamos os eventos com $m_X > 5$ GeV e $E_T(\gamma_1, \gamma_2) > 2$ GeV, onde E_T é a energia transversa dos fótons. Além disso, impusemos um corte na acoplanaridade ($1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$) e momento transverso do sistema de dois fótons ($p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV). Finalmente, seleccionamos apenas eventos onde os fótons são produzidos no intervalo de rapidez $|\eta(\gamma^1, \gamma^2)| < 2.5$ com 0 traços extras.
- Detector frontal: Seleccionamos os eventos com $m_X > 1$ GeV e $p_T(\gamma_1, \gamma_2) > 0.2$ GeV, onde p_T é o momento transverso dos fótons. Além disso, impusemos um corte na acoplanaridade ($1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$) e momento transverso do sistema de dois fótons ($p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV). Finalmente, seleccionamos apenas os eventos onde os fótons são produzidos no intervalo de rapidez $2.0 < |\eta(\gamma^1, \gamma^2)| < 4.5$ com 0 traços extras com $p_T > 0.1$ GeV no intervalo de rapidez $-3.5 < \eta < -1.5$ e $p_T > 0.5$ GeV no intervalo $-8.0 < \eta < -5.5$.

O impacto de cada um desses cortes nos diferentes processos para as energias do LHC, HE – LHC e FCC é apresentado nas tabelas 4.2 e 4.3 para um detector central e frontal, respectivamente. Para a configuração de detector central, temos que o corte na massa invariante tem um grande impacto nos processos LbL e Durham. Este impacto é menor no caso do detector frontal, já que os eventos com pequena massa invariante são incluídos. As previsões para LbL e Durham não são muito modificadas pela inclusão de outros cortes, exceto pelo corte na rapidez para um detector frontal, que suprime a seção de choque por uma ordem de grandeza. Além disso, os resultados indicam que a inclusão de todos os cortes suprime a contribuição dos processos de difração dupla para a produção de dois fótons.

Particularmente, temos que a contribuição dos processos de dupla difração é completamente removida pelo corte em momento transverso do sistema de dois fótons ($p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV), antes de aplicar o corte exclusivo em traços extras que são esperados devido aos remanescentes do Pomeron. O impacto do corte em momento transverso é associado ao fato de na produção por difração dupla o momento transverso dos glúons dentro do Pomeron, que interagem para gerar os dois fótons, pode ser grande. Em contraste, na produção exclusiva, temos que o momento transverso típico do sistema de dois fótons é determinado pelo momento transferido no vértice Pomeron – núcleo. Como a seção de choque exclusiva tem um comportamento $e^{-\beta|t|}$, onde β é o parâmetro de inclinação associado, a distribuição em p_T decai exponencialmente para grande momento transverso. Assim, espera-se que a produção de pares de fótons com grande p_T seja dominado pelo meca-

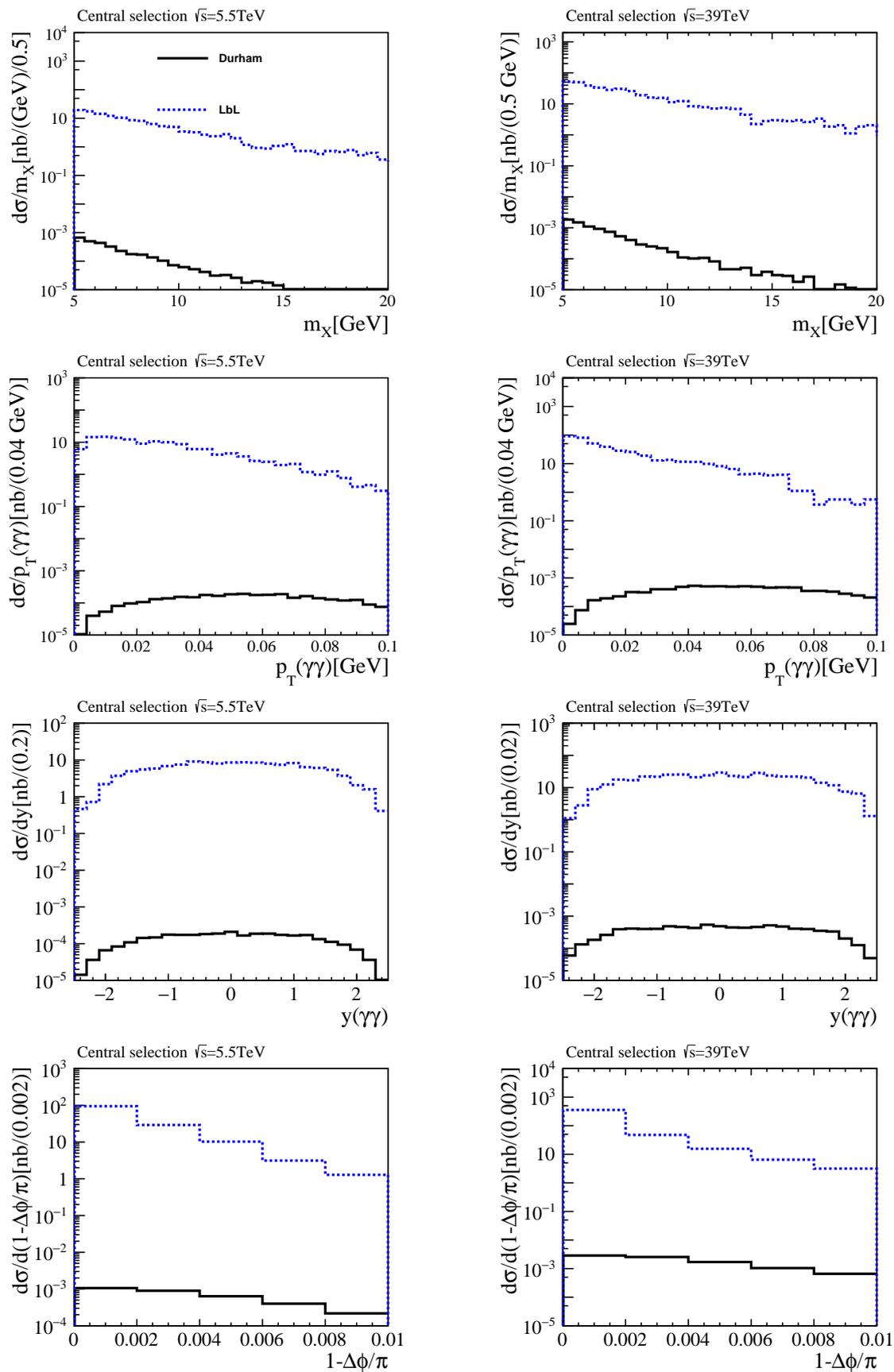


Figura 4.3 - Resultados para distribuições em massa invariante m_X , momento transverso $p_T(\gamma\gamma)$, rapidez $y(\gamma\gamma)$ e acoplanaridade considerando um detector central e colisões $PbPb$ no LHC (à esquerda) e FCC (à direita).

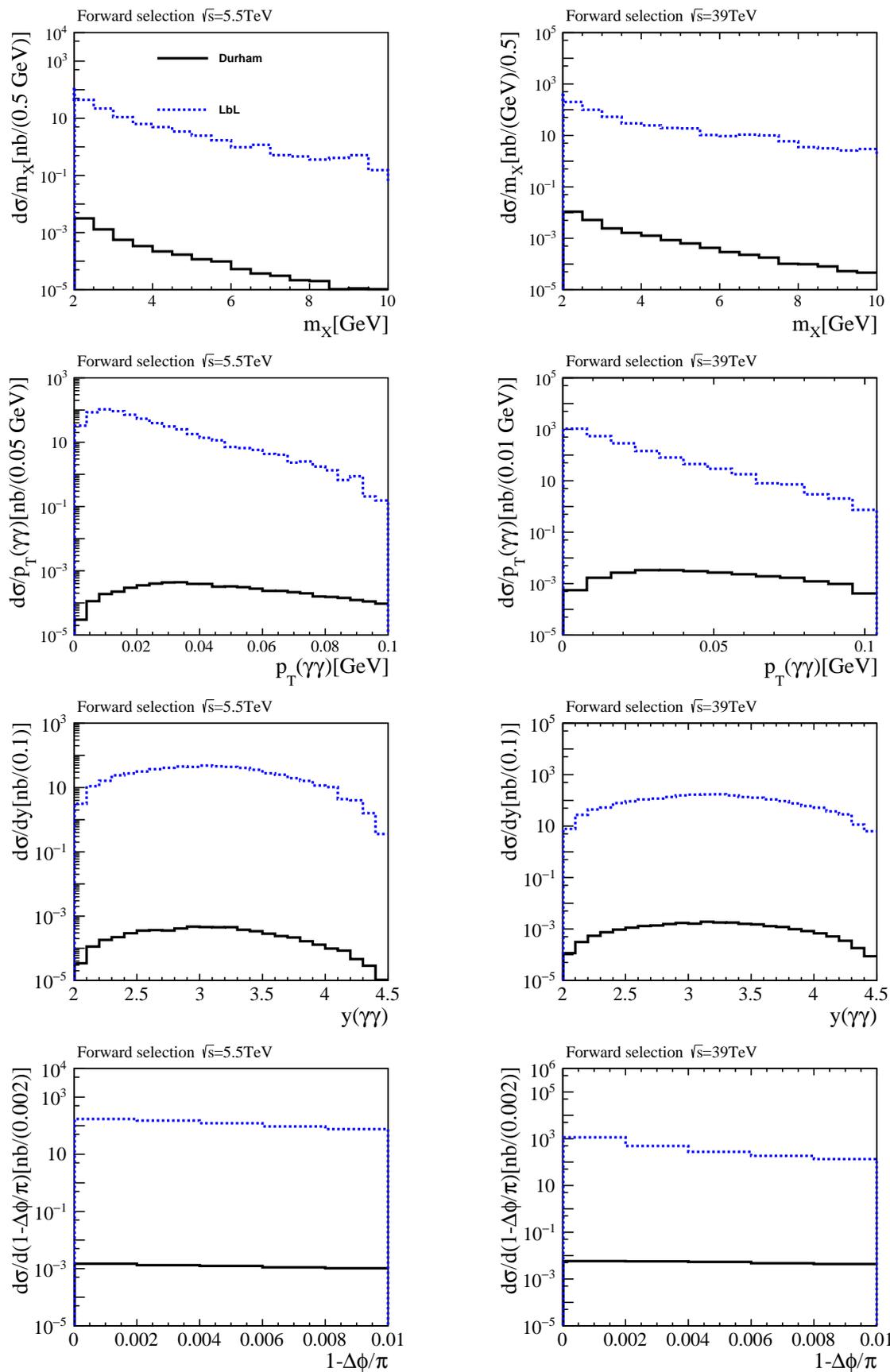


Figura 4.4 - Resultados para distribuições em massa invariante m_X , momento transverso $p_T(\gamma\gamma)$, rapidez $y(\gamma\gamma)$ e acoplanaridade considerando um detector frontal e colisões $PbPb$ no LHC (à esquerda) e FCC (à direita).

