



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CENTRO DE CIÊNCIAS FÍSICAS E MATEMÁTICAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Edgar Yubert Huayra Paitán

**Título: O processo de duplo espalhamento de pártons em
colisões ultraperiféricas.**

FLORIANÓPOLIS

2022

Edgar Yubert Huayra Paitán

**O processo de duplo espalhamento de pártons em colisões
ultraperiféricas.**

Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Centro de Ciências Físicas e Matemáticas da Universidade Federal de Santa Catarina, como requisito parcial à obtenção do título de Doutor em Física.

Orientador: Prof. Emmanuel Gräve de Oliveira, Dr.

Coorientador: Prof. Roman Sergeevich Pasechnik, Dr.

FLORIANÓPOLIS

2022

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Huayra Paitán, Edgar

O processo de duplo espalhamento de pártons em colisões ultraperiféricas / Edgar Huayra Paitán ; orientador, Emmanuel Gräve de Oliveira, coorientador, Roman Sergeevich Pasechnik, 2022.

113 p.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa Catarina, Centro de Ciências Físicas e Matemáticas, Programa de Pós-Graduação em Física, Florianópolis, 2022.

Inclui referências.

1. Física. 2. Espalhamento duplo de pártons. 3. Colisões ultraperiféricas. 4. Produção de quarks pesados. I. Gräve de Oliveira, Emmanuel. II. Sergeevich Pasechnik, Roman. III. Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós Graduação em Física. IV. Título.

Edgar Yubert Huayra Paitán

Título: O processo de duplo espalhamento de pártons em colisões ultraperiféricas.

O presente trabalho em nível de doutorado foi avaliado e aprovado por banca examinadora composta pelos seguintes membros:

Prof. Tiago José Nunes da Silva, Dr.
Universidade Federal de Santa Catarina

Prof. Gustavo Gil da Silveira, Dr.
Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Prof. Victor Paulo Barros Gonçalves, Dr.
Universidade Federal de Pelotas

Certificamos que esta é a **versão original e final** do trabalho de conclusão que foi julgado adequado para obtenção do título de doutor em física pelo Programa de Pós-graduação em Física da Universidade Federal de Santa Catarina.

Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Física

Prof. Emmanuel Gräve de Oliveira, Dr.
Orientador

FLORIANÓPOLIS, 2022

À minha família

AGRADECIMENTOS

- Começo agradecendo ao meu orientador, Prof. Emmanuel Gräve de Oliveira, pelo incentivo ao longo do trabalho, pela confiança e apoio constante no desenvolvimento deste trabalho e pela ajuda em consultas de toda índole.
- Ao meu coorientador Prof. Roman Sergeevich Paasechnik, pelas discussões enriquecedoras. Sua colaboração e presteza foram fundamentais no desenvolvimento deste trabalho.
- Aos meus amigos e colegas do Grupo de Física de Partículas e Campo: Mateus, Kendi, Bruna, Cheryl, Haimon, Caetano entre outros pelas discussões e pela ajuda durante estes anos de estudo.
- Ao Curso do programa de Pós-Graduação em Física da UFSC pela oportunidade de estudo e utilização de suas instalações.
- Também gostaria de agradecer à Fundação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES, pela bolsa de estudos.
- À Fapesc e CNPq, pelo suporte financeiro dado durante o período do doutorado.
- A minha família, pelo incentivo e apoio incondicional dedicados ao longo destes anos da minha jornada acadêmica.

RESUMO

Em colisões hadrônicas, a seção de choque pode ser estimada assumindo que a interação dominante se dá entre um parton do projétil com um parton do alvo. Este processo pode melhorar a nossa compreensão sobre e a construção da função de distribuição partônica do próton. No Grande Colisor de Hádrons, a ocorrência de processos de dupla interação partônica, dois partons do projétil com dois partons do alvo, torna-se significativa e deve ser considerada devido à elevada luminosidade partônica no estado inicial da colisão. A seção de choque da dupla interação partônica em uma colisão pp é dependente da seção de choque efetiva σ_{eff}^{pp} , que tem informação da distribuição do momento transversal dos partons dentro dos prótons que colidem. A descrição ingenua de σ_{eff}^{pp} difere fortemente dos dados experimentais obtidos no Grande Colisor de Hádrons, principalmente quando há interações de glúons no estado inicial. Assim, esta discrepância sugere a existência de correlações nos partons que participam da colisão. Como complemento a colisões duras pp , nos propomos a estudar a seção de choque para a produção mista de quarks pesados e dilétons em uma colisão ultraperiférica de pp , Ap e AA . Nessa colisão no estado inicial, temos a interação de dois fótons vindos do núcleo projétil com dois glúons ou fóton-glúon vindos do próton ou núcleo alvo. A seção de choque é calculada através da convolução do fluxo de fótons reais, descrito pelo método de Weizsäcker-Williams, e a probabilidade da emissão do glúon do próton ou núcleo, descrita pela função de distribuição partônica. Distribuições calculadas em diferentes variáveis cinemáticas serão capazes de nos proporcionar informações relevantes sobre o processo de dupla interação partônica.

Palavras-chave: espalhamento duplo de partons; colisões ultraperiféricas; produção de quarks pesados

ABSTRACT

In hadron collisions, the cross section can be estimated assuming that the dominant interaction occurs between one parton of the projectile and one parton of the target, a process named single parton scattering. This process can improve our understanding about and the construction of the parton distribution function of the proton. At the Large Hadron Collider, the occurrence of double parton interaction process, which happens between two partons of the projectile with two partons of the target, becomes significant and should be considered due to the high parton luminosity in the initial state of the collision. The double parton interaction process cross section in pp collision is dependent on an effective cross section σ_{eff}^{pp} , which has information about the transverse momentum distribution of partons inside the colliding protons. The naive description of σ_{eff}^{pp} differs strongly from the experimental data obtained at the Large Hadron Collider, mostly when there are gluon interactions in the initial state. Thus, this discrepancy suggests the existence of correlations in the partons that participate in the collision. As a complement to hard pp collisions, we propose to study the cross section for the mixed production of heavy quarks and dileptons in ultraperipheral collisions of pp , Ap and AA . In this collisions in the initial state, we have the interaction of two photons coming from the nucleus projectile with two gluons or photon-gluon coming from the target proton or nucleus. The cross section is calculated through the convolution of the real photon flux, that is described by the Weizsäcker-Williams method, and the probability of a gluon emission from the proton or nucleus, described by the parton distribution function. Distributions calculated on different kinematic variables will be able to provide us relevant information about the double parton interaction process.

Key-words: double parton scattering; ultraperipheral collision; heavy quark production

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Processo profundamente inelástico lépton-núcleon intermediado por um bóson vetorial $V = \gamma^*, Z^0$ e W^\pm	25
2.2 Resultado de F_2 em função de Q^2 para diferentes valores de x comparados aos dados providos pelas diferentes colaborações. As curvas são ajustes obtidos pelas colaborações H1 e ZEUS mediante o uso da equação DGLAP.	28
2.3 Espalhamento profundamente inelástico no modelo de pártons.	29
2.4 Exemplos negligenciados pelos pártons.	32
2.5 Resolução da estrutura partônica via grandes transferências de momento.	32
2.6 (a) Quark $q(y)$ emite um glúon originando um quark $q(x)$. (b) Desdobramento de um glúon em um par $q\bar{q}$	33
2.7 (a) Quark q emite um glúon. (b) Flutuação gluônica em um par de glúons.	33
2.8 A função de distribuições de pártons CT14nlo em função de x e Q^2 . Na esquerda para $Q = 2$ GeV e na direita para $Q = 100$ GeV.	35
2.9 Distribuição de glúons preditas pelas parametrizações MMHT2014, CT14, CJ15, MSTW2008 e NNPDF23 na ordem seguinte ao dominante.	36
2.10 Os círculos representam os hádrons colidores com suas correspondentes distribuições partônicas $f_{i,j}(x_{1,2})$. O subprocesso partônico dá origem à seção de choque elementar, $\hat{\sigma}(\alpha_s)$, em que os pártons interagentes portam frações de momento $x_{1,2}P_{1,2}$ de seus respectivos hádrons e, após a colisão, hadronizam.	37
2.11 Esquema para uma colisão ultraperiféricas.	38
2.12 (a) Partícula de carga q com velocidade v no eixo x_1 . (b) Partícula passando por um sistema S e (c) pulso de radiações equivalentes.	39
2.13 A distribuição do número de fótons como uma função do parâmetro de impacto b e com fração de momento do fóton fixado em $\xi = 10^{-3}$ mostrando a diferença entre as distribuições de carga puntual e realística.	43
2.14 Representação gráfica para interação fóton-glúon na produção de $Q\bar{Q}$ em UPCs A_1A_2 , mostrando a parte perturbativa e não perturbativa da colisão.	44
2.15 (a) Diagrama que contribui para fotoprodução do SPS-direto, (b),(c) e (d) diagramas que contribuem para a fotoprodução do SPS-resolvido.	45
2.16 Distribuição da função de superposição com ξ fixo em $10^{-3}, 10^{-6}$ e 10^{-8} e variando o parâmetro de impacto b	48
2.17 Distribuição do número de fótons $\bar{N}_\gamma(\xi)$ fora do núcleo que podem interatuar com os glúons do próton em processos de fotoprodução, em comparação de dois distribuições de glúons.	49

2.18	Distribuição de pártons no fóton em (a) Quark Up, (b) Quark Down, (c) Quark Strange e em (d) Glúons, com $Q^2 = 4m_c^2 GeV^2$ obtido do conjunto de distribuições AFG04.	51
2.19	Interação de fóton-fóton em UPCs na produção de $l\bar{l}$, processo exclusivo no lado esquerdo e processo semi-exclusivo no lado direito.	53
2.20	Distribuição da função de superposição com ξ fixo em $10^{-3}, 10^{-6}$ e 10^{-8} e variando o parâmetro de impacto b . Esta é realizada para uma interação $\gamma\gamma$ em UPCs AA.	55
2.21	Na esquerda: Contribuição direta da produção de $c\bar{c}$ em UPCs. Na direita: Contribuição resolvida da produção de $c\bar{c}$ em UPCs.	57
2.22	Seção de choque diferencial na produção de $c\bar{c}$ em UPCs Ap SPS em função da rapidez y_c . Com energia de $\sqrt{s} = 8.16$ TeV mostrado no lado esquerdo e com $\sqrt{s} = 50$ TeV no lado direito da figura.	58
2.23	Seção de choque diferencial em UPCs PbPb SPS, na produção de $c\bar{c}$ em função da rapidez y_c mostrado no lado esquerdo e na produção de $\mu^+\mu^-$ em função da rapidez do par de múons dY mostrado no lado direito, ambos para energias c.m. de $\sqrt{s} = 5.02$ e 39.4 TeV.	59
3.1	Representação da amplitude de espalhamento para o processo SPS (Figura à esquerda) e DPS (Figura à direita).	62
3.2	Seção de choque efetiva medida por diferentes colaborações para diferentes estados finais, publicado pelo grupo experimental CMS em 2021. Mostrando um exemplos de múltiplos interações além do DPS. Conhecido como TPS, com produção no estado final de $J/\psi J/\psi J/\psi$ e com uma $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TPS}} = 0.8 \sigma_{\text{eff}}^{\text{DPS}} = 2.2$ mb.	63
3.3	Comparação entre dPDFs simétricas (linha pontilhada), multiplicação dupla de PDFs (linha sólida) e a razão entre elas (linha sólida), para diferentes combinações de pares de pártons em função da fração de momento x_1 e x_2 , com os valores de $x_2 = 10^{-3}$ e escala dura $Q^2 = 100$ GeV fixas.	65
3.4	Seção de choque efetiva medida por diferentes colaborações, onde o estado final esta constituído por pelo menos um mésons J/ψ , publicado pelo grupo experimental CMS em 2021. Mostrando um exemplos de múltiplos interações além do DPS. Conhecido como TPS, com produção no estado final de $J/\psi J/\psi J/\psi$ e com uma $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TPS}} = 0.8 \sigma_{\text{eff}}^{\text{DPS}} = 2.2$ mb.	66
3.5	Descrição das medidas experimentais da seção de choque de fotoprodução exclusiva J/ψ em função de $ t $, com parametrização exponencial e de dipolo, na qual para $ t > 0.6$, o parâmetro de dipolo tem maior concordância com os dados.	67
3.6	Esquema geométrico em uma distribuição de parâmetro de impacto na colisão pp , descrevendo um processo duro párton-pártom.	68

3.7	Ilustração da geometria de uma interação entre dois fótons e dois glúons com seus respectivos parâmetros de impacto para UPCs pp	71
4.1	Ilustração da geometria de uma interação entre dois fótons e dois glúons com seus respectivos parâmetros de impacto para UPCs Ap	74
4.2	Contribuição direta na produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via o processo SPS (à esquerda) e DPS (à direita) em UPCs.	77
4.3	Contribuição resolvida. Na esquerda: produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via o processo SPS em UPCs. Na direita: produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via o processo DPS em UPCs.	78
4.4	Esquema ilustrativo da seção de choque $A + p \rightarrow A + (c\bar{c}b\bar{b}) + X$ em UPCs.	79
4.5	Seção de choque efetiva $\sigma_{\text{eff}}^{\text{DPS}}$ em função de $\sqrt{\xi_1\xi_2}$ para colisões Pb-p, na interação de dois fótons com dois glúons ($2\gamma - 2\text{glúon}$).	80
4.6	Esquema geométrico das duas contribuições para a seção de choque DPS em UPCs. Na esquerda os fótons que vêm do projétil interagem com dois glúons com origem em diferentes núcleons. Na direita, os fótons interagem com glúons do mesmo núcleon.	81
4.7	Seção de choque efetiva $\sigma_{\text{eff}}^{\text{DPS}}$ em função de $\sqrt{\xi_1\xi_2}$, para colisões Pb-Pb, na interação de $2\gamma - 2\text{glúon}$	84
4.8	Esquema geométrico, na interação de dois fótons do núcleo projétil A_1 com um glúon e um fóton do núcleo alvo A_2	85
4.9	Seção de choque efetiva $\sigma_{\text{eff}}^{\text{DPS}}$ em função de ξ_3 , para colisões Pb-Pb com energias de $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, na interação de $3\gamma - 1\text{glúon}$. Considerando fixa, a massa invariante do dilépton em $M = 6, 60, 600$ GeV e a rapidez do dilépton $Y = 0$	87
5.1	Na esquerda: Contribuição direta na produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via o processo DPS em UPCs. Na direita: Contribuição resolvida na produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via o processo DPS em UPCs.	88
5.2	Seção de choque diferencial na produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ em UPCs Ap DPS em função da rapidez y_c com y_b fixo no lado esquerdo e em função da rapidez y_b com y_c fixo no lado direito da figura.	89
5.3	Seção de choque diferencial na produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ em UPCs Ap DPS em função da rapidez y_c integrado em toda a rapidez y_b no lado esquerdo e em função da rapidez y_b integrado em toda a rapidez y_c no lado direito da figura.	90
5.4	Seção de choque diferencial na produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ em UPCs AA DPS em função da rapidez y_c com y_b fixo no lado esquerdo e em função da rapidez y_b com y_c fixo no lado direito da figura, ambas com energias de $\sqrt{s} = 5.02$ e 39.4 TeV.	91

5.5	Seção de choque total do processo DPS em UPCs AA com dependência da massa atômica do alvo com energias de $\sqrt{s} = 5,02$ TeV em relação ao processo DPS Ap UPCs. Os pontos pretos são obtidos através de cálculos numéricos e a linha azul é o ajuste da função para estes pontos. Aqui, o núcleo projétil é o Pb e enquanto A do núcleo alvo é uma quantidade variável correspondente às parametrizações fornecidas pelos PDFs nucleares EPPS16nlo.	92
5.6	Seção de choque diferencial na produção de $c\bar{c}\mu^+\mu^-$ em UPCs AA DPS em função da massa invariante M do par de múons, com rapidez y_c e rapidez Y fixos, para energia de $\sqrt{s} = 5.02$ TeV no lado esquerdo e energia de 39.4 TeV no lado direito da figura.	93
5.7	Seção de choque diferencial na produção de $c\bar{c}\mu^+\mu^-$ em UPCs AA DPS: Em função da rapidez y_c , com rapidez Y e massa invariante M do par de múons fixos no lado esquerdo da figura. Em função da rapidez y_c , com rapidez Y fixo e integrado na massa invariante M do par de múons, no lado direito da figura. Ambas com energias de $\sqrt{s} = 5.02$ e 39.4 TeV.	94
7.1	Esquema dos diagramas para o mecanismo DPS na interação fóton-pomeron em AA na produção de dois pares que quarks pesados $Q\bar{Q}$ em UPCs.	98
7.2	Diagramas que contribuem para a produção de dois pares de mésons J/ψ no mecanismo de DPS em UPCs Ap , considerando as duas contribuições: direta (à direita) e resolvida (à esquerda).	99
A.1	Interação fóton-glúon em um processo de fotoprodução direta.	112
B.1	Na esquerda: interação fóton-gluon no referencial do centro de massa. Na direita: processo de fotoprodução direta na interação de um fóton com fração de momento ξ e um glúon com fração de momento x na produção de $c\bar{c}$	114
C.1	Na esquerda: interação glúon-glúon no referencial do centro de massa. No centro, processo de fotoprodução resolvida na interação de um glúon com fração de momento z e um glúon com fração de momento x na produção de $c\bar{c}$. Na direita: processo de fotoprodução resolvida na interação de um quark com fração de momento z e um quark com fração de momento x na produção de $c\bar{c}$	117

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
5.1 Tabela com as seções de choque total para a produção do SPS e da produção DPS em UPCs.	90
5.2 Seção de choque DPS integrada (em nb) dividido pelo número atômico alvo A para diferentes valores de A	93

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1	INTRODUÇÃO 21
2	ESTRUTURA HADRÔNICA E COLISÕES ULTRAPE- RIFÉRICAS 24
2.1	Espalhamento profundamente inelástico 24
2.1.1	Modelo de pártons 28
2.2	As equações de evolução partônica: DGLAP 31
2.2.1	Parametrizações das distribuições nucleares de pártons 34
2.2.1.1	Análise global de dados 34
2.3	Processos básicos 35
2.3.1	Fatorização colinear 36
2.4	Colisão ultraperiférica 37
2.4.1	Fluxo de fótons 39
2.4.2	Seção de choque SPS em UPCs na produção de quarks pesados 44
2.4.2.1	Contribuição Direta SPS 45
2.4.2.2	Contribuição Resolvida SPS 50
2.4.3	Seção de choque SPS em UPCs na produção de diléptons 53
2.4.3.1	Contribuição Elástica 53
2.4.3.2	Contribuição Inelástica 56
2.5	Previsões para a produção via SPS em UPCs 57
2.5.1	Processo SPS Ap 57
2.5.2	Processo SPS AA 58
2.6	Conclusão 60
3	ESPALHAMENTO DUPLO DE PÁRTONS EM COLISÕES pp 61
3.1	DPS na interação pp 61
3.2	Seção de choque efetiva do DPS na colisão pp 66
3.3	pp -UPCs: mecanismo DPS 71
3.4	Conclusão 72
4	TEORIA DE ESPALHAMENTO DUPLO DE PÁRTONS EM UPCs 73
4.1	UPCs: mecanismo DPS 73
4.1.1	Fórmula para a seção de choque DPS em UPCs 74

4.1.2	DPS vs. SPS	77
4.1.2.1	Produção direta	77
4.1.2.2	Produção resolvida	78
4.2	<i>Ap</i> -UPCs: mecanismo DPS	79
4.3	<i>AA</i> -UPCs: mecanismo DPS	81
4.3.1	Contribuição de diferentes núcleons	81
4.3.2	Contribuição do mesmo núcleon	82
4.4	<i>AA</i> -UPCs: mecanismo DPS (3 fótons - 1 glúon)	84
4.5	Conclusão	87
5	PREVISÕES PARA O PROCESSO DPS em UPCs	88
5.1	Resultados do processo DPS	88
5.1.1	Processo DPS <i>Ap</i>	88
5.1.2	Processo DPS <i>AA</i>	91
5.1.3	Processo DPS <i>AA</i> $3\gamma - 1g$	92
5.2	Conclusão	94
6	CONCLUSÕES	96
7	CONSIDERAÇÕES FINAIS E TRABALHOS FUTUROS	98
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	100
A	APÊNDICE - Elemento matriz	111
B	APÊNDICE - Fotoprodução SPS direto (Cinemática)	113
C	APÊNDICE - Fotoprodução SPS resolvido (Cinemática)	116

1 INTRODUÇÃO

Um processo fundamental que nos possibilita a compreensão da estrutura do próton é denominado de espalhamento profundamente inelástico (DIS) [1,2], o qual se dá no limite de altas energias. O DIS entre um elétron e um próton é descrito através da teoria da eletrodinâmica quântica (QED), como sendo uma interação de um dos pártons constituintes do próton com o elétron. Correções de ordem seguinte à dominante são descritas através da teoria das interações fortes chamada de Cromodinâmica Quântica (QCD). A QCD é uma teoria de calibre com simetria local, descrita pelo grupo de calibre SU(3), e os quarks se transformam sob este grupo como um triplete de campos fermiônicos. As duas propriedades mais importantes da QCD são a liberdade assintótica e o confinamento. A constante de acoplamento da QCD, α_s , é solução da equação do grupo de renormalização [3–5].

Numa interação hadrônica, diferentes estados finais podem ser gerados, a seção de choque destas interações é escrita numa convolução de dois termos: um obtido via técnicas perturbativas (sendo calculável) e o outro via técnicas não-perturbativas, que são as funções de distribuição partônica (PDFs) [6,7]. O conteúdo de quarks e glúons no interior dos hádrons é descrito pelas PDFs, as quais nos dão a probabilidade de encontrar um quark ou um glúon com uma fração de momento do hádron para uma dada escala de resolução Q^2 . As PDFs em altas energias não são completamente determinadas pela QCD perturbativa (pQCD), apenas a sua evolução em Q^2 pode ser determinada. Por isso, as PDFs são normalmente obtidas fenomenologicamente através de análises globais dos dados do DIS e de processos relacionados. A análise global consiste em utilizar dados experimentais de vários processos juntamente com as equações DGLAP (Dokshitzer [8], Gribov e Lipatov [9], Altarelli e Parisi [10]), que descrevem a evolução partônica em Q^2 . Assim, é possível encontrar um conjunto de distribuições partônicas universal que se ajuste aos dados existentes e que possa prever outros observáveis físicos de interesse [6,7]. Existem diversos grupos utilizando diferentes técnicas para definir as parametrizações para as PDFs, porém, neste trabalho, iremos utilizar a parametrização proposta pela CTEQ (The Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD) [11] na versão CT14nlo.

Com o aumento da energia do centro de massa da colisão hadrônica, tem-se o crescimento no número de pártons incidentes e, conseqüentemente, existe uma probabilidade de dois ou mais espalhamentos ocorrerem em uma mesma colisão, esta probabilidade cresce em comparação com o processo de espalhamento simples (SPS) levando ao fenômeno bem conhecido de interações múltipla de pártons (MPIs) [12,13]. O caso particular em que dois pártons de um hádron interagem com dois pártons de um outro hádron denomina-se processo de duplo espalhamento partônico (DPS) [14–19]. Este processo é tradicionalmente considerado como uma importante fonte de informação sobre uma nova classe de objetos

da QCD não-perturbativa, como as funções de dupla distribuição de parton (dPDFs), sendo agora ativamente exploradas na literatura. Embora previsões teóricas completas para dPDFs envolvendo as funções de correlação de partons da QCD não-perturbativa não estejam disponíveis, existem alguns cálculos de modelos que tentam selecionar os recursos mais significativos de dPDFs [15, 20, 21]. A fim de realizar qualquer verificação abrangente de tais modelos, é necessário muito mais informação fenomenológica, uma vez que nenhuma medição ou extração direta de dPDFs dos dados experimentais foi ainda possível. Experimentalmente, uma caracterização do DPS associada com a chamada seção de choque efetiva, σ_{eff} , já foi identificada e medida em diferentes canais de rapidez central (ver ref. [22–27]), enquanto muitos geradores de Monte-Carlo naturalmente incorporam MPIs como parte de sua estrutura [28, 29].

Neste trabalho, exploramos as possibilidades de uma nova medida do glúon dPDF no próton em pequeno x , na interação pp , Ap e AA em colisões ultraperiféricas (UPCs). Este processo oferece possibilidades interessantes e um ambiente mais limpo para investigar a contribuição do DPS, em comparação com as colisões de pp , e proporciona uma oportunidade interessante de explorar as possíveis correlações entre fótons e glúons dentro do próton ou núcleo. Com essa proposta de estudo e as previsões obtidas neste trabalho foram publicados 3 artigos, que podem ser encontrados nas referências [30–32].

A teoria de interações múltiplas tem sido desenvolvido por [33–36] na qual pode-se estudar termos de altas ordens como sendo a multiplicação de ordens baixas, onde a seção de choque de n interações é a integral sobre o parâmetro de impacto de n probabilidades de interação simples. Assim com esta proposta conseguiram obter previsões para diferentes canais de estado em UPCs como mostrados em [37–40].

Especificamente o canal de estudo da interação γg em UPCs para sondar o mecanismo DPS ($2\gamma - 2g$) e restringir ainda mais a seção de choque efetiva não foi propriamente estudado na literatura até esse momento. Em contraste, o caso SPS UPC foi estudado em, por exemplo, refs. [41, 42]. Para possibilitar este estudo é necessário uma condição no estado inicial da colisão dos hádrons, que o hádron projetil não quebre e o hádron alvo sempre quebre. Assim este canal, diferentemente dos outros já estudados, possibilita a incorporação de dPDFs dos glúons na seção de choque e nos permite observar o comportamento da seção de choque efetiva para este processo. Além do mais como variação ao processo estudado, também podemos misturar dois tipos de canais como γg e $\gamma\gamma$ para assim poder observar mais processos DPS em UPCs e deixar presente a necessidade de obter uma dPDFs que proporcione o número de fótons e glúons simultaneamente, a qual é o primeiro passo para encontrar tipos de correlações entre fótons e glúons.

Nas UPCs, os sistemas de colisão de altas energias passam uns aos outros com grande parâmetro de impacto, portanto, não sofrem interações hadrônicas. Nesse caso, eles interagem eletromagneticamente por meio de uma troca de fótons quase reais. O fluxo de fótons de Weizsäcker-Williams (WW) [43, 44] é proporcional ao quadrado da carga elétrica do emissor, portanto, este incrementa-se fortemente para um núcleo pesado. Portanto colisões ultraperiféricas Ap e AA são mais vantajosas em comparação com as colisões pp .

Este trabalho está organizada como segue. No capítulo 2, estudamos os conceitos básicos da Física de Partículas para entender a estrutura partônica do hádron, e fazemos uma revisão de colisões ultraperiféricas. No capítulo 3, discutiremos as ideias fundamentais para a descrição do processo DPS em colisões pp . No capítulo 4, desenvolvemos a teoria do DPS para UPCs. No capítulo 5, apresentamos nossos resultados obtidos para os processos SPS e DPS em UPCs. Por último, apresentamos nossas conclusões e perspectivas no capítulo 6.

2 ESTRUTURA HADRÔNICA E COLISÕES ULTRAPERIFÉRICAS

Neste capítulo apresentam-se alguns conceitos básicos sobre o processo de espalhamento profundamente inelástico (DIS) já que este leva ao entendimento da estrutura do próton, depois, estuda-se a distribuição de pártons dentro do próton. Em sequência, estudamos colisões ultraperiféricas (UPCs), o que nos leva à necessidade de estudar a emissão de fótons de um núcleo A ou um próton p , para assim, por último, estudar a seção de choque do processo simples ou mais conhecido como processo SPS em UPCs na produção de quarks pesados $Q\bar{Q}$ e na produção de diléptons $l\bar{l}$.

2.1 Espalhamento profundamente inelástico

No regime de altas energias, a estrutura hadrônica pode ser investigada através do processo de DIS lépton-núcleon. Tal processo ocorre devido às interações eletromagnética e fraca do lépton com o núcleon, conforme a Figura 2.1. Estas interações ocorrem por meio da troca de bósons de calibre γ, Z^0 para corrente neutra e W^\pm para corrente carregada. O lépton no estado final é do mesmo tipo que o inicial no caso de corrente neutra, enquanto que estes são diferentes para o caso de corrente carregada. Logo, o DIS pode ser representado como

$$l(k)N(p) \rightarrow l'(k')X(p_X), \quad (2.1)$$

onde os quadrimomentos $k = (E, \vec{p})$ e $k' = (E', \vec{k}')$ representam, respectivamente, os léptons incidente e espalhado, p o quadrimomento do núcleon e X o estado hadrônico final, constituído de muitas partículas com quadrimomento p_X e massa invariante W . Quando, dentre todas as partículas do estado final, somente o lépton é detectado, o processo é dito inclusivo; ao passo que, se for feita a medição do estado final com a presença de por exemplo, mésons $J/\psi, \Upsilon, \dots$, o processo é dito semi-inclusivo.

As variáveis cinemáticas usuais do processo são:

► Virtualidade ou momento transferido:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2, \quad (2.2)$$

a variável q representa o momento portado pelo bóson vetorial, portanto, a troca de momento no processo. A grandeza $Q^2 = -q^2$ está relacionada com a escala de energia no qual a constituição hadrônica está sendo testada.

► Quadrado da energia do centro de massa (c.m.) lépton-núcleon:

$$s = (k + p)^2, \quad (2.3)$$

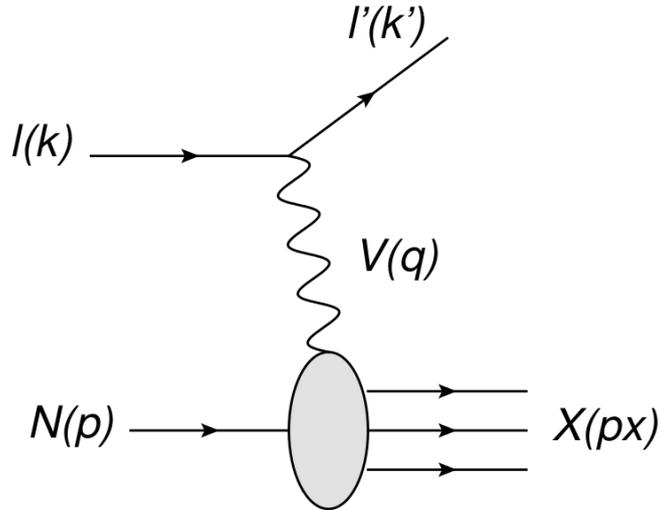


Figura 2.1 - Processo profundamente inelástico lépton-núcleon intermediado por um bóson vetorial $V = \gamma^*, Z^0$ e W^\pm . Fonte: ref. [1].

que caracteriza a energia disponível para colisão lépton-núcleon.

► Energia do c.m. bóson-núcleon:

$$W^2 = (p + q)^2, \quad (2.4)$$

esta quantidade é igual ao quadrado da massa invariante do estado hadrônico final X .

► Energia do bóson mediador da interação:

$$\nu = \frac{p \cdot q}{m_N} = E - E', \quad (2.5)$$

que define o quão energético é o bóson trocado na interação no referencial de repouso do núcleo, em que m_N é a massa do hádron.

► Inelasticidade:

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \frac{E - E'}{E}, \quad (2.6)$$

que representa a quantidade de energia transferida entre o lépton e o núcleo no referencial de repouso do núcleo.

O processo é dito profundo, pois $Q^2 \gg m_N^2$, assim o bóson penetra no arranjo hadrônico, e é caracterizado inelástico devido à $W^2 \gg m_N^2$, fragmentando o núcleo.

Consideremos o DIS elétron-próton mediado pela troca de um fóton virtual. O quadrado da amplitude de espalhamento não-polarizada com média sobre os spins é dada

por

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{e^4}{Q^4} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} 4\pi m_N, \quad (2.7)$$

em que $L_{\mu\nu}$ é o tensor leptônico, descrito completamente pela QED. Este é calculado pelas regras de Feynman da QED, e em ordem dominante assume a seguinte forma [4]

$$L_{\mu\nu} = 2(k_\mu k'_\nu + k'_\nu k_\mu - k \cdot k' g_{\mu\nu}). \quad (2.8)$$

Por outro lado, $W^{\mu\nu}$ é o tensor hadrônico que deve conter toda a informação sobre a interação bóson-núcleon porém é desconhecido. Contudo, podemos expressá-lo em termos de uma parametrização envolvendo os quadrivetores q e p pertencentes ao seu vértice, adquirindo a seguinte estrutura [4]

$$W^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + \frac{W_2}{m_N^2} p^\mu p^\nu + \frac{W_4}{m_N^2} q^\mu q^\nu + \frac{W_5}{m_N^2} (p^\mu p^\nu + q^\mu q^\nu), \quad (2.9)$$

onde não foi incluído um fator W_3 destinado para as interações fracas, sendo os W funções escalares invariantes de Lorentz. Da conservação de corrente no vértice hadrônico, temos que

$$q_\mu W^{\mu\nu} = q_\nu W^{\mu\nu} = 0, \quad (2.10)$$

resultando em

$$W_5 = -W_2 \left(\frac{q \cdot p}{q^2} \right); \quad W_4 = W_2 \left(\frac{q \cdot p}{q^2} \right)^2 + W_1 \frac{m_N^2}{q^2}, \quad (2.11)$$

então, o tensor hadrônico pode ser expresso em termos de duas das funções de estrutura

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2}{m_N^2} \left(p^\mu - \frac{q \cdot p}{q^2} q^\mu \right) \left(p^\nu - \frac{q \cdot p}{q^2} q^\nu \right), \quad (2.12)$$

W_1 e W_2 são medidas experimentalmente devido ao desconhecimento do vértice hadrônico, impossibilitando uma previsão teórica.

No sistema do laboratório, a seção de choque diferencial inclusiva para o espalhamento inelástico elétron-próton é dada por

$$d\sigma = \frac{\overline{|\mathcal{M}|^2}}{F} \frac{d^3 \vec{k}'}{2E'(2\pi)^3}, \quad (2.13)$$

em que $F = 4Em_N$ é o fluxo inicial de partículas. Esta pode ser expressa em termos das

funções de estrutura $W_1(\nu, Q^2)$ e $W_2(\nu, Q^2)$, resultando em

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha_{EM}^2 E'^2}{Q^4} \left[2W_1(\nu, Q^2) \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + W_2(\nu, Q^2) \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right], \quad (2.14)$$

sendo α_{EM} a constante de acoplamento da QED e θ o ângulo de espalhamento do lépton em relação à direção de incidência do feixe. Logo, o resultado anterior pode ser reescrito na forma

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha_{EM}^2 E'}{Q^4 E} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}. \quad (2.15)$$

A seção de choque da eq. (2.14) pode ser expressa em função dos invariantes cinemáticos de Lorentz x e y :

$$y = \frac{\nu}{E}, \quad x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}, \quad (2.16)$$

no qual x é a variável adimensional de Bjorken. Consequentemente, temos que [1]

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = \frac{8\pi m_N E \alpha_{EM}^2}{Q^4} \left[xy^2 m_N W_1(\nu, Q^2) + \nu W_2(\nu, Q^2) \left(1 - y - \frac{xy m_N}{2E} \right) \right], \quad (2.17)$$

definindo as funções de estrutura adimensionais como

$$F_1(x, Q^2) = m_N W_1(\nu, Q^2), \quad (2.18)$$

$$F_2(x, Q^2) = \nu W_2(\nu, Q^2), \quad (2.19)$$

e, desprezando a massa do núcleon, uma vez que estamos interessados no cenário de altas energias, $\sqrt{s} \gg m_N$, logo

$$\frac{xy m_N}{2E} \approx 0, \quad (2.20)$$

a eq. (2.17) fica

$$\frac{d\sigma}{dxdy} = \frac{8\pi m_N E \alpha_{EM}^2}{Q^4} [xy^2 F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2)]. \quad (2.21)$$

A eq. (2.21) pode ser reescrita em termos da variável de Bjorken e da virtualidade Q^2 , no qual resulta

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi \alpha_{EM}^2}{x Q^4} [y^2 x F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2)]. \quad (2.22)$$

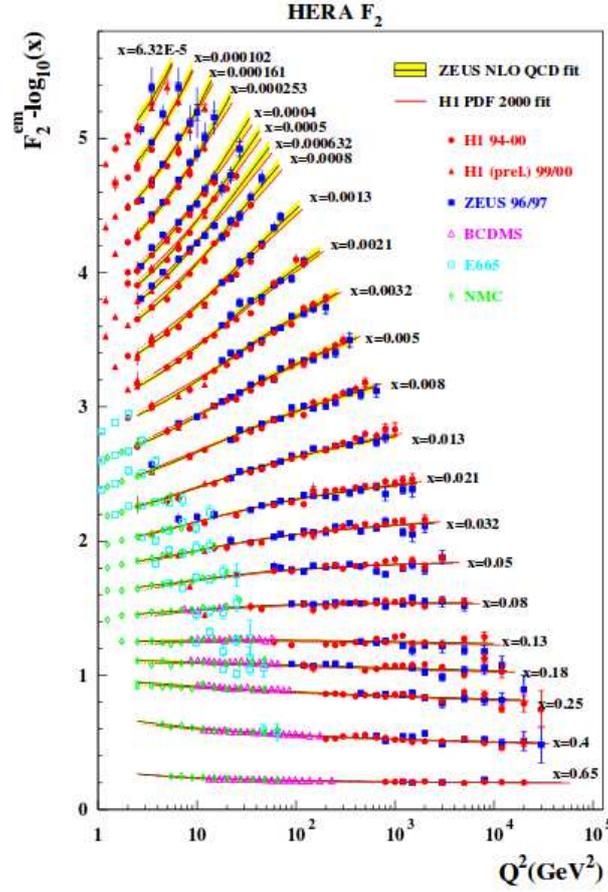


Figura 2.2 - Resultado de F_2 em função de Q^2 para diferentes valores de x comparados aos dados providos pelas diferentes colaborações. As curvas são ajustes obtidos pelas colaborações H1 e ZEUS mediante o uso da equação DGLAP. Fonte: ref. [45].