nismo difrativo. Por outro lado, se apenas eventos com $p_T \leq 0.1$ GeV são selecionados, os pares de fótons observados serão principalmente produzidos por processo exclusivo.

Finalmente, previmos que a contribuição do modelo Durham para a produção exclusiva de $\gamma\gamma$ é cinco ordens de grandeza inferior à do processo LbL. Este resultado implica que o processo LbL deve ser estudado no futuro run do LHC, assim como nos futuros HE – LHC e FCC, em um ambiente limpo e de background reduzido, o que permitirá uma busca detalhada por uma Física Além do Modelo Padrão utilizando este estado final.

Na Fig. 4.3 apresentamos nossas previsões para as distribuições em a massa invariante m_X , momento transversal $p_T(\gamma\gamma)$, rapidez $y(\gamma\gamma)$ e acoplanaridade considerando um detector central e colisões $PbPb$ no LHC (à esquerda) e FCC (à direita). Temos que o processo Durham torna-se competitivo apenas para um sistema de dois fótons com grande momento transversal. Resultados similares, porém com uma normalização diferente, são obtidos para um detector frontal, como podemos ver na Fig. 4.4.

4.4 Conclusões

A alta luminosidade fóton – fóton presente em colisões ultraperiféricas de íons pesados torna possível a análise experimental de diferentes estados finais que podem ser utilizados para algumas das mais importantes propriedades do Modelo Padrão, bem como a busca por Física Além do Modelo Padrão. Um dos estados finais mais interessantes é o sistema de dois fótons, que pode ser produzido por interações induzidas por fótons ou glúons.

Embora os subprocessos elementares $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ e $gg \rightarrow \gamma\gamma$ tenham uma seção de choque muito reduzida, as seções de choque $PbPb$ associadas tornam-se mensuráveis graças ao grande número de fótons e glúons no estado inicial. Neste capítulo, estimamos a contribuição do espalhamento em processos LbL, Durham e Difração Dupla para a produção de dois fótons. Os cortes típicos usados para selecionar eventos exclusivos foram levados em consideração, bem como a aceitação dos detectores do LHC. Em particular, uma análise detalhada da produção de dois fótons na faixa cinemática medida pelo detector LHCb foi feita pela primeira vez.

Além disso, apresentamos previsões para a produção de dois fótons em colisões $PbPb$ para as energias dos futuros High Energy – LHC e FCC. Nossos resultados demonstraram que a contribuição dos processos induzidos por glúons podem ser fortemente suprimidos por cortes de exclusividade. Conseqüentemente, futuras análises experimentais da produção de dois fótons permitirá um estudo preciso do processo LbL, bem como a busca por Nova Física utilizando este estado final.

5 PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS TIPO AXION

5.1 Introdução

Nos últimos anos, tem havido um interesse crescente na procura por partículas tipo axion (ALP, *Axionlike Particles*) em colisões e^+e^- , ep , νp , pp , pA e AA , bem como em experimentos com LASER ([64, 65, 89–96]), motivadas principalmente pela ocorrência de tais partículas ser prevista em muitas extensões do Modelo Padrão (MP).

Em particular, os autores da Ref. [64] demonstraram que uma nova região do espaço de fase pode ser mapeada através de colisões ultraperiféricas de íons pesados, por conta da alta luminosidade $\gamma\gamma$ presente neste tipo de colisão. Na Figura 5.1, são mostradas as regiões do espaço de fase definido pela massa da ALP, m_a , e por seu acoplamento, $g_a = 1/\Lambda$, já mapeadas por diferentes experimentos, bem como aquelas possíveis de serem mapeadas por UPHIC no LHC, com luminosidade de 1 nb^{-1} e 10 nb^{-1} [64]. Nossa motivação é investigar a contribuição de outros processos de *background* que possam mascarar este processo, e também investigar, pela primeira vez, a possibilidade de buscar ALP em regiões do espaço de fase com massa inferior a 5 GeV .

ALP são bósons pseudo – Nambu – Goldstone, que surgem em modelos com quebra espontânea de simetria global, e espera-se que sejam caracterizadas por uma massa pequena em comparação com a escala da quebra espontânea e por acoplamentos com as partículas do MP que são, pelo menos, suprimidos pelo inverso da mesma escala. Dependendo da massa da ALP e da estrutura de acoplamento, elas podem ser produzidas em colisores e decair em fótons, léptons carregados, hádrons leves ou jatos, que podem ser detectados. Em nossa análise, estamos particularmente interessados no acoplamento de ALPs pseudoescalares a em fótons, o que é descrito por um Lagrangiano na forma

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial^\mu a\partial_\mu a - \frac{1}{2}m_a^2 a^2 - \frac{1}{4}g_a a F^{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu}, \quad (5.1)$$

onde m_a é a massa da ALP, g_a é a constante de acoplamento e $\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}F_{\alpha\beta}$. Por consequência, a ALP pode ser produzida pela fusão $\gamma - \gamma$ e pode decair em um sistema de dois fótons. Na Ref. [64] os autores propõem buscar por ALPs em colisões ultraperiféricas de íons pesados (ver também Ref. [65]), que são caracterizadas por um parâmetro de impacto b maior do que a soma dos raios dos núcleos colidindo [2, 10–17] e por uma luminosidade fóton – fóton que cresce com Z^4 , onde Z é o número de prótons no núcleo.

A produção de ALPs em colisões ultraperiféricas de íons pesados é representada na Fig. 5.2 e a seção de choque associada pode ser derivada utilizando a aproximação de fóton equivalente [69]. Nesta abordagem, podemos associar ao núcleo incidente um espectro do

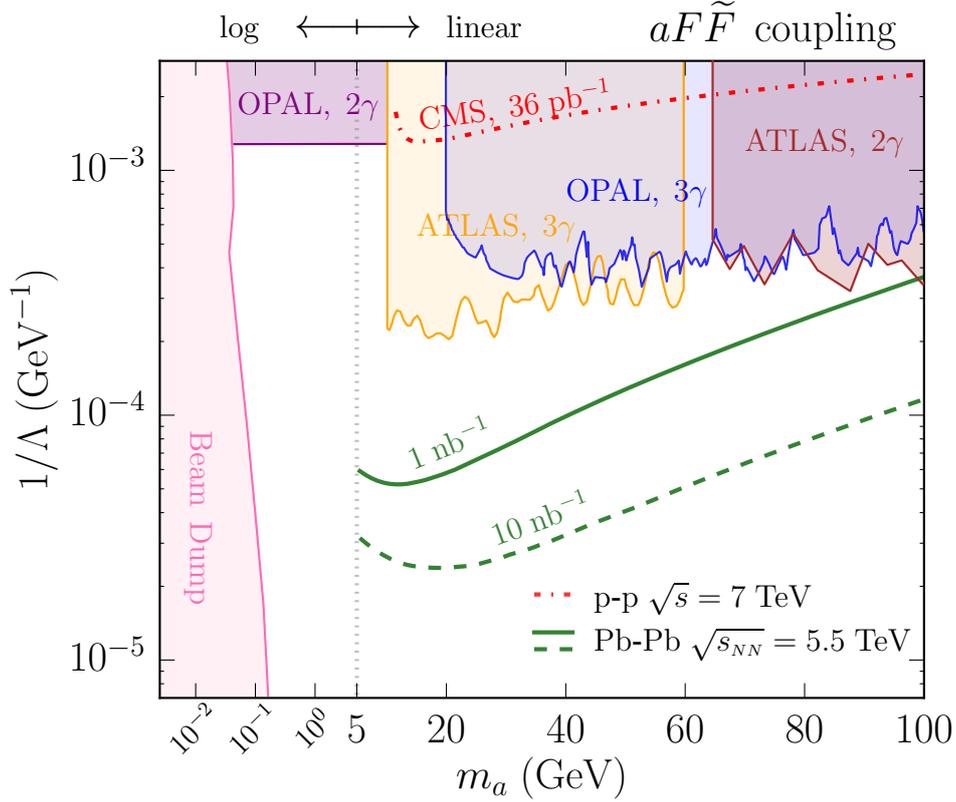


Figura 5.1 - Sensibilidade esperada para busca por ALP em colisões ultraperiféricas de íons pesados no LHC (linhas verdes para diferentes luminosidades) [64].

fóton equivalente $N(\omega_i, \mathbf{r}_i)$, que permite estimar o número de fótons com energia ω_i em uma distância transversa \mathbf{r}_i do centro do núcleo, definida no plano transversal à trajetória, que é determinada pelo fator de forma de carga do núcleo.

Conseqüentemente, a seção de choque total pode ser fatorizada em termos do espectro do fóton equivalente do núcleo incidente e da seção de choque elementar para o processo $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$ como

$$\sigma(PbPb \rightarrow Pb \otimes \gamma\gamma \otimes Pb; s) = \int d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2 dW dy \frac{W}{2} \hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma; W) \cdot N(\omega_1, \mathbf{r}_1) N(\omega_2, \mathbf{r}_2) S_{abs}^2(\mathbf{b}), \quad (5.2)$$

onde \sqrt{s} é a energia do centro de massa da colisão $PbPb$, \otimes caracteriza uma lacuna de rapidez no estado final, $W = \sqrt{4\omega_1\omega_2} = m_X$ é a massa invariante do sistema $\gamma\gamma$ e y a sua rapidez.

Além disso, para excluir a sobreposição entre os núcleos incidentes e assegurar a dominância da interação eletromagnética, é útil incluir na Eq.(5.2) o fator de absorção

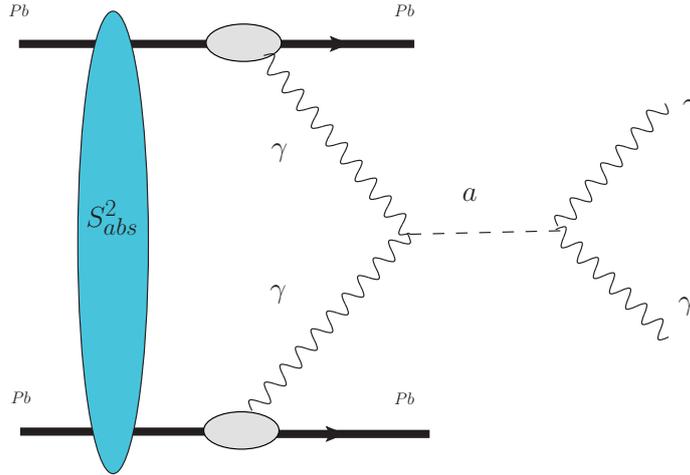


Figura 5.2 - Produção de dois fótons em colisões $PbPb$ pelo subprocesso $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$.

$S_{abs}^2(\mathbf{b})$, que depende do parâmetro de impacto \mathbf{b} da colisão $PbPb$.

Uma das principais vantagens de buscar ALP em colisões ultraperiféricas de íons pesados é que o resultado final é bastante limpo, consistindo no sistema de dois fótons, dois núcleos intactos e duas lacunas de rapidez, ou seja, regiões vazias na pseudorapidez que ficam entre os núcleos intactos, de saída frontal, e o sistema $\gamma\gamma$.

Porém, para medir a ALP no canal $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$, é fundamental separar os eventos associados daqueles gerados por espalhamento Luz-por-Luz (LbL, Light-by-Light), no qual o par de fótons do estado final é criado pelo subprocesso elementar elástico $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, representado na Fig. 4.1 (a). Como demonstrado no Cap. 4, onde a produção de dois fótons por processos LbL, Durham e duplo difrativo foram estimados, o processo LbL domina a produção de dois fótons para pequena massa invariante quando os cortes exclusivos (vide abaixo) são considerados. É importante salientar que ALPs também podem ser produzidas através do subprocesso $gg \rightarrow a$. Entretanto, como demonstrado recentemente na Ref. [97], este canal é subdominante em colisões $PbPb$ ultraperiféricas.

Temos dois objetivos neste capítulo. Primeiro, apresentar uma análise detalhada da produção de ALP no intervalo cinemático observado no detector LHCb, que espera-se ser capaz de medir ALPs com menor massa invariante do que os detectores centrais. Segundo, apresentar previsões para a produção de ALP em colisões $PbPb$ para as energias do HE-LHC ($\sqrt{s} = 10.6$ TeV) [3] e do FCC ($\sqrt{s} = 39$ TeV) [4] considerando as configurações típicas de detectores central e frontal e cortes similares aos utilizados no LHC. Em nossa análise do sinal e do background LbL nós utilizamos o gerador de eventos Monte Carlo SUPERCHIC3 [72], que foi recentemente generalizado para tratar colisões ion-ion.

Nas próximas seções, apresentamos nossos resultados para a produção de ALP no LHC, HE – LHC e FCC, com previsões para a seção de choque e suas distribuições em massa invariante, rapidez, momento transverso e acoplanaridade. O impacto dos cortes é discutido e apresentamos previsões para detectores típicos central e frontal.

5.2 Resultados

De acordo com Ref. [72], assumimos que o espectro do fóton pode ser expresso em termos do fator de forma elétrico e que as correções de absorção $S_{abs}^2(\mathbf{b})$ para interações $\gamma\gamma$ podem ser estimadas levando em consideração os múltiplos espalhamentos entre os núcleons dos núcleos incidentes, o que permite calcular a probabilidade sem nenhum outro reespalhamento íon – íon com diferentes parâmetros de impacto. Para o background associado ao espalhamento LbL, a seção de choque elementar $\hat{\sigma}(\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma)$ foi calculada considerando as contribuições de laço de férmions, bem como a contribuição dos bósons W .

Além disso, também vamos apresentar as previsões para os backgrounds associados à produção de dois fótons produzidos por processos Durham e dupla difração (DDP), discutidos no Cap. 4, que são aqui complementados pela inclusão de novos cortes na massa invariante do sistema de dois fótons. Por outro lado, o sinal associado à produção de ALP será calculado da forma implementada no gerador de eventos SuperChic3 [72], onde a seção de choque $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$ é estimada assumindo que o ALP é uma estreita ressonância com massa m_a que acopla com o sistema $\gamma\gamma$ com intensidade g_a .

Agora vamos apresentar nossos resultados para a produção de ALP em colisões $PbPb$ a $\sqrt{s} = 5.5$, $\sqrt{s} = 10.6$ e $\sqrt{s} = 39TeV$. Em nossa análise foi utilizado o gerador de eventos Monte Carlo SUPERCHIC3 [72] para estimar o processo representado na Figs. 5.2, comparando os resultados com aqueles exibidos no Cap. 4. Iremos considerar as seguintes combinações representativas de massa do axion e acoplamento: $(m_a; g_a) = (3.0; 1.0 \times 10^{-3})$, $(5.0; 2.0 \times 10^{-4})$, $(15.0; 0.06 \times 10^{-4})$ e $(40.0; 1.3 \times 10^{-4})$, respectivamente em $(GeV; GeV^{-1})$.

Inicialmente, apresentamos na tabela 5.1 os resultados para as seções de choque da ALP obtidas em nível de gerador, sem a inclusão de nenhum tipo de seleção nos eventos. Temos que a seção de choque é maior para massas menores e energias mais altas, ficando na ordem de μb a $m_X = 3.0$ GeV e energia do FCC. Como comparação, temos que as seções de choque para LbL a $\sqrt{s} = 5.5/10.6/39$ TeV são $1.8/2.7/5.2 \times 10^4$ nb, respectivamente. Portanto, os resultados indicam que a seção de choque da ALP pode ser de mesma ordem da obtida em LbL em pequena m_a e não é desprezível para massas mais altas.

Subprocesso	\sqrt{s} (TeV)	$\sigma[Pb Pb \rightarrow Pb + \gamma\gamma + Pb]$		
		Massa da ALP (GeV)	Acoplamento (GeV ⁻¹)	SUPERCHIC3
$\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$	5.5	3	1.0×10^{-3}	1.3×10^4 nb
	10.6			2.1×10^4 nb
	39			4.3×10^4 nb
	5.5	5	2.0×10^{-4}	363.0 nb
	10.6			587.4 nb
	39			1300.0 nb
	5.5	15	0.06×10^{-3}	11.0 nb
	10.6			21.7 nb
	39			61.0 nb
	5.5	40	1.3×10^{-4}	13.0 nb
	10.6			35.1 nb
	39			140.0 nb

Tabela 5.1 - Previsões para as seções de choque da ALP considerando colisões $PbPb$ a $\sqrt{s} = 5.5, 10.6$ e $39TeV$ e quatro diferentes combinações de valores para massa da ALP m_a e acoplamento g_a .

Na Fig. 5.3 apresentamos nossas previsões para as distribuições em massa invariante e rapidez do sistema de dois fótons, derivada no nível de gerador considerando duas possíveis massas de axion para colisões $PbPb$ para energias do LHC (à esquerda) e do FCC (à direita). As previsões para a produção de dois fótons pelos processos Durham e dupla difração, obtidos levando em consideração as correções de sobrevivência suave conforme derivado na Ref. [39], são apresentadas para comparação. Como já discutido no Cap. 4, estes dois processos são menos importantes em comparação com o LbL na região cinemática considerada.

Como esperado para uma ressonância, a produção de ALP implica um pico na distribuição em massa invariante. Além disso, temos que para a produção de ALP com massa pequena ($m_a = 3.0$ GeV), as distribuições em rapidez para as energias do LHC e do FCC são muito similares às do processo LbL. Por outro lado, para $m_a = 15$ GeV, as distribuições são bastante suprimidas e tornam-se similares às previsões para processos Durham e dupla difração, o que implica que a inclusão de cortes adicionais é importante para separar os eventos ALP.