Para determinar ambas F_1 e F_2 como função de x e Q^2 , necessitamos de experimentos em diferentes valores de inelasticidade (y), ou seja, variando \sqrt{s} . Respectivamente, a Figura 2.2 mostra resultados experimentais para a função de estrutura $F_2(x, Q^2)$ em diferentes valores de x , comparados aos dados das colaborações H1, ZEUS, BCDMS, E665 e NMC, e as curvas são ajustes obtidos pelas colaborações H1 e ZEUS usando as equações DGLAP.

2.1.1 Modelo de pártons

Em 1969, Bjorken fez a predição que, no limite $\nu \rightarrow \infty$ e $Q^2 \rightarrow \infty$ com $x = \frac{Q^2}{2m_N\nu}$ fixo, as funções de estrutura dependeriam apenas de x , o que indicaria que o fóton estaria interagindo com as constituintes pontuais ou puntiformes (quarks e glúons) da estrutura hadrônica, denominadas de pártons [1, 46]. Então, sob estas hipóteses, podemos escrever

$$F_i(x, Q^2) \rightarrow F_i(x); \quad i = 1, 2. \quad (2.23)$$

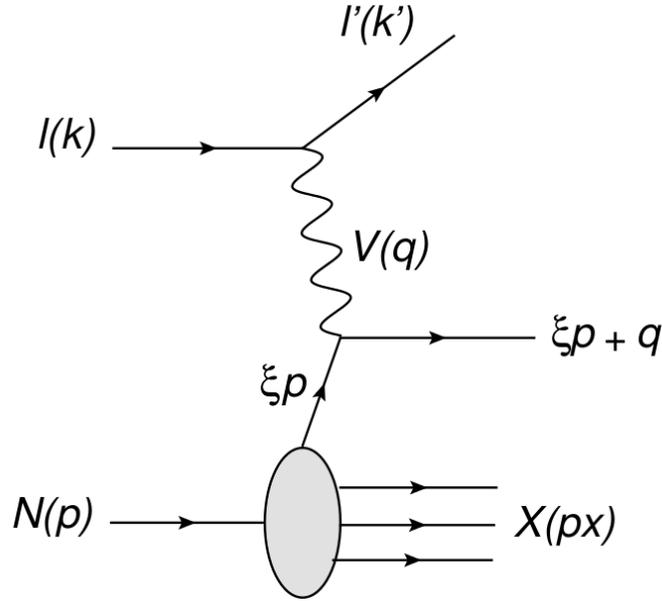


Figura 2.3 - Espalhamento profundamente inelástico no modelo de pártons. Fonte: ref. [1].

Como consequência, a interação inelástica lépton-núcleon em grande Q^2 pode ser expressa como a soma das probabilidades da interação elástica do fóton com os quarks, conforme mostrado na Figura 2.3. Por conseguinte, a seção de choque total inelástica lépton-núcleon é a soma da seção de choque elástica lépton-párton

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) \frac{d\hat{\sigma}}{dx dQ^2}, \quad (2.24)$$

em que $f_q(\xi)$ é a probabilidade de encontrarmos o quark no próton com fração de momento ξ dele. A soma é feita sobre todos os pártons constituintes do núcleon, e assim, temos que o número de pártons do núcleon é dado por

$$N_q = \int_0^1 f_q(\xi) d\xi. \quad (2.25)$$

A conservação de momento implica que

$$\sum_q \int_0^1 \xi f_q(\xi) d\xi = 1. \quad (2.26)$$

Da interação fóton-quark elástica, temos a relação

$$m_q^2 = (\xi p + q)^2, \quad (2.27)$$

sendo m_q a massa do quark, no qual resulta

$$\xi = \left(1 + \frac{m_q^2}{Q^2}\right) x. \quad (2.28)$$

Para o regime de altas energias, $Q^2 \gg m_q^2$, é possível desprezar a massa do quark, obtendo o seguinte resultado

$$\xi = x. \quad (2.29)$$

Devido à conservação de momento no processo elástico bóson-párton, identificamos ξ como a variável cinemática adimensional de Bjorken. Logo, esta pode ser interpretada como a fração de momento do núcleon carregada pelo párton interagente. A amplitude de espalhamento fóton-quark pode ser escrita em termos das variáveis de Mandelstam como a ref. [1]

$$s = (k + p)^2 \approx 2k \cdot p \approx 2k' \cdot p', \quad (2.30)$$

$$t = (k - k')^2 \approx -2k \cdot k' \approx -2p \cdot p', \quad (2.31)$$

$$u = (k - p')^2 \approx -2k \cdot p' \approx -2k' \cdot p, \quad (2.32)$$

sendo expressa por

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = 2e^4 e_q^2 \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2} \right), \quad (2.33)$$

em que e_q é a fração da carga do quark em unidades da carga fundamental e . No referencial de c.m., a seção de choque é dada por

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} \overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{\alpha_{EM}^2 e_q^2}{2s} \left(\frac{s^2 + u^2}{t^2} \right), \quad (2.34)$$

onde Ω é o ângulo sólido de espalhamento do párton. Em função das variáveis de Mandelstam do subprocesso fóton-quark

$$\hat{s} = xs, \quad (2.35)$$

$$\hat{u} = xu, \quad (2.36)$$

$$\hat{t} = t, \quad (2.37)$$

a eq. (2.34) fica

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha_{EM}^2 e_q^2}{Q^4} [1 + (1-y)^2] \delta(x - \xi). \quad (2.38)$$

Usando a eq. (2.38) escrevemos a seção de choque dada na eq. (2.24) como

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{EM}^2}{xQ^4} \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) e_q^2 \frac{x}{2} [1 + (1-y)^2] \delta(x - \xi). \quad (2.39)$$

Comparando com a fórmula geral da eq. (2.22) obtida no DIS, rescrita de forma conveniente

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_{EM}^2}{xQ^4} \left\{ \frac{y^2}{2} (2xF_1(x, Q^2) - F_2(x, Q^2)) + \frac{1}{2} [1 + (1-y)^2] F_2(x, Q^2) \right\}, \quad (2.40)$$

resulta em

$$F_2(x) = 2xF_1(x) = \sum_q \int_0^1 d\xi f_q(\xi) x e_q^2 \delta(x - \xi) = \sum_q e_q^2 x f_q(x), \quad (2.41)$$

confirmando o escalamento de Bjorken para as funções de estrutura adimensionais. A relação $F_2(x) = 2xF_1(x)$ é conhecida como relação de Callan-Gross [4], advinda da suposição que os pártons que interagem com o fóton possuem spin fracionário $\frac{1}{2}$.

Experimentalmente, através da regra de soma de momento, verifica-se que os quarks e antiquarks portam metade do momento total do próton, aproximadamente

$$\sum_q \int_0^1 \xi [q(\xi) + \bar{q}(\xi)] d\xi \approx 0,5, \quad (2.42)$$

sugerindo que a metade restante do momento seja portada por pártons que não possuem carga elétrica, associando estes aos glúons

$$\int_0^1 \xi g(\xi) d\xi \approx 0,5. \quad (2.43)$$

Esta é a primeira evidência indireta dos glúons, que não são detectados diretamente, pois são eletricamente neutros e portam apenas carga de cor.

2.2 As equações de evolução partônica: DGLAP

O modelo de pártons ignora que quarks podem emitir glúons que, por sua vez, podem flutuar em pares quark-antiquark, denominados de quarks de mar. A Figura 2.4

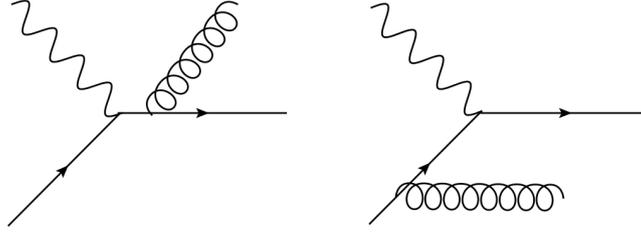


Figura 2.4 - Exemplos negligenciados pelos pártons. **Fonte:** ref. [1].

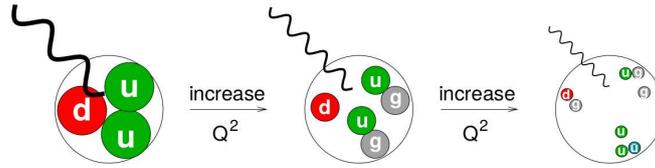


Figura 2.5 - Resolução da estrutura partônica via grandes transferências de momento. **Fonte:** ref. [7].

ilustra alguns diagramas negligenciados [1]. Segundo a QCD, estas flutuações formam uma nuvem que envolve os quarks de valência dos hádrons. Porém, estas distribuições não são alteradas, pois os números quânticos de pares de partículas e antipartículas se cancelam.

A QCD prediz que a quantidade de pártons num dado espalhamento também depende da virtualidade Q^2 , quebrando o escalamento das distribuições partônicas. A Figura 2.2 mostra que, para menores valores de x , o escalamento de Bjorken para a função de estrutura F_2 é violado. Quanto maior for a virtualidade, maior a probabilidade de encontrar um párton portando menor fração de momento x do hádron. No regime de altas energias os glúons dominam esta região cinemática chamada região de pequeno x .

A Figura 2.5 mostra que, quanto mais intensa for a transferência de momento, menor o comprimento de onda do fóton virtual e, portanto, maiores detalhes da estrutura hadrônica são sondados. Via QCD, F_2 é função de x e Q^2 , mas a dependência em Q^2 é de tipo logarítmica, e a violação do escalamento de Bjorken é uma assinatura da emissão de glúons. A evolução em Q^2 pode ser tratada de forma perturbativa e o resultado são as equações de evolução DGLAP, que são um conjunto de equações íntegro-diferenciais acopladas.

A equação de evolução DGLAP para a distribuição de quarks f_q , em que q denota o sabor dos quarks, é dada por

$$\frac{d}{d \log Q^2} f_q(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[f_q(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \right], \quad (2.44)$$

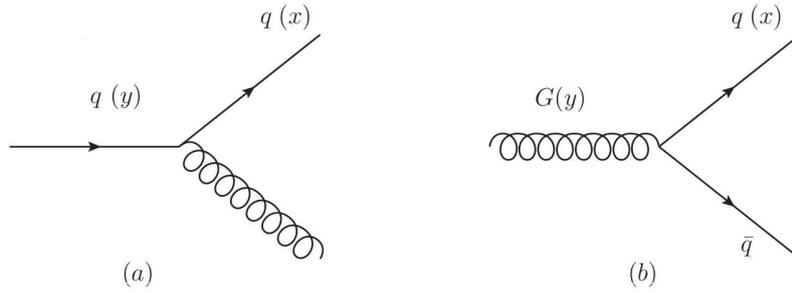


Figura 2.6 - (a) Quark $q(y)$ emite um glúon originando um quark $q(x)$. (b) Desdobramento de um glúon em um par $q\bar{q}$. Fonte: ref. [1]

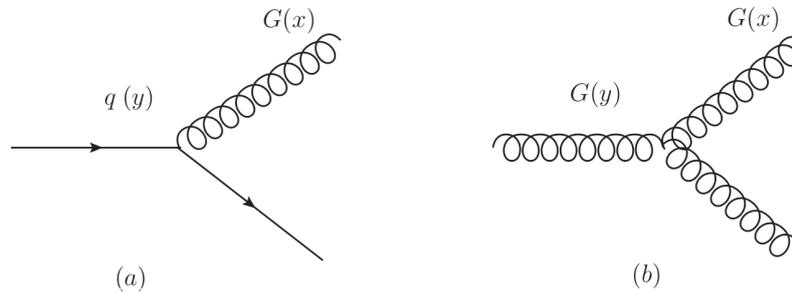


Figura 2.7 - (a) Quark q emite um glúon. (b) Flutuação gluônica em um par de glúons. Fonte: ref. [1]

onde $P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)$ e $P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)$ são as funções de desdobramento e $g(y, Q^2)$ é a distribuição de glúons [8–10]. A função de desdobramento $P_{qq}\left(\frac{x}{y}\right)$ representa a probabilidade que um quark de sabor q e fração de momento x seja originado via emissão de um glúon por um quark do mesmo sabor e fração de momento y . A $P_{qg}\left(\frac{x}{y}\right)$ representa a probabilidade que um quark de sabor q e momento x seja originado a partir do desdobramento de um glúon de fração de momento y em um par $q\bar{q}$. A Figura 2.6 ilustra os diagramas que originam estas funções de desdobramento.

A equação de evolução DGLAP para a distribuição de glúons é dada por

$$\frac{d}{d \log Q^2} g(x, Q^2) = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[\sum_q f_q(y, Q^2) P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right) + g(y, Q^2) P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right) \right], \quad (2.45)$$

onde a soma sobre q contempla todos os sabores de quarks e antiquarks. Um glúon de momento x pode surgir a partir de um quark de sabor q e fração de momento y , sendo a probabilidade dada por $P_{gq}\left(\frac{x}{y}\right)$, ou a partir de um glúon de momento y via o vértice de três glúons, com a probabilidade dada por $P_{gg}\left(\frac{x}{y}\right)$. Estes processos de desdobramento estão ilustrados na Figura 2.7.

2.2.1 Parametrizações das distribuições nucleares de pártons

As equações DGLAP somente permitem determinar a evolução das distribuições partônicas, mas não predizem as condições iniciais. Estas são de natureza não perturbativa, devendo ser determinadas a partir de dados experimentais de maneira fenomenológica.

Para prever os observáveis físicos resultantes de um processo hadrônico, há necessidade do conhecimento sobre as distribuições partônicas do hádron [6]. Ao solucionar as equações DGLAP para um determinado Q^2 , é obtida a evolução das distribuições partônicas. Um método amplamente utilizado para a determinação destas distribuições é o da análise global de dados. Porém, para solucionar a equação, é necessária uma condição de contorno (ou uma condição inicial), que é dada por uma parametrização.

2.2.1.1 Análise global de dados

O método da análise global consiste no uso de dados experimentais de vários processos físicos, conjuntamente com as equações de evolução partônicas, a fim de extrair um conjunto de distribuições partônicas universais que tenham melhor adequação aos dados existentes. Os processos usualmente utilizados na análise global são: DIS, Drell-Yan e produção de jatos em que o maior número de observáveis físicos é incluído para restrição das diferentes distribuições partônicas, uma vez que diferentes processos fornecem informações de distintas distribuições partônicas em diferentes regiões cinemáticas. Um típico procedimento para a análise global segue os passos descritos abaixo [7]:

- Desenvolver um programa que resolva as equações DGLAP de evolução numericamente;
- Escolher um conjunto de dados experimentais que melhor restrinja as distribuições partônicas;
- Selecionar o esquema de fatorização e optar por um conjunto consistente de escalas de fatorização para todos os processos;
- Especificar uma condição inicial, evoluir as distribuições partônicas, vincular os parâmetros e ajustar os dados.

Existem diversos grupos (como MMHT2014nlo [47], CT14nlo [48], CJ15nlo [49], MSTW2008nlo [50] e NNPDF23nlo [51]) que, de modo distinto, parametrizam as distribuições partônicas do núcleon. Aqui, consideramos as parametrizações do grupo

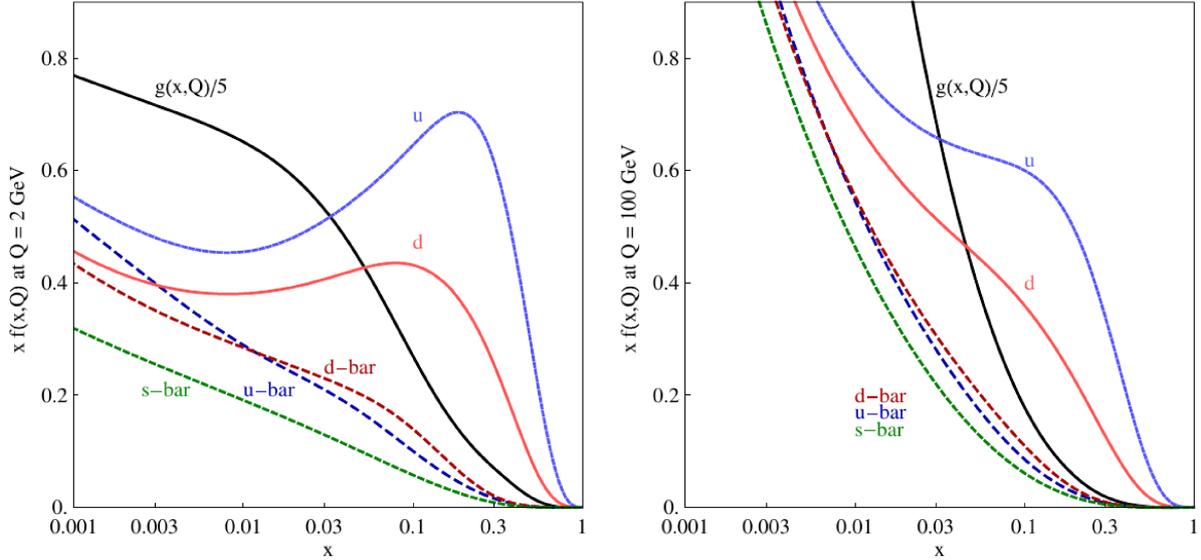


Figura 2.8 - A função de distribuições de pártons CT14nlo em função de x e Q^2 . Na esquerda para $Q = 2$ GeV e na direita para $Q = 100$ GeV. Fonte: ref. [48].

CT14nlo [48], onde sua escala inicial é $Q_0 = 1.295$ GeV. Distribuições de pártons com diferentes sabores na parametrização CT14nlo são exibidas na Figura 2.8. Podemos observar a evolução da estrutura nucleônica: em $x \sim 1/3$, os quarks de valência dominam a estrutura hadrônica, onde observa-se os picos nas distribuições dos quarks u e d . À medida que x diminui, os quarks de mar originados de flutuações de glúons superam a quantidade de quarks de valência. A Figura 2.9 apresenta uma comparação da distribuição gluônica predita por diversos grupos como conteúdo de glúons sendo dominante para pequeno x . A diferença é notável em pequeno x ($x < 10^{-2}$), região cinemática dominada por glúons. Este resultado se deve ao fato dos diferentes pressupostos adotados por estes grupos e a escassez de dados experimentais que vinculem esta distribuição.

2.3 Processos básicos

A estrutura hadrônica é investigada no limite de altas energias através de processos de espalhamento. O processo DIS lépton-núcleon é o processo mais simples, pois neste processo temos apenas uma partícula com subestrutura. Entretanto, também podemos estudar a interação forte através de colisões entre hádrons. Os processos hadrônicos podem ser descritos em termos da fatorização colinear, a qual assume que os pártons são colineares aos hádrons [1, 53]. Além disso, a fatorização colinear prediz que a seção de choque para a produção de um dado estado final X (por exemplo, quarks pesados, jatos, Drell-Yan, Z , W , Higgs, entre outros) pode ser expressa em termos das distribuições partônicas dos hádrons incidentes e da seção de choque para o subprocesso partônico.

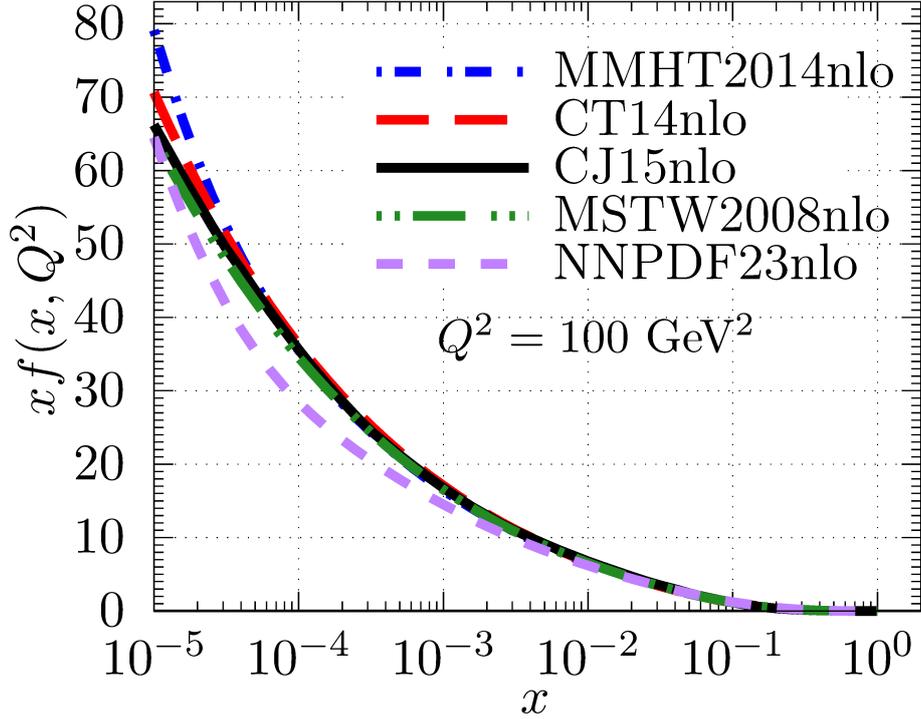


Figura 2.9 - Distribuição de glúons preditas pelas parametrizações MMHT2014, CT14, CJ15, MSTW2008 e NNPDF23 na ordem seguinte ao dominante. Fonte: ref. [52].

2.3.1 Fatorização colinear

Fatorização é um procedimento no qual a seção de choque pode ser escrita como a convolução de dois termos: a seção de choque para o espalhamento entre pártons, obtida via técnicas perturbativas da QCD, e as densidades partônicas, que contêm informações não perturbativas [1]. Em outras palavras, separa-se as dinâmicas de longas e curtas distâncias nas expressões para as seções de choque. Logo, a essência da fatorização colinear é a separação entre o regime perturbativo (processos duros) e o não perturbativo (processos macios) [53].

O processo de espalhamento entre dois hádrons é descrito pelo espalhamento duro entre quarks e glúons, que são seus constituintes. A seção de choque para os processos iniciados por dois hádrons com quadrimomento P_1 e P_2 é escrita como [54]

$$\sigma(h_1, h_2) = \sum_{i,j} \int dx_1 \int dx_2 f_{i_{h_1}}(x_1, Q^2) f_{j_{h_2}}(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{i,j}(p_1, p_2, \alpha_s(Q^2), Q^2), \quad (2.46)$$

onde os índices 1 e 2 referem-se aos hádrons h_1 e h_2 , respectivamente. As frações de momento que os pártons interagentes carregam são $p_{1,2} = x_{1,2}P_{1,2}$ e a escala característica do espalhamento é representada por Q^2 . Esta pode ser, por exemplo, a massa de quarks

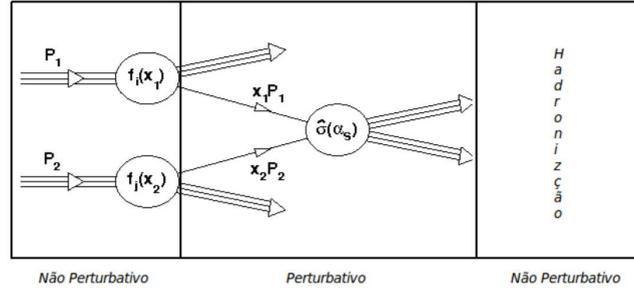


Figura 2.10 - Os círculos representam os hádrons colisores com suas correspondentes distribuições partônicas $f_{i,j}(x_{1,2})$. O subprocesso partônico dá origem à seção de choque elementar, $\hat{\sigma}(\alpha_s)$, em que os pártons interagentes portam frações de momento $x_{1,2}P_{1,2}$ de seus respectivos hádrons e, após a colisão, hadronizam. **Fonte:** ref. [2].

pesados ou o momento transversal de um jato produzido. Esta escala deve ser grande o suficiente para possibilitar a expansão perturbativa em séries de potências da constante de acoplamento $\alpha_s(Q^2)$. As funções $f_{i,j}(x_{1,2}, Q^2)$ são as PDFs, que contém informação não perturbativa sobre a quantidade de cada constituinte do hádron numa dada escala. As funções $\hat{\sigma}_{ij}[p_1, p_2, \alpha_s(Q^2), Q^2]$ são as seções de choque para o espalhamento duro entre os pártons interagentes de tipo i e j .

Um exemplo de fatorização é apresentado na Figura 2.10 onde tem-se uma visão esquemática da separação entre as partes perturbativa e não perturbativa em uma colisão hadrônica. Após a interação dura entre os pártons, estes sofrem o processo não perturbativo da hadronização, dando origem a hádrons no estado final.

2.4 Colisão ultraperiférica

As colisões nucleares com energias ultrarelativísticas são estudadas quando os núcleos AA interagem hadronicamente, onde o parâmetro de impacto é menor do que a soma dos raios dos núcleos participantes ($b < 2R_A$), produzindo interações partônicas na região de superposição. Eventos com pequenos parâmetros de impacto ($b \sim 0$) são conhecidos como eventos “centrais”, os com grande parâmetro de impacto ($b \sim 2R_A$) são conhecidos como eventos “periféricos”, mas são campos eletromagnéticos fortes que induzem interações em colisões ultraperiféricas (UPCs).

Estes eventos são caracterizados por terem o parâmetro de impacto maior a somas dos raios dos núcleos participantes ($b > 2R_A$), onde contribuições de interações puramente fortes são desconsideradas. Na aproximação de Weizsäcker-Williams [43, 44, 55], baseada na proposta de Fermi [56], também conhecido como a “Aproximação de fótons equivalentes” (EPA), os campos eletromagnéticos contraídos pelo fator de Lorentz atuam como

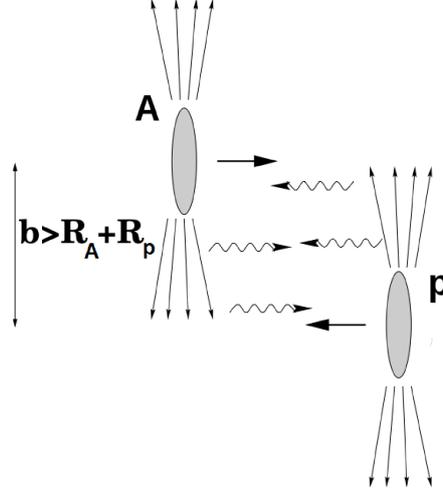


Figura 2.11 - Esquema para uma colisão ultraperiférica. Fonte: ref. [57]

fonte de fótons quase reais de altas energias. Esses fótons são ditos ou considerados quase reais, pois sua virtualidade é menor que a inversa do raio do núcleon ($Q^2 \lesssim 1/R_A^2$).

A aproximação de fótons equivalentes é um método para o cálculo de seção de choque para vários processos eletromagnéticos, que ajuda no entendimento e contribui com previsões fenomenológicas para muitos processos como, por exemplo, produção de mésons vetoriais, produção de Higgs, fotoprodução de quarks pesados, entre outros, sendo um complemento de estudo para colisões frontais e periféricas. Neste caso em particular consideraremos processos de dois fótons e fotoprodução de quarks pesados, nesta interação de núcleos, podemos considerar a um deles como projétil (que sempre vem do lado esquerdo da colisão) e outro como alvo (que vem do lado direito da colisão).

Nesse sentido, em particular para um processo $A + p$ como mostrado na Figura 2.11, onde o fóton é induzido pelo núcleo A , pode-se descrever a seção de choque total em altas energias e baixas virtualidades da forma fatorizada, em um espectro de fótons equivalentes $n_A(\omega)$ do núcleo A e a seção de choque da interação fóton-próton $\sigma_{\gamma p}$ [57–59],

$$\sigma_{A+p} = \int d\omega n_A(\omega) \sigma_{\gamma p}(\omega), \quad (2.47)$$

onde a integral é feita sobre a energia dos fótons ω .

A quantidade $n_A(\omega)$ pode ser calculada pela QED para o caso em que a fonte de fótons A é uma partícula elementar carregada [59, 60], e para o caso quando a partícula tenha uma estrutura interna. Estes dois casos serão discutidos na seção seguinte.

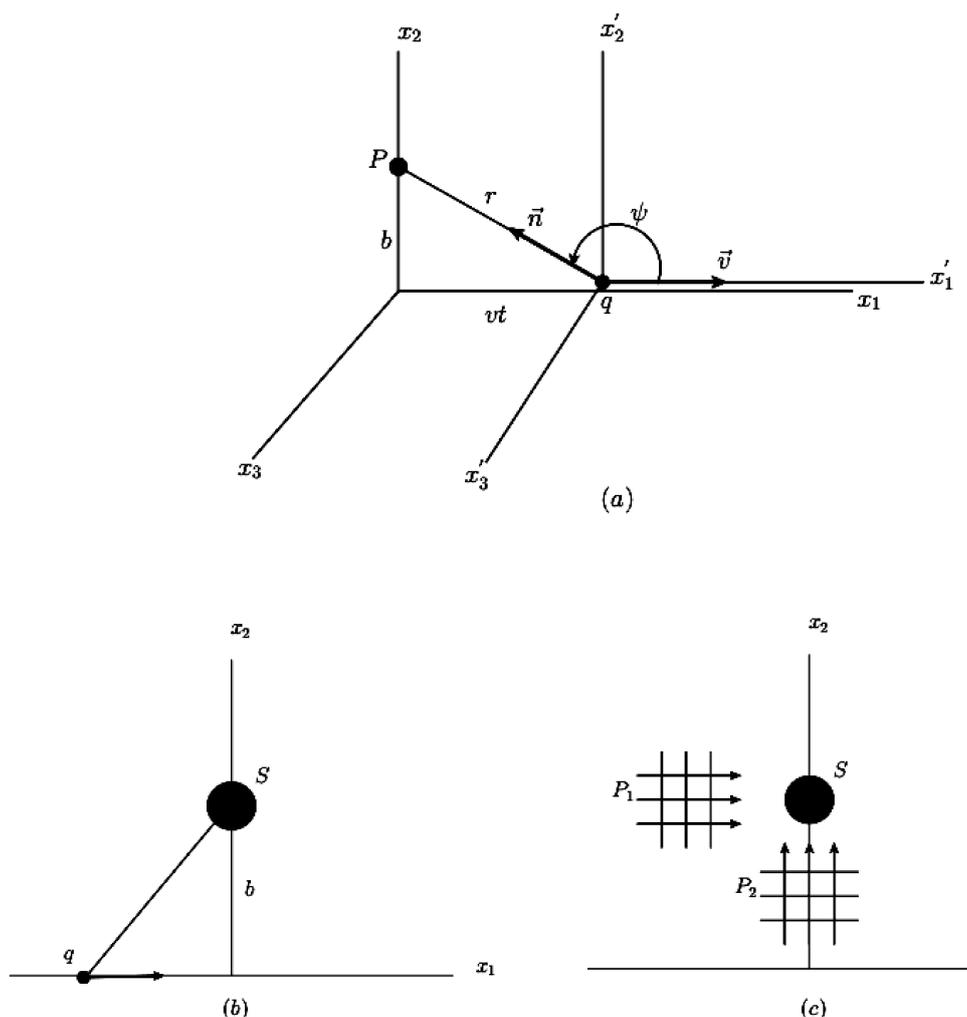


Figura 2.12 - (a) Partícula de carga q com velocidade v no eixo x_1 . (b) Partícula passando por um sistema S e (c) pulso de radiações equivalentes. **Fonte:** ref. [61]

2.4.1 Fluxo de fótons

Os campos eletromagnéticos associados aos prótons e núcleos ultra-relativísticos ($v \sim c$) podem ser tratados como um fluxo de fótons equivalentes. Esta teoria, denominada teoria de fótons equivalentes ou fótons virtuais, foi formulada independentemente, por Weizsäcker [43] e Williams [44, 55], estimulados pelo trabalho de Fermi [56], que ao estudar o problema de perda de energia de um projétil por ionização da matéria observou semelhanças com o processo de absorção de radiação X pelos átomos.

Para uma transformação de Lorentz de um sistema k para um sistema k' movendo-se com velocidade v relativa a k , como pode-se ver na Figura 2.12(a), a transformação dos

campos pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} E'_1 &= E_1 & , & & B'_1 &= B_1, \\ E'_2 &= \gamma(E_2 - \beta B_3) & , & & B'_2 &= \gamma(B_2 - \beta E_3), \\ E'_3 &= \gamma(E_3 - \beta B_2) & , & & B'_3 &= \gamma(B_3 - \beta E_2). \end{aligned} \quad (2.48)$$

Consideremos uma carga q movendo-se ao longo da direção x_1 com velocidade \vec{v} . No referencial de repouso da carga k , os campos elétrico e magnético são dados por:

$$\begin{aligned} E'_1 &= -\frac{qvt'}{r'^3} & , & & B'_1 &= 0, \\ E'_2 &= -\frac{qb}{r'^3} & , & & B'_2 &= 0, \\ E'_3 &= 0 & , & & B'_3 &= 0, \end{aligned} \quad (2.49)$$

em termos das coordenadas de k , podemos reescrever estes campos como:

$$\begin{aligned} E_1 &= E'_1 = -\frac{q\gamma vt}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}, \\ E_2 &= \gamma E'_2 = -\frac{\gamma qb}{(b^2 + \gamma^2 v^2 t^2)^{3/2}}, \\ B_3 &= \gamma\beta E'_2 = \beta E_2. \end{aligned} \quad (2.50)$$

Para $\beta \approx 1$, os campos $E_2(t)$ e $B_3(t)$ são completamente equivalentes a um pulso de radiação plano-polarizada P_1 incidente em S na direção x_1 , como se vê na Figura 2.12(c). Não há um campo magnético para acompanhar $E_1(t)$ e assim formar um pulso de radiação P_2 incidente ao longo da direção x_2 . Contudo, se o movimento das partículas carregadas em S é não relativístico neste sistema de coordenadas, podemos adicionar o campo magnético necessário para criar o pulso P_2 sem afetar a física do problema, pois as partículas em S respondem apenas a forças elétricas, maiores detalhes na ref. [60].

Desta forma, o campo eletromagnético da partícula torna-se equivalente à superposição de dois pulsos de radiação P_1 e P_2 como pode-se observar na Figura 2.12(c). Logo, pode-se calcular a quantidade de energia incidente sobre o alvo por unidade de área e por intervalo de frequência, através de

$$\frac{d^3 I_1(\omega, \vec{b})}{d\omega d^2 \vec{b}} = \frac{c}{2\pi} |E_2(\omega, \vec{b})|^2 \quad \text{e} \quad \frac{d^3 I_2(\omega, \vec{b})}{d\omega d^2 \vec{b}} = \frac{c}{2\pi} |E_1(\omega, \vec{b})|^2, \quad (2.51)$$

onde \vec{b} é o parâmetro de impacto e $E_1(\omega, \vec{b})$ e $E_2(\omega, \vec{b})$ são as transformadas de Fourier dos

campos $E_1(t, \vec{b})$ e $E_2(t, \vec{b})$, mais detalhes ver ref. [57, 60],

$$E(\omega, \vec{b}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(t, \vec{b}) e^{i\omega t} dt, \quad (2.52)$$

substituindo a eq. 2.50 na eq. 2.52, pode-se obter

$$E_1(\omega, \vec{b}) = -\frac{iq}{\gamma bv} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left[\frac{\omega b}{\gamma v} K_0\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right], \quad (2.53)$$

$$E_2(\omega, \vec{b}) = \frac{q}{bv} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left[\frac{\omega b}{\gamma v} K_1\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right], \quad (2.54)$$

com K_i denotando a função de Bessel modificada. Logo, colocando este resultado na eq. 2.51, pode-se obter o espectro de radiação total correspondente à soma dos dois pulsos P_1 e P_2 ,

$$\frac{d^3 I(\omega, \vec{b})}{d\omega d^2 \vec{b}} = \frac{d^3 I_1(\omega, \vec{b})}{d\omega d^2 \vec{b}} + \frac{d^3 I_2(\omega, \vec{b})}{d\omega d^2 \vec{b}}, \quad (2.55)$$

$$\frac{d^3 I(\omega, \vec{b})}{d\omega d^2 \vec{b}} = \frac{1}{\pi^2} \frac{q^2}{cb^2} \left(\frac{c}{v}\right)^2 \left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right)^2 \left[K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \right]. \quad (2.56)$$

Considerando esta relação para um núcleo com carga Zq , tendo uma aproximação para partículas ultrarrelativísticas e considerando as magnitudes em unidades naturais ($c = 1$). Com q^2 proporcional à constante de estrutura fina α , tem-se,

$$\frac{d^3 I(\omega, \vec{b})}{d\omega d^2 \vec{b}} = \frac{1}{\pi^2} \frac{Z^2 \alpha}{b^2} \left(\frac{\omega b}{\gamma}\right)^2 \left[K_1^2\left(\frac{\omega b}{\gamma}\right) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2\left(\frac{\omega b}{\gamma}\right) \right]. \quad (2.57)$$

A seguir, pode-se obter o número de fótons equivalentes por núcleon com carga Zq . A dependência no parâmetro de impacto e no espectro de frequência da função $N_\gamma(\omega, \vec{b})$, é dado por [60]:

$$\frac{d^3 N_\gamma(\omega, \vec{b})}{d\omega d^2 \vec{b}} = \frac{1}{\omega} \left[\frac{d^3 I(\omega, \vec{b})}{d\omega d^2 \vec{b}} \right]. \quad (2.58)$$

Finalmente pode-se chegar à forma padrão do fluxo de fótons de Weizsäcker-Willians para o caso onde a fonte de fótons seja considerada uma partícula puntual, determinado

como,

$$\frac{d^3 N_\gamma(\omega, \vec{b})}{d\omega d^2 \vec{b}} = \frac{Z^2 \alpha k^2}{\pi^2 \omega b^2} \left[K_1^2(k) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(k) \right], \quad k = \frac{b\omega}{\gamma}, \quad (2.59)$$

com a carga nuclear Z , a constante de estrutura fina α , a energia do fóton ω , o fator de Lorentz γ definido como, $\gamma = \sqrt{s}/2m_p$, onde s é a energia centro de massa (c.m.) por núcleon, e a massa do próton $m_p = 0.938$ GeV. Por exemplo, no LHC pA run-2016 (com $\sqrt{s} = 8.16$ TeV) temos $\gamma_{Pb} \approx 4350$, no entanto para RHIC, $\gamma_{Au} \approx 107$. Para um futuro colisor (com $\sqrt{s} = 50$ TeV), nós temos $\gamma \approx 26652$.