Para obter estimativas realistas para a produção de ALP em colisões $PbPb$, que possam ser comparadas com futuros dados experimentais, foram incluídas em nossa análise dados os cortes experimentais esperados para a próxima run do LHC e nos futuros HE –

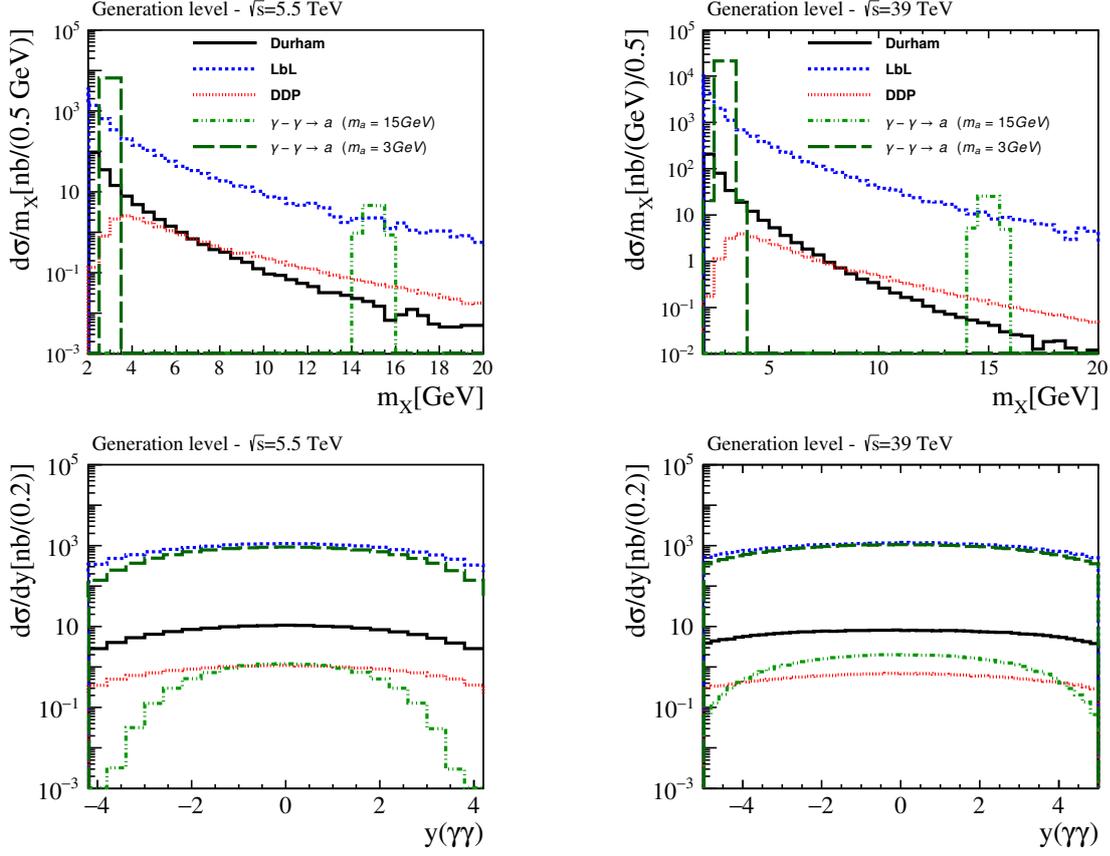


Figura 5.3 - Seções de choque diferenciais em função da massa invariante m_X e rapidez $y(\gamma\gamma)$ do sistema de dois fótons em colisões $PbPb$ para as energia do LHC (à esquerda) e do FCC (à direita). Resultados em nível de gerador, sem a inclusão de cortes experimentais.

LHC e FCC. Como no capítulo anterior, nós consideramos duas diferentes configurações de cortes: uma para detectores centrais típicos, como ATLAS e CMS, e outra para um detector frontal, como no LHCb. Os critérios de seleção implementados na análise foram os seguintes:

- Detector central: Foram selecionados os eventos com $m_X > 5 \text{ GeV}$ e $E_T(\gamma_1, \gamma_2) > 2 \text{ GeV}$, onde E_T é a energia transversa dos fótons. Além disso, impusemos um corte na acoplanaridade ($1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$) e no momento transverso do sistema de dois fótons ($p_T(\gamma\gamma) < 0.1 \text{ GeV}$). Finalmente, selecionamos apenas eventos nos quais os fótons são produzidos no intervalo de rapidez $|\eta(\gamma^1, \gamma^2)| < 2.5$ com 0 traços extras.
- Detector frontal: Selecionamos eventos com $m_X > 1 \text{ GeV}$ e $p_T(\gamma_1, \gamma_2) > 0.2 \text{ GeV}$, onde p_T é o momento transverso dos fótons. Além disso, foi imposto um corte na acoplanaridade ($1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$) e no momento transverso do sistema de dois fótons ($p_T(\gamma\gamma) < 0.1 \text{ GeV}$). Finalmente, selecionamos apenas eventos onde

<i>PbPb</i> a $\sqrt{s_{nn}} = 5.5$ TeV	LbL	Durham	DDP	$m_a = 15$ GeV	$m_a = 40$ GeV
Seção de choque total [nb]	18000.0	167.0	17.7	11.0	13.0
$m_X > 5$ GeV, $E_T(\gamma, \gamma) > 2$ GeV	187.0	3.6	17.7	11.0	13.0
$1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$	186.0	3.1	6.9	11.0	13.0
$p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV	139.0	2.8	0.1	11.0	13.0
$ \eta(\gamma, \gamma) < 2.5$	139	1.9	0.0	10.5	12.5
$13 < m(\gamma\gamma) < 17$	7.3	0.1	0.0	8.6	-
$38 < m(\gamma\gamma) < 42$	0.5	0.0	0.0	-	11.5
<i>PbPb</i> a $\sqrt{s_{nn}} = 10.6$ TeV	LbL	Durham	DDP	$m_a = 15$ GeV	$m_a = 40$ GeV
Seção de choque total [nb]	27000.0	333.2	33.0	21.7	35.1
$m_X > 5$ GeV, $E_T(\gamma, \gamma) > 2$ GeV	352.9	7.6	13.5	20.9	35.0
$1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$	352.8	6.7	0.1	20.9	35.0
$p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV	350.2	5.8	0.0	20.7	34.4
$ \eta(\gamma, \gamma) < 2.5$	227.6	3.6	0.0	15.1	28.8
$13 < m(\gamma\gamma) < 17$	20.0	3.6	0.0	15.1	-
$38 < m(\gamma\gamma) < 42$	0.0	0.0	0.0	-	28.8
<i>PbPb</i> a $\sqrt{s_{nn}} = 39$ TeV	LbL	Durham	DDP	$m_a = 15$ GeV	$m_a = 40$ GeV
Seção de choque total [nb]	52000.0	380	30.0	61.0	140.0
$m_X > 5$ GeV, $E_T(\gamma, \gamma) > 2$ GeV	844.0	9.2	13.0	58.8	140.0
$1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$	840.0	8.0	0.1	58.8	139.0
$p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV	836.0	7.0	0.0	58.0	139.0
$ \eta(\gamma, \gamma) < 2.5$	431.0	3.4	0.0	33.7	93.0
$13 < m(\gamma\gamma) < 17$	27.8	0.1	0.0	33.7	-
$38 < m(\gamma\gamma) < 42$	1.5	0.0	0.0	-	93.0

Tabela 5.2 - Previsões para as seções de choque associadas a processos ALP, LbL, Durham e produção por dupla difração (DDP) após a inclusão dos cortes exclusivos para um detector central típico.

os fótons são produzidos no intervalo de rapidez $2.0 < |\eta(\gamma^1, \gamma^2)| < 4.5$ com 0 traços extras com $p_T > 0.1$ GeV no intervalo de rapidez $-3.5 < \eta < -1.5$ e $p_T > 0.5$ GeV no intervalo $-8.0 < \eta < -5.5$. Este conjunto de cortes é considerado de forma a analisar a possibilidade de estudar a produção de ALPs com massa no intervalo $1 \leq m_X \leq 5$ GeV, que não podem ser atualmente alcançados por detectores centrais.

Nossas previsões para as configurações central e frontal são apresentadas nas Tabelas 5.2 e 5.3, respectivamente. A inclusão de cortes exclusivos reduz fortemente o background, com a contribuição DDP sendo totalmente eliminada e o processo Durham sendo da ordem de 2 %. Para um detector central, temos que a seleção na massa invariante na região em torno da massa da ALP implica que o background LbL torna-se da mesma ordem ou menor que o sinal ALP.