No entanto, o núcleo é um objeto complexo e haverá casos em que nos interessaremos pela distribuição de fótons muito próxima ou mesmo dentro do núcleo. Portanto, é melhor considerar uma distribuição de carga realista do núcleo para obter o fluxo de fótons. Para tanto, devemos lembrar que o fluxo de fótons em função do parâmetro de impacto e da energia do fóton é obtido a partir de

$$\omega \frac{d^3 N(\omega, \vec{b})}{d\omega d^2 \vec{b}} = \frac{Z^2 \alpha}{\pi^2} \left| \int_0^\infty dq_t \frac{q_t^2 F\left(q_t^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}\right)}{q_t^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}} J_1(bq_t) \right|^2, \quad (2.60)$$

onde \mathbf{q} é o momento do fóton, $q_t^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2} = \mathbf{q}^2$, J_1 é a função Bessel de primeiro tipo. O fator de forma do núcleo $F(\mathbf{q}^2)$ é encontrado em termos de aplicando a transformada de Fourier à distribuição de carga esfericamente simétrica $\rho(r)$:

$$F(\mathbf{q}^2) = 4\pi \int_0^\infty r dr \rho(r) \frac{\sin(|\mathbf{q}|r)}{|\mathbf{q}|}. \quad (2.61)$$

Neste trabalho, exploramos observáveis em UPCs PbPb (com peso atômico $A = 208$ e número $Z = 82$), e adotamos parametrização Wood-Saxon normalizada para a densidade de carga [62]:

$$\rho(\vec{r}) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_A}{\delta}\right)}, \quad \int d^3r \rho(\vec{r}) = 1, \quad (2.62)$$

onde $\delta = 0,459$ fm e o raio nuclear é $R_A = 6,63$ fm, e ρ_0 é uma normalização geral. Mais detalhes sobre parametrizações da distribuição de carga no núcleo podem ser encontrados em, por exemplo, refs. [57, 63].

Nesta oportunidade considerou-se trabalhar com a ideia da fração de momento do

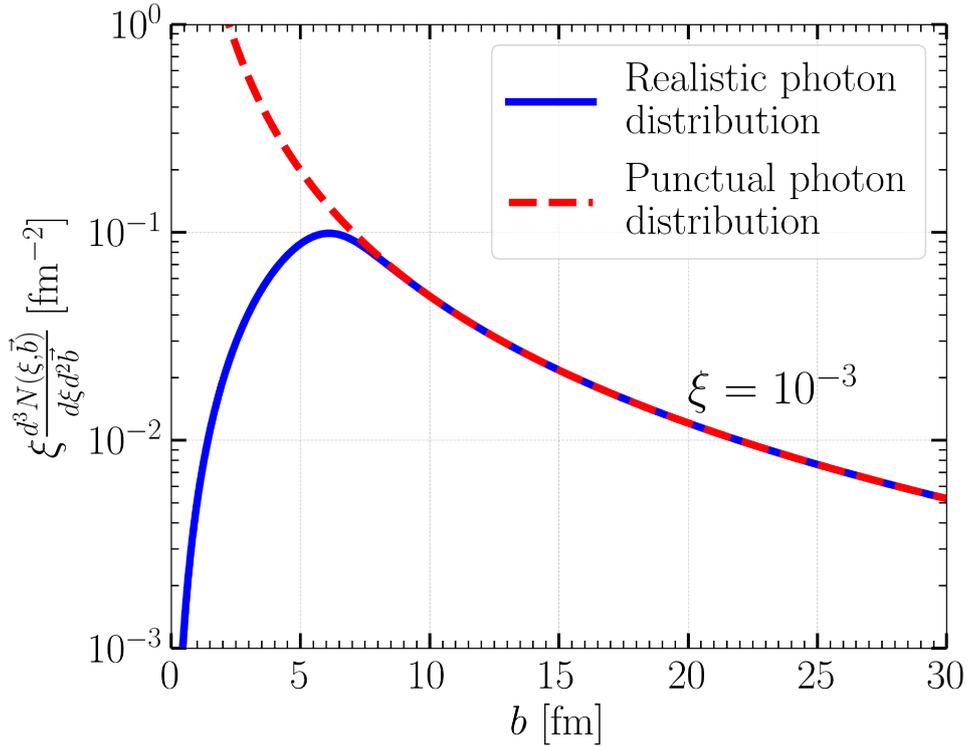


Figura 2.13 - A distribuição do número de fótons como uma função do parâmetro de impacto b e com fração de momento do fóton fixado em $\xi = 10^{-3}$ mostrando a diferença entre as distribuições de carga puntual e realística. **Fonte:** ref. [32].

fóton ξ , ao invés da energia do fóton ω , a qual define-se da seguinte maneira:

$$\xi N(\xi, \vec{b}) \equiv \xi \frac{d^3 N(\xi, \vec{b})}{d\xi d^2 \vec{b}} = \omega \frac{d^3 N(\omega, \vec{b})}{d\omega d^2 \vec{b}} \quad \text{com} \quad \xi = \frac{2\omega}{\sqrt{s}}. \quad (2.63)$$

Com esta definição podemos ter uma melhor concepção da probabilidade da obtenção de um fóton com fração de momento ξ no fluxo de fótons, assim integrando sobre o parâmetro de impacto podemos ter

$$\xi \bar{N}_\gamma(\xi) \equiv \xi \frac{dN}{d\xi} = \int d^2 b \xi \frac{d^3 N(\xi, \vec{b})}{d\xi d^2 \vec{b}}. \quad (2.64)$$

Esta parametrização Wood-Saxon fornece uma distribuição realística de fótons, conforme ilustrado na Figura 2.13 (linha sólida). Vemos um máximo da distribuição em aproximadamente 6,63 fm, ou seja, próximo ao raio do núcleo. Para valores muito pequenos do parâmetro de impacto, conforme nos movemos em direção ao centro nuclear, o número de fótons cai para zero, como esperado, ao contrário da distribuição por uma carga puntual (linha tracejada) na qual notamos a divergência típica na origem.

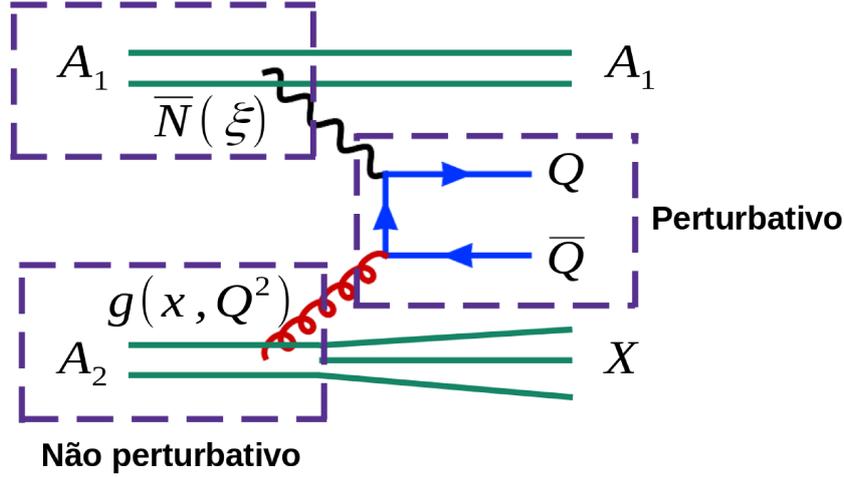


Figura 2.14 - Representação gráfica para interação fóton-glúon na produção de $Q\bar{Q}$ em UPCs A_1A_2 , mostrando a parte perturbativa e não perturbativa da colisão. **Fonte: própria.**

Para estudar o próton como objeto que proporciona fótons em colisões ultraperiféricas, precisamos estimar o fluxo de fótons do próton. Pensando no caso de uma parametrização do próton como carga puntual, usamos a eq. 2.59 com $Z = 1$ e com o valor mínimo do parâmetro de impacto considerado como sendo o raio do próton $b_{\min} \equiv R_p = 0,84$ fm [64]. Para uma distribuição de fótons mais realista do próton, consideramos o seguinte modelo [65, 66]:

$$\bar{N}_{\gamma|p}(\xi) = \frac{\alpha}{2\pi\xi} [1 + (1 - \xi)^2] \left(\ln \Omega - \frac{11}{6} + \frac{3}{\Omega} - \frac{3}{2\Omega^2} + \frac{1}{3\Omega^3} \right), \quad (2.65)$$

onde $\Omega = 1 + (0.71\text{GeV}^2)/Q_{\min}^2$, e

$$Q_{\min}^2 \approx \frac{(\xi m_p)^2}{1 - \xi}. \quad (2.66)$$

2.4.2 Seção de choque SPS em UPCs na produção de quarks pesados

O tema de produção de quarks pesados em UPCs é um dos primeiros processos depois da produção de di-leptons, na interação de fóton-fóton, a ser estudada como uma sonda da distribuição de glúons dentro do hádron [67–70].

A estrutura da seção de choque de um processo SPS na interação fóton-núcleo ou fóton-hádron em UPCs na produção de quarks pesados $Q\bar{Q}$, pode ser classificado em contribuição direta e contribuição resolvida. Na contribuição direta o fóton comporta-se como uma partícula puntual que pode flutuar somente em um par quark-antiquark como observado no diagrama da Figura 2.15 (a), no entanto na contribuição resolvida o fóton

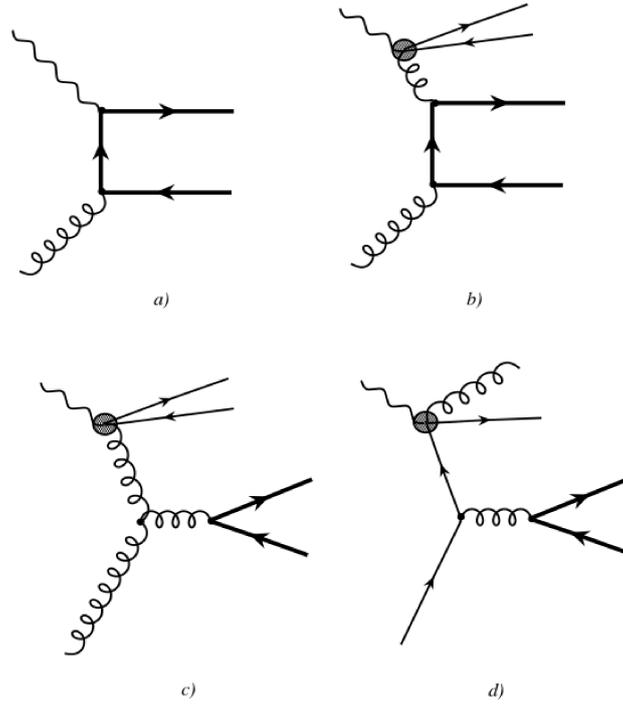


Figura 2.15 - (a) Diagrama que contribui para fotoprodução do SPS-direto, (b),(c) e (d) diagramas que contribuem para a fotoprodução do SPS-resolvido. **Fonte: ref. [41].**

flutua em um estado com configuração ainda mais complexa constituída por quarks e glúons, como observado nos diagramas da Figura 2.15 (b, c e d), assim a seção de choque da fotoprodução de $Q\bar{Q}$ é a soma das contribuições direta e resolvida [41,42].

Para objetivos desta pesquisa é necessário esclarecer que, todos os cálculos, predições numéricas e análises realizadas em todas as colisões entre hádrons vistas aqui, terão como requisito principal que um dos hádrons seja considerado a fonte dos fótons e este não quebre durante a colisão. Ao mesmo tempo, o outro hádron será considerado como alvo e este poderá quebrar durante a colisão.

2.4.2.1 Contribuição Direta SPS

A seção de choque semi-exclusiva de uma contribuição direta em UPCs para a produção de quarks pesados $Q\bar{Q}$ em colisões de núcleos A_1 e A_2 esta definida como:

$$\begin{aligned} \sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 X + Q\bar{Q}} &= \int d^2\vec{b} \Theta(b - R_{A_1} - R_{A_2}) \int d^2\vec{b}_\gamma \Theta(b_\gamma - R_{A_1}) d^2\vec{b}_g \delta^{(2)}(\vec{b} + \vec{b}_g - \vec{b}_\gamma) \\ &\times \int d\xi dx N_\gamma(\xi, \vec{b}_\gamma) G_g^{A_2}(x, \vec{b}_g) \hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}} \end{aligned} \quad (2.67)$$

onde a função $\Theta(b - R_{A_1} - R_{A_2})$ é uma função de Heaviside que representa um fator de absorção aproximado, garantindo que apenas colisões ultraperiféricas são consideradas, quando não ocorre ruptura nuclear [63].

Esta seção de choque considera 3 partes importantes como mostrado na Figura 2.14, em primeiro lugar é o fluxo de fótons emitido pelo núcleo A_1 , descrito por $N_\gamma(\xi, \vec{b}_\gamma)$ com fração de momento ξ e parâmetro de impacto \vec{b}_γ , esta seção de choque inclui a função $\Theta(b_\gamma - R_{A_1})$ para garantir que os fótons que interagem estão fora do núcleo emitido, isto é por considerar o núcleo como uma partícula puntual, por outro lado, quando se considera uma distribuição de carga finita para o núcleo, isso proporciona um fluxo de fótons realístico, e podemos desconsiderar a função $\Theta(b_\gamma - R_{A_1})$.

A segunda parte importante é a dependência da seção de choque do subprocesso fóton-glúon $\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}$, representado no diagrama de Feynman visto na Figura 2.15(a). Para detalhes do cálculo, ver o apêndice A. Usaremos as variáveis de Mandelstam modificadas definidas como:

$$\hat{t} = (p_Q - p_\gamma)^2 - m_Q^2, \quad (2.68)$$

$$\hat{u} = (p_{\bar{Q}} - p_\gamma)^2 - m_Q^2, \quad (2.69)$$

$$\hat{s} = (p_Q + p_{\bar{Q}})^2. \quad (2.70)$$

Para escrever a seção de choque do subprocesso da forma

$$\frac{d^2 \hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}}{d\hat{t} d\hat{u}} = \frac{\pi \alpha_s \alpha e_Q^2}{\hat{s}^2} \left[\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{4m_Q^2 \hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} \left(1 - \frac{m_Q^2 \hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} \right) \right] \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}). \quad (2.71)$$

Em seguida, integrando na eq. 2.71 sobre a variável \hat{u} e da relação entre \hat{t} e o momento transversal p_\perp das partículas Q e \bar{Q} observado no apêndice A, tem-se a seguinte jacobiana de transformação \mathcal{J}'

$$\mathcal{J}' \equiv \frac{d\hat{t}}{dp_\perp^2} = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2\sqrt{\frac{\hat{s}}{4} - m_Q^2 - p_\perp^2}}, \quad \text{onde } \hat{t} = m_Q^2 - \sqrt{\hat{s}} \left(\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} - \sqrt{\frac{\hat{s}}{4} - m_Q^2 - p_\perp^2} \right), \quad (2.72)$$

onde m_Q é a massa do quark pesado. Logo, como nos experimentos realizam medidas com observáveis cinemáticos mensuráveis, precisamos relacionar as variáveis cinemáticas da colisão ξ e x com as variáveis cinemáticos mensuráveis como a rapidez das partículas

produzidas y_Q e $y_{\bar{Q}}$, para mais detalhes consulte o apêndice B, de modo que:

$$\frac{d^3\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}} d\hat{t}} = \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}}{d\hat{t}} \delta\left(y_Q - \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\xi \hat{u}}{x \hat{t}}\right)\right) \delta\left(y_{\bar{Q}} - \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\xi \hat{t}}{x \hat{u}}\right)\right). \quad (2.73)$$

E a terceira parte importante é a parte não perturbativa da colisão, proporcionada pela distribuição de glúons ou pártons dentro do núcleo A_2 , representado por $G_g^{A_2}(x, \vec{b}_g)$ que depende da fração de momento longitudinal x e do parâmetro de impacto \vec{b}_g , que é frequentemente usada na forma fatorada

$$G_g^{A_2}(x, \vec{b}_g) = A_2 g(x) \int d^2\vec{b}_p \delta^{(2)}(\vec{b}_g - \vec{b}_p - \vec{b}_{g|p}) \rho_{2D}(\vec{b}_p) f_g(\vec{b}_{g|p}). \quad (2.74)$$

Para a densidade do glúon colinear $g(x)$ do núcleon em um dado núcleo A_2 usamos a parametrização EPPS16nlo [71], na qual a escala de fatorização está implícita, sendo a escala dura do subprocesso $\mu_F^2 \equiv \hat{s}$.

A parametrização EPPS16nlo considera efeitos nucleares em função da fração de momento do parton x , definida como $R_i^{A_2}(x, Q^2)$, aqui não consideramos algum outro efeito nuclear além do já considerado pela parametrização respectiva. Por outro lado é necessário comentar que, a EPPS16nlo desconsidera totalmente efeitos nucleares em função de parâmetro de impacto \vec{b} , estes efeitos estão sendo procurados como por exemplo em [72, 73].

Para localizar o núcleon dentro do núcleo no espaço de parâmetros de impacto, a função de espessura bidimensional é dada pela integral sobre a coordenada longitudinal z da distribuição Wood-Saxon [74]

$$\rho_{2D}(\vec{b}) \equiv \int dz \rho(\vec{r}) = \int dz \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\left(\sqrt{b^2 + z^2} - R_A\right)/\delta\right)}, \quad (2.75)$$

onde \vec{b}_p é a posição de tal núcleon. Para obter a distribuição do parâmetro de impacto do glúon em um núcleo, a função de acima é convolvida com a função de perfil [75],

$$f_g(\vec{b}) = \frac{\Lambda^2 \mu^2 \Lambda b}{2\pi} K_1(\Lambda b), \quad \int d^2\vec{b} f_g(\vec{b}) = 1. \quad (2.76)$$

onde $\Lambda \approx 1.5$ GeV que representa a inversa do raio do próton [29, 75], e K_1 denota a função de Bessel modificada de primeira ordem.

Consequentemente, colocando as respectivas jacobianas de transformação podemos

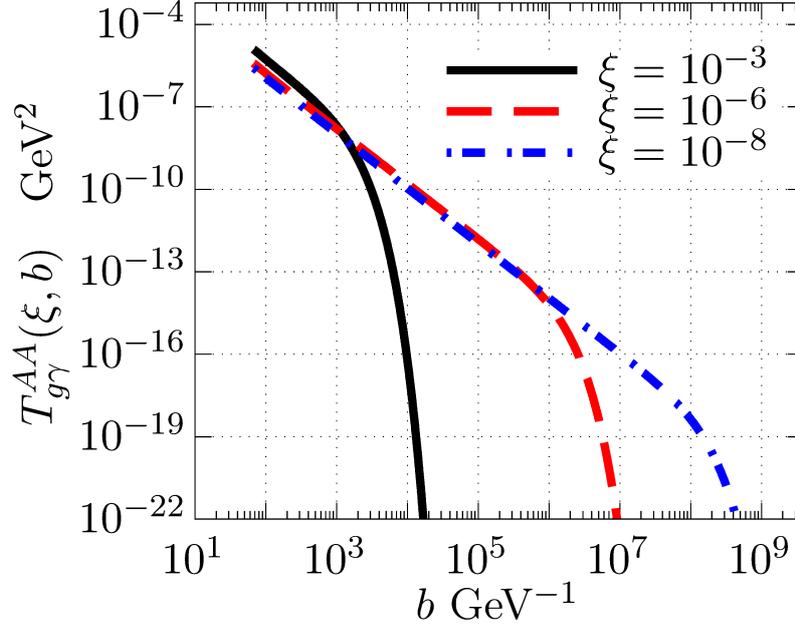


Figura 2.16 - Distribuição da função de superposição com ξ fixo em 10^{-3} , 10^{-6} e 10^{-8} e variando o parâmetro de impacto b . **Fonte: própria.**

obter uma seção de choque diferencial SPS da eq. 2.67, em função das rapidezzes do quark e antiquark produzidos e do momento transversal da colisão,

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 X + Q\bar{Q}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}} dp_{Q\perp}} &= \int d^2\vec{b} \Theta(b - R_{A_1} - R_{A_2}) d^2\vec{b}_\gamma \Theta(\vec{b}_\gamma - R_{A_1}) d^2\vec{b}_g \delta^{(2)}(\vec{b} + \vec{b}_g - \vec{b}_\gamma) \\ &\times \xi x N_\gamma(\xi, \vec{b}_\gamma) G_g^{A_2}(x, \vec{b}_g) \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}}{dp_{Q\perp}}. \end{aligned} \quad (2.77)$$

Depois, integrando no momento transversal $dp_{Q\perp}$ e separando as funções que somente dependem do parametro de impacto, a expressão acima pode ser reescrita da seguinte forma equivalente,

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 X + Q\bar{Q}}^{\text{Direto, Total}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}}} &= \int dp_{Q\perp} \xi \bar{N}_\gamma(\xi) A_2 x g(x) \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}}{dp_{Q\perp}} \\ &\times \int d^2\vec{b} \Theta(b - R_{A_1} - R_{A_2}) T_{g\gamma}^{A_1 A_2}(\xi, \vec{b}), \end{aligned} \quad (2.78)$$

na qual pode-se definir uma função de sobreposição $T_{g\gamma}^{A_1 A_2}(\xi, \vec{b})$ onde podemos ver o comportamento na Figura 2.16, este encapsula toda a dependência do parâmetro de impacto no elemento da matriz ao quadrado, como

$$T_{g\gamma}^{A_1 A_2}(\xi, \vec{b}) = \frac{1}{\bar{N}_\gamma(\xi)} \int d^2\vec{b}_p \int d^2\vec{b}_\gamma \Theta(b_\gamma - R_{A_1}) N_\gamma(\xi, \vec{b}_\gamma) \rho_{2D}(\vec{b}_p) f_g(\vec{b}_\gamma - \vec{b}_p - \vec{b}), \quad (2.79)$$

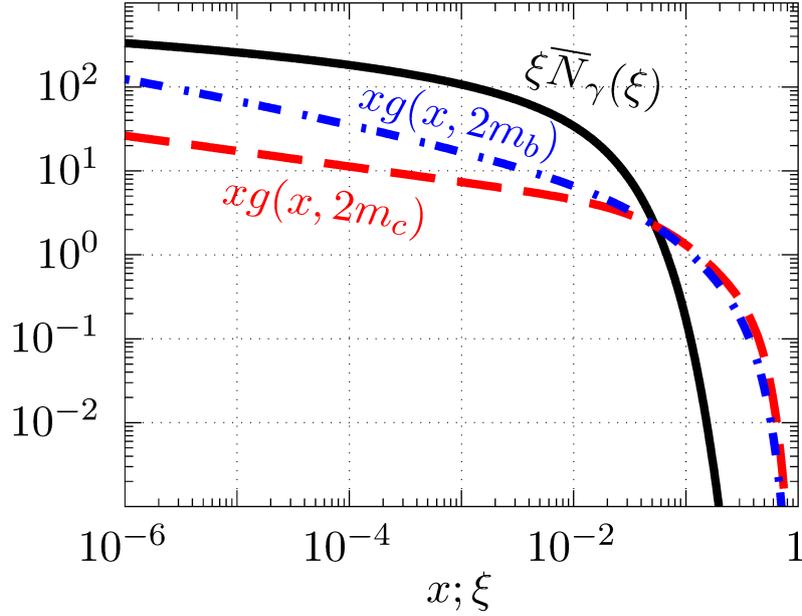


Figura 2.17 - Distribuição do número de fótons $\bar{N}_\gamma(\xi)$ fora do núcleo que podem interatuar com os glúons do próton em processos de fotoprodução, em comparação de dois distribuições de glúons. **Fonte: própria.**

onde,

$$\bar{N}_\gamma(\xi) = \int d^2b \Theta(b - R_A) N_\gamma(\xi, \vec{b}) \quad (2.80)$$

é a distribuição numérica de fótons que podem interagir no processo considerado (fora do núcleo), mostrada na Figura 2.17.

Aproveitando a descrição acima, podemos definir a seção de choque diferencial para uma interação núcleo-próton A_1p em UPCs, onde o fóton é proporcionado pelo núcleo e o glúon é proporcionado pelo próton, nesse sentido se utiliza a mesma descrição da distribuição de fótons utilizada na colisão anterior, porém, o glúon vai ser proporcionado somente por um próton, onde, em comparação com a colisão anterior ($A_2 = 1$), a nossa função $G_g^{A_2}(x, \vec{b}_g)$ vai mudar, tendo a forma

$$G_g^{A_2=1}(x, \vec{b}_g) = g(x) f_g(\vec{b} - \vec{b}_\gamma). \quad (2.81)$$

com esta definição podemos obter a nossa seção de choque diferencial análoga a eq. 2.78 para uma colisão A_1p como,

$$\frac{d^2\sigma_{A_1p \rightarrow A_1X+Q\bar{Q}}^{\text{Direto, Total}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}}} = \int dp_{Q\perp} \xi \bar{N}_\gamma(\xi) x g(x) \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}}{dp_{Q\perp}} \int d^2\vec{b} \Theta(b - R_{A_1} - R_p) T_{g\gamma}^{A_1p}(\xi, \vec{b}), \quad (2.82)$$

onde a nossa função de superposição $T_{g\gamma}^{A_1p}(\xi, \vec{b})$ vai mudar, tendo a forma

$$T_{g\gamma}^{A_1p}(\xi, \vec{b}) = \frac{1}{\bar{N}_\gamma(\xi)} \int d^2\vec{b}_\gamma \Theta(b_\gamma - R_{A_1}) N_\gamma(\xi, \vec{b}_\gamma) f_g(\vec{b} - \vec{b}_\gamma), \quad (2.83)$$

Da mesma forma, se analisamos uma interação pp em UPCs, podemos perceber rapidamente que nesta oportunidade podemos substituir a descrição da distribuição de fótons de um núcleo para uma de um próton. Assim, análogo a uma interação A_1p podemos obter,

$$\frac{d^2\sigma_{pp \rightarrow pX+Q\bar{Q}}^{\text{Direto, Total}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}}} = \int dp_{Q\perp} \xi \bar{N}_{\gamma|p}(\xi) x g(x) \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q\bar{Q}}}{dp_{Q\perp}} \int d^2\vec{b} \Theta(b - 2R_p) T_{g\gamma}^{pp}(\xi, \vec{b}), \quad (2.84)$$

onde a função de superposição $T_{g\gamma}^{pp}(\xi, \vec{b})$ tem a forma

$$T_{g\gamma}^{pp}(\xi, \vec{b}) = \frac{1}{\bar{N}_{\gamma|p}(\xi)} \int d^2\vec{b}_\gamma \Theta(b_\gamma - R_p) N_{\gamma|p}(\xi, \vec{b}_\gamma) f_g(\vec{b} - \vec{b}_\gamma), \quad (2.85)$$

Nas eqs. 2.79, 2.83 e 2.85, considerando que as distribuição dos glúons sejam muito localizadas no parâmetro de impacto em comparação aos fótons ($\vec{b} - \vec{b}_\gamma \sim 0$), nesse sentido, ele se tornaria uma delta matando uma integral. Assim, conseguimos recair na expressão utilizada na ref. [41]. Em outras palavras, o parâmetro de impacto do glúon é tão pequeno que poderia se desconsiderar e o parâmetro de impacto do fótons se tornaria \vec{b} .

2.4.2.2 Contribuição Resolvida SPS

Com relação à seção de choque diferencial da contribuição resolvida para a produção de $Q\bar{Q}$, a análise é análoga ao cálculo da contribuição direta, com a diferença que neste caso o fóton emitido pelo núcleo flutua em uma configuração complexa, na qual vai estar constituído de quarks e glúons, representando uma distribuição de pártons do fóton, onde estes têm uma probabilidade de interação com os glúons e quarks que saem do próton, produzindo quarks pesados.

Distribuições de pártons no fóton são derivadas da função de estrutura de fótons determinada experimentalmente $F_2^\gamma(x, Q^2)$, em conjunto com contribuições teóricas

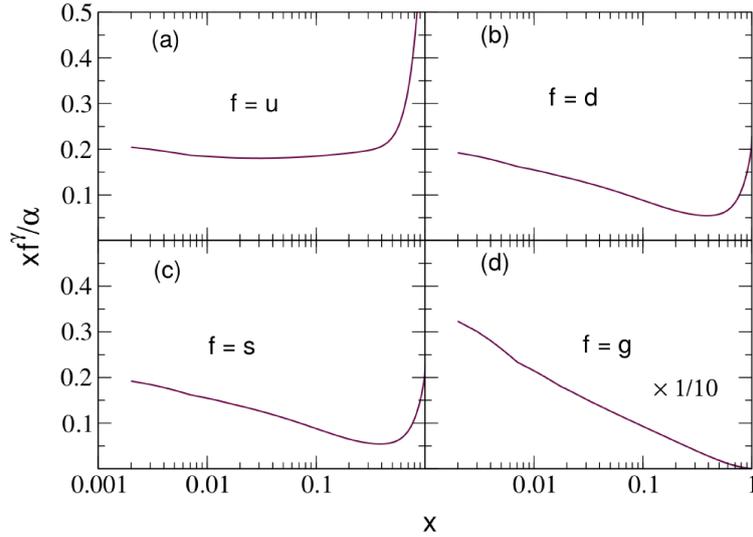


Figura 2.18 - Distribuição de pártons no fóton em (a) Quark Up, (b) Quark Down, (c) Quark Strange e em (d) Glúons, com $Q^2 = 4m_c^2 GeV^2$ obtido do conjunto de distribuições AFG04. **Fonte:** ref. [42].

apreciáveis. Estas contribuições, que são necessárias na implementação da parametrização das distribuições de pártons da função de estrutura do fóton, explicam em parte algumas das diferenças dos observáveis nos conjuntos de distribuição de pártons de fótons disponíveis. Outra fonte de diferenças está na escolha dos dados experimentais a partir dos quais o $F_2^\gamma(x, Q^2)$ é extraído.

Atualmente há um número considerável de conjuntos de distribuições de pártons do fóton disponíveis, tanto em ordem dominante como em ordem seguinte à dominante. Deve-se notar que, diferentemente do caso de um núcleon, não há quarks de valência presentes no fóton, portanto, as distribuições de antiquark são as mesmas que as distribuições de quarks [42, 76]. Nesse sentido na Figura 2.18 apresenta-se as distribuições em ordem seguinte a dominante utilizadas neste trabalho, é proporcionadas por Aurenche, Fontannaz, and Guillet (AFG04) [76] e encontradas em [77].

Os diagramas de Feynman que contribuem para este processo resolvido estão desenhados em (b), (c) e (d) da Figura 2.15. A seção de choque para a fusão $q\bar{q}$, representado no diagrama de Feynman como visto na Figura 2.15(d), onde a seção de choque em termos das variáveis de Mandelstam modificadas do sub-processo é [41]:

$$\hat{s}^2 \frac{d^2 \hat{\sigma}_{q\bar{q}}}{d\hat{t} d\hat{u}} = \pi \alpha_s^2 \frac{4}{9} \left(\frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} + \frac{2m_Q^2}{\hat{s}} \right) \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}), \quad (2.86)$$

e para a fusão de gg , a seção de choque do sub-processo nas variáveis de Mandelstam

modificadas é [41]:

$$\hat{s}^2 \frac{d^2 \hat{\sigma}_{gg}}{d\hat{t}d\hat{u}} = \pi \alpha_s^2 \frac{1}{16} \left[\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{4m_Q^2 \hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} \left(1 - \frac{m_Q^2 \hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} \right) \right] \left[3 \left(1 - \frac{2\hat{t}\hat{u}}{\hat{s}^2} \right) - \frac{1}{3} \right] \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}). \quad (2.87)$$

Para obter uma representação em função do momento transversal, podemos efetuar o mesmo procedimento do que é usado para o processo SPS direto, ou seja, integrando na variável \hat{u} e da relação de \hat{t} em função do momento transversal p_\perp como mostrado na eq. 2.72.

Logo para obter a seção de choque entre hádrons, fazemos a mudança de variáveis cinemáticas x sendo a fração do momento do gluon vindo do próton e z sendo a fração do momento do glúon ou quark vindo do fóton, para as rapidezzes dos respectivos quark pesados y_Q e $y_{\bar{Q}}$. Maiores detalhes estão apêndice C. Assim, obtêm-se a diferencial da seção de choque resolvida na interação de gg :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 X + Q \bar{Q}}^{\text{Resolvido, gg}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}}} &= \int d\xi \bar{N}_\gamma(\xi) x g(x) z g^\gamma(z) \frac{d^2 \hat{\sigma}_{gg \rightarrow Q \bar{Q}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}}} \\ &\times \int d^2 \vec{b} \Theta(b - R_{A_1} - R_{A_2}) T_{g\gamma}^{A_1 A_2}(\xi, \vec{b}), \end{aligned} \quad (2.88)$$

onde $g(x)$ e $g^\gamma(z)$ são as funções de distribuição de glúons do próton e do fóton, respectivamente. A dependência na escala de fatorização está implícita.

Da mesma forma, pode-se obter também a seção de choque resolvida na interação qq :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 X + Q \bar{Q}}^{\text{Resolvida, qq}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}}} &= \sum_{q=u,d,s} \int d\xi \bar{N}_\gamma(\xi) [x f_q(x) + x f_{\bar{q}}(x)] 2z f_{q,\bar{q}}^\gamma(z) \frac{d^2 \hat{\sigma}_{qq \rightarrow Q \bar{Q}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}}} \\ &\times \int d^2 \vec{b} \Theta(b - R_{A_1} - R_{A_2}) T_{q\gamma}^{A_1 A_2}(\xi, \vec{b}), \end{aligned} \quad (2.89)$$

na qual, $f_{q,\bar{q}}(x)$ e $f_q^\gamma(z)$ são as funções de distribuição de quarks e antiquarks do próton e do fóton respectivamente com dependência na escala de fatoração implícita.

Assim, pode-se obter a contribuição total da seção de choque resolvida na produção de $Q\bar{Q}$ sendo a soma da eq. 2.88 e a eq. 2.89.

$$\frac{d^2 \sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 X + Q \bar{Q}}^{\text{Resolvida, Total}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}}} = \frac{d^2 \sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 X + Q \bar{Q}}^{\text{Resolvida, gg}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}}} + \frac{d^2 \sigma_{A_1 A_2 \rightarrow A_1 X + Q \bar{Q}}^{\text{Resolvida, qq}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}}}. \quad (2.90)$$

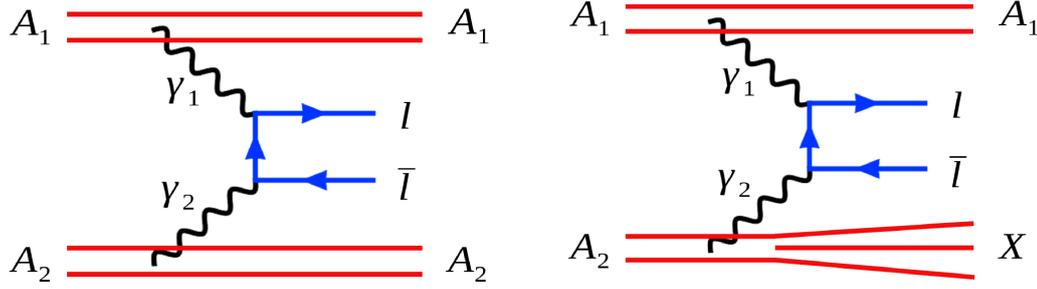


Figura 2.19 - Interação de fóton-fóton em UPCs na produção de $l\bar{l}$, processo exclusivo no lado esquerdo e processo semi-exclusivo no lado direito. **Fonte: própria.**

No presente trabalho, apresentaremos resultados com a produção de quarks pesados como são o quark charm e o quark bottom, lembrando que, para a obtenção da contribuição total de produção de quarks pesados, é a soma das duas contribuições (direto e resolvida); então, somando as eq. 2.78 e a eq. 2.90 poderemos obter a nossa contribuição total da forma.

$$\frac{d^2\sigma_{A_1A_2 \rightarrow A_1X+Q\bar{Q}}^{\text{Total}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}}} = \frac{d^2\sigma_{A_1A_2 \rightarrow A_1X+Q\bar{Q}}^{\text{Direto, Total}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}}} + \frac{d^2\sigma_{A_1A_2 \rightarrow A_1X+Q\bar{Q}}^{\text{Resolvida, Total}}}{dy_Q dy_{\bar{Q}}} \quad (2.91)$$

Como observação, podemos dizer que, para obter contribuição total tanto em colisões A_1p e pp , temos que realizar da mesma forma explicada na contribuição direta para a contribuição resolvida, utilizando as respectivas distribuições adequadas tanto de fóton e glúons e as funções de superposição requeridas para cada colisão.