<i>PbPb</i> a $\sqrt{s_{nn}} = 5.5$ TeV		LbL	Durham	DDP	$m_a = 3$ GeV	$m_a = 5$ GeV	$m_a = 15$ GeV	$m_a = 40$ GeV
Seção de choque total [nb]		18000.0	167.0	17.7	13000.0	363.0	11.0	13.0
$m_X > 1$ GeV, $p_T(\gamma\gamma) > 0.2$ GeV		13559.0	142.0	17.6	12873.0	360.0	11.0	13.0
$1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$		8834.0	51.0	0.2	11033.0	335.0	11.0	13.0
$p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV		8826.0	47.0	0.0	11019.0	334.7	10.8	13.0
$2.0 < \eta(\gamma\gamma) < 4.5$		616.0	3.7	0.0	974.0	23.4	0.2	0.02
$2 < m(\gamma\gamma) < 4$		83.7	3.2	0.0	974.0	-	-	-
$5 < m(\gamma\gamma) < 7$		32.0	1.0	0.0	-	23.4	-	-
$13 < m(\gamma\gamma) < 17$		0.0	0.0	0.0	-	-	0.2	-
$38 < m(\gamma\gamma) < 42$		0.0	0.0	0.0	-	-	-	0.02
<i>PbPb</i> a $\sqrt{s_{nn}} = 10.6$ TeV		LbL	Durham	DDP	$m_a = 3$ GeV	$m_a = 5$ GeV	$m_a = 15$ GeV	$m_a = 40$ GeV
Seção de choque total [nb]		27000.0	333.2	33.0	21000.0	587.4	21.7	35.1
$m_X > 1$ GeV, $p_T(\gamma\gamma) > 0.2$ GeV		20372.9	284.6	33.0	20793.3	585.2	21.7	35.1
$1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$		13958.5	103.2	0.3	18190.3	554.8	21.6	35.1
$p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV		13949.0	95.1	0.0	18171.6	553.7	21.4	34.6
$2.0 < \eta(\gamma\gamma) < 4.5$		1069.5	8.3	0.0	1904.6	52.1	1.0	0.4
$2 < m(\gamma\gamma) < 4$		159.3	7.1	0.0	1904.6	-	-	-
$5 < m(\gamma\gamma) < 7$		69.1	2.3	0.0	-	52.1	-	-
$13 < m(\gamma\gamma) < 17$		0.8	0.0	0.0	-	-	1.0	-
$38 < m(\gamma\gamma) < 42$		0.0	0.0	0.0	-	-	-	0.4
<i>PbPb</i> a $\sqrt{s_{nn}} = 39$ TeV		LbL	Durham	DDP	$m_a = 3$ GeV	$m_a = 5$ GeV	$m_a = 15$ GeV	$m_a = 40$ GeV
Seção de choque total [nb]		52000.0	380.0	30.0	43000.0	1300.0	61.0	140.0
$m_X > 1$ GeV, $p_T(\gamma\gamma) > 0.2$ GeV		38025.0	325.0	30.0	42587.0	1295.0	61.0	140.0
$1 - (\Delta\phi/\pi) < 0.01$		28216.0	118.0	0.3	38320.0	1243.0	61.0	140.0
$p_T(\gamma\gamma) < 0.1$ GeV		28202.0	109.0	0.0	38290.0	1241.0	60.0	139.0
$2.0 < \eta(\gamma\gamma) < 4.5$		2229.0	10.0	0.0	4377.0	139.0	5.8	8.7
$2 < m(\gamma\gamma) < 4$		383.0	7.7	0.0	4377.0	-	-	-
$5 < m(\gamma\gamma) < 7$		176.0	3.0	0.0	-	139.0	-	-
$13 < m(\gamma\gamma) < 17$		4.5	0.0	0.0	-	-	5.8	-
$38 < m(\gamma\gamma) < 42$		0.2	0.0	0.0	-	-	-	8.7

Tabela 5.3 - Previsões para as seções de choque associadas a processos ALP, LbL, Durham e produção por dupla difração (DDP) após a inclusão dos cortes exclusivos para um detector frontal típico.

Por outro lado, os resultados apresentados na tabela 5.3 para um detector frontal indicam que o ideal é medir ALP com massa pequena. Considerando as luminosidades esperadas para a próxima run do LHC e futuros colisores, que são de 10 nb^{-1} e 110 nb^{-1} , o número associado de eventos ALP são, respectivamente, ≈ 19046 e 481470 , para $m_a = 3.0$ GeV. Também, levando em consideração a luminosidade integrada alcançada pelo LHC em 2018, $210 \mu\text{b}^{-1}$, os valores de significância obtidos para $\sqrt{s} = 5.5, 10.6$ e 39 TeV são $\approx 48, 68$ e 102 , respectivamente. As luminosidades esperadas para $\sqrt{s} = 10.6$ e 39 TeV relativas a 5σ são $0.1 \mu\text{b}^{-1}$ e $0.004 \mu\text{b}^{-1}$. Tais resultados demonstram a potencialidade do detector LHCb em restringir as principais propriedades da ALP.

Na Fig. 5.4 apresentamos nossas previsões para as distribuições em massa invariante m_X , momento transversal $p_T(\gamma\gamma)$, rapidez $y(\gamma\gamma)$ e acoplanaridade considerando um detector central, $m_a = 15$ GeV, os cortes exclusivos discutidos anteriormente e colisões *PbPb* no LHC (à esquerda) e FCC (à direita). Estes resultados foram derivados antes da seleção na massa invariante do sistema de dois fótons. A contribuição do processo Durham é, em geral, desprezível, tornando-se competitiva apenas para um par de fótons de grande momento transversal. As previsões para um background LbL são aproximadamente uma ordem de magnitude maiores do que o sinal ALP, mas o formato das distribuições em

$p_T(\gamma\gamma)$, $y(\gamma\gamma)$ e acoplanaridade são semelhantes. Por outro lado, para um detector frontal e assumindo que $m_a = 3.0$ GeV, os resultados apresentados na Fig. 5.5 indicam que as previsões em LbL e ALP para as distribuições são muito similares, sendo a de ALP ligeiramente maior.

5.3 Conclusões

A alta luminosidade fóton – fóton presente em colisões ultraperiféricas de íons pesados torna possível a procura por Nova Física em interações induzidas por fótons. Um dos estados finais mais interessantes é o sistema de dois fótons com pequena massa invariante, que é produzido predominantemente por espalhamento Luz–por-Luz (LbL) e pode também ser gerado por uma ressonância ALP no canal s . Neste capítulo, fizemos um estudo exploratório da produção de ALPs em colisões $PbPb$ nas energias do LHC, do HE – LHC e do FCC, considerando quatro combinações para a massa das ALPs e acoplamento e levando em conta a aceitação dos detectores do LHC.

Em particular, uma análise detalhada da produção de ALP na faixa cinemática detectada pelo detector LHCb foi feita pela primeira vez. Os resultados demonstram que o background LbL pode ser fortemente reduzido pelos cortes exclusivos e que o sinal ALP é dominante em um detector frontal. Conseqüentemente, uma futura análise experimental do estado final do sistema de dois fótons é uma observação promissora para verificar a existência de partículas tipo axion e suas propriedades.

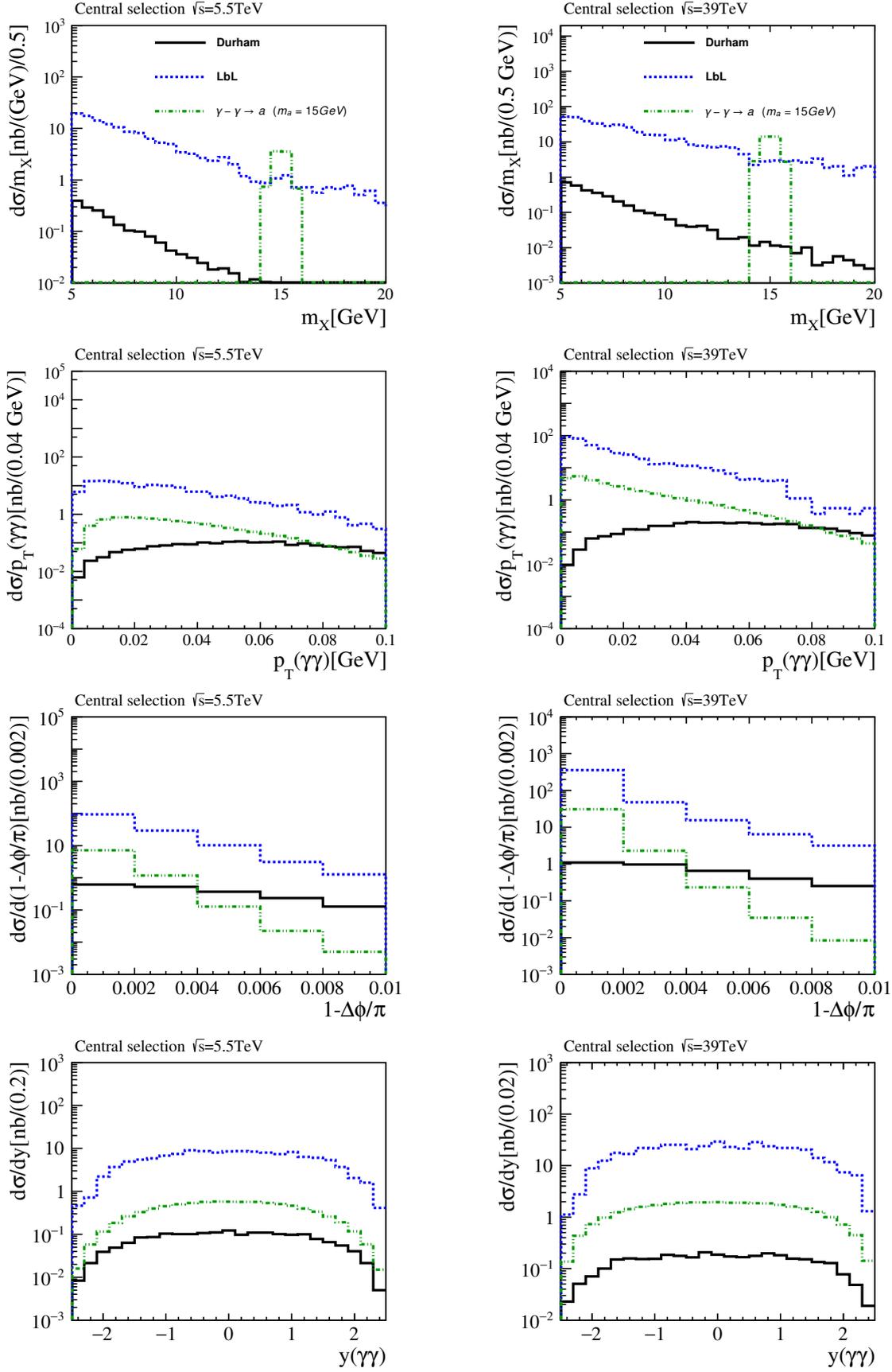


Figura 5.4 - Seção de choque diferencial do sistema de dois fótons para massa invariante m_X , momento transversal $p_T(\gamma\gamma)$, rapidez $y(\gamma\gamma)$ e acoplanaridade para as energias do LHC (à esquerda) e do FCC (à direita) considerando um detector central sem a inclusão de um corte na massa da ALP.