2.4.3 Seção de choque SPS em UPCs na produção de dilétons

A reação de dois-fótons vem sendo estudada há muito tempo por diferentes autores na produção de e^+e^- em colisões de partículas [78]. Esta fusão de fótons contribui para muitos processos como a produção de léptons, de quarks pesados $Q\bar{Q}$, produção de mésons W^+W^- de píons e entre outros, cujos detalhes estão nas refs. [57, 79–82].

A colisão ultraperiférica é governada por interações eletromagnéticas, geralmente estudada com núcleos que não quebram entretanto, também pode acontecer que o núcleo projétil proporcione fótons equivalentes permanecendo intato e que o núcleo alvo quebre. Nesse sentido, dependendo da natureza do fóton que é originado no núcleo alvo, pode-se definir dois tipos de contribuições, contribuição elástica, e inelástica. Aqui, para propósitos de investigação, precisamos definir e estudar estes dois tipos de contribuições para a fusão fóton-fóton.

2.4.3.1 Contribuição Elástica

Em uma contribuição elástica os fótons tanto do núcleo projétil como do núcleo alvo são considerados equivalentes, nesse sentido temos uma seção de choque proporcional ao número atômico Z^4 (considerando colisão de núcleos iguais) por causa da forma das distribuições dos fótons, geralmente são produzidos em processo exclusivos como mostrado no lado esquerdo da Figura 2.19 e em comparação de medida geralmente é maior à contribuição inelástica.

Assim, para calcular a seção de choque diferencial SPS da produção de dilétons em UPCs AA para contribuição elástica, nós começamos definindo a seção de choque partônica do subprocesso $\gamma\gamma \rightarrow l\bar{l}$ que pode ser calculado dentro da QED [78, 83] dado por

$$\frac{d^2\hat{\sigma}_{\gamma\gamma\rightarrow l\bar{l}}}{d\hat{t}d\hat{u}} = \frac{2\pi\alpha^2}{\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{4m_l^2\hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} \left(1 - \frac{m_l^2\hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} \right) \right) \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}), \quad (2.92)$$

onde podemos usar as variáveis de Mandelstam modificadas definidas como:

$$\hat{t} = (p_l - p_{\gamma_1})^2 - m_l^2, \quad (2.93)$$

$$\hat{u} = (p_{\bar{l}} - p_{\gamma_1})^2 - m_l^2, \quad (2.94)$$

$$\hat{s} = (p_l + p_{\bar{l}})^2 = M^2. \quad (2.95)$$

Aqui, m_l and M são a massa do lépton e a massa invariante do dilépton respectivamente. A correspondente seção de choque diferencial em função do momento transverso pode ser escrita como

$$\frac{d\hat{\sigma}_{\gamma\gamma\rightarrow l\bar{l}}}{dp_{l\perp}^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - 4(m_l^2 + p_{l\perp}^2)/M^2}} \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma\gamma\rightarrow l\bar{l}}}{d\hat{t}}, \quad (2.96)$$

que assim pode ser utilizado para calcular a seção de choque diferencial do subprocesso em função da rapidez do dilépton (Y) e a massa invariante (M^2) como segue

$$\frac{d^2\hat{\sigma}_{\gamma\gamma\rightarrow l\bar{l}}}{dYdM^2} = \frac{\xi_1\xi_2}{M^2} \int dp_{l\perp}^2 \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma\gamma\rightarrow l\bar{l}}}{dp_{l\perp}^2} \delta\left(\xi_1 - \frac{M}{\sqrt{s}}e^Y\right) \delta\left(\xi_2 - \frac{M}{\sqrt{s}}e^{-Y}\right). \quad (2.97)$$

Nesse sentido, agora podemos reescrever a seção de choque diferencial na produção de dilétons em UPCs AA para contribuição elástica da forma

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{AA\rightarrow AA+l\bar{l}}}{dYdM^2} &= \int d^2\vec{b} \Theta(b - 2R_A) d^2\vec{b}_{\gamma_1} \Theta(b_{\gamma_1} - R_A) d^2\vec{b}_{\gamma_2} d\xi_1 d\xi_2 \\ &\times \delta^{(2)}(\vec{b} + \vec{b}_{\gamma_2} - \vec{b}_{\gamma_1}) N_{\gamma_1}(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}) N_{\gamma_2}(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_2}) \frac{d^2\hat{\sigma}_{\gamma_1\gamma_2\rightarrow l\bar{l}}}{dYdM^2}, \end{aligned} \quad (2.98)$$

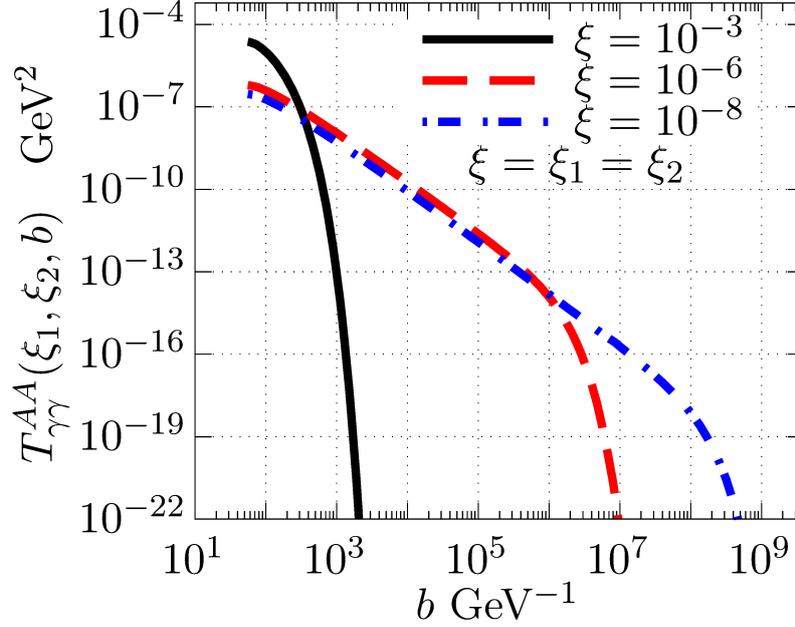


Figura 2.20 - Distribuição da função de superposição com ξ fixo em 10^{-3} , 10^{-6} e 10^{-8} e variando o parâmetro de impacto b . Esta é realizada para uma interação $\gamma\gamma$ em UPCs AA . **Fonte: própria.**

onde $N_{\gamma_1}(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1})$ e $N_{\gamma_2}(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_2})$ são as distribuições de fótons do núcleo projétil e alvo respectivamente, aqui consideramos $\Theta(b_{\gamma_i} - R_A)$ para considerar a distribuição do núcleo do projétil como puntual, por outro lado, o núcleo alvo não tem esta restrição porque consideramos uma distribuição realística de fótons. Na Eq. (2.98), realiza-se uma integração sobre as frações de momento do fóton $\xi_{1,2}$ e também o respectivo parâmetro de impacto \vec{b} e os parâmetros de impacto dos fótons $\vec{b}_{\gamma_{1,2}}$, usando a função de Heaviside $\Theta(b - 2R_A)$ para garantir a natureza ultraperiférica das colisões AA .

Depois, separando os termos que dependem do parâmetro de impacto, podemos reescrever a seção de choque diferencial da eq. 2.98 como

$$\frac{d^2\sigma_{AA \rightarrow AA+l\bar{l}}^{\text{Elástico}}}{dY dM^2} = \int d\xi_1 d\xi_2 \bar{N}_{\gamma_1}(\xi_1) \bar{N}_{\gamma_2}(\xi_2) \frac{d^2\hat{\sigma}_{\gamma_1\gamma_2 \rightarrow l\bar{l}}}{dY dM^2} \int d^2\vec{b} \Theta(b - 2R_A) T_{\gamma_1\gamma_2}^{AA}(\xi_1, \xi_2, \vec{b}), \quad (2.99)$$

definimos a função de superposição $T_{\gamma_1\gamma_2}^{AA}(\xi_1, \xi_2, \vec{b})$ que envolve a dependência do parâmetro de impacto da forma, onde podemos ver o comportamento para quando $\xi_1 = \xi_2$ na Figura 2.20

$$T_{\gamma_1\gamma_2}^{AA}(\xi_1, \xi_2, \vec{b}) = \frac{1}{\bar{N}_{\gamma_1}(\xi_1) \bar{N}_{\gamma_2}(\xi_2)} \int d^2\vec{b}_{\gamma_1} \Theta(b_{\gamma_1} - R_A) N_{\gamma_1}(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}) N_{\gamma_2}(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_1} - \vec{b}) \quad (2.100)$$

com,

$$\bar{N}_{\gamma_1}(\xi) = \int d^2\vec{b}_{\gamma_1} \Theta(b_{\gamma_1} - R_A) N_{\gamma_1}(\xi, \vec{b}_{\gamma_2}) \quad (2.101)$$

$$\bar{N}_{\gamma_2}(\xi) = \int d^2\vec{b}_{\gamma_2} N_{\gamma_2}(\xi, \vec{b}_{\gamma_2}) \quad (2.102)$$

sendo as distribuições de fótons integradas em todo parâmetro de impacto, $\bar{N}_{\gamma_1}(\xi)$ considerando uma distribuição puntual e $\bar{N}_{\gamma_2}(\xi)$ uma distribuição realística.

Assim, da mesma forma como em análises anteriores, este processo pode ser utilizado para analisar de forma análoga colisões pp e Ap , simplesmente temos que considerar as respectivas distribuições tanto do próton o núcleo como a colisão o requer.

2.4.3.2 Contribuição Inelástica

Em um processo semi-exclusivo como mostrado no lado direito da Figura 2.19, os fótons do projétil são fótons equivalentes, no entanto, quando estes fótons interagem com os fótons do alvo que se quebra na colisão, há duas possibilidades, os fótons do alvo podem ser equivalentes, ou podem interagir com os fótons considerados como um parton constituinte do núcleo alvo, que vêm da evolução de quarks e é proporcionado por grupos de parametrizações, este último define a nossa contribuição inelástica.

Nesse sentido a seção de choque para a contribuição inelástica vai ser análoga a eq. 2.99

$$\frac{d^2\sigma_{AA \rightarrow AX+l\bar{l}}^{\text{Inelástico}}}{dY dM^2} = \int d\xi_1 d\xi_2 \bar{N}_{\gamma}(\xi_1) A f_{\gamma}(\xi_2) \frac{d^2\hat{\sigma}_{\gamma_1\gamma_2 \rightarrow l\bar{l}}}{dY dM^2} \int d^2\vec{b} \Theta(b - 2R_A) T_{\gamma_1\gamma_2}^{AA}(\xi_1, \xi_2, \vec{b}), \quad (2.103)$$

com as únicas diferenças sendo na distribuição dos fótons do núcleo alvo $f_{\gamma}(\xi_2)$, que é proporcionado pelo grupo “MMHT2015qed” [84], e a função de superposição similar a eq. 2.79, porque o fóton é considerado um parton constituinte do núcleo.

Por último, aqui no presente trabalho apresentaremos resultados com a produção de di-múons ($\mu^+\mu^-$), para conseguir a contribuição total em uma interação fóton-fóton com produção de di-múons considerando as duas contribuições (elástica e inelástica), é necessário somar as eq.2.99 e eq.2.103, assim podemos obter

$$\frac{d^2\sigma_{AA \rightarrow AX+l\bar{l}}^{\text{Total}}}{dY dM^2} = \frac{d^2\sigma_{AA \rightarrow AX+l\bar{l}}^{\text{Elástico}}}{dY dM^2} + \frac{d^2\sigma_{AA \rightarrow AX+l\bar{l}}^{\text{Inelástico}}}{dY dM^2}. \quad (2.104)$$

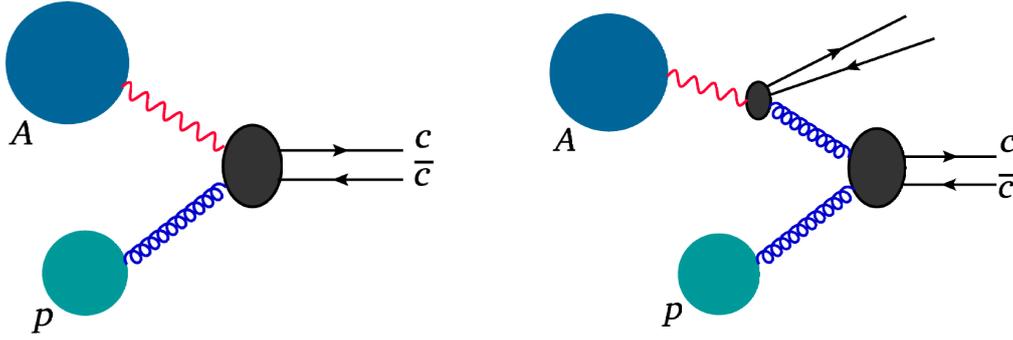


Figura 2.21 - Na esquerda: Contribuição direta da produção de $c\bar{c}$ em UPCs. Na direita: Contribuição resolvida da produção de $c\bar{c}$ em UPCs. **Fonte: própria.**

2.5 Previsões para a produção via SPS em UPCs

Nesta seção apresentamos nossos resultados, para a produção de quarks pesados e dilétons em UPCs via o processo SPS, considerando a abordagem fenomenológica descrita nas seções anteriores. Apresentaremos previsões para a produção de $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ e $\mu^+\mu^-$ em colisões Ap e AA no regime cinemático para energias típicas do LHC e para futuros colisores. Neste caso, somente um fóton do projétil interage com um glúon ou fóton do alvo, conforme representado nos diagramas da Figura 2.21.

Para a obtenção dos resultados numéricos, utiliza-se o núcleo de chumbo (Pb) com raio $R_{\text{Pb}} = 6.3$ fm e raio do próton $R_p = 0.84$ fm, também consideramos, as massas dos quarks: massa do quark charm $m_c = 1.4$ GeV, massa do quark bottom $m_b = 4.75$ GeV e massa do múon $m_\mu = 0.106$ GeV [85].

Ressaltamos que, estamos usando PDFs evoluídas pelas equações DGLAP para pequenos x em altas energias, embora neste regime, existem novos efeitos que poderiam alterar este comportamento assim como gerar a violação da fatorização colinear. Aqui estamos usando PDFs em NLO em contas da seções de choque em LO, esta descrição é usada na literatura desde que $\alpha(Q^2)$ seja dinâmico. Também, na escolha da escala de fatorização para produção de quarks pesados, usamos $Q^2 = \hat{s}$ por causa que com esta escolha nossos cálculos concordam com [42]. Além disso a escolha da parametrização do grupo CT14nlo [48] foi feita devido a que nos inícios dos cálculos das previsões ainda o LHAPDF não proporcionava a CT18nlo [86].

2.5.1 Processo SPS Ap

Nesta seção apresentaremos os resultados para o processo SPS em UPCs Ap , com produção $c\bar{c}$. Consideramos contribuição direta, contribuição resolvida e contribuição total SPS, representados na eq. 2.82, eq. 2.90 e eq. 2.91 respectivamente. Para energias de 8.16

TeV e 50 TeV, utilizando a parametrização do grupo CT14nlo [48].

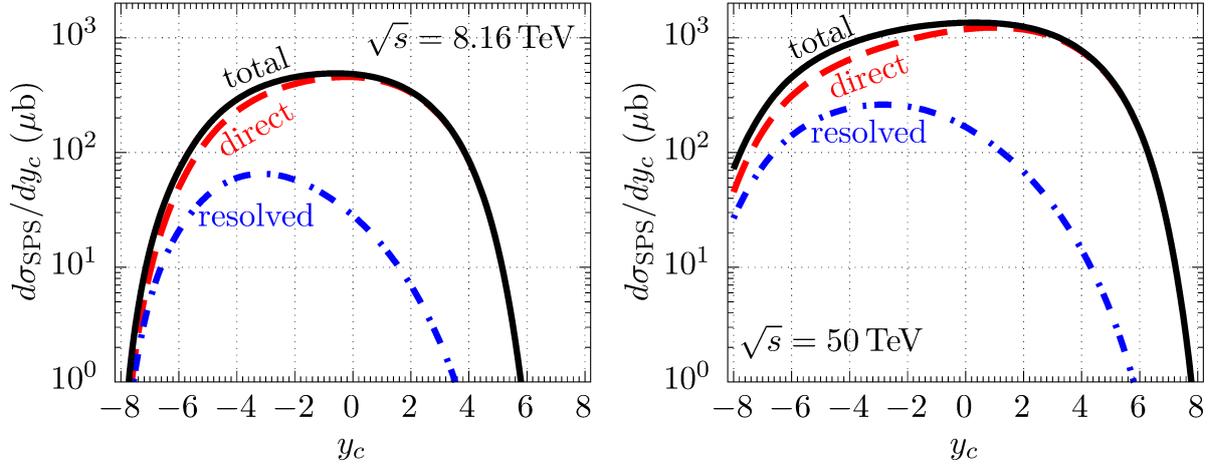


Figura 2.22 - Seção de choque diferencial na produção de $c\bar{c}$ em UPCs Ap SPS em função da rapidez y_c . Com energia de $\sqrt{s} = 8.16$ TeV mostrado no lado esquerdo e com $\sqrt{s} = 50$ TeV no lado direito da figura. **Fonte: própria.**

A Figura 2.22 foi obtida integrando em toda a região da rapidez do antiquark produzido $-8 < y_{\bar{c}} < 8$. Nesta Figura pode-se ver que, a seção de choque diferencial cresce com a energia centro de massa da colisão, por exemplo, na produção direta total de $c\bar{c}$ com $\sqrt{s} = 8.16$ TeV é $\approx 30\%$ da produção com $\sqrt{s} = 50$ TeV, ver a tabela 5.1. Pode-se ver também que a contribuição resolvida é uma ordem de magnitude menor que a contribuição direta, tanto nos resultados de $\sqrt{s} = 8.16$ TeV quanto nos de $\sqrt{s} = 50$ TeV. Além disso, pode-se ver que a maior contribuição da parte resolvida está na região negativa da rapidez, este resultado pode ser explicado sabendo que na constituição complexa do fóton tanto quarks como glúons possuem uma energia muito inferior, como comparados a quando saem os quarks e os glúons do próton.

2.5.2 Processo SPS AA

Apresentaremos os resultados para o cálculo da produção $c\bar{c}$, para contribuição direta, contribuição resolvida e contribuição total SPS em UPCs Pb-Pb, representados na eq. 2.78, eq. 2.90 e eq. 2.91 respectivamente. Para energias do LHC de $\sqrt{s} = 5.02$ TeV e do FCC $\sqrt{s} = 39.4$ TeV, usando a parametrização do grupo EPPS16nlo [71].

Os resultados da Figura 2.23 à esquerda foram obtidos integrando em toda a região da rapidez do antiquark produzido na colisão. Nesta Figura pode-se ver que a seção de choque diferencial cresce com a energia de centro de massa, na qual, a produção direta total de $c\bar{c}$ com $\sqrt{s} = 5.02$ TeV é $\approx 30\%$ da produção com $\sqrt{s} = 39.4$ TeV. Pode-se ver

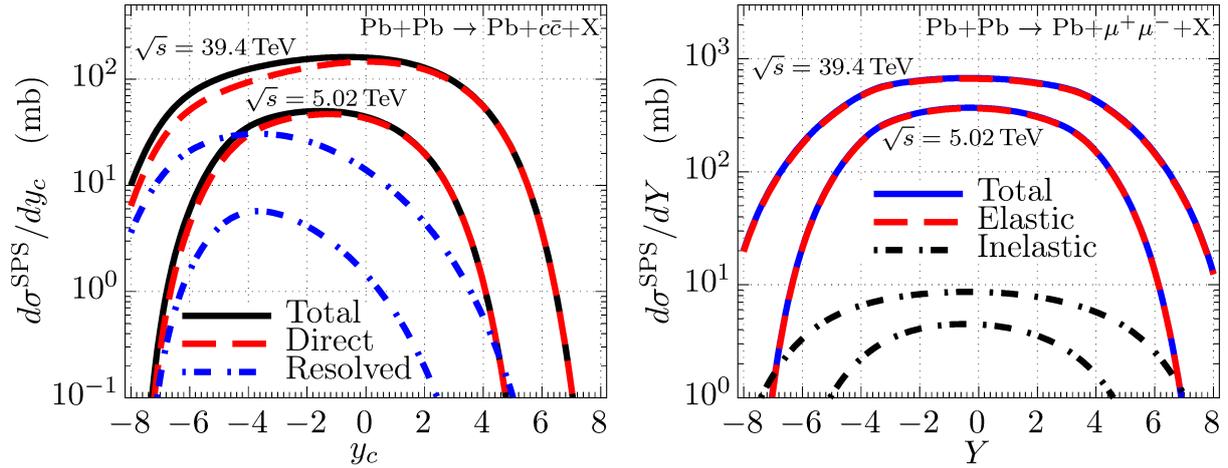


Figura 2.23 - Seção de choque diferencial em UPCs PbPb SPS, na produção de $c\bar{c}$ em função da rapidez y_c mostrado no lado esquerdo e na produção de $\mu^+\mu^-$ em função da rapidez do par de múons dY mostrado no lado direito, ambos para energias c.m. de $\sqrt{s} = 5.02$ e 39.4 TeV. **Fonte: própria.**

também, que a contribuição resolvida é uma ordem de magnitude menor que a contribuição direta, tanto nos resultados de $\sqrt{s} = 5.02$ TeV quanto de $\sqrt{s} = 39.4$ TeV. Além disso, pode-se ver também que a maior contribuição da parte resolvida está na região negativa da rapidez.

Da mesma forma, apresentaremos resultados para o cálculo da produção $\mu^+\mu^-$ no processo de fotoprodução, para contribuição elástica, contribuição inelástica e contribuição total SPS em colisões Pb-Pb representados na eq. 2.99, eq. 2.103 e eq. 2.104 respectivamente, para energias do LHC 5.02 TeV e do FCC 39.4 TeV, com a parametrização do grupo MMHT2015qed [84] para fótons da contribuição inelástica e distribuição realística para fotos da contribuição elástica, ambos provenientes do núcleo alvo.

Assim, obtivemos previsões à direita da Figura 2.23, as quais foram obtidas integrando em toda massa invariante M do dilépton e em todo momento transversal p_\perp . Nesta Figura pode-se ver que a seção de choque diferencial cresce com a energia centro de massa, por exemplo, na produção total de $\mu^+\mu^-$ com $\sqrt{s} = 5.02$ TeV é $\approx 50\%$ da produção com $\sqrt{s} = 39.4$ TeV. Pode-se ver também que a contribuição elástica é duas ordens de magnitude maior em comparação à contribuição inelástica, tanto nos resultados de $\sqrt{s} = 5.02$ TeV quanto nos de $\sqrt{s} = 39.4$ TeV, assim a contribuição inelástica é imperceptível, este resultado era esperado uma vez que para um núcleo (Pb) a distribuição de fótons equivalentes é muito maior que a distribuição de fótons considerados pártons constituintes do núcleo.

No que se refere a contribuição inelástica, as nossas previsões estão considerando so-

mente a dissolução a nível nuclear, possivelmente mantendo os prótons do núcleo intatos na colisão, devido a que a parametrização MMHT2015qed [84] considera as duas contribuições juntas tanto elástica como inelástica do mesmo próton. Também, consideramos A vezes $f_\gamma(x, Q^2)$ na seção de choque na produção de léptons, ignorando que o próton e o nêutron tem distribuições de fótons diferentes. Essas correções são relativamente pequenas quando comparadas com a contribuição elástica e não alterariam as conclusões obtidas.

2.6 Conclusão

Este capítulo revisa alguns conceitos de física de partículas, em especial apresentamos o DIS, processo pelo qual a estrutura hadrônica é investigada. Também foi visto que a QCD prevê a evolução das distribuições partônicas através da equação DGLAP, conjuntamente com a análise global de dados. Diversos grupos propõem distintas parametrizações para a distribuição partônica do núcleon que é ingrediente fundamental para descrevermos as colisões hadrônicas, onde a fatorização colinear pode ser empregada, possibilitando a divisão entre os regimes perturbativo e não perturbativo da QCD.

Além do mais, revisamos conceitos envolvidos na colisão ultraperiférica como, o fluxo de fótons, considerando o núcleo da colisão como uma partícula puntual e também usando uma distribuição de carga realística. Além disso estudamos, as seções de choque de produção de quarks pesados $Q\bar{Q}$ e diléptons $l\bar{l}$ em UPCs de pp , Ap e AA .

Neste análise consideramos que a interação dominante está associada aos processos SPS, onde apenas dois hádrons interagem entre si formando um dado estado final tanto no processo duro como em UPCs, onde neste último, apenas interage com fóton vindo do núcleo projétil A com um párton ou fóton vindo do próton p ou do núcleo A alvo. Entretanto, para energias do LHC, devido à elevada luminosidade partônica o processo DPS torna-se apreciável e deve ser considerado. No próximo capítulo revisaremos os conceitos envolvidos na descrição do processo DPS.

3 ESPALHAMENTO DUPLO DE PÁRTONS EM COLISÕES pp

Neste capítulo apresentamos uma revisão fenomenológica do processo de espalhamento duplo de pártons (DPS) para colisões frontais pp . Revisamos a relação e o desenvolvimento analítico da seção de choque efetiva σ_{eff} com o parâmetro de impacto no processo DPS e comparamos este com os dados experimentais.

3.1 DPS na interação pp

Na literatura assume-se a dominância do processo de espalhamento simples de pártons (SPS). Entretanto, experimentos no CERN nos anos 80, em colaboração com AFS [16, 87], permitiram observar um processo DPS. Este tipo de espalhamento é um processo de interações de múltiplos pártons (MPI) [12, 13, 87], devido a duas ou mais interações duras independentes na colisão hádron-hádron. Os processos DPS contribuem para muitos estados finais de interesse no LHC. Eles constituem, por exemplo, backgrounds relevantes para uma medida precisa dos acoplamentos do bóson de Higgs [88] e para a pesquisa da física além do Modelo Padrão, também nos permitem obter novos dados sobre a estrutura dos hádrons e correlações entre os pártons dentro deles [15, 19–21]. Portanto, os processos DPS são uma questão importante para as colisões de alta energia disponíveis no LHC. Nesta seção apresentaremos os conceitos envolvidos na descrição do DPS.

Em geral, a descrição dos processos duros assume a dominância do processo SPS. Esta suposição é geralmente justificada com o argumento de que a probabilidade de que uma interação partônica aconteça em uma colisão próton-próton (pp) é muito pequena. Assim, a probabilidade de ter duas ou mais interações duras numa colisão é altamente suprimida em comparação com a probabilidade da interação simples.

No entanto, quando a energia do centro de massa do colisor de hádrons aumenta, podemos esperar múltiplos espalhamentos duros de pártons numa colisão de prótons [12, 13, 87]. A razão é que, quando ocorre um dado espalhamento, a probabilidade de outro espalhamento ocorrer é proporcional ao fluxo de pártons, o qual cresce com a energia de c.m. Estes espalhamentos são confinados às colisões dos prótons, portanto, seu fluxo deve ser inversamente proporcional à área (seção transversal) do próton [29]. Considerando esta possibilidade, pode-se definir a probabilidade da dupla interação partônica quando dois pares de pártons diferentes e independentes de cada hádron interagem simultaneamente. Um gráfico correspondente ao processo DPS é apresentado na imagem da direita na Figura 3.1.

Em modo de informação, recentemente conseguiu-se observar 3 mésons vetoriais

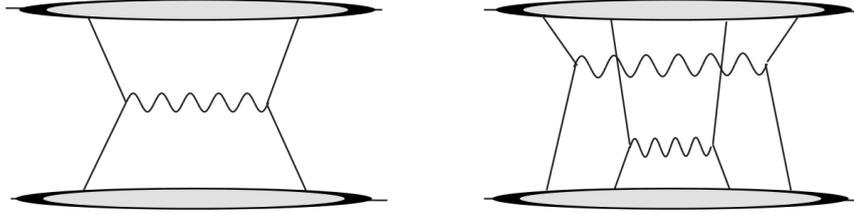


Figura 3.1 - Representação da amplitude de espalhamento para o processo SPS (Figura à esquerda) e DPS (Figura à direita). **Fonte:** ref. [17].

$J/\psi J/\psi J/\psi$, provenientes de eventos de interação partônica tripla (TPS) em colisões pp , com energias de 13 TeV no LHC [89] e com uma seção de choque efetiva $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TPS}} = 0.8 \sigma_{\text{eff}}^{\text{DPS}} = 2.2 \text{ mb}$, mostrado no ponto vermelho da Figura 3.2. TPS considera a possibilidade de ter três interações partônicas na colisão, onde três pártons de um próton interagem com outros três pártons do outro próton, sendo este, outro exemplo de interações de múltiplos pártons. Desenvolvimento teórico e previsões fenomenológicas em colisões pp e pA e AA são descritos em [90, 91]. Embora este tema não será desenvolvido neste trabalho.

Portanto, a fim de obter uma formulação simples que descreva, neste caso em particular, os processos DPS dentro da descrição de fatorização colinear. Definimos, a seção de choque DPS hadrônica como: a convolução de duas seções de choque de espalhamentos partônicos e duas distribuições partônicas duplas, onde algumas aproximações hadrônicas devem ser consideradas. Assim, assumimos o seguinte [17, 19, 92]:

- A escala maior (ou escalas) no processo DPS é a escala dura Q , que é da ordem das massas das partículas do estado final. Por outro lado, a escala hadrônica (da ordem da massa hadrônica), que caracteriza as interações não-perturbativas, é muito menor do que a escala dura, $\Lambda \ll Q$.
- Todo momento transversal é da ordem da escala hadrônica.

Considerando estes pressupostos, a seção de choque do processo DPS em uma colisão próton-próton pode ser escrita como [17, 19, 92]

$$\begin{aligned} \sigma_{h_1 h_2}^{\text{DPS}} &= \frac{N}{2} \sum_{i,j,k,l} \int \Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; \mu_1, \mu_2) \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1) \hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2) \\ &\times \Gamma_{kl}(x'_1, x'_2, b; \mu_1, \mu_2) dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2 d^2b, \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde $\hat{\sigma}_S$ são as seções de choque do subprocesso de pártons e N é o fator de simetria (quando $A = B$ têm-se que $N = 1$, quando $A \neq B$ têm-se que $N = 2$). A quantidade

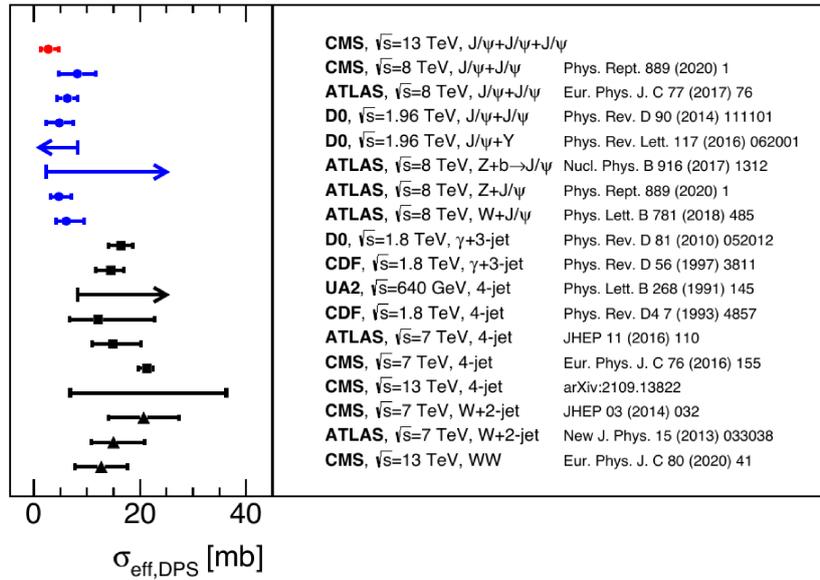


Figura 3.2 - Seção de choque efetiva medida por diferentes colaborações para diferentes estados finais, publicado pelo grupo experimental CMS em 2021. Mostrando um exemplo de múltiplas interações além do DPS. Conhecido como TPS, com produção no estado final de $J/\psi J/\psi J/\psi$ e com uma $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TPS}} = 0.8 \sigma_{\text{eff}}^{\text{DPS}} = 2.2$ mb. Fonte: ref. [89].

$\Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; \mu_1, \mu_2)$ representa a distribuição partônica dupla generalizada, que pode ser interpretada como a distribuição de probabilidade inclusiva para encontrar um parton i com fração de momento x_1 e escala $\mu_1 \equiv \ln(Q_1^2)$ no próton, em adição ao parton j com fração de momento x_2 com escala $\mu_2 \equiv \ln(Q_2^2)$, com os dois partons afastados por uma distância transversal b . A grandeza μ_1 é dada pela característica da escala do subprocesso do A , enquanto μ_2 refere-se à característica da escala do subprocesso do B .

Duas aproximações geralmente são feitas na análise do DPS [12, 13, 93].

- A primeira supõe que $\Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; \mu_1, \mu_2)$ pode ser decomposto em termos de uma componente longitudinal e uma transversal da seguinte forma:

$$\Gamma_{ij}(x_1, x_2, b; \mu_1, \mu_2) = D_h^{ij}(x_1, x_2; \mu_1, \mu_2) F_j^i(b), \quad (3.2)$$

onde $D_h^{ij}(x_1, x_2; \mu_1, \mu_2)$ é a distribuição dupla de partons (dPDFs) [14, 15, 17–19]. Depois, fazendo uma suposição adicional de que $F_j^i(b)$ é o mesmo para todos os pares de partons ij envolvidos no DPS de interesse, isto conduz a

$$\begin{aligned} \sigma_{h_1 h_2}^{\text{DPS}} &= \frac{N}{2\sigma_{\text{eff}}} \sum_{i,j,k,l} \int D_h^{ij}(x_1, x_2; \mu_1, \mu_2) D_h^{kl}(x'_1, x'_2; \mu_1, \mu_2) \\ &\times \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1) \hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2) dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2, \end{aligned} \quad (3.3)$$

onde definimos uma seção de choque efetiva σ_{eff} , que contém informação sobre a estrutura não perturbativa do próton e corresponde a uma superposição das distribuições de matéria nos hádrons incidentes, como observaremos na seção seguinte. Então a seção de choque efetiva dada por

$$\sigma_{\text{eff}} = \left[\int d^2b (F(b))^2 \right]^{-1}. \quad (3.4)$$

Através das Figuras 3.2 e 3.4, podemos esperar que σ_{eff} tenha um valor entre 2–20 mb, o que é consistente com o valor medido: $14.5 \pm 1.7_{-2.3}^{+1.7}$ mb no CDF [94] e $16.4 \pm 0.3(\text{stat}) \pm 2.3(\text{syst})$ mb no D0 [95], como pode ser visto na Figura 3.2. Também acredita-se que σ_{eff} é largamente independente da energia do c.m. da colisão, como veremos mais em frente.

- A segunda aproximação considera que a correlação do momento longitudinal pode ser desprezada, de forma tal que as componentes D_h^{ij} tomam a forma:

$$D_h^{ij}(x_1, x_2; \mu_1, \mu_2) = F_h^i(x_1; \mu_1) F_h^j(x_2; \mu_2) \Theta(1 - x_1 - x_2), \quad (3.5)$$

$F_h^i(x_1; \mu_1)$ e $F_h^j(x_2; \mu_2)$ são as PDFs e $\Theta(1 - x_1 - x_2)$ introduz a restrição cinemática, onde a soma das frações dos momento longitudinais dos pártons deve ser menor que o momento total do hádron, $x_1 + x_2 \leq 1$.

Com estas aproximações, pode-se obter

$$\begin{aligned} \sigma_{h_1 h_2}^{\text{DPS}} &= \frac{N}{2\sigma_{\text{eff}}} \sum_{i,j,k,l} \int F_{h_1}^i(x_1; \mu_1) F_{h_1}^j(x_2; \mu_2) F_{h_2}^k(x'_1; \mu_1) F_{h_2}^l(x'_2; \mu_2) \\ &\times \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1) \hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2) dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2, \end{aligned} \quad (3.6)$$

e agrupando da seguinte forma

$$\begin{aligned} \sigma_{h_1 h_2}^{\text{DPS}} &= \frac{N}{2\sigma_{\text{eff}}} \sum_{i,k} \int F_{h_1}^i(x_1; \mu_1) F_{h_2}^k(x'_1; \mu_1) \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1) dx_1 dx'_1 \\ &\times \sum_{j,l} \int F_{h_1}^j(x_2; \mu_2) F_{h_2}^l(x'_2; \mu_2) \hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2) dx_2 dx'_2, \end{aligned} \quad (3.7)$$

chegamos na forma simplificada ou mais conhecida como fórmula de bolso da seção de choque DPS

$$\sigma_{h_1 h_2}^{\text{DPS}} = \frac{N}{2} \frac{\sigma_A^{\text{SPS}} \sigma_B^{\text{SPS}}}{\sigma_{\text{eff}}}. \quad (3.8)$$

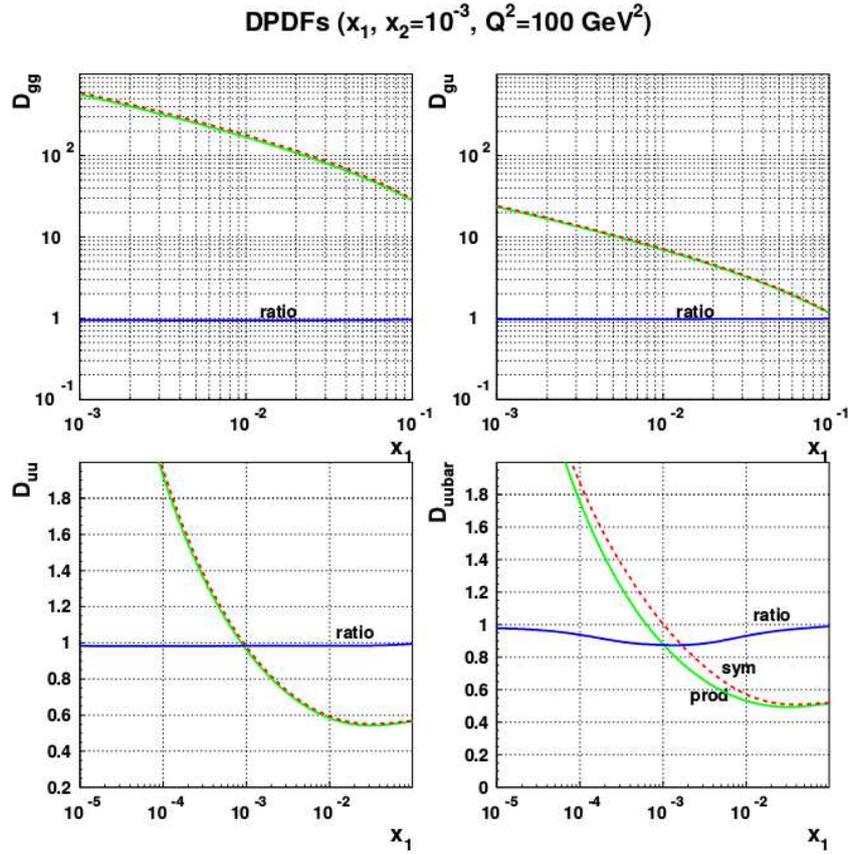


Figura 3.3 - Comparação entre dPDFs simétricas (linha pontilhada), multiplicação dupla de PDFs (linha sólida) e a razão entre elas (linha sólida), para diferentes combinações de pares de pártons em função da fração de momento x_1 e x_2 , com os valores de $x_2 = 10^{-3}$ e escala dura $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$ fixas. Fonte: ref. [17].

Esta é a abordagem que tem sido feita nos cálculos fenomenológicos existentes do DPS [96–99]. Esta aproximação é normalmente justificada para pequenos valores de x , onde a restrição associada a função Θ não é significativo. Esta é uma boa aproximação para o tratamento das dPDFs como podemos verificar na Figura 3.3, onde é apresentado a razão entre a dPDFs D_h^{ij} (derivada em [17]) considerando a solução das equações DGLAP e o produto de PDFs $D_h^i D_h^j$. Como podemos ver na Figura 3.3, a razão é aproximadamente igual a 1 para pequeno x , o que justifica o uso da fórmula fatorizada em uma primeira abordagem fenomenológica.

Conseguiu-se apreciar uma abordagem fenomenológica e simplificada do processo DPS para colisões duras, a qual tem avançado muito em algumas previsões experimentais, desenvolvimento teórico na construção das dPDFs e a correlação de pártons [14–21]. Entretanto, ainda há muitas questões para serem respondidas, como: qual seria o comportamento da seção de choque efetiva σ_{eff} ? Qual seria um canal exato para poder observar mais processo DPS e sua respectiva dPDFs? Que processos de estudo ajudariam na com-

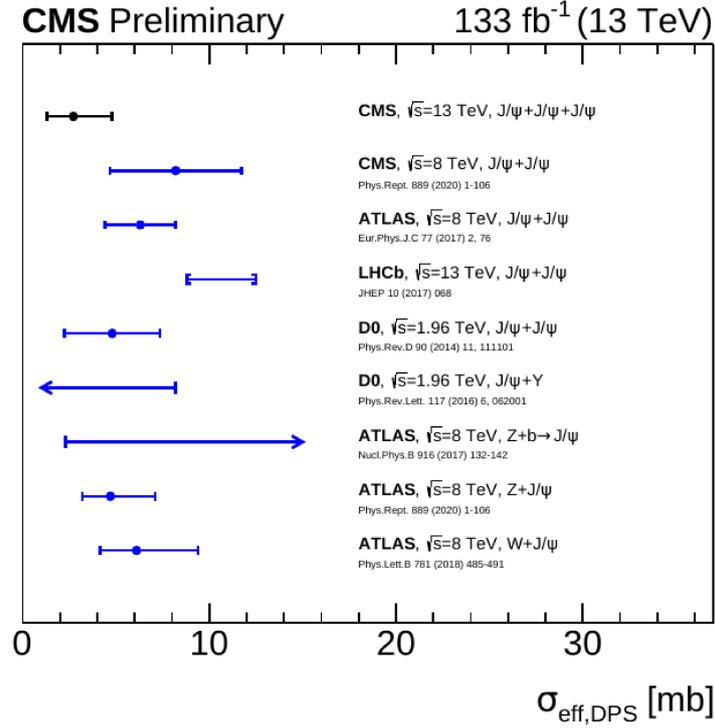


Figura 3.4 - Seção de choque efetiva medida por diferentes colaborações, onde o estado final está constituído por pelo menos um méson J/ψ , publicado pelo grupo experimental CMS em 2021. Mostrando um exemplo de múltiplas interações além do DPS. Conhecido como TPS, com produção no estado final de $J/\psi J/\psi J/\psi$ e com uma $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TPS}} = 0.8 \sigma_{\text{eff}}^{\text{DPS}} = 2.2$ mb. **Fonte:** ref. [89].

preensão das correlações de pártons nos experimentos do LHC? Nas seções seguintes será proposta uma alternativa para resolver algumas destas questões que ainda estão em aberto na literatura sobre o processo DPS.

3.2 Seção de choque efetiva do DPS na colisão pp

A seção de choque efetiva é medida em vários experimentos apresentados na Figura 3.4. Nesta figura pode-se ver que, há uma incerteza considerável no seu valor, dependendo muito de cada experimento e de cada estado final em estudo. Nesta seção entenderemos, a partir da extração de dados de fotoprodução, o comportamento da seção de choque efetiva σ_{eff} e a implementação em geradores Monte Carlo (MC) como por exemplo, HERWIG e PYTHIA, estudados nas referências [29, 91].

A informação sobre a distribuição espacial transversal de glúons em um núcleo vem de estudos de processos exclusivos como: fotoprodução de mésons vetoriais $\gamma + p \rightarrow V + p$ e fotoprodução de quarks pesados $\gamma + p \rightarrow J/\psi + p$. Nestas, a seção de choque diferencial é fornecida pelo teorema de fatorização da QCD, e assim pode ser expressada em termos da distribuição de pártons generalizada de glúons (GPD) $g(x_1, x_2, t|Q^2)$, onde x_1 e x_2 são

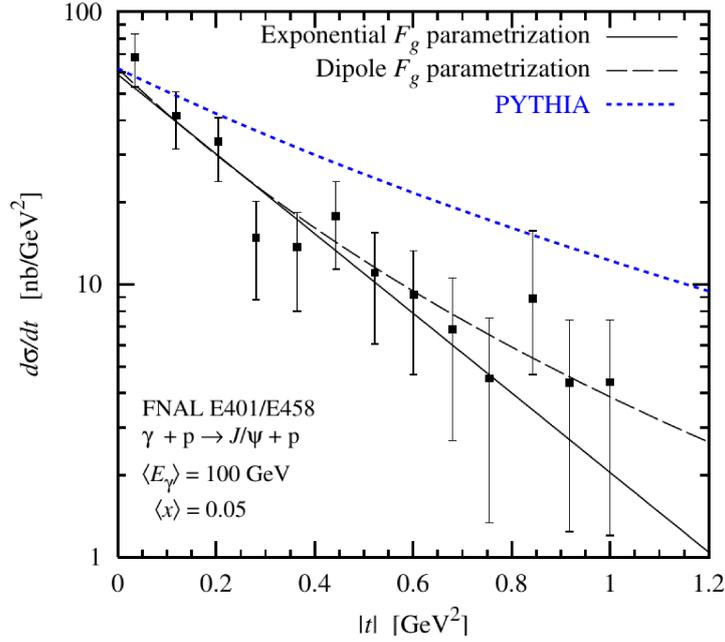


Figura 3.5 - Descrição das medidas experimentais da seção de choque de fotoprodução exclusiva J/ψ em função de $|t|$, com parametrização exponencial e de dipolo, na qual para $|t| > 0.6$, o parâmetro de dipolo tem maior concordância com os dados. **Fonte:** ref. [102].

respectivamente, as frações de momento longitudinal dos glúons emitido e absorvido pelo núcleo alvo.

Há um interesse particular no caso diagonal do GPD $g(x, t|Q^2)$, quando $x_1 = x_2 = x$ e o momento transferido para o núcleo é na direção transversal com $(t = -q_\perp^2)$. Esta função geralmente se reduz à uma densidade usual de glúons do núcleo, no limite de momento transferido igual a zero $g(x, t = 0|Q^2)$ [100, 101], sua transformada de fourier bidimensional

$$g(x, b|Q^2) = \int \frac{d^2 q_\perp}{(2\pi)^2} e^{iq_\perp b} g(x, t = -q_\perp^2|Q^2), \quad (3.9)$$

descreve a densidade de um corpo de glúons com dado x no espaço transversal, com $q_\perp \equiv |q_\perp|$ medindo a distância desde o centro de momento transversal do núcleo, onde sua normalização esta dado por

$$\int d^2 b g(x, b|Q^2) = g(x|Q^2). \quad (3.10)$$

É conveniente separar as informações da densidade longitudinal de glúons da distri-

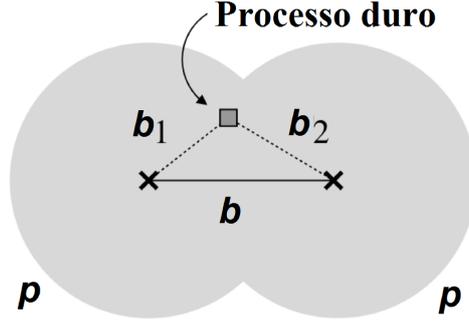


Figura 3.6 - Esquema geométrico em uma distribuição de parâmetro de impacto na colisão pp , descrevendo um processo duro párton-párton. **Fonte:** ref. [75].

buição espacial para, assim, parametrizar a GPD da forma

$$g(x,t|Q^2) = g(x|Q^2)F_g(x,t|Q^2) \quad (3.11)$$

com a função $F_g(x,t=0|Q^2) = 1$ que geralmente é conhecida como o fator de forma de dois glúons do núcleo. Sua transformada de Fourier descreve a distribuição espacial normalizada de glúons, dada por

$$F_g(x,b|Q^2) = \int \frac{d^2q_\perp}{(2\pi)^2} e^{iq_\perp b} F_g(x,t=-q_\perp^2|Q^2), \quad (3.12)$$

com $\int d^2b F_g(x,b|Q^2) = 1$ para qualquer x .

Medidas da seção de choque diferencial de processos exclusivos dependentes da variável t , com $|t| < 1$ GeV, são comumente descritos por um fator de forma exponencial, ou fator de forma de dipolo. Estas duas parametrizações, tanto dipolo como exponencial, foram escolhidas pelos respectivos geradores MC, devido a que, concordam com os dados experimentais observados em HERA (mostrado na Figura 3.5). Para os cálculos neste trabalho, usaremos o parâmetro de dipolo que, para momentos transferidos ($t > 0.6$) descreve melhor os dados experimentais mostrado na figura anterior, onde nesta região têm-se colisões duras [75, 102].

Com as parametrizações dipolo e exponencial, podemos estudar a colisão pp . No modelo do espaço de parâmetro de impacto, os processos múltiplos ou processos DPS, são assumidos independentes com o parâmetro de impacto fixo, como observado na Figura 3.6. Estes processos estão em termos: da parte perturbativa da colisão em convolução com a parte não perturbativa, que é representada pelas PDFs e uma distribuição da matéria

$A(b)$:

$$A(b) = \int d^2b_1 G(b_1) \int d^2b_2 G(b_2) \delta^2(\mathbf{b} - \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2), \quad (3.13)$$

onde

$$G(b) = \frac{\mu^2}{4\pi}(\mu b)K_1(\mu b), \quad (3.14)$$

corresponde à distribuição espacial de glúons em um plano transversal, derivado a partir da transformada de Fourier: $G(b) = \int e^{-ib \cdot q_\perp} F_g(q_\perp) \frac{d^2q_\perp}{(2\pi)^2}$ de um fator de forma de dipolo para glúons na representação de momento, da forma [75, 103]

$$F_g(q_\perp) = 1/(q_\perp^2/\mu^2 + 1)^2, \quad (3.15)$$

onde q_\perp caracteriza a transferência de momento transversal, com um dada escala de fatorização Q implícita.

Assim, substituindo a eq. 3.15 na eq. 3.13 pode-se obter,

$$A(b) = \frac{\mu^2}{96\pi}(\mu b)^3 K_3(\mu b) \quad (3.16)$$

onde $K_i(x)$ é a função de Bessel modificada de segunda espécie de i -ésima ordem, e o parâmetro μ^2 é o principal parâmetro de tuning, que serve para o ajuste da análise numérica HERWIG e desempenha o papel do inverso do raio efetivo do próton.

Com isso, é possível reduzir n seções de choque para uma seção de choque de dois tipos a e b, sendo respectivamente dado por [29]:

$$\sigma_{a,b} = \int d^2b [\sigma_a A(b)] [\sigma_b A(b)], \quad (3.17)$$

com o σ_{eff} da forma,

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{1}{\int d^2b A^2(b)}. \quad (3.18)$$

Esta seção de choque efetiva é similar à seção de choque efetiva do DPS, conforme eq. 3.4. Logo, substituindo a eq. 3.16 na eq. 3.17 pode-se obter um valor da seção de choque efetiva para uma seção de choque DPS

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{1}{\int d^2b A^2(b)} = \frac{28\pi}{\mu^2}. \quad (3.19)$$

Por exemplo, se $\mu^2 \approx (2.45_{-0.25}^{+0.30}) \text{ GeV}^2$ se obtêm que $\sigma_{\text{eff}} \approx (13.9 \pm 1.5) \text{ mb}$, que está dentro do valor esperado medido pelos experimentos (mostrados na Figura 3.2),

Analogamente, a análise do σ_{eff} no PYTHIA é estudada na referência [91], onde determinou-se a distribuição de matéria $A(b)$ com uma densidade transversa $G(b)$, obtida mediante uma transformada de Fourier de um fator de forma exponencial para glúons. A forma de $G(b)$ para PYTHIA é $G(b) = \frac{\mu^2}{\pi} \exp [- (\mu b)^2]$, assim pode-se obter:

$$A(b) = \frac{m\mu^2}{2\pi\Gamma(2/m)} \exp [- (\mu b)^m], \quad (3.20)$$

onde Γ é a função gamma, r_p raio do próton, μ inverso do raio do próton ($\mu = 1/r_p$) e m é o parâmetro de tuning do PYTHIA. Este parâmetro varia, por exemplo, uma distribuição de matéria de tipo gaussiana tem $m = 2$ e também são usados $m = 0.7$ e $m = 1$. Com estes valores e substituindo a eq. 3.20 na eq. 3.18 obtêm-se,

$$m = 0.7 \rightarrow r_p = 0.11 \text{ fm} \rightarrow \sigma_{\text{eff}} = 13.85 \text{ mb}, \quad (3.21)$$

$$m = 1.0 \rightarrow r_p = 0.24 \text{ fm} \rightarrow \sigma_{\text{eff}} = 14.48 \text{ mb}, \quad (3.22)$$

$$m = 2.0 \rightarrow r_p = 0.49 \text{ fm} \rightarrow \sigma_{\text{eff}} = 15.07 \text{ mb}. \quad (3.23)$$

Para cada valor de m tem-se um raio do próton adequado para que o valor de σ_{eff} esteja dentro do valor esperado das medições experimentais que se mostram nas Figuras 3.2 e 3.4.

Analisando estes resultados a partir de um ponto de vista experimental e entendendo o significado da densidade transversa $G(b)$ e da distribuição de matéria $A(b)$. Pode-se ver que os valores da seção de choque efetiva obtida nas eqs. 3.19, 3.21, 3.22, 3.23 concordam com dados experimentais, respectivos aos pontos pretos da Figura 3.2, onde o processo medido tem como estado final: a produção de bósons WW do mesmo sinal, 4-jatos ou mistura deles. No entanto, estes valores não concordam com os pontos de cor azul na mesma figura, onde os processos medidos tem como estado final: a produção de mésons $J/\psi J/\psi$, $J/\psi \Upsilon$ ou mistura de J/ψ com outros, tendo um σ_{eff} entre 2-10 mb aproximadamente, longe dos valores obtidos acima. Assim percebemos que a seção de choque efetiva depende do sabor dos pártons no estado inicial, na qual para processos dominados por glúons tem uma menor σ_{eff} comparada a processo dominados por quarks.

Esta discrepância observada sugere que os pártons que participam nas colisões tenham correlações de cor, correlações de parâmetro de impacto, entre outros. Nesse sentido muitos pesquisadores vêm trabalhando nestes problemas, tentando incluir correções dependentes do parâmetro de impacto no cálculo da seção de choque efetiva, depen-

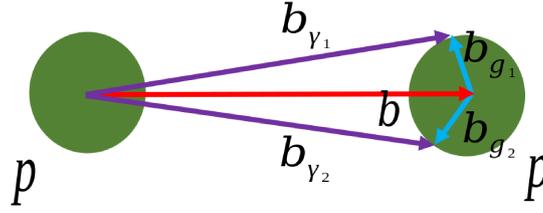


Figura 3.7 - Ilustração da geometria de uma interação entre dois fótons e dois glúons com seus respectivos parâmetros de impacto para UPCs pp . **Fonte: própria.**

dendo do número de interações duras que poderiam acontecer na colisão (2, 3 ou 4 interações), é possível ter bons resultados, mas estes não são significantes para explicar a discrepância [104]. Por outro lado trabalhos como [105] chegam a construir um fator de forma efetiva de dois glúons a partir dos dados experimentais da Figura 3.2. Em relação a correlação de cor, tem artigos como [15] que chegaram na conclusão que os efeitos de cor são suprimidos pelo fator de Sudakov dos quarks, analisados em processo duplos Drell-Yan. Inclusive, os efeitos de correlação de parâmetro de impacto foi encontrado em colisões AA no processo DPS [106].

Para contribuir com este grande esforço feito até agora, na seção seguinte estudaremos o processo DPS por outro método de estudo, utilizando o entendimento das colisões ultraperiféricas (UPCs) em uma colisão pp , Ap e AA . Assim esperamos que esta investigação seja um complemento de estudos para o processo DPS em colisões centrais, e nos forneça maiores informações acerca do mesmo.

3.3 pp -UPCs: mecanismo DPS

O processo DPS em UPCs a partir de colisões pp na produção de quarks pesados, ainda não foi explorado na literatura. Neste caso em particular considera um próton como projétil, o qual proporciona os fótons e permanecerá sem quebrar na colisão, e o outro próton como alvo, que proporcionará os glúons e quebrará na colisão (como mostrado na Figura 3.7).

Embora este processo semi-inclusivo em colisões pp proporcione informação sobre a distribuição dupla de glúons dentro do próton, o número de eventos DPS que poderiam ser observados nos atuais colisores seria inferior às colisões que envolvem núcleos, este se atribui ao fato de ter menos número de fótons vindo de um próton ao contrario de um núcleo. Assim por conveniência, os cálculos numéricos para este processo não serão realizados neste trabalho.

3.4 Conclusão

Neste capítulo, revisamos os conceitos e as implicações fenomenológicas associadas aos processos de DPS em colisão frontais pp . Conseguimos revisar o marco teórico do σ_{eff} da mesma colisão, evidenciando a necessidade de desenvolver uma melhor investigação do mesmo, visto que há uma discrepância entre o valor obtido analiticamente e o dado experimental, no qual, o analítico superestima o valor experimental para os dados dos pontos de cor azul na Figura 3.2.

4 TEORIA DE ESPALHAMENTO DUPLO DE PÁRTONS EM UPCs

Neste capítulo construiremos uma abordagem teórica para o processo de duplo espalhamento de pártons em colisões ultraperiféricas Ap e AA . No estado inicial desse processo, dois fótons são produzidos pelo próton ou núcleo projétil (vindo do lado esquerdo da colisão) e interagem com dois pártons vindos do próton ou núcleo alvo (vindo do lado direito da colisão).

4.1 UPCs: mecanismo DPS

Com o incremento da energia da colisão, a probabilidade de produção de múltiplos pares de partículas em UPCs se torna uma importante contribuição a ser observada. Como os cálculos perturbativos de ordens mais baixas não são suficientes para calcular estas. Portanto, existe a necessidade de estudar ordens mais altas, mas estes demandam muito trabalho. Fazendo algumas aproximações pode-se demonstrar que a produção múltipla obedece uma distribuição de Poisson [33–36,107,108], este significa que, a probabilidade de dupla, tripla ou mais interações pode ser dado como a integração sobre todo o parâmetro de impacto da multiplicação de dois, três ou mais probabilidades simples de interação, respectivamente. Este formalismo foi aplica para produção de 4 léptons [37], produção de dois pares de e^+e^- [38], duplo ρ [40] e estas investigações foram estendidas atualmente para produção de dupla ρ , duplo J/ψ e produção mista [39,109].

Nesta oportunidade usaremos as ferramentas utilizadas na construção do processo DPS em colisões pp discutidas no cap 3 e com a definição da existência de um objeto não perturbativo conhecido como dPDFs dos pártons e dos fótons. Conseguimos construir a seção de choque DPS para produção de quarks pesados.

A principal diferença entre o processo DPS em UPCs e o processo DPS em colisões frontais, se dá no estado inicial: no processo DPS em UPCs temos a interação de dois fótons com dois pártons, já no processos DPS de colisões frontais temos a participação de 4 pártons. Um estudo desse processo ainda não existente na literatura e pode auxiliar na compreensão do possível comportamento da seção de choque efetiva $\sigma_{\text{eff}}^{\text{DPS}}$. Esse fato pode proporcionar um acesso mais simples à dupla distribuição de pártons (dPDFs), devido à participação de somente dois pártons de um mesmo próton ou núcleo, e que além disso, torna possível a observação de correlações.

4.1.1 Fórmula para a seção de choque DPS em UPCs

No limite de altas energias, podemos usar a fatorização colinear. Assim, a seção de choque para o processo DPS em UPCs, no espaço de momento, pode ser representada

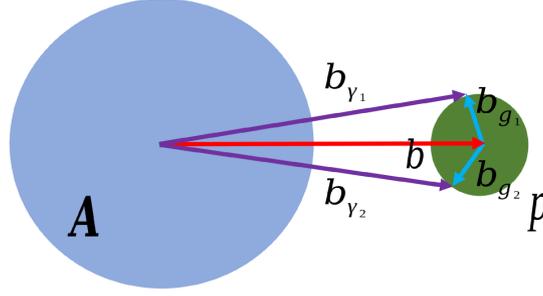


Figura 4.1 - Ilustração da geometria de uma interação entre dois fótons e dois glúons com seus respectivos parâmetros de impacto para UPCs Ap . **Fonte: própria.**

como, a convolução da distribuição dupla de fótons com a distribuição dupla de pártons e as duas seções de choque dos subprocessos produzidas separadamente.

Como estamos em busca de observáveis que possam ser medidos com a luminosidade atual do experimento do LHC, consideramos que os pártons do alvo, que participam na interação sejam os glúons, devido à abundância dos glúons em comparação aos quarks em pequeno x . Deste modo, estudaremos a fusão de fótons com glúons que, como visto no capítulo 2, produzem quarks no estado final. Em particular, estudaremos a produção de quarks pesados.

Deste modo, a seção de choque DPS em UPCs pode ser escrita em termos das duas seções de choque da fusão fóton-glúon em uma colisão A_1A_2 (sendo considerado $A_{1,2}$ pode representar tanto núcleo como o próton), como pode ser observado na eq. 4.1 e com representação gráfica na Figura 4.1 para uma colisão Ap . R_{A_1} e R_{A_2} são os raios dos dois núcleos da colisão e \vec{b} é o parâmetro de impacto relativo ($b \equiv |\vec{b}|$). A função Heaviside $\Theta(b_{\gamma_i} - R_{A_i})$ representa um fator de absorção aproximado que garante que a colisão seja ultraperiférica, quando não ocorre ruptura nuclear [63]

$$\begin{aligned} \sigma_{A_1A_2}^{\text{DPS-UPC}} &= \frac{M}{2} \int d^2b \Theta(b - R_{A_1} - R_{A_2}) \int d^2\vec{b}_{g_1} \int d^2\vec{b}_{\gamma_1} \Theta(b_{\gamma_1} - R_{A_1}) \delta^2(\vec{b} + \vec{b}_{g_1} - \vec{b}_{\gamma_1}) \\ &\times \int d^2\vec{b}_{g_2} \int d^2\vec{b}_{\gamma_2} \Theta(b_{\gamma_2} - R_{A_1}) \delta^2(\vec{b} + \vec{b}_{g_2} - \vec{b}_{\gamma_2}) \int d\xi_1 d\xi_2 dx_1 dx_2 \\ &\times N_{\gamma\gamma}(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}; \xi_2, \vec{b}_{\gamma_2}) G_{gg}(x_1, \vec{b}_{g_1}; x_2, \vec{b}_{g_2}) \hat{\sigma}_{\gamma g}^A(\xi_1, x_1) \hat{\sigma}_{\gamma g}^B(\xi_2, x_2). \end{aligned} \quad (4.1)$$

Nesta equação, $\hat{\sigma}^{A,B}$ são as seções de choque dos subprocessos fóton-glúon, M é o fator de simetria (quando $A = B$ tem-se que $M = 1$, quando $A \neq B$ tem-se que $M = 2$). A relação dos parâmetros de impacto da colisão é dado por $\vec{b}_{g_i} = \vec{b}_{\gamma_i} - \vec{b}$ para $i = 1,2$. A distribuição de dois fótons (dois glúons) é representada por $N_{\gamma\gamma}$ (G_{gg}). Considera-se também que, a função $\Theta(b_{\gamma_i} - R_{A_i})$ garante que os fótons que participam da colisão estão

fora de A_1 para $i = 1, 2$.

Em seguida, para obter uma expressão mais simplificada, podemos fazer algumas suposições:

- A primeira suposição é a não existência de correlação entre as trocas individuais de fótons e glúons. As distribuições de dois-fótons e dois-glúons são convenientemente representadas na forma fatorizada:

$$\begin{aligned} N_{\gamma\gamma}(\xi_1, \vec{b}_1; \xi_2, \vec{b}_2) &= N_\gamma(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}) N_\gamma(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_2}), \\ G_{gg}(x_1, \vec{b}_1; x_2, \vec{b}_2) &= G_g(x_1, \vec{b}_{g_1}) G_g(x_2, \vec{b}_{g_2}), \end{aligned} \quad (4.2)$$

em termos das distribuições simples de fótons $N_\gamma(\xi, \vec{b})$ e glúons $G_g(x, \vec{b})$, definidos no capítulo 2.

- A segunda suposição considera que é possível decompor $G_g(x_i, \vec{b}_{g_i})$ em uma parte transversal e outra longitudinal:

$$G_g(x_i, \vec{b}_{g_i}) = g(x_i) f_g(\vec{b}_{g_i}), \quad (4.3)$$

onde $g(x_i)$ é obtida pelas PDFs e $f_g(\vec{b}_{g_i})$ é a transformada de Fourier do fator de forma de dipolo, definido na eq. 3.15.

Com essas suposições podemos reescrever a eq. 4.1 e obter:

$$\begin{aligned} \sigma_{A_1 A_2}^{\text{DPS-UPC}} &= \frac{M}{2} \int d^2 b \Theta(b - R_{A_1} - R_{A_2}) \int d^2 \vec{b}_{\gamma_1} \Theta(b_{\gamma_1} - R_{A_1}) \int d^2 \vec{b}_{\gamma_2} \Theta(b_{\gamma_2} - R_{A_1}) \\ &\times \int d\xi_1 d\xi_2 dx_1 dx_2 N_\gamma(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}) N_\gamma(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_2}) g(x_1) g(x_2) f_g(\vec{b}_{\gamma_1} - \vec{b}) \\ &\times f_g(\vec{b}_{\gamma_2} - \vec{b}) \hat{\sigma}_{\gamma g}^A(\xi_1, x_1) \hat{\sigma}_{\gamma g}^B(\xi_2, x_2). \end{aligned} \quad (4.4)$$

Agora, para simplificar melhor a expressão vamos colocar em evidência as funções que dependem somente de x e depois utilizar a função de sobreposição $T_{\gamma g}(\xi, \vec{b})$, dada por

$$T_{\gamma g}(\xi_i, \vec{b}) = \frac{1}{N_{\gamma_i}(\xi_i)} \int d^2 \vec{b}_{\gamma_i} \Theta(b_{\gamma_i} - R_{A_i}) N_\gamma(\xi_i, \vec{b}_{\gamma_i}) f_g(\vec{b}_{\gamma_i} - \vec{b}). \quad (4.5)$$

Esta função encapsula toda a dependência do parâmetro de impacto no elemento de matriz ao quadrado, para todo $i = 1, 2$.

Com a distribuição numérica de fótons (que podem interagir no processo considerado

fora do projétil R_{A_i})

$$\bar{N}_{\gamma_i}(\xi_i) = \int d^2b_{\gamma_i} \Theta(b_{\gamma_i} - R_{A_i}) N_{\gamma}(\xi_i, \vec{b}_{\gamma_i}), \quad (4.6)$$

podemos obter:

$$\begin{aligned} \sigma_{A_1 A_2}^{\text{DPS-UPC}} &= \frac{M}{2} \int d^2b \Theta(b - R_{A_1} - R_{A_2}) \int d\xi_1 d\xi_2 dx_1 dx_2 \bar{N}_{\gamma_1}(\xi_1) \bar{N}_{\gamma_2}(\xi_2) \\ &g(x_1) g(x_2) T_{\gamma g}(\xi_1, \vec{b}) T_{\gamma g}(\xi_2, \vec{b}) \hat{\sigma}_{\gamma g}^A(\xi_1, x_1) \hat{\sigma}_{\gamma g}^B(\xi_2, x_2). \end{aligned} \quad (4.7)$$

Considerando as seções de choque SPS da forma:

$$\Sigma_{\gamma g}^A(\xi_1, x_1) = \bar{N}_{\gamma_1}(\xi_1) g(x_1) \hat{\sigma}_{\gamma g}^A(\xi_1, x_1) \quad (4.8)$$

$$\Sigma_{\gamma g}^B(\xi_2, x_2) = \bar{N}_{\gamma_2}(\xi_2) g(x_2) \hat{\sigma}_{\gamma g}^B(\xi_2, x_2) \quad (4.9)$$

e usando a definição da seção de choque efetiva para este processo, dada por:

$$\sigma_{\text{eff}}^{A_1 A_2}(\xi_1, \xi_2) \equiv \left[\int d^2b \Theta(b - R_{A_1} - R_{A_2}) T_{\gamma g}(\xi_1, \vec{b}) T_{\gamma g}(\xi_2, \vec{b}) \right]^{-1}, \quad (4.10)$$

é possível transformar a seção de choque DPS resultante numa forma simples, parecida com a fórmula de bolso do processo DPS em colisões centrais pp (observado na eq. 3.8):

$$\sigma_{A_1 A_2}^{\text{DPS-UPC}} = \frac{M}{2} \int d\xi_1 d\xi_2 dx_1 dx_2 \frac{1}{\sigma_{\text{eff}}^{A_1 A_2}(\xi_1, \xi_2)} \Sigma_{\gamma g}^A(\xi_1, x_1) \Sigma_{\gamma g}^B(\xi_2, x_2). \quad (4.11)$$

Assim, obtivemos uma forma análoga a do processo simplificado DPS estudado na seção 3.1. Da mesma maneira pode-se realizar a dedução para a contribuição resolvida, onde é necessário considerar a estrutura complexa do fóton, como visto na subseção 2.4.2.2.

Uma diferença clara deste resultado em comparação ao da seção 3.1, é que a seção de choque efetiva $\sigma_{\text{eff}}^{A_1 A_2}$ é dependente das frações de momento dos fótons participantes, o que faz com que $\sigma_{\text{eff}}^{A_1 A_2}$ não seja só uma constante, mas sim, tenha um comportamento variável. Esse comportamento proporciona informações sobre a colisão considerada, devido à relação que tem com distribuição do fóton e do glúon em função do parâmetro de impacto.

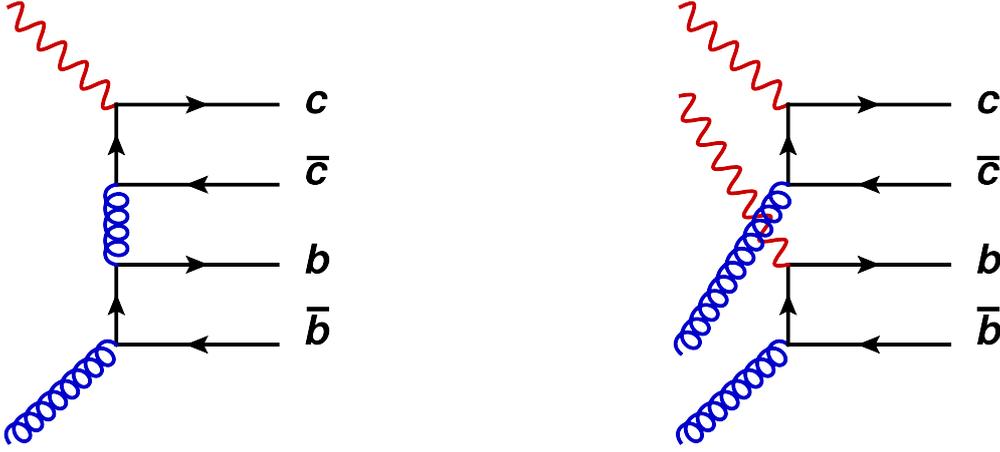


Figura 4.2 - Contribuição direta na produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via o processo SPS (à esquerda) e DPS (à direita) em UPCs. Fonte: própria.

4.1.2 DPS vs. SPS

Nesse projeto consideramos o caso particular da produção de $c\bar{c}b\bar{b}$, que pode ocorrer via processos SPS em UPCs (mostrado à esquerda da Figura 4.2) ou via processos DPS em UPCs (mostrado à direita da Figura 4.2).

4.1.2.1 Produção direta

A produção direta de $c\bar{c}b\bar{b}$ via SPS e DPS em UPCs ocorre quando o fóton se desdobra em um par $q\bar{q}$ (Figura 4.2). Em altas energias, com o método de aproximação colinear, podemos obter uma forma aproximada para a seção de choque para os dois processos:

$$\sigma^{\text{SPS}} \approx \bar{N}_\gamma \alpha_{em} \alpha_s^3 g(x), \quad \sigma^{\text{DPS}} \approx \bar{N}_\gamma^2 \alpha_{em}^2 \alpha_s^2 g^2(x). \quad (4.12)$$

A seção de choque para o processo SPS é representada por $\bar{N}_\gamma \alpha_s^3 \alpha_{em}$ em convolução com a respectiva distribuição do glúon $g(x)$. Entretanto, na produção do mesmo estado final, via o processo DPS, a seção de choque é dada por $\bar{N}_\gamma \alpha_s^2 \alpha_{em}^2$ em convolução com duas distribuições de glúons $g^2(x)$, devido à presença de dois glúons no processo DPS.