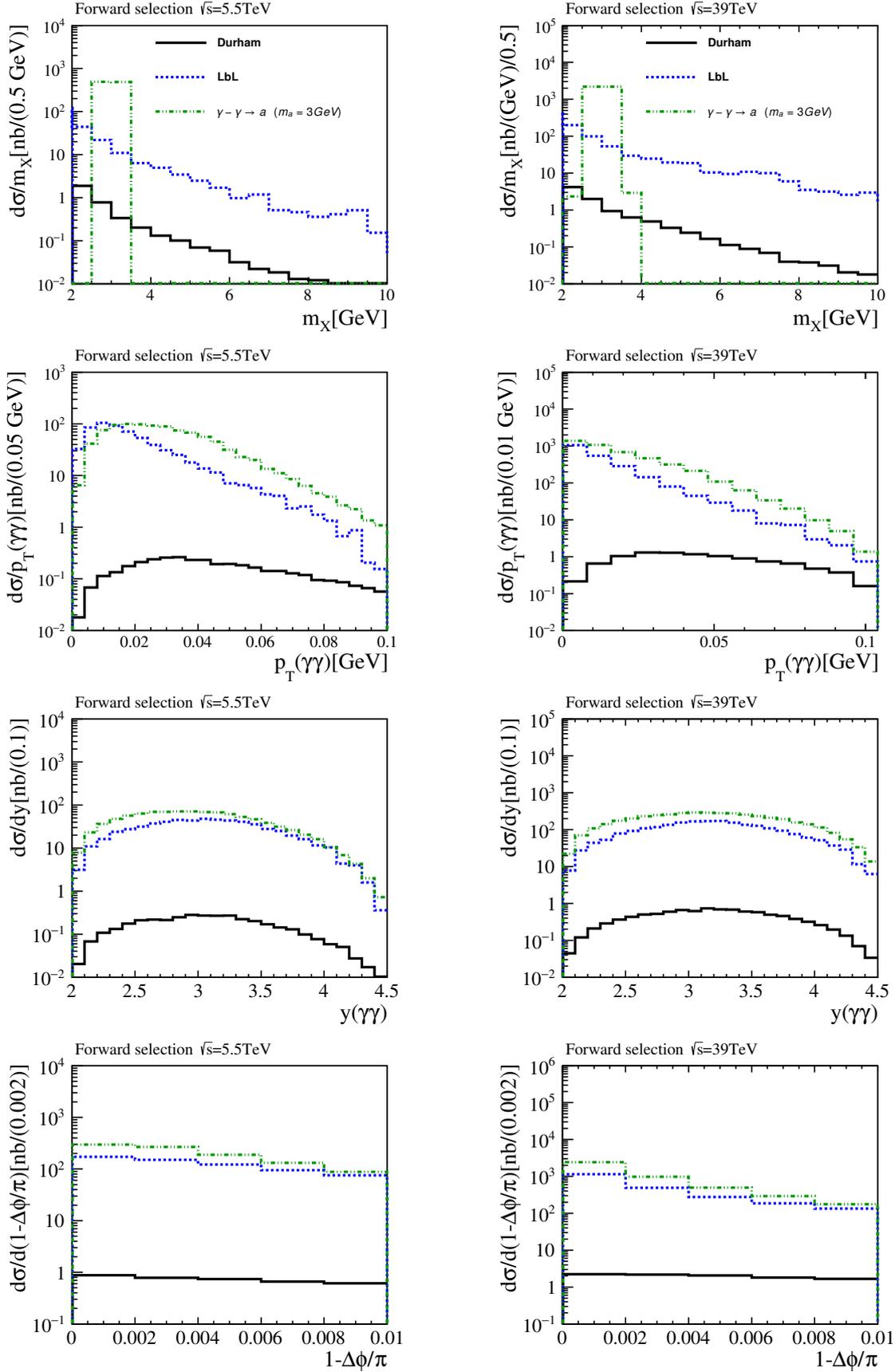


Figura 5.5 - Seção de choque diferencial do sistema de dois fótons para massa invariante m_X , momento transversal $p_T(\gamma\gamma)$, rapidez $y(\gamma\gamma)$ e acoplanaridade para as energias do LHC (à esquerda) e do FCC (à direita) considerando um detector frontal sem a inclusão de um corte na massa da ALP.

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho, estudamos a produção de bósons de calibre em processos induzidos por fótons e por Pomerons presentes em colisões hadrônicas que ocorrerão no LHC e no FCC. Nosso foco foi estimar a fotoprodução de bósons massivos em colisões pp , pPb e $PbPb$ e de dois fótons em colisões $PbPb$, visando determinar se estes estados finais podem ser usados para aprimorar nossa compreensão do Modelo Padrão, assim como para buscar encontrar sinais de Física Além do Modelo Padrão.

Primeiramente apresentamos as estimativas para as seções de choque totais e número esperado de eventos para a produção de bósons de calibre W^+ e Z^0 para um detector central ($|Y| \leq 2.0$, como nos detectores ATLAS e CMS) e frontal ($2.0 \leq Y \leq 4.5$, como no detector LHCb), para colisões pp , pPb e $PbPb$ com as energias características do LHC, HE – LHC e FCC.

As seções de choque para colisões pp são da ordem de pb, enquanto para colisões pPb ficam na ordem de nb e, em colisões $PbPb$, estão na ordem de μb . Os resultados obtidos deixam claro que o número de eventos é alto, principalmente para a produção de W^+ em rapidez central e energias do FCC, o que permitirá a busca por efeitos de pequena magnitude, como os associados à presença de acoplamentos anômalos entre os bósons de calibre.

Também examinamos as distribuições de rapidez e as seções de choque para intervalos de rapidez cobertos pelos detectores centrais e frontais, bem como o número de eventos esperado para cada caso. Os resultados indicam uma seção de choque, e portanto número de eventos, tipicamente 3 (ou mais) vezes maior nos detectores centrais do que nos detectores frontais, para colisões pp ou $PbPb$. Nas colisões pPb , esta diferença a favor do número de eventos detectados em detectores centrais é bem maior, sendo da ordem de 10^2 ou mais em certos casos. Nossos resultados indicam que a fotoprodução de bósons de calibre massivos poderá ser observada pela primeira vez em colisões induzidas por fótons no LHC.

Já no estudo da produção de pares de fótons em interações induzidas por fótons e Pomerons, nossas análises mostram que a seção de choque total do processo Luz-por-luz é bem maior do que a do processo de difração dupla (por um fator de 10^3) e do processo Durham (por um fator de 10^5), após a inclusão do fator de sobrevivência suave. Porém, para valores pequenos de massa invariante ($m < 4GeV$), as taxas de produção são similares para processos Durham e difração dupla.

Aplicando os cortes de exclusividade, tanto para detectores centrais quanto frontais, su-

prime os eventos gerados por processos Durham e DDP, sendo esta última totalmente removida pelo corte em momento transverso do par de fótons ($p_T(\gamma\gamma) < 0.1 \text{ GeV}$). Tais resultados indicam que o espalhamento Luz-por-Luz poderá ser investigado em detalhe no LHC, assim como nos futuros colisores.

Finalmente, no estudo da produção de estado final de dois fótons por meio do processo $\gamma\gamma \rightarrow a \rightarrow \gamma\gamma$ em colisões ultraperiféricas de íons pesados, mostramos que, uma vez aplicados os cortes exclusivos para um detector central, o processo LbL domina o ALP por uma ordem de grandeza. Já para um detector frontal, o background LbL é reduzido e o sinal ALP pode ser dominante para o caso de $m_a = 3.0 \text{ GeV}$. Com isso, uma futura análise experimental deste estado final no detector LHCb mostra-se como uma possibilidade viável de buscar sinais da existência de partículas tipo axion.

Como conclusão geral temos que os resultados apresentados nesta tese indicam que o estudo de processos induzidos por fótons em colisões hadrônicas permitirão uma análise precisa da produção de bósons de calibre massivos, ampliando os testes de Física predita pelo Modelo Padrão, assim como vincular possíveis cenários da Física Além do Modelo Padrão.