Sabendo que a distribuição de glúons cresce com a energia centro de massa da colisão, podemos olhar para a razão entre as seções de choque DPS e SPS,

$$\frac{\sigma^{\text{DPS}}}{\sigma^{\text{SPS}}} \approx \frac{\bar{N}_\gamma \alpha_{em} g(x)}{\alpha_s}. \quad (4.13)$$

e constatar que a seção de choque DPS é maior em comparação ao processo SPS na

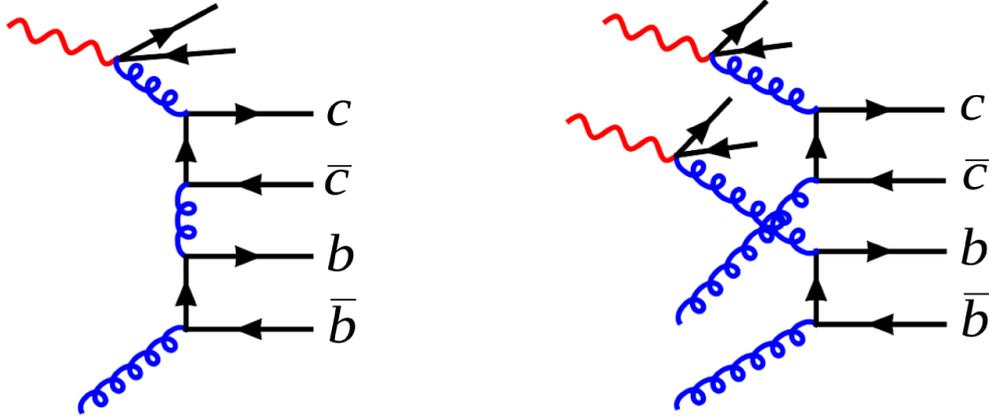


Figura 4.3 - Contribuição resolvida. Na esquerda: produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via o processo SPS em UPCs. Na direita: produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via o processo DPS em UPCs. **Fonte: própria.**

proporção observada na eq. 4.13 para altas energias, ou seja ξ e x pequeno.

4.1.2.2 Produção resolvida

Podemos analisar da mesma maneira o caso da produção resolvida de $c\bar{c}b\bar{b}$ via SPS e DPS em UPCs, representado na Figura 4.3. Neste caso, o fóton flutua em uma configuração mais complexa, na qual é constituído por quarks e glúons, configurando uma distribuição de pártons do fóton. A seção de choque elementar dos dois processos pode ser escrita como:

$$\sigma^{\text{SPS}} \approx \bar{N}_\gamma \alpha_{\text{em}} \alpha_s^4 g(x) g_\gamma(z), \quad \sigma^{\text{DPS}} \approx \bar{N}_\gamma^2 \alpha_{\text{em}}^2 \alpha_s^4 g^2(x) g_\gamma^2(z). \quad (4.14)$$

sendo a seção de choque SPS em UPCs representada por $\bar{N}_\gamma \alpha_{\text{em}} \alpha_s^4$ em convolução com uma distribuição de glúons $g(x)g_\gamma(z)$. Entretanto, na produção do mesmo estado final via DPS, a seção de choque elementar esta representada por $\bar{N}_\gamma^2 \alpha_{\text{em}}^2 \alpha_s^4$ em convolução com duas distribuições de glúons $g^2(x)g_\gamma^2(z)$.

Isso implica que, para altas energias, a seção de choque DPS é maior que a do processo SPS como pode ser visto na razão entre essas duas seções de choque:

$$\frac{\sigma^{\text{DPS}}}{\sigma^{\text{SPS}}} \approx \bar{N}_\gamma \alpha_{\text{em}} g(x) g_\gamma(z). \quad (4.15)$$

Podemos observar que, em geral, tanto na contribuição direta como na resolvida, temos uma maior contribuição de partículas produzidas a partir do processo DPS que do processo SPS em UPCs, se x , z e ξ são pequenos.

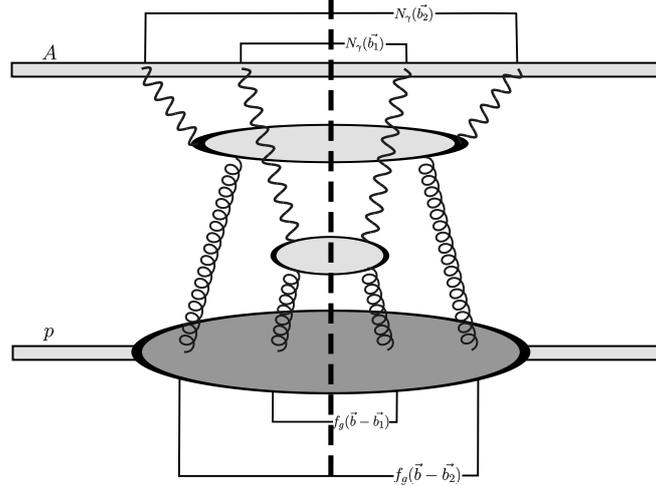


Figura 4.4 - Esquema ilustrativo da seção de choque $A + p \rightarrow A + (c\bar{c}b\bar{b}) + X$ em UPCs. **Fonte: própria.**

Em particular, em colisões centrais duras, os resultados apresentados na ref. [110] para a seção de choque DPS em função da distribuição da massa invariante de $c\bar{c}c\bar{c}$, demonstram que o processo DPS domina para baixas massas invariantes. Na referência [99] mostra-se que o processo DPS é dominante em comparação ao processo SPS para a produção $c\bar{c}b\bar{b}$, o que motiva a realização de uma análise similar.

4.2 Ap -UPCs: mecanismo DPS

Continuando a exploração do DPS em UPCs, podemos analisar esta colisão tendo em vista a participação de um núcleo e de um próton. Nesta interação o núcleo vai proporcionar os fótons e o próton os glúons, como é representado graficamente na Figura 4.4, este análise é vantajosa em relação à colisão pp por causa da dependência da distribuição de fótons com o número atômico. Assim, mais fótons participarão do evento, aumentando a seção de choque DPS, a qual será dada por:

$$\sigma_{Ap}^{\text{DPS-UPCs}} = \int d\xi_1 d\xi_2 dx_1 dx_2 \frac{1}{\sigma_{\text{eff}}^{Ap}(\xi_1, \xi_2)} \Sigma_{\gamma g}^{c\bar{c}}(\xi_1, x_1) \Sigma_{\gamma g}^{b\bar{b}}(\xi_2, x_2). \quad (4.16)$$

Nesta situação, o parâmetro de impacto vai ser maior que a soma do raio do núcleon e do próton participantes, e a seção de choque efetiva terá a forma seguinte:

$$\sigma_{\text{eff}}^{Ap}(\xi_1, \xi_2) \equiv \left[\int d^2b \Theta(b - R_A - R_p) T_{\gamma g}(\xi_1, \vec{b}) T_{\gamma g}(\xi_2, \vec{b}) \right]^{-1}. \quad (4.17)$$

Como no estudo anterior, podemos observar que a seção de choque efetiva depende das

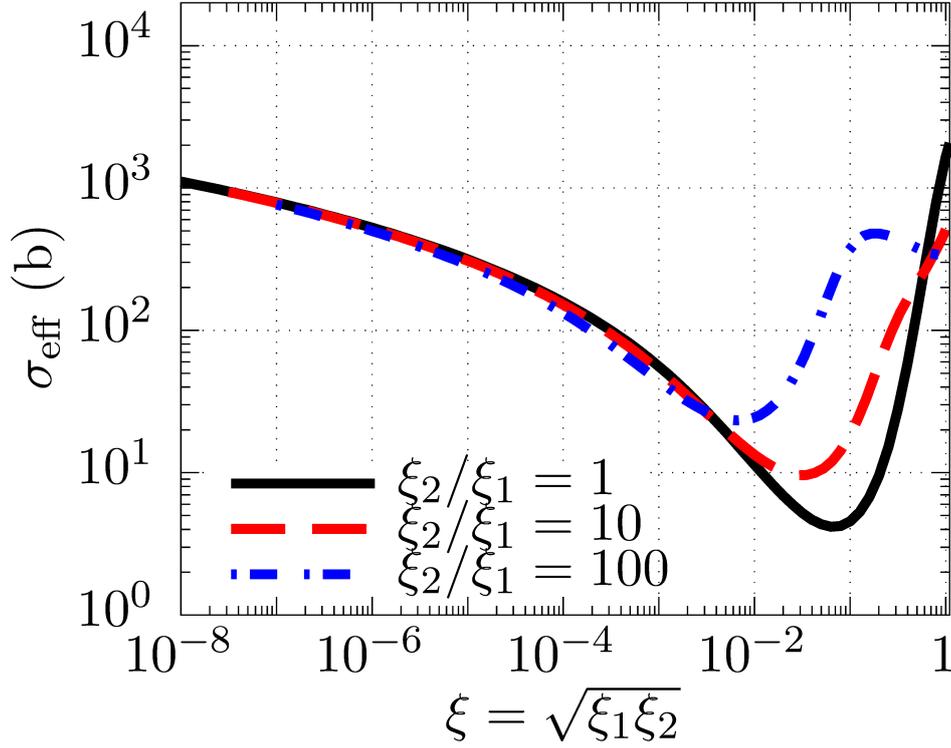


Figura 4.5 - Seção de choque efetiva $\sigma_{\text{eff}}^{\text{DPS}}$ em função de $\sqrt{\xi_1 \xi_2}$ para colisões Pb-p, na interação de dois fótons com dois glúons ($2\gamma - 2\text{gluon}$). **Fonte: própria.**

funções de superposição

$$T_{\gamma g}(\xi_i, \vec{b}) = \frac{1}{\bar{N}_{\gamma_i}(\xi_i)} \int d^2 \vec{b}_{\gamma_i} \Theta(b_{\gamma_i} - R_{A_i}) N_{\gamma}(\xi_i, \vec{b}_{\gamma_i}) f_g(\vec{b} - \vec{b}_{\gamma_i}), \quad (4.18)$$

e se diferencia das colisões pp , pois o número de fótons participantes da colisão é maior. Nesse sentido a nossa seção de choque efetiva tem uma maior contribuição para a seção de choque DPS. Além disso, a seção de choque efetiva proporciona a informação geométrica da colisão e da distribuição da matéria do próton em função do parâmetro de impacto, como é mostrado na Figura 4.5.

A Figura 4.5, apresenta a seção de choque efetiva σ_{eff}^{Ap} em função da fração de momento dos fótons ξ , integrada em todo parâmetro de impacto. No caso $\xi_1 = \xi_2$, podemos notar que para pequenos valores de fração de momento do fóton, teremos uma seção de choque efetiva maior, isso é porque neste ponto, temos fótons muito espalhados fazendo com que seja menos provável que eles se sobreponham. Por outro lado, quando a fração de momento do fóton é maior, os fótons estão em uma casca esférica fina, fora do núcleo, assim se a largura dessa casca é menor que o raio do próton, fica claro que σ_{eff} também deve crescer. Isso explica o mínimo em $\xi \approx 0.07$ com parâmetro de impacto $b_{\gamma} - R_{\text{Pb}} < 1.0$ fm,

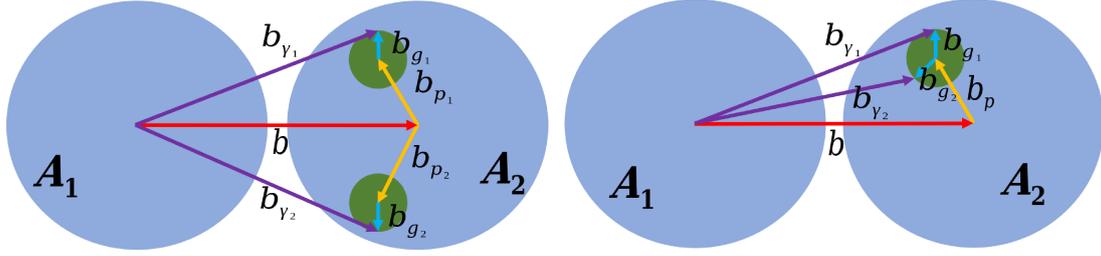


Figura 4.6 - Esquema geométrico das duas contribuições para a seção de choque DPS em UPCs. Na esquerda os fótons que vêm do projétil interagem com dois glúons com origem em diferentes núcleons. Na direita, os fótons interagem com glúons do mesmo núcleon. **Fonte: própria.**

ou seja, aproximadamente o raio do próton.

No caso de $\xi_2/\xi_1 > 1$, σ_{eff} pode ter dois mínimos, como mostrado na Figura 4.5. Isso acontece porque as duas distribuições de fótons têm sua probabilidade máxima de encontrar os fótons dentro do próton em diferentes ξ .

4.3 AA-UPCs: mecanismo DPS

Para complementar nossas observações fenomenológicas de DPS em UPCs, é necessário analisar uma colisão AA. Neste caso temos que considerar uma distribuição de núcleons (prótons-nêutrons) dentro do núcleo, assim surgem duas possibilidades que contribuem para o processo DPS: quando dois glúons são proporcionados somente por um próton ou nêutron (processo anteriormente estudado), ou quando os glúons são proporcionados por prótons ou nêutrons diferentes. Com essa informação podemos definir a seção de choque com ajuda da fórmula de bolso DPS em UPCs (eq. 4.11) como:

$$\sigma_{AA}^{\text{DPS-UPCs}} = \int d\xi_1 d\xi_2 dx_1 dx_2 \frac{1}{\sigma_{\text{eff}}^{AA}(\xi_1, \xi_2)} \Sigma_{\gamma g}^{c\bar{c}}(\xi_1, x_1) \Sigma_{\gamma g}^{b\bar{b}}(\xi_2, x_2). \quad (4.19)$$

4.3.1 Contribuição de diferentes núcleons

A primeira contribuição para o processo DPS em uma colisão AA (representado na Figura 4.6 à esquerda), ocorre quando dois fótons do projétil interagem com dois glúons vindos de diferentes núcleons do núcleo alvo, assim podemos definir

$$\sigma_{\text{eff,I}}(\xi_1, \xi_2) \equiv \left[\int d^2b \Theta(b - 2R_A) T_{g\gamma}(\xi_1, b) T_{g\gamma}(\xi_2, b) \right]^{-1}. \quad (4.20)$$

Como aqui o alvo é um núcleo, então a função de superposição também considera

a distribuição de núcleons tanto de prótons como de nêutrons dentro do núcleo alvo, conhecida como função de espessura $\rho(\vec{b}_p)$. Podemos definir nossa função de superposição

$$T_{\gamma g}(\xi, \vec{b}) = \frac{1}{\bar{N}_\gamma(\xi)} \int d^2\vec{b}_p \int d^2\vec{b}_\gamma \Theta(b_\gamma - R_A) N_\gamma(\xi, \vec{b}_\gamma) f_g(\vec{b}_\gamma - \vec{b}_p - \vec{b}) \rho(\vec{b}_p), \quad (4.21)$$

onde a função de espessura é descrita pela parametrização de Woods-Saxon

$$\rho(\vec{b}_p) = \rho_0 \int dz \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\sqrt{\vec{b}_p^2 + z^2} - R_A}{\delta}\right)}, \quad \int d^2\vec{b}_p \rho(\vec{b}_p) = 1, \quad (4.22)$$

em que ρ_0 normaliza a função e $\delta = 0.459$ fm com $R_A = [1.1A^{1/3} - 0.65A^{-1/3}]$ fm para $4 \leq A \leq 208$.

Deve-se ter claro que, uma função de superposição descreve a interação de um fóton do núcleo projétil com um glúon do núcleo alvo, nesse sentido para encontrar a seção de choque efetiva de um processo duplo, temos que multiplicar as duas funções de superposição, como visto na eq. 4.20, para encontrar a nossa primeira contribuição.

4.3.2 Contribuição do mesmo núcleon

A segunda contribuição para o processo DPS em uma colisão AA (representado na Figura 4.6 à direita) ocorre quando dois fótons do núcleo projétil interagem com dois glúons vindos do mesmo núcleon do núcleo alvo, assim podemos definir a seção de choque efetiva de forma análoga à eq. 4.20, com uma integral sobre o parâmetro de impacto \vec{b} da colisão

$$\sigma_{\text{eff,II}}(\xi_1, \xi_2) \equiv \left[\int d^2b \Theta(b - 2R_A) \int d^2b_p \rho(\vec{b}_p) \tau_{g\gamma}(\xi_1, \vec{b}_p + \vec{b}) \tau_{g\gamma}(\xi_2, \vec{b}_p + \vec{b}) \right]^{-1}, \quad (4.23)$$

onde $\tau_{g\gamma}$ é a função de superposição definida como

$$\tau_{g\gamma}(\xi, \vec{b}_p + \vec{b}) = \frac{1}{\bar{N}_\gamma(\xi)} \int d^2b_\gamma \Theta(b_\gamma - R_A) N_\gamma(\xi, \vec{b}_\gamma) f_g(\vec{b}_\gamma - \vec{b}_p - \vec{b}). \quad (4.24)$$

Esta função de superposição é similar a do caso da colisão Ap , porém devido a uma integral adicional sobre o parâmetro de impacto do núcleo \vec{b}_p para o centro do núcleo, tais dependências não se fatoram, sendo um exemplo importante de correlações de parâmetro de impacto na distribuição de dois glúons.

A fim de combinar as duas contribuições discutidas acima para a seção de choque da produção DPS resultante, duas condições devem ser satisfeitas simultaneamente: primeiro,

ter certeza de que o mesmo núcleon não interage duas vezes ao considerar o primeiro processo mostrado na Figura 4.6 (à esquerda). Segundo, o processo mostrado na Figura 4.6 (à direita), é importante levar em consideração que todos os núcleons do núcleo alvo participam da interação correspondente.

Assim, podemos construir a fórmula de bolso generalizada para o processo DPS em UPCs AA , onde a seção de choque efetiva é composta de duas contribuições.

$$\frac{1}{\sigma_{\text{eff}}^{\text{AA}}(\xi_1, \xi_2)} = \frac{w_1}{\sigma_{\text{eff,I}}(\xi_1, \xi_2)} + \frac{w_2}{\sigma_{\text{eff,II}}(\xi_1, \xi_2)}, \quad (4.25)$$

onde $\sigma_{\text{eff,I}}$ e $\sigma_{\text{eff,II}}$ são as seções de choque efetivas para cada processo, definidas nas eqs. (4.20) e (4.23). Com os respectivos fatores de peso w_1 e w_2 , descritos em termos do número atômico A , garantem o peso correto para as respectivas contribuições estudadas acima.

$$w_1 = \frac{A-1}{A}, \quad w_2 = \frac{1}{A}, \quad (4.26)$$

O comportamento da seção de choque efetiva para UPCs entre dois átomos de chumbo, construído na Eq. (4.25), é mostrado na Figura 4.7 em função da média geométrica das duas frações de momento do fóton $\xi = \sqrt{\xi_1 \xi_2}$. Este gráfico fornece uma ideia clara de uma energia típica de fótons, mas não representa as densidades numéricas típicas de fótons fora do núcleo dado, uma vez que esta informação foi fatorada e absorvida pela função $\bar{N}_\gamma(\xi)$.

Similarmente ao que foi observado anteriormente em Ap UPCs, no primeiro caso (retratado na Figura 4.6 à esquerda) a principal contribuição para a seção de choque efetiva surge devido às configurações relativas ao caso em que cada um dos dois fótons encontra os glúons dentro de diferentes núcleons interagentes. Da mesma forma, no segundo caso (mostrado na Figura 4.6 à direita) a seção de choque efetiva é dominada pelas configurações onde ambos os fótons interagem com os glúons dentro do mesmo núcleon. Na verdade, considerando a configuração simétrica $\xi_1 = \xi_2$ como um exemplo representativo, para pequeno ξ os fótons raramente se sobrepõem e $\sigma_{\text{eff}}^{\text{AA}}$ é grande, enquanto que, para grande ξ , os fótons são acumulados em uma concha na periferia do núcleo do projétil.

Claramente quando o ξ é crítico, a largura de tal casca torna-se mais estreita do que o raio do núcleon, e assim, a seção de choque efetiva cresce novamente. Portanto, os fótons se sobrepõem para grandes ξ , mas não dentro do núcleo alvo, onde a maioria dos glúons-alvos está localizada. Curiosamente, no caso AA UPCs, $\sigma_{\text{eff}}^{\text{AA}}$ desenvolve um mínimo com ξ muitas vezes menor do que no caso Ap UPCs, ou seja, $\xi \approx 0,013$. Isso

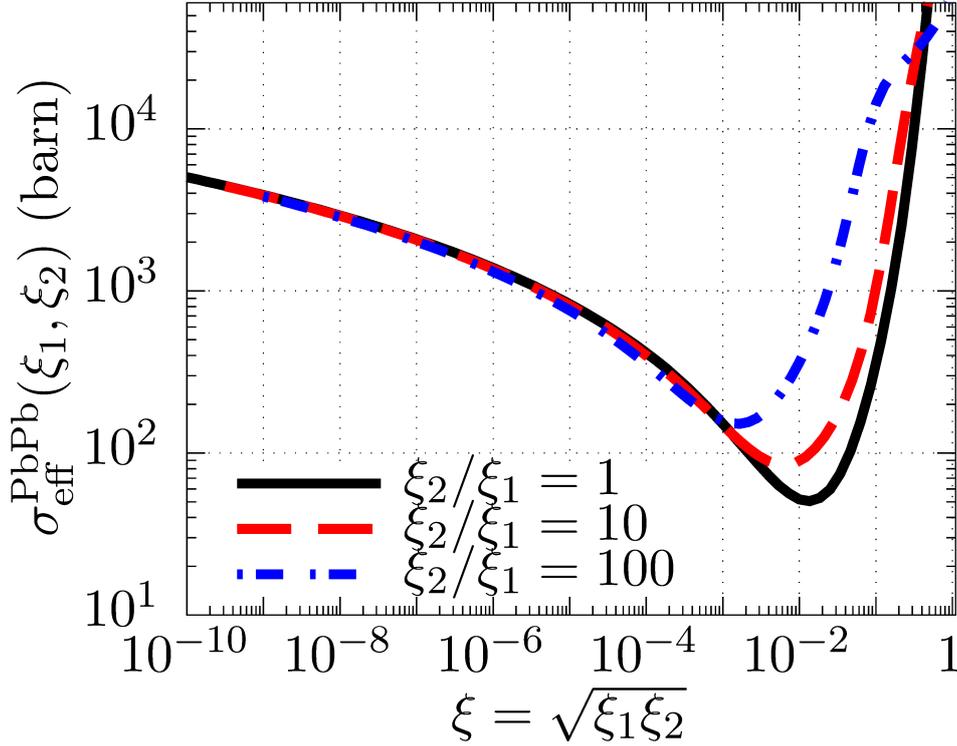


Figura 4.7 - Seção de choque efetiva $\sigma_{\text{eff}}^{\text{DPS}}$ em função de $\sqrt{\xi_1 \xi_2}$, para colisões Pb-Pb, na interação de $2\gamma - 2\text{glúon}$. **Fonte: própria.**

se deve ao fato de que as posições dos núcleons ativos estão amplamente distribuídas no núcleo alvo de acordo com a densidade nuclear. No mínimo de $\sigma_{\text{eff}}^{\text{AA}}$, aproximadamente metade dos fótons fora do núcleo do projétil tem $b_\gamma \lesssim 2R_{\text{Pb}}$, ou seja, estão localizados à uma distância aproximadamente igual ou menor que o raio do segundo núcleo alvo.

Na análise considerada até aqui, nenhuma dependência de $\sigma_{\text{eff}}^{\text{AA}}$ com a energia da colisão ou com a escala de fatorização é contabilizada. Nesta formulação, tal efeito é subliminar, pois pode vir potencialmente apenas de um efeito de alargamento da distribuição de glúons com relação ao parâmetro de impacto em altas energias. Desde que a distribuição dos glúons seja bem localizada em comparação com a distribuição dos fótons, a dependência da seção de choque efetiva com a energia da colisão não é um fator importante, como confirmam os muitos experimentos que medem $\sigma_{\text{eff}} \simeq 15 \text{ mb}$ em pp colisões. Deixamos esse aspecto de potencial interesse para investigações adicionais.

4.4 AA-UPCs: mecanismo DPS (3 fótons - 1 glúon)

Toda esta exploração do processo DPS pode agora nos proporcionar um caminho para poder estudar a produção de eventos mistos em colisões AA, como a produção de quarks pesados associados a léptons no estado final. No processo DPS, esta reação é

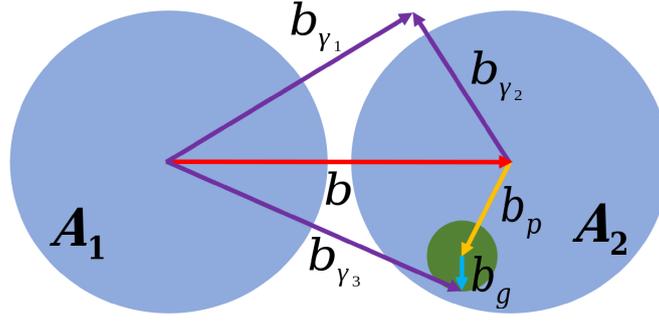


Figura 4.8 - Esquema geométrico, na interação de dois fótons do núcleo projetil A_1 com um glúon e um fóton do núcleo alvo A_2 . **Fonte: própria.**

provocada por dois subprocessos ($\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ e $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$) que ocorrem na mesma colisão AA , cuja produção será dominada por um estado inicial com três fótons e um glúon (como mostrado na Figura 4.8). Portanto, pretendemos estudar as distribuições fóton-glúon no alvo usando a distribuição WW do projetil, que não poderá se dissociar. Até onde procuramos na literatura, esta reação não foi estudada no contexto do processo DPS.

Ao desenvolver esta interação de 3 fótons - 1 glúon, vamos ter dois tipos de contribuições: contribuição elástica (ELS) e contribuição inelástica (INLS). A principal diferença entre estes processos provém da natureza dos fótons envolvidos na interação. Como explicado no capítulo 2 na subseção 2.4.3.1 e 2.4.3.2.

Contribuição inelástica (INLS) é quando o fóton é considerado um parton constituinte do núcleo alvo, neste caso, a distribuição do fóton é proporcionada pelas PDFs e o fator de forma é semelhante ou dos outros partons. Assim, é fácil perceber que a seção de choque DPS será similar ao processo anteriormente estudado no caso de 2 fóton-2 glúons em colisão AA , portanto, a sua contribuição na seção de choque DPS em UPCs, será dada por:

$$\sigma_{AA-\text{INLS}}^{\text{DPS-UPCs}} = \int d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 dx \frac{1}{\sigma_{\text{eff}}^{AA-\text{INLS}}(\xi_1, \xi_3)} \Sigma_{\gamma\gamma}^{\bar{l}}(\xi_1, \xi_2) \Sigma_{\gamma g}^{c\bar{c}}(\xi_3, x), \quad (4.27)$$

com um $\sigma_{\text{eff}}^{AA-\text{INLS}}(\xi_1, \xi_3)$ similar à eq. 4.25.

Contribuição elástica (ELS) é quando o fóton do alvo é gerado a partir de campos elétricos em movimento. Como este núcleo é um corpo complexo, usaremos o método de WW generalizado considerando que o núcleo alvo é um corpo não puntual. Este nos fornece a possibilidade de sondar fótons dentro do nucleon alvo, o que ainda é pouco conhecido e é um assunto de intensas discussões na literatura, especialmente no contexto da produção de dilépton [63, 111, 112]. A sua seção de choque DPS em UPCs pode ser

encontrada a partir da eq. 4.11 e tem a seguinte forma:

$$\sigma_{AA-ELS}^{\text{DPS-UPCs}} = \int d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 dx \frac{1}{\sigma_{\text{eff}}^{AA-ELS}(\xi_1, \xi_2, \xi_3)} \Sigma_{\gamma\gamma}^{\bar{l}}(\xi_1, \xi_2) \Sigma_{\gamma g}^{c\bar{c}}(\xi_3, x), \quad (4.28)$$

com uma seção de choque efetiva elástica definida como

$$\sigma_{\text{eff}}^{AA-ELS}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \left[\int d^2\vec{b} T_{\gamma_1\gamma_2}(\xi_1, \xi_2, \vec{b}) T_{g\gamma_3}(\xi_3, \vec{b}) \Theta(b - 2R_A) \right]^{-1}. \quad (4.29)$$

A função de superposição de dois fótons apresenta essa forma:

$$T_{\gamma_1\gamma_2}(\xi_1, \xi_2, \vec{b}) = \frac{1}{\bar{N}_{\gamma_1}(\xi_1) \bar{N}_{\gamma_2}(\xi_2)} \int d^2\vec{b}_{\gamma_1} \Theta(b_{\gamma_1} - R_A) N_{\gamma_1}(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}) N_{\gamma_2}(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_1} - \vec{b}), \quad (4.30)$$

enquanto a de um fóton e um glúon apresenta essa outra:

$$T_{\gamma_3 g}(\xi_3, \vec{b}) = \frac{1}{\bar{N}_{\gamma_3}(\xi_3)} \int d^2\vec{b}_p \int d^2\vec{b}_{\gamma_3} \Theta(b_{\gamma_3} - R_A) N_{\gamma_3}(\xi_3, \vec{b}_{\gamma_3}) \rho_{2D}(\vec{b}_p) f_g(\vec{b}_{\gamma_3} - \vec{b}_p - \vec{b}), \quad (4.31)$$

na qual, a distribuição de espessura $\rho_{2D}(\vec{b}_p)$ foi definida na eq. 4.22. É importante lembrar que é necessário definir uma função de distribuição de fóton-glúon $P_{\gamma_2 g}^A(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_2}; x, \vec{b}_g)$ que descreve as correlações entre fótons e glúons no alvo. Nesta oportunidade, usando a primeira suposição feita para a obtenção da seção de choque DPS em UPCs, podemos representar esta função desconsiderando correlações, da seguinte forma

$$P_{\gamma_2 g}^A(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_2}; x, \vec{b}_g) = N_{\gamma_2}(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_2}) G_g^A(x, \vec{b}_g). \quad (4.32)$$

A seção de choque efetiva $\sigma_{\text{eff}}^{AA-ELS}$ para $3\gamma + g$ no estado inicial em UPCs para colisões chumbo-chumbo (eq. 4.29) é ilustrada, na Figura 4.9 como uma função da fração de momento do terceiro fóton ξ_3 para uma configuração simétrica com $\xi_1 = \xi_2$. Este gráfico é dominado pela distribuição do fóton que interage com o glúon, mostrando uma menor seção de choque efetiva (maior seção de choque DPS), quando o fóton do alvo e do projétil forem encontrados mais facilmente dentro do núcleo. Notamos que para pequenos valores de ξ os fótons e o glúon raramente se sobrepõem e a seção de choque efetiva aumenta, enquanto que para grandes ξ os fótons são geralmente acumulados em uma casca na periferia do núcleo do projétil e têm uma probabilidade menor de interagir com o glúon do outro núcleo. Um efeito semelhante foi observado na seção de choque DPS efetiva para $2\gamma + 2g$ no estado inicial, porém aqui, o fóton alvo pode se espalhar em uma

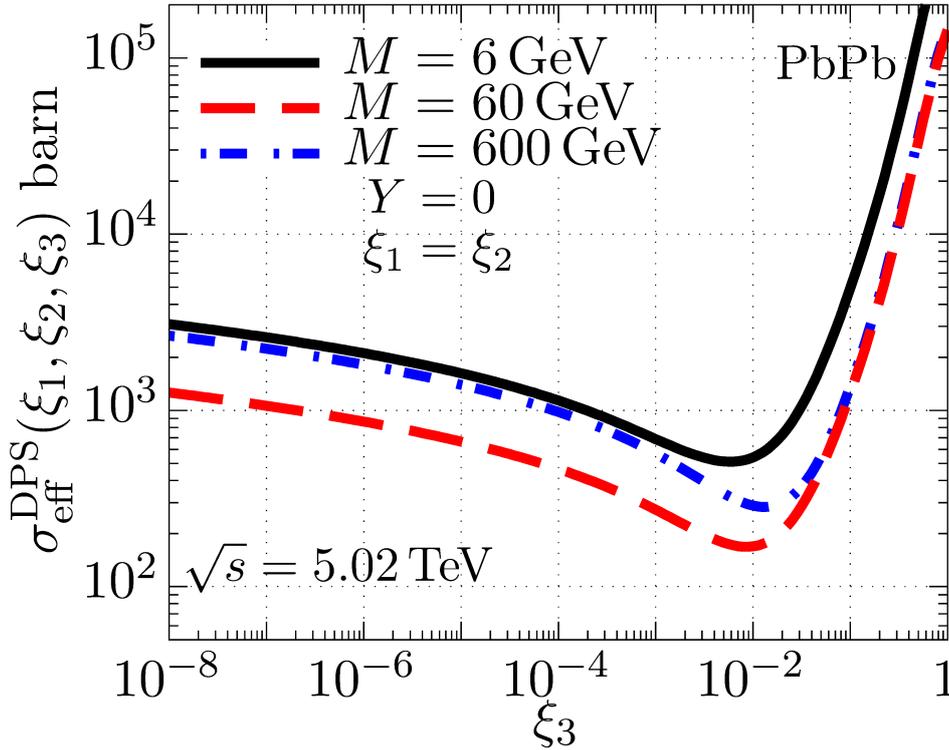


Figura 4.9 - Seção de choque efetiva $\sigma_{\text{eff}}^{\text{DPS}}$ em função de ξ_3 , para colisões Pb-Pb com energias de $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, na interação de $3\gamma - 1\text{gluon}$. Considerando fixa, a massa invariante do dilépton em $M = 6, 60, 600$ GeV e a rapidez do dilépton $Y = 0$. **Fonte: própria.**

região transversal maior do que o glúon alvo. Isso significa que a seção de choque efetiva é mais plana em ξ_3 . Pela mesma razão, a seção de choque efetiva é mais inclinada da curva da seção de choque efetiva em função de ξ_3 , ou seja, a relevância das colisões é diminuída porque nosso fóton γ_2 pode viajar mais longe.

4.5 Conclusão

Mostramos que é possível construir um novo método de estudo para sondar o processo DPS utilizando UPCs. Espera-se que este seja um complemento de estudo e informação para o processo DPS em colisões centrais, desenvolvido no capítulo 3.

Conseguimos justificar porque o processo DPS pode proporcionar contribuições significativas da mesma magnitude que as do processo SPS, no mesmo estado final. Também conseguimos explorar o comportamento do processo DPS para colisões Ap e AA , nos proporcionando σ_{eff} característicos para cada colisão, estes σ_{eff} tem informação geométrica e contribuem para o entendimento da colisão, sendo estes resultados originais não encontrados na literatura.

5 PREVISÕES PARA O PROCESSO DPS em UPCs

Neste capítulo apresentamos nossos resultados, para a produção de quarks pesados e dilétons em UPCs via o processo DPS, considerando a abordagem fenomenológica descrita nos capítulos anteriores. Apresentaremos previsões para a produção de $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ e $\mu^+\mu^-$ em colisões Ap e AA no regime cinemático e energias típicas do LHC e para as medições em aceleradores futuros. Aqui utiliza-se o núcleo de chumbo (Pb) com raio $R_{\text{Pb}} = 6.3$ fm e raio do próton $R_p = 0.84$ fm, também consideramos, as massas dos quarks: massa do quark charm $m_c = 1.4$ GeV, massa do quark bottom $m_b = 4.75$ GeV e massa do múon $m_\mu = 0.106$ GeV [85].

Existe a esperança de medir estas previsões desde que se desenvolva as medidas de processos inclusivos em UPCs que ainda é um desafio. Ao conseguir medir o processo DPS em UPCs estaria avaliando nosso tratamento teórico e assim conseguir observar o comportamento do σ_{eff} . As possíveis discrepância dos dados obtidos com respeito as nossas previsões sugeririam considerar tipos de correlações dos pártons do alvo que participam na colisão, que neste caso em particular foram desconsideradas.

5.1 Resultados do processo DPS

A seguir apresentamos as previsões da produção de quarks pesados e dilétons estudadas no processo DPS mostrado no capítulo 4, na qual, dois fóton do projétil interagem com dois glúons ou fóton e glúon do alvo, conforme mostrado na Figura 5.1.

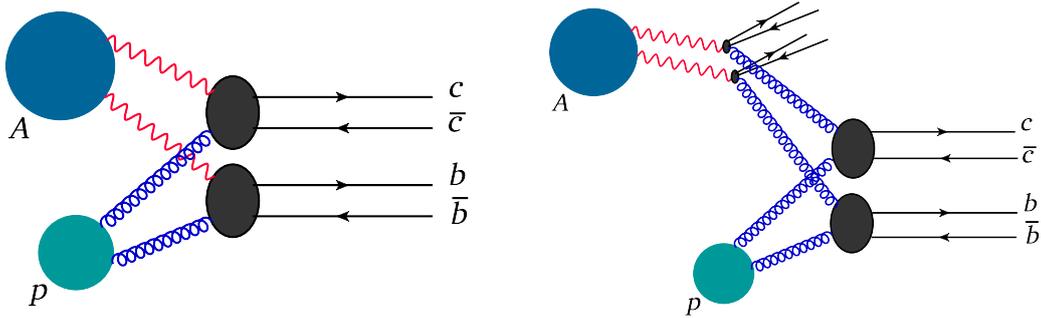


Figura 5.1 - Na esquerda: Contribuição direta na produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via o processo DPS em UPCs. Na direita: Contribuição resolvida na produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via o processo DPS em UPCs. **Fonte: própria.**

5.1.1 Processo DPS Ap

Nesta seção apresentamos nossos resultados para o cálculo da produção $c\bar{c}b\bar{b}$ no processo de fotoprodução de contribuição direta (à esquerda da Figura 5.1), resolvida (à

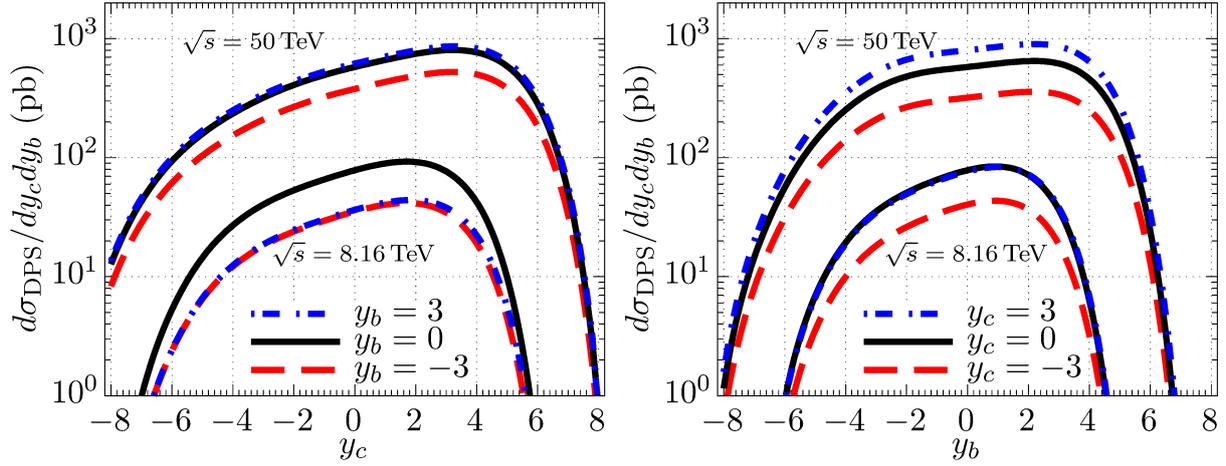


Figura 5.2 - Seção de choque diferencial na produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ em UPCs A_p DPS em função da rapidez y_c com y_b fixo no lado esquerdo e em função da rapidez y_b com y_c fixo no lado direito da figura. **Fonte: própria.**

direita da Figura 5.1) e contribuição total do processo DPS em UPCs Pb- p , para energias típicas do LHC $\sqrt{s} = 8.16$ TeV e futuros colisores de $\sqrt{s} = 50$ TeV com a parametrização do grupo CT14nlo para os glúons do próton alvo.

A Figura 5.2 apresenta os resultados para o cálculo da produção de quarks pesados $c\bar{c}b\bar{b}$ considerando o processo DPS em UPCs. A seção de choque diferencial para esta produção é dada pela eq. 4.16, na qual tem-se a seção de choque diferencial em função da rapidez do quark charm y_c e com rapidez do quark bottom y_b fixo (na esquerda da Figura 5.2), em função da rapidez do quark bottom y_b e com rapidez do quark charm y_c fixo (na direita da Figura 5.2). As duas figuras estão integradas nas rapidezes dos respectivos antiquarks. Pode-se ver que a seção de choque diferencial varia com diferentes valores da rapidez fixa. Também, tem-se que a seção de choque diferencial cresce com a energia centro de massa da colisão, por exemplo, na produção total com $\sqrt{s} = 8.16$ TeV é 6% da produção com $\sqrt{s} = 50$ TeV, aproximadamente, ver na tabela 5.1. No entanto, estes gráficos não conservam o formato da distribuição visto na Figura 2.23 da seção de choque diferencial SPS, esta observação é devido ao fato da forma da seção de choque efetiva σ_{eff} , se esta fosse uma constante conservaria o formato da produção SPS. No entanto, esta Figura tende a ter um pico ou ter uma maior contribuição na região positiva da rapidez. Isso é consequência do σ_{eff} não ser mais uma constante, mas sim depender das frações do momento do fóton, como obtido na eq. 4.17 e visto na Figura 4.5.

Assim, para extrair a contribuição do DPS deve-se considerar a produção dos pares $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ com uma grande separação de rapidez $\delta Y = Y_{c\bar{c}} - Y_{b\bar{b}} \gg 1$. Isso é necessário para maximizar a massa invariante do background do processo SPS $\gamma + g \rightarrow c\bar{c}b\bar{b}$ e, portanto,

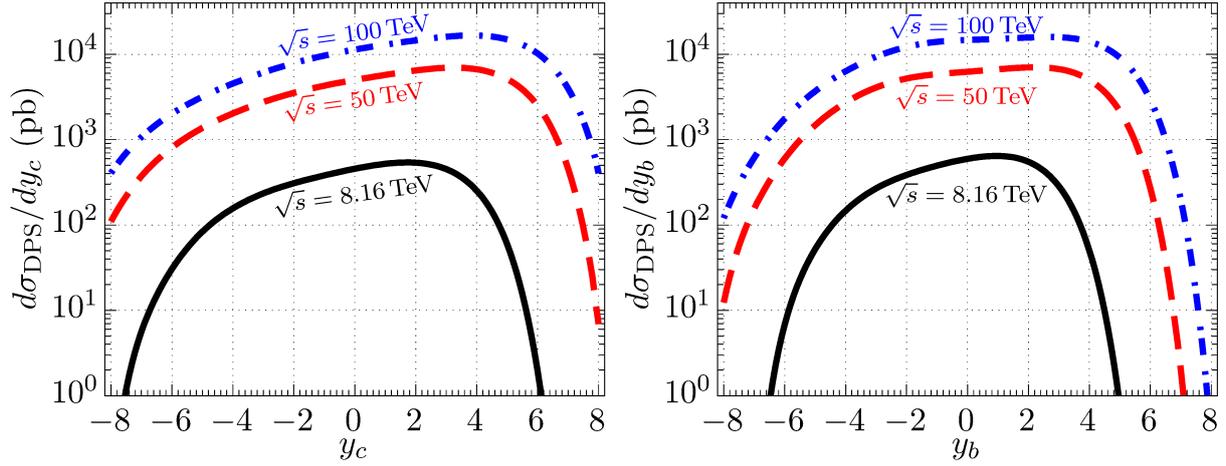


Figura 5.3 - Seção de choque diferencial na produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ em UPCs A_p DPS em função da rapidez y_c integrado em toda a rapidez y_b no lado esquerdo e em função da rapidez y_b integrado em toda a rapidez y_c no lado direito da figura. **Fonte: própria.**

\sqrt{s} (TeV)	8.16	50	100
Produção de $c\bar{c}$ via SPS UPC Pbp em mb			
Direct	3.10	10.46	15.75
Resolved	0.35	1.81	3.03
Total	3.45	12.27	18.78
Produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via DPS UPC Pbp em nb			
Total	3.55	54.1	136

Tabela 5.1 - Tabela com as seções de choque total para a produção do SPS e da produção DPS em UPCs. **Fonte: própria.**

suprimir suficientemente este background em comparação à contribuição do DPS cuja dependência em δY é esperada ser mais plana. No caso da produção de $c\bar{c}c\bar{c}$ e $b\bar{b}b\bar{b}$, entretanto, tal separação seria muito mais difícil (se não impossível) já que a combinação de um quark Q e antiquark \bar{Q} do mesmo sabor não garante que eles venham do mesmo processo SPS $\gamma + g \rightarrow Q\bar{Q}$.

Na Figura 5.3, integra-se mais uma rapidez na seção de choque, deixando apenas y_b ou y_c sem integrar. Este resultado juntamente com os da Tabela 5.1, mostra que temos uma seção de choque significativa da ordem de nano-barns indicando que tal observável pode ser medido atualmente no LHC e, claro, também em futuros colisores de maior energia.

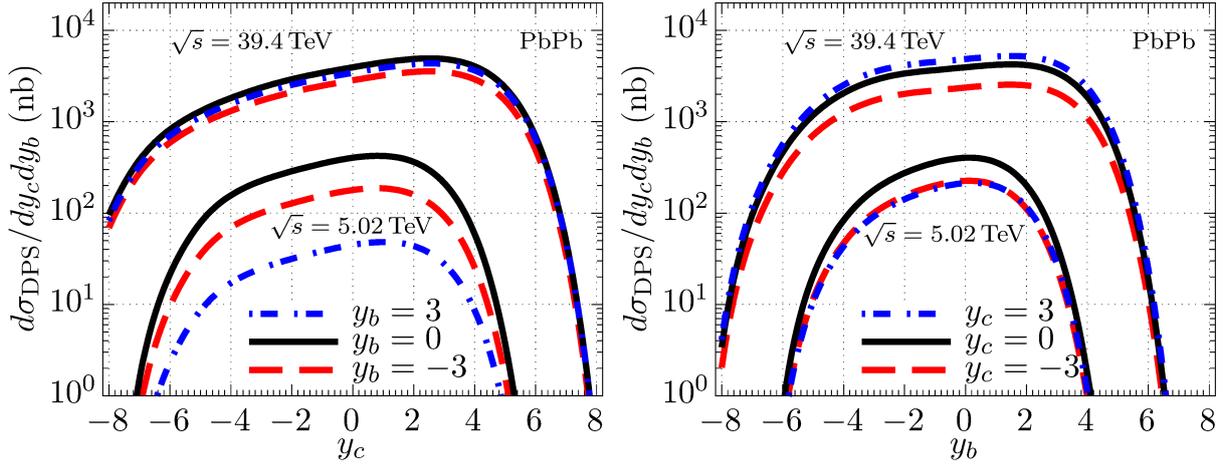


Figura 5.4 - Seção de choque diferencial na produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ em UPCs AA DPS em função da rapidez y_c com y_b fixo no lado esquerdo e em função da rapidez y_b com y_c fixo no lado direito da figura, ambas com energias de $\sqrt{s} = 5.02$ e 39.4 TeV. **Fonte: própria.**

5.1.2 Processo DPS AA

Na análise da seção de choque do processo DPS na produção $c\bar{c}b\bar{b}$ em UPCs AA, apresentamos os resultados para colisões de núcleos Pb-Pb em primeiro lugar, com $A = 208$. O raio do núcleo principal é considerado $R_A = 5.5$ fm, e as massas do quark charm e bottom são $m_c = 1.4$ GeV e $m_b = 4.75$ GeV, respectivamente.

Na Figura 5.4, apresentamos as seções de choque do processo DPS na produção $c\bar{c}b\bar{b}$ em duas energias distintas, $\sqrt{s} = 5.02$ TeV no LHC e 39.4 TeV, correspondente às medidas planejadas no Colisor Circular do Futuro (FCC). Aqui, a seção de choque é considerada diferencial em y_c (painel esquerdo) e y_b (painel direito), ambas integradas em $y_{\bar{c}}$ e $y_{\bar{b}}$, respectivamente. Como sabemos da análise anterior em colisões Ap , as seções de choque DPS consideradas não podem ser obtidas por um simples reescalonamento das seções de choque SPS correspondentes, o que torna nosso resultado não trivial e importante. Confirmando esta interpretação, a forma da seção de choque em função da rapidez do primeiro quark muda conforme variamos a rapidez do segundo quark. Além disso, como o comportamento do glúon e as distribuições dos fótons são diferentes com x e ξ , respectivamente, observamos que a seção de choque na rapidez central cresce com a rapidez do quark.

Finalmente, na Figura 5.5 apresentamos nossa previsão, em pontos pretos, para a dependência A da seção de choque total do processo DPS em Pb+A UPCs em $\sqrt{s} = 5.02$ TeV em relação a Pb+p UPCs. No caso quando o projétil é um núcleo tão pesado, mais de 99% da contribuição para este processo é devido à contribuição da Parte I que sonda glúons

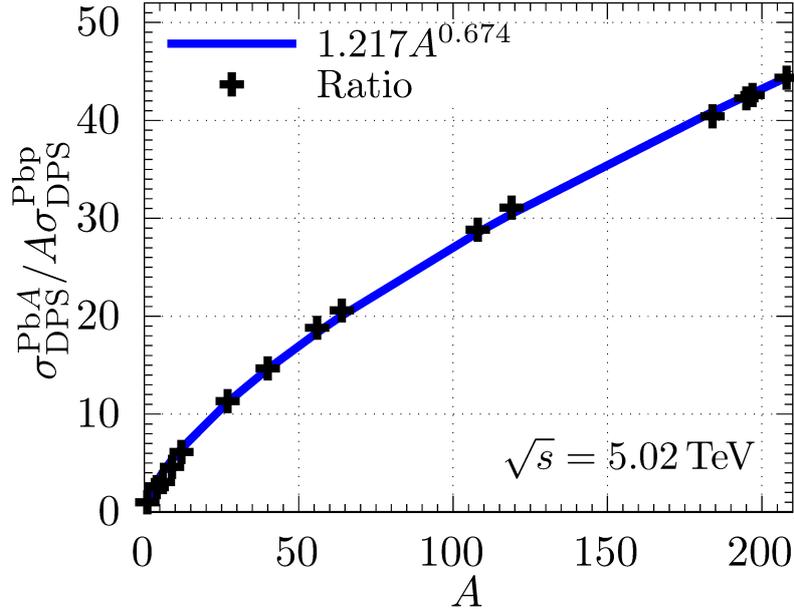


Figura 5.5 - Seção de choque total do processo DPS em UPCs AA com dependência da massa atômica do alvo com energias de $\sqrt{s} = 5,02$ TeV em relação ao processo DPS A_p UPCs. Os pontos pretos são obtidos através de cálculos numéricos e a linha azul é o ajuste da função para estes pontos. Aqui, o núcleo projétil é o Pb e enquanto A do núcleo alvo é uma quantidade variável correspondente às parametrizações fornecidas pelos PDFs nucleares EPPS16nlo. **Fonte: própria.**

em diferentes núcleos. Mesmo para um alvo mais leve, como quando acontece na colisão Pb-C, a contribuição da parte I para a seção de choque ainda está acima de 90%. Aqui, Pb denota o núcleo do projétil como fonte do fluxo di-fóton, enquanto A corresponde ao núcleo alvo e é variado em nossa análise. Similarmente à definição do fator de modificação nuclear, essa relação é considerada normalizada para A . Com linha azul apresentamos o ajuste da função para estes pontos com $1.217A^{0.674}$, proporcionando-nos a variação da razão em função de A .

Tabela 5.2 representa os valores para a seção de choque DPS integrada (em nb) dividido pelo número atômico alvo A para diferentes valores de A . Observamos um aumento aproximadamente linear desta razão em A em grande A , em consistência geral com simulações da seção de choque DPS inclusiva de prótons versus alvos nucleares encontrados recentemente na ref. [113]. No entanto, o crescimento em UPCs é mais acentuado, uma vez que os glúons alvo são sondados por fótons projéteis que são mais espalhados e, portanto, são mais dependentes do tamanho do alvo.

5.1.3 Processo DPS AA $3\gamma - 1g$

Agora, voltamos para os resultados da seção de choque DPS da produção de $c\bar{c}l\bar{l}$ em UPCs AA para colisões de núcleos Pb-Pb em $\sqrt{s} = 5.02$ TeV, com $A = 208$. Como

A	$\sigma_{\text{DPS}}^{\text{PbA}}/A$	A	$\sigma_{\text{DPS}}^{\text{PbA}}/A$
1	1.36	64	27.38
4	3.42	108	38.59
6	3.93	119	41.65
9	5.93	184	54.14
12	7.91	195	56.60
27	13.70	197	57.05
40	19.25	208	59.40
56	24.95		

Tabela 5.2 - Seção de choque DPS integrada (em nb) dividido pelo número atômico alvo A para diferentes valores de A . **Fonte: própria.**

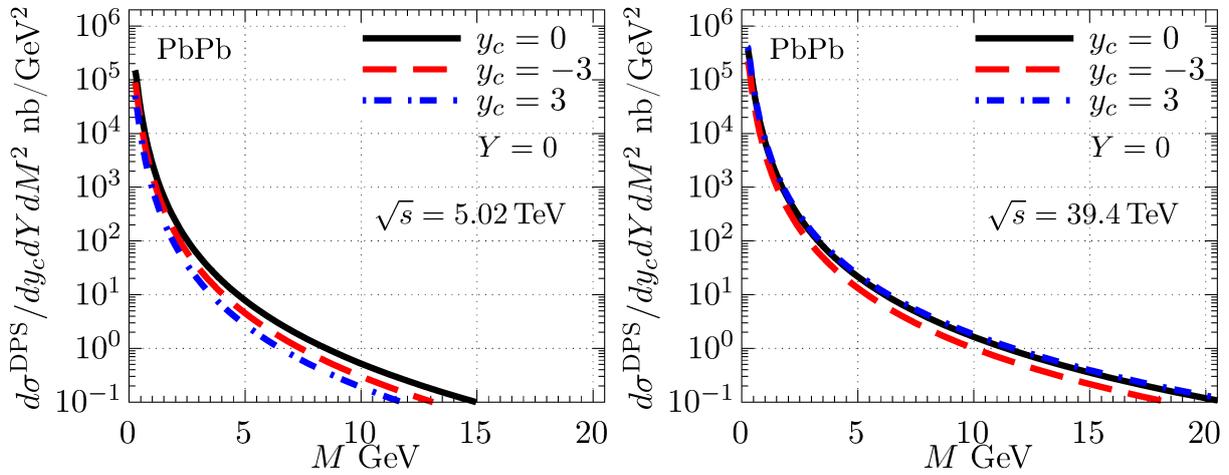


Figura 5.6 - Seção de choque diferencial na produção de $c\bar{c}\mu^+\mu^-$ em UPCs AA DPS em função da massa invariante M do par de múons, com rapidez y_c e rapidez Y fixos, para energia de $\sqrt{s} = 5.02$ TeV no lado esquerdo e energia de 39.4 TeV no lado direito da figura. **Fonte: própria.**

foi elaborado em trabalhos anteriores, a seção de choque DPS não pode ser obtida por um simples reescalonamento das seções de choque SPS correspondentes como se poderia ingenuamente pensar que é o resultado de uma dependência cinemática não trivial da seção de choque efetiva.

Na Figura 5.6 apresentamos o diferencial de seções de choque da produção DPS $c\bar{c}\mu\bar{\mu}$ em função da massa invariante M , em rapidez do quark charm y_c (com $y_{\bar{c}}$ integrado) e rapidez $Y = 0$ fixas respectivamente em duas energias distintas, (painel esquerdo) $\sqrt{s} = 5.02$ TeV para o LHC e (painel direito) 39.4 TeV para o FCC. Esses observáveis são mostrados para canais da soma da produção elástico com o inelástico. Podemos observar que a seção de choque decresce com a M e cresce com a energia centro de massa. A contribuição da seção de choque para $y_c = 3$ é menor que para $y_c = 0$ em energia de 5.02 TeV, por outro lado, a contribuição da seção de choque para $y_c = 3$ se torna maior

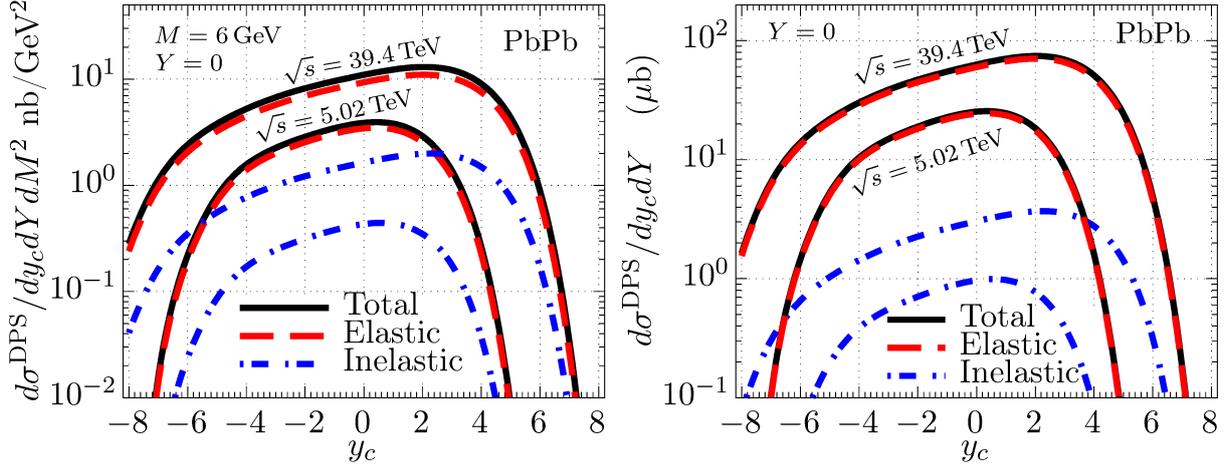


Figura 5.7 - Seção de choque diferencial na produção de $c\bar{c}\mu^+\mu^-$ em UPCs AA DPS: Em função da rapidez y_c , com rapidez Y e massa invariante M do par de múons fixos no lado esquerdo da figura. Em função da rapidez y_c , com rapidez Y fixo e integrado na massa invariante M do par de múons, no lado direito da figura. Ambas com energias de $\sqrt{s} = 5.02$ e 39.4 TeV. **Fonte: própria.**

para $y_c = 0$ em energia de 39.4 TeV, isto é devido a forma da distribuição observado na Figura 5.7 (painel esquerdo).

Na Figura 5.7 (painel esquerdo), apresentamos o diferencial de seções de choque da produção DPS $c\bar{c}\mu\bar{\mu}$ em função da rapidez do quark charm y_c (com $y_{\bar{c}}$ integrado) em $Y = 0$ rapidez e $M = 6$ GeV massa invariante fixas respectivamente em duas energias distintas, $\sqrt{s} = 5.02$ TeV para o LHC e 39.4 TeV para FCC. O resultado da integração de massa invariante é mostrado na Figura. 5.7 (painel direito). Esses observáveis são mostrados para canais de produção elásticos (linha tracejada) e inelásticos (linha tracejada-pontilhada), com o último sendo um efeito de sublinhar como era esperado acima. Observamos uma maior produção de DPS com estado final $\mu\bar{\mu}c\bar{c}$ em comparação a produção DPS com estado final $c\bar{c}b\bar{b}$ estudado acima, em pelo menos uma ordem de magnitude. Isso significa que, com a atual luminosidade integrada do LHC, é possível que tal processo DPS já tenha ocorrido. A assimetria, mais forte do que a do SPS, é o resultado do fato de que a seção de choque efetiva seja bem inclinado em função de ξ_3 .

5.2 Conclusão

Neste capítulo, apresentamos resultados em processos DPS em UPCs no LHC, para a produção de: $c\bar{c}b\bar{b}$ e $c\bar{c}l\bar{l}$. Nosso objetivo foi, através de uma nova abordagem fenomenológica, estimar a magnitude da contribuição DPS. Nossos resultados demonstraram que processos DPS em UPCs proporcionam previsões acessíveis no regime cinemático do LHC, estas podem contribuir no estudo da dPDFs. Além disso, a teoria proporciona um σ_{eff} não constante, que proporciona a assimetria nos resultados em função da rapidez. Em

particular, salientamos que os resultados para a produção do DPS em UPCs, são originais e não foram apresentados anteriormente na literatura.

6 CONCLUSÕES

Através dos nossos estudos vemos que, no LHC, a probabilidade da ocorrência de duas interações partônicas em uma mesma colisão não é desprezível e deve ser considerada. Tal característica deve-se ao crescimento com a energia da luminosidade de pártons no estado inicial da colisão. Embora resultados experimentais recentes indiquem a presença dos processos de DPS no LHC, o seu tratamento teórico ainda é uma questão em aberto. Consequentemente, torna-se fundamental o estudo mais detalhado de diferentes estados finais em que estes processos contribuem para compreendermos o tratamento dos processos de duplo espalhamento partônico.

Assim como principal objetivo deste trabalho, foi estudar o processo DPS utilizando o método de colisões ultraperiféricas, desenvolvendo a descrição teórica e suas respectivas previsões fenomenológicas no regime cinemático do LHC para colisões pp , Ap e AA .

Como principais resultados temos que:

- A seção de choque efetiva do processo DPS em UPCs é fortemente dependente da fração de momento longitudinal do fóton e isso não pode ser negligenciado. Não temos uma multiplicação simples de seções de choque SPS, mas sim uma convolução na fração de momento longitudinal do fóton.
- Como a distribuição de fótons não é localizada no parâmetro de impacto, diferente da distribuição de glúons, a seção de choque efetiva do processo DPS em UPCs é bastante grande, da ordem de dezenas de barns.
- A seção de choque efetiva do processo DPS em UPCs praticamente não depende da energia da colisão.

Apresentamos nossos resultados em termos da seção de choque para produzir quarks $c\bar{c}b\bar{b}$ como uma função da rapidez. Desta forma, podemos afirmar que cada quark pesado nos dá informações sobre um dos glúons no estado inicial. Por conseguinte, esta é uma sonda eficaz e direta da distribuição dupla de glúons que pode ser estudada no LHC ou num futuro colisor.

Também, resultados apresentados da seção de choque da produção de quarks e léptons no estado final, como $c\bar{c}l\bar{l}$ em função da rapidez do quark charm y_c , mantendo constante a massa invariante do dilépton. Isto proporciona a possibilidade de obter informação sobre a função $P_{\gamma_2 g}^A(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_2}; x, \vec{b}_g)$ que descreve as correlações de fótons e glúons

de um mesmo próton ou núcleo, a qual sua definição é derivada através do cálculo da seção de choque DPS para a interação de 3 fótons - 1 glúon ($3\gamma - 1g$).

Nesse sentido, a abordagem teórica do processo DPS em UPCs, proporciona uma alternativa para compreendermos melhor o processo DPS. Salientamos que é uma ideia ousada e não encontrada na literatura mas, é análoga a seção de choque simplificada do processo DPS.

Por outro lado, com esta proposta de estudo e as previsões obtidas, conseguimos publicar 3 artigos, que pode ser encontrado nas referências [30–32].

7 CONSIDERAÇÕES FINAIS E TRABALHOS FUTUROS

Com a proposta de estudo desta tese, conseguimos obter previsões com estado final $c\bar{c}b\bar{b}$, sugerindo que eventos de este tipo vem acontecendo no LHC, estas previsões podem ser medidas detectando as possíveis partículas hadronizadas, como são os mésons D^0 e B^0 respectivamente. Também, como a fusão fóton-glúons produz quarks, podemos fazer previsões para produção de quark leves em processo DPS em UPCs, por conseguinte, este proporciona a possibilidade de produzir a mistura, de quark pesados e leves no estado final. Como visto, esta proposta tem muitas opções no estado final para serem detetadas, nesse sentido aguardamos suas respectivas medições nos próximos anos.

Diante desse resultado, surgem boas perspectivas da continuidade do trabalho desenvolvido até então. Evidentemente, é interessante estudar processos mais complexos e completos que posam mapear melhor o mecanismo DPS em UPCs, por exemplo, interação de Pb-Pb. Nesta situação, íons permanecem intactos na colisão, assim apenas teria troca de fótons e pomerons. Nesse sentido pode-se estudar a troca de dois fótons interagindo com dois pomerons produzindo um par de quarks pesados $Q\bar{Q}$ no estado final, como observa-se na Figura 7.1, onde mostra as 4 possíveis formas de acontecer a interação proposta.

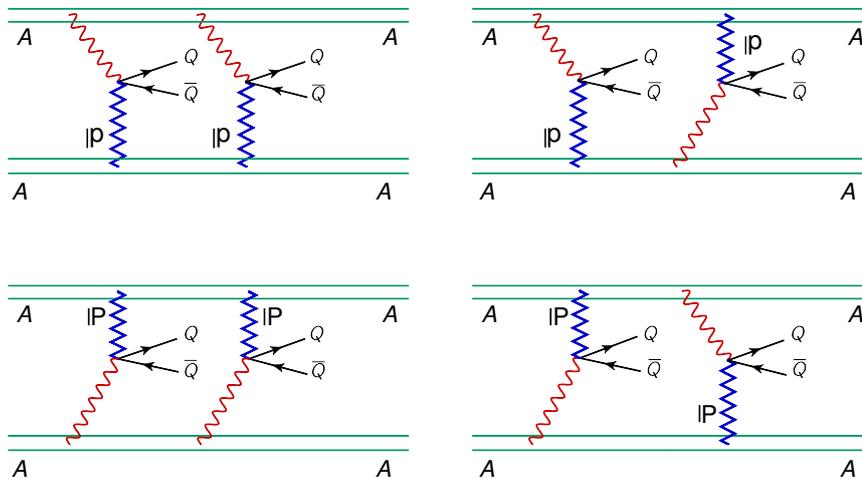


Figura 7.1 - Esquema dos diagramas para o mecanismo DPS na interação fóton-pomeron em AA na produção de dois pares de quarks pesados $Q\bar{Q}$ em UPCs. **Fonte: própria.**

Seguindo com o estudo do mecanismo DPS em UPCs, na colisão Ap seria interessante estudar as possíveis produções de J/Ψ e Υ no estado final. Como pode-se ver na Figura 7.2, há diferentes estados finais que poderiam ser de interesse para o estudo do DPS, como a produção de dois J/ψ ou de dois Υ ou uma mistura deles.

Em geral nas duas propostas o cálculo das correspondentes distribuições de rapidez,

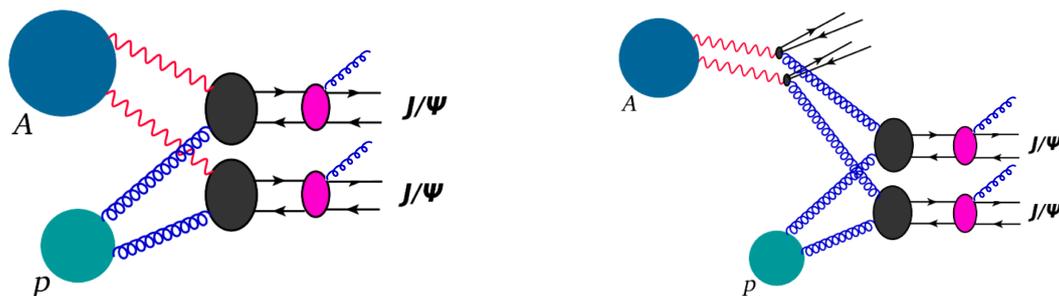


Figura 7.2 - Diagramas que contribuem para a produção de dois pares de mésons J/ψ no mecanismo de DPS em UPCs Ap , considerando as duas contribuições: direta (à direita) e resolvida (à esquerda).
Fonte: própria.

momento, etc..., assim como a sua análise considerando previsões futuras, podem seguir proporcionando ideias, melhoras e compreensão do mecanismo e a teoria que envolve o DPS.

Na física de precisão em altas energias, com o processo DPS em UPCs teria a possibilidade de estudar estados finais diferentes, que em processos SPS seria muito menos provável de acontecerem, por causa que precisam de ordens superiores para obter estes, como são os casos de: produção de $W^\pm c\bar{c}$, $W^\pm b\bar{b}$, a desvantagem deste tipo de produção seria a grande massa do bóson W^\pm que tornaria pouco provável observar este tipo de eventos, mas, nos colisores do futuro poderia ser possível graças a sua alta luminosidade. No mesmo sentido, quando utilizamos a fusão de fótons em processos DPS em UPCs, existe muitos estados finais ainda não explorados como: produção de hll , $hc\bar{c}$, $hb\bar{b}$ entre outros que poderiam ser de grande interesse.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] DEVENISH, R.; COOPER-SARKAR, A. **Deep Inelastic Scattering**. New York: Oxford University Press, 2004.
- [2] CAZAROTO, E. R. **Espalhamento Inelastico Profundo em Colisões Életron-Íon**. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2009.
- [3] THOMSON, M. **Modern particle physics**. New York: Cambridge University Press, 2013.
- [4] GRIFFITHS, D. **Introduction to Elementary Particles**. Germany: John Wiley & Sons Inc, 1987.
- [5] GREINER, W.; BROMLEY, D.; SCHRAMM, S.; STEIN, E. **Quantum Chromodynamics**. New York: Springer Science & Business Media, 2007.
- [6] FORTE, S. Parton distributions at the dawn of the LHC. **Acta Physica Polonica B**, v. 41, p. 2859–2920, 2010.
- [7] MARTIN, A. D. Proton structure, Partons, QCD, DGLAP and beyond. **Acta Physica Polonica B**, v. 39, p. 2025–2062, 2008.
- [8] DOKSHITZER, Y. Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. **Zhurnal Éksperimental'noï i Teoreticheskoi Fiziki**, Translation: Journal of Experimental and theoretical Physics, v. 46, p. 641–653, 1977.
- [9] GRIBOV, V. N.; LIPATOV, L. N. Deep Inelastic Scattering e^-p in a Perturbation Theory. **Soviet Journal Nuclear Physics**, v. 15, p. 438–450, 1972.
- [10] ALTARELLI, G.; PARISI, G. Asymptotic freedom in parton language. **Nuclear Physics B**, Elsevier, v. 126, n. 2, p. 298–318, 1977.
- [11] PUMPLIN, J.; STUMP, D. R.; HUSTON, J.; LAI, H. L.; NADOLSKY, P. M.; TUNG, W. K. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis. **Journal of High Energy Physics**, v. 07, p. 012, 2002.
- [12] DIEHL, M.; OSTERMEIER, D.; SCHÄFER, A. Elements of a theory for multiparton interactions in QCD. **Journal of High Energy Physics**, Springer, v. 2012, n. 3, p. 1–145, 2012.

- [13] DIEHL, M. Multiple hard scattering and parton correlations in the proton. **International Journal of Modern Physics: Conference Series**, v. 37, p. 1560043, 2015.
- [14] GAUNT, J. R.; STIRLING, W. J. Double parton distributions incorporating perturbative QCD evolution and momentum and quark number sum rules. **Journal of High Energy Physics**, Springer, v. 2010, n. 3, p. 1–40, 2010.
- [15] MANOHAR, A. V.; WAALEWIJN, W. J. QCD analysis of double parton scattering: Spin and color correlations, interference effects, and evolution. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 85, n. 11, p. 114009, 2012.
- [16] ÅKESSON, T.; ALBROW, M.; ALMEHED, S.; BENARY, O.; BØGGILD, H.; BOTNER, O.; BREUKER, H.; CARTER, A.; CARTER, J.; CHOI, Y. et al. Double parton scattering in collisions pp at $\sqrt{s} = 63\text{GeV}$. **Zeitschrift für Physik C**, Springer, v. 34, n. 2, p. 163–174, 1987.
- [17] LEWANDOWSKA, E. **Processes with a hard scale at the LHC as a signature of partonic structure of the proton**. Tese (Doutorado) — Polish Academy of Sciences, 2014.
- [18] KASEMETS, T. **Double parton scattering. A tale of two partons**. Tese (Doutorado) — Hamburg University (Germany), 2013.
- [19] GAUNT, J. **Double parton scattering in proton-proton collisions**. Tese (Doutorado) — University of Cambridge, 2012.
- [20] CHANG, H. M.; MANOHAR, A. V.; WAALEWIJN, W. J. Double parton correlations in the bag model. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 87, p. 034009, Feb 2013.
- [21] BLOK, B.; STRIKMAN, M. Open charm production in Double Parton Scattering processes in the forward kinematics. **The European Physical Journal C**, v. 76, n. 12, p. 694, 2016.
- [22] LHCb COLLABORATION; AAIJ, R. et al. Observation of double charm production involving open charm in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$. **Journal of High Energy Physics**, v. 06, p. 141, 2012.
- [23] ATLAS COLLABORATION; AAD, G. et al. Measurement of hard double-parton interactions in $W(\rightarrow l\nu) + 2\text{ jet}$ events at $\sqrt{s}=7\text{ TeV}$ with the ATLAS detector. **New Journal of Physics**, v. 15, n. 3, p. 033038, 2013.

- [24] ATLAS COLLABORATION; AAD, G. et al. Observation and measurements of the production of prompt and non-prompt J/ψ mesons in association with a Z boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. **The European Physical Journal C**, v. 75, n. 5, p. 229, 2015.
- [25] LHCb COLLABORATION; AAIJ, R. et al. Measurement of the J/ψ pair production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. **Journal of High Energy Physics**, v. 06, p. 047, 2017.
- [26] SIRUNYAN, A. M. et al. Constraints on the double-parton scattering cross section from same-sign W boson pair production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. **Journal of High Energy Physics**, v. 02, p. 032, 2018.
- [27] ANDAABOUD, M. A. et al. Study of the hard double-parton scattering contribution to inclusive four-lepton production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector. **Physics Letters B**, v. 790, p. 595–614, 2019.
- [28] SJÖSTRAND, T.; ZIJL, M. van. A multiple-interaction model for the event structure in hadron collisions. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 36, p. 2019–2041, 1987.
- [29] SEYMOUR, M. H.; SIODMOK, A. Constraining MPI models using σ_{eff} and recent Tevatron and LHC Underlying Event data. **Journal of High Energy Physics**, v. 10, p. 113, 2013.
- [30] HUAYRA, E.; DE OLIVEIRA, E. G.; PASECHNIK, R. Probing double parton scattering via associated open charm and bottom production in ultraperipheral pA collisions. **The European Physical Journal C**, v. 79, n. 10, p. 880, 2019.
- [31] HUAYRA, E.; DE OLIVEIRA, E. G.; PASECHNIK, R. DPS mechanism for associated $c\bar{c}b\bar{b}$ production in AA UPCs. **The European Physical Journal C**, v. 80, n. 8, p. 772, 2020.
- [32] HUAYRA, E.; DE OLIVEIRA, E. G.; PASECHNIK, R.; STAHLHÖFER, B. O. Double-parton scattering mechanism for associated $c\bar{c}l\bar{l}$ production in AA ultraperipheral collisions as a probe for the photon density inside the nucleus. **Physical Review D**, v. 104, n. 9, p. 096003, 2021.
- [33] BAUR, G. Multiple electron positron pair production in relativistic heavy ion collisions: A Strong field effect. **Physical Review A**, v. 42, p. 5736–5738, 1990.