A perspectiva no estudos de produção de bósons de calibre W^+ e Z^0 é utilizar um gerador de Monte Carlo para expandir a análise, tratando de forma mais realística estes eventos. Isto permitirá predições mais realísticas da seção de choque associadas à Física do Modelo Padrão e análises de impacto de possíveis acoplamentos anômalos preditos por alguns modelos de Física Além do Modelo Padrão. Além disso, pretendemos ampliar a investigação da produção de ALPs em colisões ultraperiféricas, derivando os limites de exclusão possíveis de serem estabelecidos no LHC e em futuros colisores.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] BARONE, V.; PREDAZZI, E. **High-Energy Particle Diffraction**. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2002. (Texts and Monographs in Physics, v.565). ISBN 978-3-540-42107-8. 18
- [2] AKIBA, K. e. a. LHC forward physics working group. **Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics**, v. 43, p. 110201, november 2016. 18, 79
- [3] ABADA, A. e. a. F. c. HE–LHC: The High-Energy Large Hadron Collider Volume : Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 4. **The European Physical Journal Special Topics**, v. 228, p. 1109–1382, 2019. 18, 57, 59, 67, 81
- [4] _____. FCC-hh: The Hadron Collider : Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 3. **The European Physical Journal Special Topics**, v. 228, p. 755–1107, 2019. 18, 57, 59, 67, 81
- [5] COELHO, R.; GONCALVES, V. Photoproduction of massive gauge bosons in pp , pPb and $PbPb$ collisions. **Phys. Lett. B**, v. 806, p. 135498, february 2020. 18, 63
- [6] DYCK, R. V.; SCHWINBERG, P.; DEHMELT, H. New high precision comparison of electron and positron g factors. **Phys. Rev. Lett.**, v. 59, p. 26–29, november 1987. 18
- [7] BROWN, H. e. a. Precise measurement of the positive muon anomalous magnetic moment. **Phys. Rev. Lett.**, v. 86, p. 2227–2231, 2001. 18
- [8] AAD, G. e. a. Observation of light-by-light scattering in ultraperipheral Pb+Pb collisions with the ATLAS detector. **Phys. Rev. Lett.**, v. 123, p. 052001, 2019. 18, 65
- [9] SIRUNYAN, A. M. e. a. Evidence for light-by-light scattering and searches for axion-like particles in ultraperipheral PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. **Phys. Lett. B**, v. 797, p. 134826, 2019. 18, 65
- [10] BERTULANI, C. A.; BAUR, G. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions. **Physics Reports**, v. 163, p. 299–408, june 1988. 18, 45, 79
- [11] KRAUSS, F.; GREINER, M.; SOFF, G. Photon and gluon induced processes in relativistic heavy ion collisions. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, v. 39, p. 503–564, 1997. 18, 79
- [12] BAUR, G.; HENCKEN, K.; TRAUTMANN, D. Photon-photon physics in very peripheral collisions of relativistic heavy ions. **J. Phys. G**, v. 24, p. 1657–1692, april 1998. 18, 79

- [13] BAUR, G.; HENCKEN, K.; TRAUTMANN, D.; SADOVSKY, S.; KHARLOV, Y. Coherent gamma-gamma and gamma-a interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders. **Phys. Rept.**, v. 364, p. 359–450, 2002. 18, 79
- [14] BERTULANI, C.; KLEIN, S.; NYSTRAND, J. Physics of ultra-peripheral nuclear collisions. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 55, p. 271–310, february 2005. 18, 79
- [15] GONCALVES, V.; MACHADO, M. Vector meson production in ultraperipheral heavy ion collisions. **J. Phys. G**, v. 32, p. 295–308, june 2006. 18, 79
- [16] BALTZ, A. e. a. The physics of ultraperipheral collisions at the LHC. **Phys. Rept.**, v. 458, p. 1–171, june 2008. 18, 51, 57, 79
- [17] CONTRERAS, J.; TAKAKI, J. T. Ultra-peripheral heavy-ion collisions at the LHC. **Int. J. Mod. Phys. A**, v. 30, p. 1542012, march 2015. 18, 79
- [18] D’ENTERRIA, D.; SILVEIRA, G. G. da. Observing light-by-light scattering at the large hadron collider. **Phys. Rev. Lett.**, v. 111, p. 080405, 2013. [Erratum: *Phys.Rev.Lett.* 116, 129901 (2016)]. 18, 65
- [19] KLUSEK-GAWENDA, M.; LEBIEDOWICZ, P.; SZCZUREK, A. Light-by-light scattering in ultraperipheral Pb-Pb collisions at energies available at the CERN large hadron collider. **Phys. Rev. C**, v. 93, n. 4, p. 044907, 2016. 18, 65
- [20] COELHO, R.; GONCALVES, V.; MARTINS, D.; RANGEL, M. Exclusive and diffractive $\gamma\gamma$ production in *PbPb* collisions at the LHC, HE-LHC and FCC. **Eur. Phys. J. C**, v. 80:5, p. 488, february 2020. 19, 65, 67
- [21] _____. Production of axionlike particles in *PbPb* collisions at the LHC, HE-LHC and FCC: A phenomenological analysis. **Phys. Lett. B**, v. 806, p. 135512, 2020. 19
- [22] WIKIPEDIA. 2020. Acessado em 15/07/2020. Disponível em: https://pt.wikipedia.org/wiki/Modelo_Padrao. 13, 23
- [23] THOMSON, M. **Modern particle physics**. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2013. 28, 46
- [24] BARONE, V.; PREDAZZI, E. **High-energy particle diffraction**. Germany: Springer, 2002. 30, 37
- [25] NEWMAN, P. Deep inelastic lepton-nucleon scattering at HERA. **International Journal of Modern Physics A**, v. 19, p. 1061–1073, August 2004. 13, 32, 33

- [26] BJORKEN, J. Rapidity gaps and jets as a new physics signature in very high-energy hadron hadron collisions. **Phys. Rev. D**, v. 47, p. 101–113, 1993. 32, 71
- [27] GRIBOV, V.; LIPATOV, L. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. **Sov. J. Nucl. Phys.**, v. 15, p. 438–450, 1972. 32
- [28] DOKSHITZER, Y. L. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. **Sov. Phys. JETP**, v. 46, p. 641–653, 1977. 32
- [29] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. **Nucl. Phys. B**, v. 126, p. 298, 1977. 32, 35
- [30] BALL, R. e. a. Parton distributions from high-precision collider data. **The European Physical Journal C**, v. 77, june 2017. 13, 36
- [31] DERRICK, M. et al. Observation of events with a large rapidity gap in deep inelastic scattering at HERA. **Phys. Lett. B**, v. 315, p. 481–493, 1993. 36
- [32] AHMED, T. et al. Deep inelastic scattering events with a large rapidity gap at HERA. **Nucl. Phys. B**, v. 429, p. 477–502, 1994. 36
- [33] REGGE, T. Introduction to complex orbital momenta. **Il Nuovo Cimento**, v. 14, p. 951–976, 1959. 36
- [34] INGELMAN, G.; SCHLEIN, P. Jet structure in high mass diffractive scattering. **Phys. Lett. B**, v. 152, p. 256–260, 1985. 38
- [35] GOHARIPOUR, M.; KHANPOUR, H.; GUZEY, V. First global next-to-leading order determination of diffractive parton distribution functions and their uncertainties within the xFitter framework. **European Physical Journal C**, v. 78, p. 309:1–309:20, April 2018. 13, 38, 39
- [36] DRELL, S. D.; YAN, T. M. Partons and their applications at high energies. **Annal of Physics**, v. 66, p. 578, 1971. 41
- [37] AFFOLDER, T. e. a. Diffractive dijets with a leading antiproton in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1800\text{GeV}$. **Physics Review Letters**, v. 84, p. 5043, 2000. 42
- [38] MULLER, B.; SCHRAMM, A. J. Higgs boson production in peripheral heavy ion collisions: Coherent double pomeron exchange. **Nucl. Phys. A**, v. 523, p. 677–693, 1991. 42, 71

- [39] BASSO, E.; GONCALVES, V.; KOHARA, A.; RANGEL, M. Photon and pomeron – induced production of dijets in pp , pa and aa collisions. **Eur. Phys. J. C**, v. 77, p. 600, may 2017. 42, 43, 71, 83
- [40] FERMI, E. On the Theory of the impact between atoms and electrically charged particles. **Z. Phys.**, v. 29, p. 315–327, 1924. 45
- [41] WEIZSACKER, C. von. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. **Z. Phys.**, v. 88, p. 612–625, 1934. 45
- [42] WILLIAMS, E. Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. **Phys. Rev.**, v. 45, p. 729–730, 1934. 45
- [43] AZEVEDO, C.; GONCALVES, V. P.; MOREIRA, B. Exclusive dilepton production in ultraperipheral $PbPb$ collisions at the LHC. **The European Physical Journal C**, v. 79, p. 432:1–432:7, May 2019. 46, 47, 68
- [44] DREES, M.; ZEPPEFELD, D. Production of supersymmetric particles in elastic ep collisions. **Phys. Rev. D**, v. 39, n. 9, p. 2536–2546, May 1989. 52, 53
- [45] KNIEHL, B. A. Elastic ep scattering and the weizsacker-williams approximation. **Physics Letters B**, v. 254, p. 267–273, October 1991. 53
- [46] ARBUZOV, A. Quantum Field Theory and the Electroweak Standard Model. **Proceedings of the 2015 European School of High-Energy Physics**, v. 4, p. 1–34, 2017. 13, 53, 54
- [47] FACINI, G. Exotic Run 2 Searches from ATLAS and CMS: Midterm Report. In: . Alemanha: DESY, 2018. 13, 55
- [48] SIKIVIE, P. Invisible Axion Search Methods. mar 2020. ArXiv:2003.02206. 55
- [49] ABEL, C.; ET al. Measurement of the permanent electric dipole moment of the neutron. **Phys. Rev. Lett.**, v. 124, p. 081803, Feb 2020. 55
- [50] PECCEI, R.; QUINN, H. R. CP Conservation in the Presence of Instantons. **Phys. Rev. Lett.**, v. 38, p. 1440–1443, 1977. 55
- [51] GRAHAM, P. W.; IRASTORZA, I. G.; LAMOREAUX, S. K.; LINDNER, A.; BIBBER, K. A. van. Experimental Searches for the Axion and Axion-Like Particles. **Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.**, v. 65, p. 485–514, 2015. 56
- [52] SVRCEK, P.; WITTEN, E. Axions In String Theory. **JHEP**, v. 06, p. 051, 2006. 56