- [34] GÜÇLÜ, M.; WELLS, J.; UMAR, A.; STRAYER, M.; ERNST, D. Impact-parameter dependence of multiple lepton-pair production from electromagnetic fields. **Physical Review A**, v. 51, n. 3, p. 1836, 1995.
- [35] BEST, C.; GREINER, W.; SOFF, G. Multiplicity distribution of electron-positron pairs created by strong external fields. **Physical Review A**, v. 46, n. 1, p. 261, 1992.
- [36] RHOADES-BROWN, M.; WENESER, J. Higher-order effects on pair creation by relativistic heavy-ion beams. **Physical Review A**, v. 44, n. 1, p. 330, 1991.
- [37] HAMEREN, A. van; KLUSEK-GAWENDA, M.; SZCZUREK, A. Single- and double-scattering production of four muons in ultraperipheral $PbPb$ collisions at the Large Hadron Collider. **Physics Letters B**, v. 776, p. 84–90, 2018.
- [38] KLUSEK-GAWENDA, M.; SZCZUREK, A. Double scattering production of two positron-electron pairs in ultraperipheral heavy-ion collisions. **Physics Letters B**, v. 763, p. 416–421, 2016.
- [39] GONCALVES, V. P.; MOREIRA, B. D.; NAVARRA, F. S. Double vector meson production in $\gamma\gamma$ interactions at hadronic colliders. **The European Physical Journal C**, v. 76, n. 3, p. 103, 2016.
- [40] KLUSEK-GAWENDA, M.; SZCZUREK, A. Double scattering production of two ρ^0 mesons in UPC. **Acta Physica Polonica**, v. 8, p. 971, 2015.
- [41] KLEIN, S. R.; NYSTRAND, J.; VOGT, R. Heavy quark photoproduction in ultraperipheral heavy ion collisions. **Physical Review C**, v. 66, p. 044906, 2002.
- [42] ADELUYI, A.; NGUYEN, T. Photoproduction of heavy quarks in ultraperipheral pp, pA, and AA collisions at the CERN Large Hadron Collider. 2012.
- [43] WEIZSACKER, C. V. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. **Zeitschrift für Physik**, v. 88, p. 612–625, 1934.
- [44] WILLIAMS, E. J. Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. **Physical Review**, American Physical Society, v. 45, p. 729–730, May 1934.
- [45] SALAM, G. P. Elements of QCD for hadron colliders. **CERN Yellow Reports: School Proceedings**, v. 5, p. 1–56, 2020.
- [46] BJORKEN, J. D. Asymptotic sum rules at infinite momentum. **Physical Review**, American Physical Society, v. 179, n. 5, p. 1547–1553, 1969.

- [47] HARLAND-LANG, L. A.; MARTIN, A. D.; MOTYLINSKI, P.; THORNE, R. S. Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs. **The European Physical Journal C**, v. 75, n. 5, 2015.
- [48] DULAT, S.; HOU, T.-J.; GAO, J.; GUZZI, M.; HUSTON, J.; NADOLSKY, P.; PUMPLIN, J.; SCHMIDT, C.; STUMP, D.; YUAN, C. P. New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics. **Physical Review D**, v. 93, n. 3, p. 033006, 2016.
- [49] ACCARDI, A.; BRADY, L. T.; MELNITCHOUK, W.; OWENS, J. F.; SATO, N. Constraints on large- x parton distributions from new weak boson production and deep-inelastic scattering data. **Physical Review D**, v. 93, n. 11, 2016.
- [50] MARTIN, A. D.; STIRLING, W. J.; THORNE, R. S.; WATT, G. Parton distributions for the LHC. **The European Physical Journal C**, v. 63, 2009.
- [51] BALL, R. D. et al. Parton distributions with LHC data. **Nuclear Physics B**, v. 867, 2013.
- [52] BUCKLEY, A.; FERRANDO, J.; LLOYD, S.; NORDSTRÖM, K.; PAGE, B.; RÜFENACHT, M.; SCHÖNHERR, M.; WATT, G. LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era. **The European Physical Journal C**, v. 75, p. 132, 2015.
- [53] COLLINS, J. C.; SOPER, D. E.; STERMAN, G. Factorization of hard processes in QCD. **Perturbative quantum chromodynamics**, World Scientific, Singapore, p. 1, 1989.
- [54] ELLIS, R. K.; STIRLING, W. J.; WEBBER, B. R. **QCD and collider physics**. New York: Cambridge university press, 2003.
- [55] WILLIAMS, E. J. Correlation of certain collision problems with radiation theory. **Mathematisk-fysiske Meddelelser**, Danske Videnskabernes Selskab, v. 13, n. 4, p. 1–50, 1935.
- [56] FERMI, E. On the Theory of the impact between atoms and electrically charged particles. **Zeitschrift für Physik A**, v. 29, p. 315–327, 1924.
- [57] KLUSEK-GAWENDA, M. **Production of pairs of mesons, leptons and quarks in ultraperipheral ultrarelativistic heavy ion collisions**. Tese (Doutorado) — Krakow University, 2014.
- [58] BERTULANI, C. A.; BAUR, G. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions. **Physics Reports**, v. 163, n. 5, p. 299–408, 1988.

- [59] BERESTETSKII, V.; LIFSHITZ, E.; PITAEVSKII, L. **Electrodynamics, Quantum**. Oxford: Pergamon Press (2nd Edition), 1982.
- [60] JACKSON, J. D. **Classical electrodynamics**. New York: John Wiley & Sons (3rd Edition), 1999.
- [61] MARTINS, S. **Fotoprodução de Mésons Vetoriais Pesados em Colisões Ultraperiferais e Periferais**. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Rio Grande do Sul, 2018.
- [62] BROMLEY, D. A.; WENESER, J. The Size and Form of the Nucleus. **Comments Nucl. Part. Phys.**, v. 1, n. 5, p. 174–179, 1967.
- [63] KLUSEK-GAWENDA, M.; SZCZUREK, A. Exclusive muon-pair production in ultrarelativistic heavy-ion collisions: Realistic nucleus charge form factor and differential distributions. **Physical Review C**, American Physical Society, v. 82, p. 014904, Jul 2010.
- [64] GUZEY, V.; ZHALOV, M. Photoproduction of J/ψ and $\psi(2S)$ in proton-proton ultraperipheral collisions at the LHC. 5 2014.
- [65] DREES, M.; ZEPPENFELD, D. Production of supersymmetric particles in elastic ep collisions. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 39, p. 2536–2546, May 1989.
- [66] DA SILVEIRA, G. G.; GONCALVES, V. P.; VARGAS VERONEZ, G. G. Nonexclusive particle production by $\gamma\gamma$ interactions in pp collisions at the LHC. **Physical Review D**, v. 103, n. 7, p. 074021, 2021.
- [67] BARON, N.; BAUR, G. Photon - hadron interactions in relativistic heavy ion collisions. **Physical Review C**, v. 48, p. 1999–2010, 1993.
- [68] GREINER, M.; VIDOVIC, M.; HOFMANN, C.; SCHAFFER, A.; SOFF, G. Deduction of the in-medium gluon distribution from photon - gluon fusion processes in peripheral ultrarelativistic heavy ion collisions. **Physical Review C**, v. 51, p. 911–921, 1995.
- [69] 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.
- [70] GONCALVES, V. P.; BERTULANI, C. A. Peripheral heavy ion collisions as a probe of the nuclear gluon distribution. **Physical Review C**, v. 65, p. 054905, 2002.

- [71] ESKOLA, K. J.; PAAKKINEN, P.; PAUKKUNEN, H.; SALGADO, C. A. EPPS16: Nuclear parton distributions with LHC data. **The European Physical Journal C**, v. 77, n. 3, p. 163, 2017.
- [72] MCGLINCHEY, D. C.; FRAWLEY, A. D.; VOGT, R. Impact parameter dependence of the nuclear modification of J/ψ production in d +Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. **Physics Review C**, v. 87, n. 5, p. 054910, 2013.
- [73] ADARE, A. et al. Transverse-Momentum Dependence of the J/ψ Nuclear Modification in d +Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. **Physics Review C**, v. 87, n. 3, p. 034904, 2013.
- [74] WOODS, R. D.; SAXON, D. S. Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering. **Physical Review**, v. 95, p. 577–578, 1954.
- [75] FRANKFURT, L.; STRIKMAN, M.; WEISS, C. Transverse nucleon structure and diagnostics of hard parton-parton processes at LHC. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 83, n. 5, p. 054012, 2011.
- [76] AURENCHE, P.; FONTANNAZ, M.; GUILLET, J. P. New NLO parametrizations of the parton distributions in real photons. **The European Physical Journal C**, v. 44, p. 395–409, 2005.
- [77] AURENCHE, P.; FONTANNAZ, M.; GUILLET, J. P. **The AFG04 NLO parametrizations**. January 15, 2019. Disponível em: https://lapth.cnrs.fr/PHOX_FAMILY/afg04.html.
- [78] BUDNEV, V. M.; GINZBURG, I. F.; MELEDIN, G. V.; SERBO, V. G. The Two photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. **Physics Reports**, v. 15, p. 181–281, 1975.
- [79] BAUR, G.; BERTULANI, C. A. $\gamma\gamma$ Physics With Peripheral Relativistic Heavy Ion Collisions. **Zeitschrift für Physik A**, v. 330, p. 77–81, 1988.
- [80] BAUR, G.; HENCKEN, K.; TRAUTMANN, D.; SADOVSKY, S.; KHARLOV, Y. Coherent $\gamma\gamma$ and γA interactions in very peripheral collisions at relativistic ion colliders. **Physics Reports**, v. 364, n. 5, p. 359–450, 2002.
- [81] BUDNEV, V.; GINZBURG, I.; MELEDIN, G.; SERBO, V. The two-photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. **Physics Reports**, v. 15, n. 4, p. 181–282, 1975.

- [82] BALTZ, A.; BAUR, G.; D'ENTERRIA, D.; FRANKFURT, L.; GELIS, F.; GUZEY, V.; HENCKEN, K.; KHARLOV, Y.; KLASSEN, M.; KLEIN, S.; NIKULIN, V.; NYSTRAND, J.; PSHENICHNOV, I.; SADOVSKY, S.; SCAPPARONE, E.; SEGER, J.; STRIKMAN, M.; TVERSKOY, M.; VOGT, R.; WHITE, S.; WIEDEMANN, U.; YEPES, P.; ZHALOV, M. The physics of ultraperipheral collisions at the LHC. **Physics Reports**, v. 458, n. 1, p. 1–171, 2008.
- [83] VOGT, R. **Ultrarelativistic heavy-ion collisions**. Amsterdam: Elsevier, 2007.
- [84] HARLAND-LANG, L. A.; MARTIN, A. D.; NATHVANI, R.; THORNE, R. S. Ad Lucem: QED Parton Distribution Functions in the MMHT Framework. **The European Physical Journal C**, v. 79, n. 10, p. 811, 2019.
- [85] ZYLA, P. et al. Review of Particle Physics - Particle Data Group. **Progress of Theoretical and Experimental Physics**, v. 2020, n. 8, p. 083C01, 2020.
- [86] HOU, T.-J. et al. Progress in the CTEQ-TEA NNLO global QCD analysis. **MSUHEP-19-020, PITT-PACC-1905**, 8 2019.
- [87] HALZEN, F.; HOYER, P.; STIRLING, W. Evidence for multiple parton interactions from the observation of multi-muon events in Drell-Yan experiments. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 188, n. 3, p. 375–378, 1987.
- [88] FABBRO, A. D.; TRELEANI, D. Double parton scattering background to Higgs boson production at the CERN LHC. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 61, n. 7, p. 077502, 2000.
- [89] CMS COLLABORATION; TUMASYAN, A. et al. Observation of triple J/ψ meson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. **CMS-BPH-21-004, CERN-EP-2021-215**, 11 2021.
- [90] D'ENTERRIA, D.; SNIGIREV, A. M. Triple parton scatterings in high-energy proton-proton collisions. **Physical Review Letters**, v. 118, n. 12, p. 122001, 2017.
- [91] D'ENTERRIA, D.; SNIGIREV, A. Double, triple, and n -parton scatterings in high-energy proton and nuclear collisions. **Advanced Series on Directions in High Energy Physics**, v. 29, p. 159–187, 2018.
- [92] DIEHL, M.; OSTERMEIER, D.; SCHÄFER, A. Theoretical considerations on the double Drell-Yan process as a prototype for multiparton interactions. **MPI@ LHC 2011**, p. 235–243, 2012.

- [93] MANOHAR, A. V.; WAALEWIJN, W. J. What is double parton scattering? **Physics Letters B**, Elsevier, v. 713, n. 3, p. 196–201, 2012.
- [94] ABE, F.; AKIMOTO, H.; AKOPIAN, A.; ALBROW, M.; AMENDOLIA, S.; AMIDEI, D.; ANTOS, J.; AOTA, S.; APOLLINARI, G.; ASAKAWA, T. et al. Double parton scattering in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 56, n. 7, p. 3811, 1997.
- [95] ABAZOV, V.; ABBOTT, B.; ABOLINS, M.; ACHARYA, B.; ADAMS, M.; ADAMS, T.; AGUILO, E.; ALEXEEV, G.; ALKHAZOV, G.; ALTON, A. et al. Double parton interactions in $\gamma + 3\text{jet}$ events in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{TeV}$. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 81, n. 5, p. 052012, 2010.
- [96] KULESZA, A.; STIRLING, W. J. Like-sign W boson production at the LHC as a probe of double parton scattering. **Physics Letters B**, Elsevier, v. 475, n. 1, p. 168–175, 2000.
- [97] GAUNT, J. R.; KOM, C.-H.; KULESZA, A.; STIRLING, W. J. Same-sign W pair production as a probe of double-parton scattering at the LHC. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 69, n. 1-2, p. 53–65, 2010.
- [98] KHACHATRYAN, V.; SIRUNYAN, A.; TUMASYAN, A.; ADAM, W.; BERGAUER, T.; DRAGICEVIC, M.; ERÖ, J.; FRIEDL, M.; FRÜHWIRTH, R.; GHETE, V. et al. Measurements of differential and double-differential Drell-Yan cross sections in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV. **The European Physical Journal C**, Springer, v. 75, n. 4, p. 1–27, 2015.
- [99] CAZAROTO, E.; GONCALVES, V.; NAVARRA, F. Heavy quark production and gluon saturation in double parton scattering at the LHC. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 88, n. 3, p. 034005, 2013.
- [100] COLLINS, J. C.; FRANKFURT, L.; STRIKMAN, M. Factorization for hard exclusive electroproduction of mesons in QCD. **Physical Review D**, v. 56, p. 2982–3006, 1997.
- [101] FRANKFURT, L.; HYDE, C. E.; STRIKMAN, M.; WEISS, C. Generalized parton distributions and rapidity gap survival in exclusive diffractive pp scattering. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 75, p. 054009, Mar 2007.
- [102] STRIKMAN, M. Transverse Nucleon Structure and Multiparton Interactions. **Acta Physica Polonica B**, v. 42, p. 2607–2630, 2011.

- [103] BLOK, B.; DOKSHITZER, Y.; FRANKFURT, L.; STRIKMAN, M. Four-jet production at LHC and Tevatron in QCD. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 83, n. 7, p. 071501, 2011.
- [104] ROGERS, T. C.; STRIKMAN, M. Multiple Hard Partonic Collisions with Correlations in Proton-Proton Scattering. **Physical Review D**, v. 81, p. 016013, 2010.
- [105] RINALDI, M.; CECCOPIERI, F. A. Double parton scattering and the proton transverse structure at the LHC. **Journal of High Energy Physics**, v. 09, p. 097, 2019.
- [106] SHAO, H. S. Probing impact-parameter dependent nuclear parton densities from double parton scatterings in heavy-ion collisions. **Physical Review D**, v. 101, n. 5, p. 054036, 2020.
- [107] GÜÇLÜ, M. Semi-analytic calculations for the impact parameter dependence of electromagnetic multi-lepton pair production. **Nuclear Physics A**, v. 668, n. 1, p. 149–159, 2000.
- [108] KARADAĞ, S.; GÜÇLÜ, M. C. Multiple-scattering production of lepton pairs in ultraperipheral heavy-ion collisions. **Physical Review C**, v. 102, n. 1, p. 014904, 2020.
- [109] DA SILVEIRA MOREIRA, B. D. **Produção de Mésons Vetoriais em Processos de Foto-Induzidos no LHC**. Tese (Doutorado) — Universidade de São Paulo, 2017.
- [110] SCHÄFER, W.; SZCZUREK, A. Production of two $c\bar{c}$ pairs in gluon-gluon scattering in high energy proton-proton collisions. **Physical Review D**, American Physical Society, v. 85, n. 9, p. 094029, 2012.
- [111] BRANDENBURG, J. D.; ZHA, W.; XU, Z. Mapping the electromagnetic fields of heavy-ion collisions with the Breit-Wheeler process. **The European Physical Journal A**, v. 57, n. 10, p. 299, 2021.
- [112] HARLAND-LANG, L. A.; KHOZE, V. A.; RYSKIN, M. G. Elastic photon-initiated production at the LHC: the role of hadron-hadron interactions. **SciPost Physics**, v. 11, p. 064, 2021.
- [113] FEDKEVYCH, O.; LÖNNBLAD, L. Four-jet double parton scattering production in proton-nucleus collisions within the PYTHIA8 framework. **Physical Review D**, v. 102.

A APÊNDICE - Elemento matriz

Neste apêndice vamos descrever como determinar a seção de choque do sub-processo de espalhamento $\gamma + g \rightarrow Q\bar{Q}$ utilizando as regras de Feynman para a QED e para a QCD.

Para determinar a seção de choque diferencial em função das variáveis de Mandelstam, tem-se a seção de choque no referencial centro de massa da forma:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2\hat{s}} \overline{|\mathcal{M}|^2}, \quad (\text{A.1})$$

onde Ω é o ângulo sólido do espalhamento dos pártons, na qual dois diagramas contribuem pra o sub-processo $\gamma + g \rightarrow Q\bar{Q}$ apresentados na Figura A.1. No elemento de matriz total \mathcal{M} , deve-se considerar além dos dois elementos de matriz dos diagramas de Feynman mencionadas as interferências dos mesmos, assim

$$\mathcal{M}^2 = |\mathcal{M}_1|^2 + |\mathcal{M}_2|^2 + \mathcal{M}_1^*\mathcal{M}_2 + \mathcal{M}_1\mathcal{M}_2^*, \quad (\text{A.2})$$

na qual \mathcal{M}_1 é o elemento matriz do primeiro diagrama (esquerda), \mathcal{M}_2 o elemento matriz do segundo diagrama (direita), $\mathcal{M}_1^*\mathcal{M}_2$ e $\mathcal{M}_1\mathcal{M}_2^*$ são as interferências dos dois diagramas.

Utilizando as regras de Feynman obtêm-se,

$$i\mathcal{M}_1 = [\bar{\nu}(k)\{-ig_s\frac{1}{2}\gamma^\nu\}\epsilon_\nu(p)]\frac{i(\not{k}' + m_Q)}{k'^2 - m_Q^2}[\epsilon_\mu(q)\{-ie_Qe\gamma^\mu\}\mu(p')], \quad (\text{A.3})$$

$$i\mathcal{M}_2 = [\mu(p')\{-ig_s\frac{1}{2}\gamma^\nu\}\epsilon_\nu(p)]\frac{i(\not{k}' + m_Q)}{k'^2 - m_Q^2}[\epsilon_\mu(q)\{-ie_Qe\gamma^\mu\}\bar{\nu}(k)], \quad (\text{A.4})$$

logo, somando sobre todos os spins, utilizando a álgebra do traço $Tr(\gamma^\mu\gamma^\nu) = 4g^{\mu\nu}$, substituindo a eq. A.3 e A.4 na eq. A.2 e considerando a relação dos quadrimomentos das partículas em relação com as variáveis de Mandelstam da forma,

$$\hat{s}_m = (q + p)^2 = (p' + k)^2, \quad (\text{A.5})$$

$$\hat{t}_m = (q - p')^2 = (p - k)^2, \quad (\text{A.6})$$

$$\hat{u}_m = (q - k)^2 = (p - p')^2, \quad (\text{A.7})$$

depois, considerado uma mudança de variável adequada na qual,

$$\hat{s} = -\hat{t}_m - \hat{u}_m + 2m_Q^2, \quad (\text{A.8})$$

$$\hat{t} = \hat{t}_m - m_Q^2, \quad (\text{A.9})$$

$$\hat{u} = \hat{u}_m - m_Q^2. \quad (\text{A.10})$$

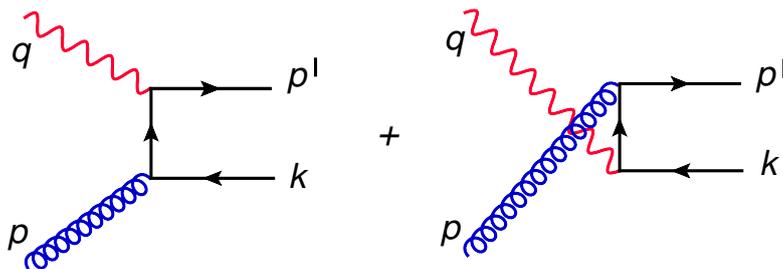


Figura A.1 - Interação fóton-glúon em um processo de fotoprodução direta. Fonte: própria.

com $\hat{s} = -\hat{t} - \hat{u}$, e considerando o fator de cor sendo $1/2$, tem-se

$$\hat{s} \frac{d^2 \hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow Q \bar{Q}}}{d\hat{t} d\hat{u}} = \pi \alpha_s \alpha e_Q^2 \left[\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{4m_Q^2 \hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} \left(1 - \frac{m_Q^2 \hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} \right) \right] \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}). \quad (\text{A.11})$$

Pode-se obter a seção de choque do sub-processo $\hat{\sigma}_{\gamma g}$ utilizado no processo de UPCs na contribuição direta. Já na contribuição resolvida de UPCs, as seções de choque dos sub processos $\hat{\sigma}_{gg}$ e $\hat{\sigma}_{q\bar{q}}$ podem ser obtidas da mesma forma [41, 42].

B APÊNDICE - Fotoprodução SPS direto (Cinemática)

Na colisão núcleo-próton Ap calcula-se somente a contribuição do fóton emitido pelo núcleo e o glúon saindo do próton. Nesse sentido no presente cálculo considera-se o fóton vindo da esquerda e o glúon vindo da direita, como pode-se observar na Figura B.1.

Para a análise cinemática, define-se os quadrimomentos: γ , quadrimomento do fóton vindo da esquerda, g , quadrimomento do glúon vindo da direita, p_1 , quadrimomento do quark pesado Q , e p_2 quadrimomento do antiquark pesado \bar{Q}

$$\gamma = (\xi\sqrt{s}/2, 0, 0, \xi\sqrt{s}/2), \quad (\text{B.1})$$

$$g = (x\sqrt{s}/2, 0, 0, -x\sqrt{s}/2), \quad (\text{B.2})$$

$$p_1 = (m_t \cosh(y_Q), \vec{p}_t, m_t \sinh(y_Q)), \quad (\text{B.3})$$

$$p_2 = (m_t \cosh(y_{\bar{Q}}), -\vec{p}_t, m_t \sinh(y_{\bar{Q}})), \quad (\text{B.4})$$

onde ξ é considerado como a fração de momento do fóton, x é a fração de momento do glúon dentro do próton, \sqrt{s} é a energia no referencial do centro de massa da colisão Ap , \vec{p}_t é o momento transversal do quark Q possui a informação dos momentos das coordenadas x e y na forma: $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, e m_t é a massa transversal, está relacionada com o p_t e a massa do quark pesado m_Q , na forma $m_t = \sqrt{p_t^2 + m_Q^2}$. Pode-se perceber nestes cálculos que o momento transversal do antiquark \bar{Q} é oposto e com sinal diferente ao do quark Q . Depois, por conservação de momento e energia na colisão, tem-se:

$$(\xi + x) \frac{\sqrt{s}}{2} = m_t (\cosh(y_Q) + \cosh(y_{\bar{Q}})), \quad (\text{B.5})$$

$$(\xi - x) \frac{\sqrt{s}}{2} = m_t (\sinh(y_Q) + \sinh(y_{\bar{Q}})) \quad (\text{B.6})$$

logo, substituindo $\sinh(y_{Q,\bar{Q}}) = \frac{e^{y_{Q,\bar{Q}}} - e^{-y_{Q,\bar{Q}}}}{2}$, e $\cosh(y_{Q,\bar{Q}}) = \frac{e^{y_{Q,\bar{Q}}} + e^{-y_{Q,\bar{Q}}}}{2}$, pode-se obter a seguinte relação,

$$\xi = \frac{m_t}{\sqrt{s}} [e^{y_Q} + e^{y_{\bar{Q}}}], \quad (\text{B.7})$$

$$x = \frac{m_t}{\sqrt{s}} [e^{-y_Q} + e^{-y_{\bar{Q}}}]. \quad (\text{B.8})$$

Na interação fóton-glúon, a massa invariante do Q e \bar{Q} está relacionada com o quadrimomento do fóton e do glúon da seguinte forma, $M_{Q\bar{Q}}^2 = \hat{s} = (\gamma + g)^2$, assim,

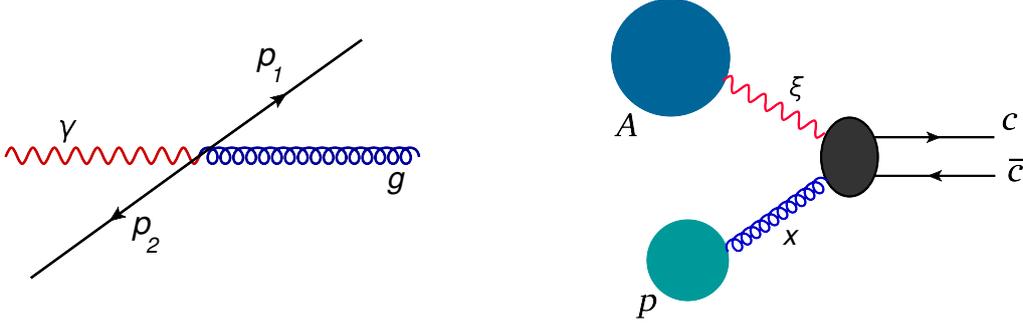


Figura B.1 - Na esquerda: interação fóton-glúon no referencial do centro de massa. Na direita: processo de fotoprodução direta na interação de um fóton com fração de momento ξ e um glúon com fração de momento x na produção de $c\bar{c}$. **Fonte: própria.**

pode-se encontrar a relação da massa invariante em função da rapidez do Q e \bar{Q} ,

$$M_{Q\bar{Q}}^2 = \hat{s} = x\xi s = 2m_t^2(1 + \cosh(y_Q - y_{\bar{Q}})). \quad (\text{B.9})$$

No cálculo da seção de choque integra-se nas variáveis cinemáticas dx e $d\xi$. No experimento precisa-se de variáveis mensuráveis como, as variáveis de rapidez y_Q e $y_{\bar{Q}}$, é necessário fazer uma mudança de variáveis, utilizando a jacobiana de transformação obtêm-se,

$$dx d\xi = \mathcal{J} dy_Q dy_{\bar{Q}} \rightarrow \mathcal{J} = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial y_Q} & \frac{\partial \xi}{\partial y_Q} \\ \frac{\partial x}{\partial y_{\bar{Q}}} & \frac{\partial \xi}{\partial y_{\bar{Q}}} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\frac{m_t}{\sqrt{s}} e^{-y_Q} & \frac{m_t}{\sqrt{s}} e^{y_Q} \\ -\frac{m_t}{\sqrt{s}} e^{-y_{\bar{Q}}} & \frac{m_t}{\sqrt{s}} e^{y_{\bar{Q}}} \end{vmatrix},$$

então, a troca de variáveis tem a forma,

$$\mathcal{J} = \left| \frac{2m_t^2}{s} \sinh(y_Q - y_{\bar{Q}}) \right|, \quad (\text{B.10})$$

$$dx d\xi = \left| \frac{2m_t^2}{s} \sinh(y_Q - y_{\bar{Q}}) \right| dy_Q dy_{\bar{Q}}, \quad (\text{B.11})$$

lembrando que y_Q é a rapidez do quark Q e $y_{\bar{Q}}$ é a rapidez do antiquark \bar{Q} .

Na eq. 2.72, conseguiu-se obter a jacobiana \mathcal{J}' para ir da variável t para a variável p_{\perp} com a seguinte relação,

$$\mathcal{J}' \equiv \frac{d\hat{t}}{dp_{\perp}^2} = \left| \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2\sqrt{\frac{\hat{s}}{4} - m_Q^2 - p_{\perp}^2}} \right|, \quad (\text{B.12})$$

utilizando a eq. B.9 na eq. B.12, pode-se chegar na seguinte equação,

$$\mathcal{J}' \equiv d\hat{t} = \left| \frac{1 + \cosh(y_Q - y_{\bar{Q}})}{\sinh(y_Q - y_{\bar{Q}})} \right| dp_{\perp}^2. \quad (\text{B.13})$$

Portanto, com estas duas jacobianas \mathcal{J} e \mathcal{J}' , tem-se por completo a mudança de variáveis cinemáticas para variáveis mensuráveis na seção de choque.

$$dx d\xi d\hat{t} = \mathcal{J} \mathcal{J}' dy_Q dy_{\bar{Q}} dp_{\perp}^2. \quad (\text{B.14})$$

Neste caso em específico, a mudança de variáveis será dada por:

$$dx d\xi d\hat{t} = x\xi dy_Q dy_{\bar{Q}} dp_{\perp}^2 \quad (\text{B.15})$$

C APÊNDICE - Fotoprodução SPS resolvido (Cinemática)

O processo SPS resolvido é similar ao estudado anteriormente, com a diferença que nesta caso considera-se a probabilidade que o fóton tenha uma estrutura similar a um hádron. Em consequência, os pártons dentro do fóton poderiam evoluir com a energia ou com pequeno fração de momento z , como pode-se observar na Figura C.1, assim este fóton pode ter uma função de distribuição partônica similar a que tem o próton.

O estudo cinemático deste processo é similar ao processo SPS direto, na qual define-se os quadrimomentos: g do glúon, p_1 do quark Q , p_2 do antiquark \bar{Q} e nesta oportunidade define-se o quadrimomento q , que é a fração de momento que tem o quark ou glúon dentro do fóton, como pode ser observado na Figura C.1.

$$q = z(\xi\sqrt{s}/2, 0, 0, \xi\sqrt{s}/2), \quad (\text{C.1})$$

$$g = (x\sqrt{s}/2, 0, 0, -x\sqrt{s}/2), \quad (\text{C.2})$$

$$p_1 = (m_t \cosh(y_Q), \vec{p}_t, m_t \sinh(y_Q)), \quad (\text{C.3})$$

$$p_2 = (m_t \cosh(y_{\bar{Q}}), -\vec{p}_t, m_t \sinh(y_{\bar{Q}})), \quad (\text{C.4})$$

onde ξ é a fração do momento do fóton, z é a fração de momento do quark ou glúon dentro do fóton, x é a fração de momento do glúon dentro do próton, \sqrt{s} é a energia no referencial do centro de massa da colisão Ap , p_t é o momento transversal do quark Q possui a informação dos momentos das coordenadas x e y na forma: $p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, e m_t é a massa transversal, está relacionada com o p_t e a massa do quark pesado m_Q , na forma $m_t = \sqrt{p_t^2 + m_Q^2}$. Pode-se perceber nestes cálculos que o momento transversal do antiquark \bar{Q} é oposto ao do quark Q .

Depois, por conservação de momento e energia na colisão, tem-se:

$$(z\xi + x)\frac{\sqrt{s}}{2} = m_t(\cosh(y_Q) + \cosh(y_{\bar{Q}})), \quad (\text{C.5})$$

$$(z\xi - x)\frac{\sqrt{s}}{2} = m_t(\sinh(y_Q) + \sinh(y_{\bar{Q}})) \quad (\text{C.6})$$

logo, substituindo $\sinh(y_{Q,\bar{Q}}) = \frac{e^{y_{Q,\bar{Q}}} - e^{-y_{Q,\bar{Q}}}}{2}$, e $\cosh(y_{Q,\bar{Q}}) = \frac{e^{y_{Q,\bar{Q}}} + e^{-y_{Q,\bar{Q}}}}{2}$, pode-se obter a seguinte relação,

$$z = \frac{m_t}{\xi\sqrt{s}} [e^{y_Q} + e^{y_{\bar{Q}}}], \quad (\text{C.7})$$

$$x = \frac{m_t}{\sqrt{s}} [e^{-y_Q} + e^{-y_{\bar{Q}}}]. \quad (\text{C.8})$$

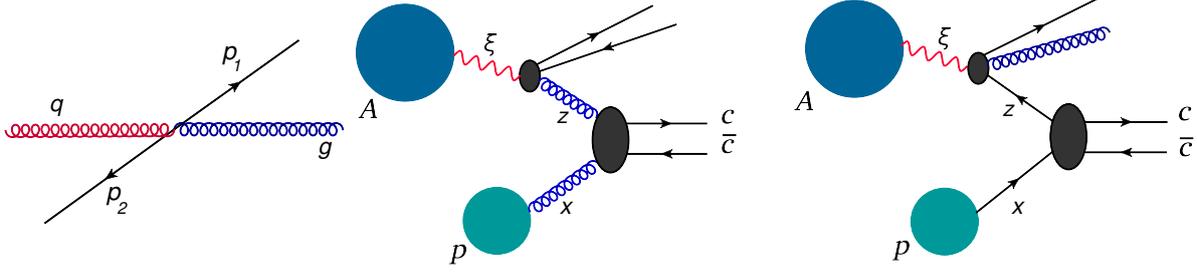


Figura C.1 - Na esquerda: interação glúon-glúon no referencial do centro de massa. No centro, processo de fotoprodução resolvida na interação de um glúon com fração de momento z e um glúon com fração de momento x na produção de $c\bar{c}$. Na direita: processo de fotoprodução resolvida na interação de um quark com fração de momento z e um quark com fração de momento x na produção de $c\bar{c}$. **Fonte: própria.**

Na interação fóton-glúon, a massa invariante do Q e \bar{Q} está relacionada com o quadrimomento do fóton e glúon da seguinte forma, $M_{Q\bar{Q}}^2 = \hat{s} = (q + g)^2$, assim, pode-se encontrar a relação da massa invariante em função da rapidez do Q e \bar{Q} ,

$$M_{Q\bar{Q}}^2 = zx\xi s = 2m_t^2(1 + \cosh(y_Q - y_{\bar{Q}})). \quad (\text{C.9})$$

No cálculo da seção de choque, integra-se nas variáveis cinemáticas de dx e dz . No experimento precisa-se de variáveis mensuráveis como, as variáveis de rapidez y_Q e $y_{\bar{Q}}$, é necessário fazer uma mudança de variáveis, utilizando a jacobiana de transformação obtêm-se,

$$dx dz = \mathcal{J} dy_Q dy_{\bar{Q}} \rightarrow \mathcal{J} = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial y_Q} & \frac{\partial z}{\partial y_Q} \\ \frac{\partial x}{\partial y_{\bar{Q}}} & \frac{\partial z}{\partial y_{\bar{Q}}} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\frac{m_t}{\sqrt{s}} e^{-y_Q} & \frac{m_t}{\xi\sqrt{s}} e^{y_Q} \\ -\frac{m_t}{\sqrt{s}} e^{-y_{\bar{Q}}} & \frac{m_t}{\xi\sqrt{s}} e^{y_{\bar{Q}}} \end{vmatrix},$$

então, a troca de variáveis tem a forma,

$$\mathcal{J} = \left| \frac{2m_t^2}{\xi s} \sinh(y_Q - y_{\bar{Q}}) \right|, \quad (\text{C.10})$$

$$dx dz = \left| \frac{2m_t^2}{\xi s} \sinh(y_Q - y_{\bar{Q}}) \right| dy_Q dy_{\bar{Q}}, \quad (\text{C.11})$$

lembrando que y_Q é a rapidez do quark Q e $y_{\bar{Q}}$ é a rapidez do antiquark \bar{Q} .

Na eq. 2.72, conseguiu-se obter a jacobiana \mathcal{J}' para ir da variável t para a variável p_{\perp} com a seguinte relação,

$$\mathcal{J}' \equiv \frac{dt}{dp_{\perp}^2} = \left| \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2\sqrt{\frac{\hat{s}}{4} - m_Q^2 - p_{\perp}^2}} \right|, \quad (\text{C.12})$$

utilizando a eq. C.9 na eq. C.12, pode-se chegar na seguinte equação,

$$\mathcal{J}' \equiv d\hat{t} = \left| \frac{1 + \cosh(y_Q - y_{\bar{Q}})}{\sinh(y_Q - y_{\bar{Q}})} \right| dp_{\perp}^2. \quad (\text{C.13})$$

Portanto, com estas duas jacobianas \mathcal{J} e \mathcal{J}' , tem-se por completo a mudança de variáveis cinemáticas para variáveis mensuráveis na seção de choque.

$$dx dz d\hat{t} = \mathcal{J} \mathcal{J}' dy_Q dy_{\bar{Q}} dp_{\perp}^2, \quad (\text{C.14})$$

Neste caso em específico, a mudança de variáveis será dada por:

$$dx dz d\hat{t} = xz dy_Q dy_{\bar{Q}} dp_{\perp}^2 \quad (\text{C.15})$$