- [53] ARIAS, P.; CADAMURO, D.; GOODSELL, M.; JAECKEL, J.; REDONDO, J.; RINGWALD, A. WISPy Cold Dark Matter. **JCAP**, v. 06, p. 013, 2012. 56
- [54] BAUR, U.; ZEPPENFELD, D. Measuring the $WW\gamma$ vertex in single W production at ep colliders. **Nuclear Physics B**, v. 325:2, p. 253–274, october 1989. 58
- [55] KIM, C.; STIRLING, W. Photoproduction of massive gauge bosons in high energy electron-proton collisions. **Z. Phys. C - Particles and Fields**, v. 53, p. 601–608, december 1992. 58, 59, 63
- [56] KIM, C.; LEE, J.; SONG, H. Anomalous gauge-boson couplings in high energy ep collisions. **Z. Phys. C - Particles and Fields**, v. 63, p. 673–679, december 1994. 58, 63
- [57] MARIOTTO, C. B.; MACHADO, M. Analysis of the photoproduction of massive gauge bosons at the LHeC. **Physical Review D**, v. 86, p. 033009, 2012. 58, 59, 63
- [58] DULAT, S. e. a. New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics. **Phys. Rev. D**, v. 93, p. 033006, 2016. 58
- [59] ESKOLA, K.; PAAKKINEN, P.; PAUKKUNEN, H.; SALGADO, C. EPPS16: nuclear parton distributions with LHC data. **The European Physical Journal C**, v. 77, december 2016. 59
- [60] ZYLA, P. et al. Review of Particle Physics. **PTEP**, v. 2020, n. 8, p. 083C01, 2020. 63
- [61] DUBININ, M. N.; SONG, H. S. Anomalous W boson production at DESY HERA. **Phys. Rev. D**, v. 57, p. 2927–2939, march 1998. 63
- [62] DIENER, K. O.; SCHWANENBERGER, C.; SPIRA, M. Photoproduction of W bosons at HERA: QCD corrections. **Eur. Phys. J. C**, v. 25, p. 405–411, march 2002. 63
- [63] KLUSEK-GAWENDA, M.; MCNULTY, R.; SCHICKER, R.; SZCZUREK, A. Light-by-light scattering in ultraperipheral heavy-ion collisions at low diphoton masses. **Phys. Rev. D**, v. 99, n. 9, p. 093013, 2019. 65, 67
- [64] KNAPEN, S.; LIN, T.; LOU, H.; MELIA, T. Searching for axionlike particles with ultraperipheral heavy-ion collisions. **Physical Review Letters**, v. 118, p. 171801, july 2016. 14, 65, 79, 80
- [65] BALDENEGRO, C.; HASSANI, S.; ROYON, C.; SCHOEFFEL, L. Extending the constraint for axion-like particles as resonances at the LHC and laser beam experiments. **Phys. Lett. B**, v. 795, p. 339–345, 2019. 65, 79

- [66] GOMES, Y.; JUNIOR, J. G. Elastic light-by-light scattering in a nonminimal lorentz violation scenario. **Phys. Rev. D**, v. 99, n. 5, p. 055006, 2019. 65
- [67] BERESFORD, L.; LIU, J. New physics and tau $g - 2$ using LHC heavy ion collisions. **arXiv:1908.05180 [hep-ph]**, 8 2019. 65
- [68] D'ENTERRIA, D.; SILVEIRA, G. G. da. Measuring light-by-light scattering at the LHC and FCC. **arXiv:1602.08088 [hep-ph]**, 2016. 67
- [69] BUDNEV, V.; GINZBURG, I.; MELEDIN, G.; SERBO, V. The two photon particle production mechanism. physical problems. applications. equivalent photon approximation. **Phys. Rept.**, v. 15, p. 181–281, 1975. 67, 79
- [70] BAUR, G.; FILHO, L. F. Coherent particle production at relativistic heavy ion colliders including strong absorption effects. **Nucl. Phys. A**, v. 518, p. 786–800, 1990. 68
- [71] KLEIN, S.; NYSTRAND, J.; SEGER, J.; GORBUNOV, Y.; BUTTERWORTH, J. STARlight: A Monte Carlo simulation program for ultra-peripheral collisions of relativistic ions. **Comput.Phys.Commun.**, v. 545, p. 258–268, 2017. 68
- [72] HARLAND-LANG, L.; KHOZE, V.; RYSKIN, M. Exclusive LHC physics with heavy ions: SuperChic 3. **Eur. Phys. J. C**, v. 79:1, p. 39, october 2019. 68, 69, 70, 71, 73, 81, 82
- [73] KHOZE, V. A.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. Can the Higgs be seen in rapidity gap events at the Tevatron or the LHC? **Eur. Phys. J. C**, v. 14, p. 525–534, 2000. 68
- [74] KHOZE, V.; MARTIN, A.; RYSKIN, M. Prospects for new physics observations in diffractive processes at the LHC and Tevatron. **Eur. Phys. J. C**, v. 23, p. 311–327, 2002. 68
- [75] KHOZE, V. A.; MARTIN, A. D.; RYSKIN, M. Double diffractive processes in high resolution missing mass experiments at the Tevatron. **Eur. Phys. J. C**, v. 19, p. 477–483, 2001. Erratum: *Eur.Phys.J.C* 20, 599 (2001). 68
- [76] AALTONEN, T. e. a. Search for exclusive $\gamma\gamma$ production in hadron-hadron collisions. **Phys. Rev. Lett.**, v. 99, p. 242002, 2007. 69
- [77] AALTONEN, T. e. a. C. C. Observation of exclusive dijet production at the Fermilab Tevatron $p^- \bar{p}$ collider. **Phys. Rev. D**, v. 77, p. 052004, 2008. 69
- [78] _____. Observation of exclusive charmonium production and $\gamma + \gamma$ to $\mu^+ \mu^-$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. **Phys. Rev. Lett.**, v. 102, p. 242001, 2009. 69

- [79] HARLAND-LANG, L.; KHOZE, V.; RYSKIN, M.; STIRLING, W. Central exclusive production within the durham model: a review. **Int. J. Mod. Phys. A**, v. 29, p. 1430031, 2014. 69
- [80] HARLAND-LANG, L.; MARTIN, A.; MOTYLINSKI, P.; THORNE, R. Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs. **Eur. Phys. J. C**, v. 75, p. 204, 2015. 69
- [81] INGELMAN, G.; SCHLEIN, P. Jet structure in high mass diffractive scattering. **Physics Letters B**, v. 152, p. 256–260, march 1985. 70
- [82] GUZEY, V.; KLASSEN, M. Diffractive dijet photoproduction in ultraperipheral collisions at the LHC in next-to-leading order QCD. **JHEP**, v. 04, p. 158, march 2016. 70, 71
- [83] FRANKFURT, L.; GUZEY, V.; STRIKMAN, M. Leading twist nuclear shadowing phenomena in hard processes with nuclei. **Phys. Rept.**, v. 512, p. 255–393, 2012. 70
- [84] KHOZE, V.; MARTIN, A.; RYSKIN, M. Elastic scattering and diffractive dissociation in the light of LHC data. **Int. J. Mod. Phys. A**, v. 30, p. 1542004, 2015. 71
- [85] GOTSCHAN, E.; LEVIN, E.; MAOR, U. A comprehensive model of soft interactions in the LHC era. **Int. J. Mod. Phys. A**, v. 30, p. 1542005, 2015. 71
- [86] LEVIN, E.; MILLER, J. Central exclusive diffractive Higgs boson production in hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions at the LHC. **arXiv:0801.3593 [hep-ph]**, 2008. 71
- [87] GONCALVES, V.; SAUTER, W. Radion production in exclusive processes at CERN LHC. **Phys. Rev. D**, v. 82, p. 056009, 2010. 71
- [88] BOONEKAMP, M.; DECHAMBRE, A.; JURANEK, V.; KEPKA, O.; RANGEL, M.; ROYON, C.; STASZEWSKI, R. FPMC: A generator for forward physics. **arXiv:1102.2531 [hep-ph]**, 2011. 73
- [89] JAECKEL, J.; SPANNOVSKY, M. Probing MeV to 90 GeV axion-like particles with LEP and LHC. **Phys. Lett. B**, v. 753, p. 482–487, 2016. 79
- [90] BAUER, M.; NEUBERT, M.; THAMM, A. Collider Probes of Axion-Like Particles. **JHEP**, v. 12, p. 044, 2017. 79
- [91] ALONI, D.; SOREQ, Y.; WILLIAMS, M. Coupling QCD-Scale Axionlike Particles to Gluons. **Phys. Rev. Lett.**, v. 123, n. 3, p. 031803, 2019. 79

- [92] ALONI, D.; FANELLI, C.; SOREQ, Y.; WILLIAMS, M. Photoproduction of Axionlike Particles. **Phys. Rev. Lett.**, v. 123, n. 7, p. 071801, 2019. 79
- [93] BAUER, M.; HEILES, M.; NEUBERT, M.; THAMM, A. Axion-Like Particles at Future Colliders. **Eur. Phys. J. C**, v. 79, n. 1, p. 74, 2019. 79
- [94] YUE, C.-X.; LIU, M.-Z.; GUO, Y.-C. Searching for axionlike particles at future ep colliders. **Phys. Rev. D**, v. 100, n. 1, p. 015020, 2019. 79
- [95] EBADI, J.; KHATIBI, S.; NAJAFABADI, M. M. New probes for axionlike particles at hadron colliders. **Phys. Rev. D**, v. 100, n. 1, p. 015016, 2019. 79
- [96] ALVES, A.; DIAS, A. G.; LOPES, D. D. Probing ALP-Sterile Neutrino Couplings at the LHC. **JHEP**, v. 08, p. 074, 2020. 79
- [97] GONCALVES, V.; SAUTER, W. Exclusive axionlike particle production by gluon – induced interactions in hadronic collisions. Jun 2020. ArXiv:2006.16716. 81